

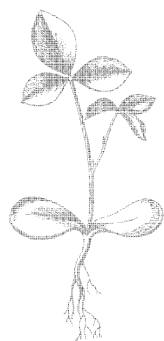
МИЛЛИМЕТРОВЫЕ
И
СУБМИЛЛИМЕТРОВЫЕ
ВОЛНЫ

Б 913965

МИЛЛИМЕТРОВЫЕ
И СУБ-
МИЛЛИМЕТРОВЫЕ
ВОЛНЫ

И * Л

*Издательство
иностранной
литературы*



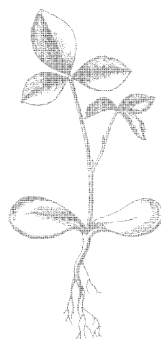
МИЛЛИМЕТРОВЫЕ И СУБМИЛЛИМЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ

СБОРНИК СТАТЕЙ

Под редакцией
канд. техн. наук
Р. Г. МИРИМАНОВА

ИЗДАТЕЛЬСТВО
ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Москва 1959



Scan AAW

АННОТАЦИЯ

В сборник включены почти все основные работы, появившиеся в течение последних 6 лет, по вопросам генерирования и усиления миллиметровых и субмиллиметровых волн. Основное внимание уделяется теоретическим и экспериментальным работам, посвященным изучению новых методов генерирования волн этих диапазонов, а также техническим разработкам генераторов и усилителей миллиметрового диапазона типа магнетронов, клистронов, ЛБВ, ЛОВ. Статьи содержат обширную библиографию и более 500 рисунков.

Сборник предназначен для научных работников, инженерно-технического персонала, преподавателей вузов и аспирантов, интересующихся вопросами генерирования и усиления миллиметровых и субмиллиметровых волн.

ОТ РЕДАКТОРА

Миллиметровыми волнами принято называть электромагнитные колебания с длинами волн от 10 до 1 мм. Электромагнитные колебания в диапазоне от 1 мм до длинноволновой границы инфракрасного излучения обычно называются субмиллиметровыми волнами.

За последние годы во многих странах наблюдается значительный интерес к результатам научных исследований этих диапазонов, так как освоение их открывает широкие перспективы перед многими областями науки и техники. Это относится в первую очередь к важнейшим областям физики, которые изучают атомное ядро, явления, происходящие при низких температурах, газовый разряд, физические свойства твердого тела, физику плазмы и связанные с ней условия осуществления управляемых термоядерных реакций, а также к таким областям техники, как радиолокация, радиорелейная связь, дальняя широкополосная волноводная связь, телевидение, радиотелемеханика, радионавигация и др.

Проблема генерации, усиления и преобразования волн миллиметрового, а тем более субмиллиметрового диапазона является одной из наиболее трудных проблем современной радиотехники.

Несмотря на длительный срок, прошедший со времени проведения первых физических экспериментов в этой области, освоение миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов в настоящее время находится все еще в начальной стадии. Как известно, первые физические опыты в области миллиметровых волн относятся еще к 1895 г., когда известный русский физик П. Н. Лебедев впервые построил искровой генератор, работавший на волне 6 мм. Через 25 лет (в 1920 г.) американцы Никольс и Тир с помощью аналогичной аппаратуры получили колебания с длиной волны 0,22 мм. Несколько лет спустя (в 1924 г.) А. А. Глаголева-Аркадьева начала свои обширные исследования в диапазоне субмиллиметровых волн, применяя предложенный ею так называемый массовый излучатель, в котором металлические частицы в масле направлялись с помощью вращающегося колеса в область искрового разряда. При этих исследованиях, продолжавшихся до 1943 г., наиболее короткой измеренной волной была волна длиной 0,129 мм.

Предпринимались также попытки использования в качестве генератора миллиметровых и субмиллиметровых волн ртутно-кварцевой лампы, длинноволновый спектр которой был прослежен методами инфракрасной спектроскопии до 0,4 мм. Однако ввиду незначительной мощности, нестабильности и ряда других причин возможность использования всех перечисленных источников колебаний миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, даже для лабораторных целей, очень невелика.

Дальнейшие усилия ученых ряда стран были направлены на получение источников незатухающих колебаний для этих диапазонов в виде специальных электронных ламп. Особенно большие усилия в этом направлении были затрачены за последние 10—15 лет.

Большинство появившихся за этот период источников миллиметровых колебаний относится к типу резонансных. Разработка резонансных систем в этом диапазоне сопряжена с целым рядом принципиальных трудностей, которые в коротковолновой части миллиметрового диапазона становятся непреодолимыми. Перечислим основные из них.

1. Размеры резонаторов становятся очень малыми, так как объем резонатора, как известно, пропорционален λ^3 . В результате изготовление их становится все более затруднительным.

2. Уменьшение размеров резонаторов требует увеличения плотности тока с катода пропорционально квадрату длины волны.

3. Для получения ощутимой величины мощности необходимо настолько увеличить интенсивность поля в резонаторах, что возникает автоэлектронная эмиссия с поверхности резонаторов, вызывающая дополнительные затруднения.

4. С уменьшением размеров резонаторов значительно снижается их добротность и ухудшаются условия теплоотвода.

В результате перечисленных ограничений существующие монохроматические источники миллиметровых колебаний резонансного типа работают удовлетворительно только на волнах, длина которых превышает 2,5 мм. Значительные усилия, затраченные на продвижение в направлении более коротких волн с помощью резонансных систем, пока не увенчались успехом. Как показал опыт последних лет, для успешного решения проблемы генерирования миллиметровых волн, очевидно, необходимо использование принципиально новых методов.

Среди многочисленных работ, опубликованных за последние 10—15 лет и посвященных поискам новых методов, ведущее место занимают работы советского физика чл.-корр. АН СССР В. Л. Гинзбурга. В этих работах указана возможность генерации миллиметровых и субмиллиметровых волн, используя эффекты Доплера и Черенкова. Работы В. Л. Гинзбурга вызвали огромный интерес среди ученых многих стран, в результате чего за последние годы в зарубежной периодической научной литературе появилось множество статей, посвященных теоретическим и экспериментальным исследованиям в этой области. Наряду с этим работы В. Л. Гинзбурга стимулировали развитие новой области электроники с.в.ч.— так называемой релятивистской электроники, или электроники быстрых электронных потоков.

В этой области намечаются совершенно новые перспективы создания мощных источников излучения, в частности, в связи с тем, что релятивистские электронные потоки обладают большой энергией. Мощные импульсные источники излучения можно получить, по-видимому, даже при слабой связи между потоком и системой. Одной из самых важных и в то же время самых трудных задач, возникающих при осуществлении генераторов миллиметровых и субмиллиметровых волн, основанных на эффектах Доплера и Черенкова, является задача формирования электронного потока.

Для получения значительной мощности поток электронов должен состоять из множества непрерывно следующих друг за другом пакетов с большой плотностью зарядов. Линейные размеры пакетов должны быть значительно меньше длины волны излучаемых колебаний и почти во всем рассматриваемом диапазоне должны составлять доли миллиметра.

Хотя вопросы группирования электронного потока в пакеты имеют очень важное значение для решения проблемы генерации миллиметровых и субмиллиметровых волн, однако до сих пор они весьма слабо освещались в зарубежной периодической литературе.

В настоящее время функции группирующих устройств выполняются линейными ускорителями и группирователями клистронного типа. Применение таких средств, очевидно, следует считать временной мерой, так как ни линейный ускоритель, ни клистрон не обладают свойством группирования электронного потока в той степени, в какой это нужно для генерации миллиметровых и тем более субмиллиметровых волн.

Из многочисленных новых направлений, по которым ведутся поиски и исследования новых принципов генерирования волн миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, укажем еще одно, которое, несомненно, заслуживает большого внимания. Речь идет о применении молекулярных систем для целей генерации и усиления колебаний в рассматриваемом диапазоне. К таким системам относятся прежде всего генераторы, в которых используются молекулярные пучки и газообразный аммиак или цезий. В этих системах генерация миллиметровых и субмиллиметровых волн осуществляется на дискретных частотах путем использования переходов между энергетическими состояниями, сравнительно далеко отстоящими друг от друга. Представляют значительный интерес также системы, в которых используются парамагнитные спины. Частота излучаемых ими колебаний определяется напряженностью приложенного постоянного подмагничивающего поля. Такие системы требуют высокочастотного возбуждения. Но поскольку частота возбуждающих колебаний может не совпадать с частотой генерируемых, в качестве источников вспомогательной энергии можно использовать генераторы сантиметрового диапазона.

Обычно молекулярные системы обладают очень малым уровнем шумов по сравнению со всеми другими известными генераторами, а колебания их отличаются очень высокой стабильностью. Хотя мощности таких генераторов составляют ничтожные доли ватта, однако указанные выше преимущества свидетельствуют об их большой перспективности.

В предлагаемый вниманию советского читателя сборник включены почти все основные работы, появившиеся в течение последних 6 лет, по 1957 г. включительно, в зарубежной периодической научной литературе по вопросам генерирования и усиления миллиметровых и субмиллиметровых волн, а также по некоторым смежным вопросам, например, по группированию электронов.

В сборнике представлены важнейшие теоретические и экспериментальные работы, посвященные изучению новых методов генерирования миллиметровых и субмиллиметровых волн. Наряду с этим в нем содержатся почти все значительные работы, описывающие технические разработки генераторов и усилителей для миллиметрового диапазона волн типа магнетронов, клистронов, ЛБВ, ЛОВ.

В целом сборник дает достаточно полное представление о современном уровне научных и технических знаний в этой новой, исключительно важной области радиотехники.

Сборник состоит из четырех частей. Часть I содержит весьма обстоятельный обзор развития принципов построения современных электровакуумных приборов для с.в.ч. известного французского ученого Р. Варнеке, представленный Международному конгрессу по электронике и телевидению в Милане в 1954 г. В обзоре анализируются некоторые работы, посвященные диапазону миллиметровых волн, что облегчает знакомство с материалом, изложенным в последующих статьях. К сожалению, в этом обзоре почти совсем не отражены работы советских авторов.

В часть II включены теоретические исследования новых методов генерирования миллиметровых и субмиллиметровых волн, причем большая их часть посвящена эффекту Черенкова.

В части III представлены статьи, описывающие экспериментальные исследования различных принципов генерирования миллиметровых и субмиллиметровых волн, а также ряд работ, опубликованных в течение последних двух лет, по методам группирования и ускорения электронов.

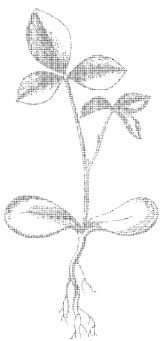
Последняя, часть IV содержит статьи, излагающие результаты экспериментальных исследований, связанных с конкретными разработками генераторов и усилителей миллиметрового диапазона волн типа магнетронов, клистронов, ЛБВ, ЛОВ.

Приведенная в статьях обширная библиография охватывает большой объем периодической литературы как по основным рассмотренным вопросам, так и по многим смежным, лишь кратко освещенным авторами.

Можно надеяться, что сборник будет полезен широкому кругу физиков, инженеров, студентов, аспирантов и научных работников, интересующихся диапазонами миллиметровых и субмиллиметровых волн и их практическим освоением.

Р. Мириманов

ЧАСТЬ I



ЭВОЛЮЦИЯ ПРИНЦИПОВ ДЕЙСТВИЯ СОВРЕМЕННЫХ ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫХ ПРИБОРОВ ДЛЯ С. В. Ч¹⁾

Варнеке

ВВЕДЕНИЕ

Излучение весьма коротких электромагнитных волн, дециметровых, сантиметровых и миллиметровых, известных в настоящее время под названием микроволн,— явление не новое в истории науки. Чтобы убедиться в этом, достаточно вспомнить, что Герц в 1888 г. доказал с помощью волн длиной приблизительно 60 см тождественность свойств и полную аналогию электромагнитных и световых колебаний, установив таким образом правильность теории Максвелла. В связи с этим следует также вспомнить, что в 1895 г. профессор Московского университета П. Н. Лебедев получил волны длиной 0,6 см при помощи искрового генератора, а в 1920 г. Николь и Тир воспользовались аналогичным источником («некогерентным» источником) для возбуждения волн длиной 0,22 мм (220 мк) и достигли таким образом инфракрасной области электрическим методом.

Несмотря на то, что Цендлер еще в 1892 г. высказал идею об использовании электронной лампы совместно с колебательным контуром высокой частоты в качестве индикатора колебаний Герца, только 30 лет спустя был найден способ применения электронной лампы для генерирования незатухающих монохроматических волн, таких же коротких, как и волны, которыми пользовался Герц в своих известных опытах.

Первой электронной лампой, работающей в диапазоне с.в.ч., был триод Фореста, сконструированный в соответствии с требованиями для работы на длинных волнах и функционировавший в своеобразном режиме, допускавшем колебательные движения электронов в межэлектродном пространстве. Вскоре была установлена возможность возбуждения колебаний с.в.ч. с помощью магнетронов и диода. По мере проведения дальнейших исследований преимущества обыкновенного триода на длинных и средних волнах сделались очевидными и возник вопрос об их применении в диапазоне с.в.ч. Поскольку вначале возможность практического применения ультракоротких волн во многих областях казалась перспективной, а впоследствии не вызывала никакого сомнения, были проведены многочисленные исследования, которые привели не только к усовершенствованию прежних типов ламп, но и к постепенному созданию новых приборов, базирующихся на совершенно новых принципах. За этим периодом случайных и подчас эмпирических открытий последовал период изобретений, реализовывавших вполне определенные идеи, посвященные разработке новых ламп.

Действие современных электронных ламп в диапазоне с.в.ч. основано на взаимодействии потока электронов с электрическим полем стоячей волны в объемном резонаторе или с полем бегущей волны в замедляющей системе. Может показаться странным, что потребовалось столько времени, чтобы достигнуть этих результатов. Действительно, явления распространения волн в металлической трубке и колебаний в объемном резонаторе с высокой добротностью были предугаданы исходя из уравнений Максвелла при соответствующих

¹⁾ W a r n e c k e R., Convegno di elettronica e televisione, Milano, 2, 706, 1954.

граничных условиях. Рэлей в 1897 г. подробно исследовал первое из этих явлений, на которое указывал Дж. Дж. Томпсон еще в 1893 г. Несколько лет спустя Гандрос и Дебай разработали теорию передачи электрических колебаний по диэлектрическим линиям, которая была экспериментально подтверждена Шривером в 1920 г.

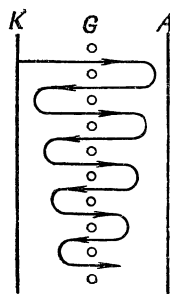
В настоящем сообщении рассматриваются важнейшие исследования, проведенные за прошедший период, в особенности изыскания, которые являются наиболее важными для практического применения.

Принципы, на которых основана работа современных ламп в диапазоне с.в.ч., не обеспечивают получения всех желаемых свойств их, в частности они не позволяют значительно увеличить номинальную частоту ламп, как хотелось бы, и получить при этом требуемый уровень полезной мощности. В заключение высказываются некоторые новые соображения относительно преодоления этих трудностей.

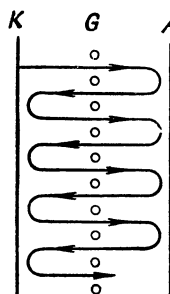
ОСНОВНЫЕ ОТКРЫТИЯ И НАБЛЮДЕНИЯ

Триод с «пространственными колебаниями»

Баркгаузен в 1919 г. наблюдал, что колебания очень коротких волн возбуждались при помощи обыкновенных триодов, когда сетка находилась под положительным потенциалом по отношению к аноду и катоду. Он установил совместно с Курцем [12], что эти колебания появляются в результате движения электронов внутри триода, и предположил следующий механизм возбуждения колебаний: электроны ускоряются в постоянном поле между катодом и сеткой и, пройдя через сетку, испытывают воздействие тормозящего поля между сеткой и анодом, которое возвращает их обратно. Пройдя снова через сетку, они вновь тормозятся, возвращаются и колеблются вокруг сетки до тех пор, пока не попадут на нее. Это напоминает движение маятника — движение, соответствующее колебаниям, которые зависят не от внешних условий, а от разности потенциалов и расстояния между электродами (фиг. 1а).



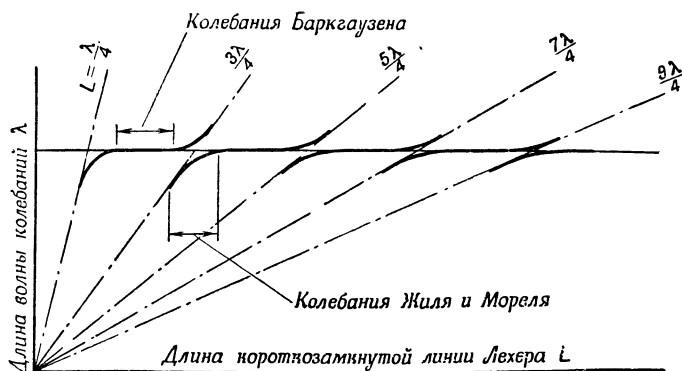
Фиг. 1а. Колебания Баркгаузена.



Фиг. 1б. Колебания Жилья и Мореля.

Жиль и Морель [13] в 1922 г. показали, что частота колебаний, вырабатываемых триодом с положительной сеткой, зависит главным образом от параметров внешних контуров и почти не зависит от времени пролета, определяемого постоянным напряжением и расстоянием между электродами. Вначале предполагалось, что открыто совершенно новое явление. В настоящее время установлено, что обе формы колебаний, о которых идет речь, обусловлены одной и той же основной причиной. В самом деле, периодичность может иметь место лишь при нарушении однородности электронного потока, т. е. при группировке электронов. Чтобы объяснить эту группировку, совершенно необходимую для превращения энергии источников постоянного тока в высокочастотную энергию, следует иметь в виду, что электроны, эмитированные в разное время, при своем движении оказываются под различным воздействием переменного напряжения на электродах. Объяснить эти явления можно лишь при условии, что удастся определить параметры контура, на границах которого они возникают. Если предположить наличие колебательного контура между катодом и анодом, между сеткой и корпусом, между сеткой и анодом или между катодом и сеткой, то можно найти объяснение для наблюдаемых явлений — объяснение, которое основано на использовании понятия «сортировки» или «фазового группирова-

ния». Траектории, схематически изображенные на фиг. 1б, показывают, что частота колебательного движения имеет тенденцию возрасти по сравнению с частотой, определяемой только постоянным напряжением. Условие резонанса между колебаниями электронов и колебаниями контура не может быть соблюдено в точности ввиду непостоянства этих частот. В результате устанавливаются колебания, частота которых расположена в полосе собственных частот колебаний электронов и в то же время зависит от настройки контура. Если контур образован короткозамкнутой линией Лехера, как, например, в опытах Жилия и Мореля, и длина этой линии изменяется, то ее импеданс проходит через



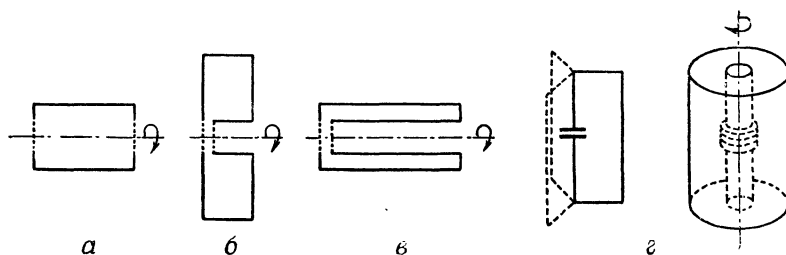
Ф и г. 2. График, характеризующий влияние заряда на колебания в триоде с положительной сеткой.

ряд максимумов, величина которых определяется потерями. Вблизи соответствующих значений длины линии лампа генерирует с частотой, близкой к частоте резонансного контура и более высокой, чем частота Баркгаузена; для промежуточных значений длины влияние импеданса на частоту уменьшается и соответствующая длина волны определяется главным образом постоянным напряжением. В соответствии с этим упрощенным объяснением на фиг. 2 показано, как длина линии определяет характер колебаний триода с положительной сеткой и как от колебаний Баркгаузена можно перейти к колебаниям Жилия и Мореля. Первые соответствуют лампе с малым зарядом сетки, вторые — лампе с относительно большим зарядом сетки.

Лампы с положительной сеткой вследствие весьма ограниченной мощности, которую они могут дать (несколько милливатт на волне 10 см), в настоящее время не представляют практического интереса, но в прошлом они сыграли важную роль. Фактически с их помощью были осуществлены в период 1934—1935 гг. первые кабельные линии связи [24] и радиолокационные установки [27], а также были получены в 1937 г. первые незатухающие колебания на волнах короче 1 см [36]. Говоря о развитии принципов действия ламп, необходимо отметить, что вопрос о введении электродов в контуры с распределенными постоянными, выполненные в виде полых резонаторов, рассматривался главным образом с точки зрения увеличения мощности ламп с положительной сеткой, а не в связи с разработкой ламп с модуляцией скорости, как это часто предполагают.

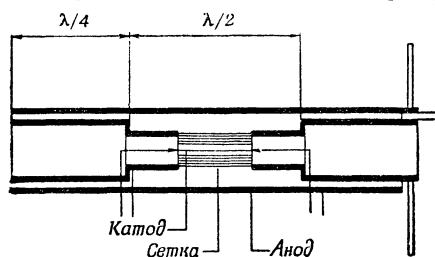
Для очень высоких частот, например на сантиметровых волнах, обычные колебательные контуры, состоящие из катушки индуктивности и емкости, совершенно неприменимы: они почти неосуществимы механически из-за малых габаритов их наружных деталей, а также вследствие уменьшения индуктивности и увеличения потерь (на излучение и джоулевы потери). В связи с этим их сопротивление слишком мало для обеспечения правильного согласования с эффективным сопротивлением электронных пучков. Принципиально в этом случае безразличен метод управления используемым катодом; каков бы он ни

был для работы лампы на сверхвысоких частотах, она должна быть снабжена резонансными системами, принципиально отличающимися от обычных колебательных контуров. Удовлетворительный результат был получен путем использования явлений электростатической индукции для обмена энергией между электронами и высокочастотными полями и возбуждения этих полей между электродами, непосредственно (т. е. без соединительных проводов) входящими

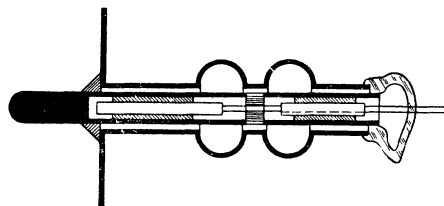


Ф и г. 3. Схематические изображения объемных резонаторов.

в состав резонансных элементов с распределенными постоянными и выполняющими аналогично классическим контурам роль накопителей электромагнитной энергии и преобразователей импедансов между пучком с высоким импедансом и зарядом, имеющим низкий импеданс, но сохраняющим на высоких частотах большое резонансное сопротивление и значительную добротность. Эти резонансные системы обыкновенно представляют собой объемные резонаторы с отверстиями в стенках для пропускания электронов (фиг. 3, а); в некоторых



Ф и г. 4. Конструкция лампы с положительной сеткой, включенной в коаксиальную линию (фр. пат. 776219 [148]).

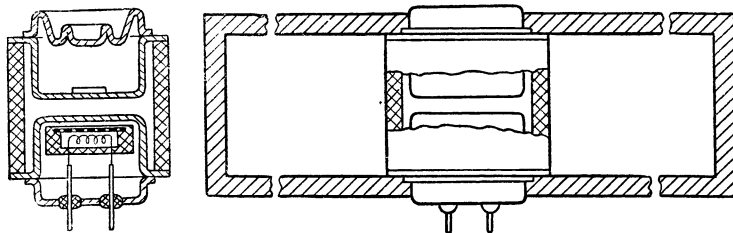


Ф и г. 5. Конструкция лампы с положительной сеткой, помещенной в объемный резонатор со специальным профилем (фр. пат. 789141 [152]).

случаях они имеют форму, приближающуюся к замкнутым отрезкам коаксиальной линии (фиг. 3, б и в). Следует отметить, что такие резонаторы можно рассматривать как предел того, что можно получить на основе обычного колебательного контура, если к нему добавлять параллельно соединенные петли из провода до тех пор, пока они не сольются друг с другом (фиг. 3, г). Для более правильного понимания происходящих в них явлений эти контуры должны рассматриваться как ограниченные отрезки волноводов, которые были разработаны для связи на с.в.ч. [11].

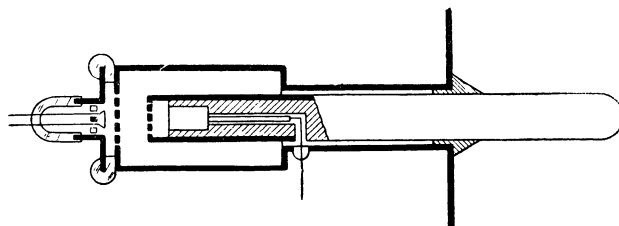
Идея совмещения таких контуров с электродами ламп с положительной сеткой, а также описание рациональных конструктивных форм этих контуров подробно изложены в некоторых немецких патентах, выданных в 1933—1936 гг. (см. например, [148, 149, 152]). В некоторых из этих патентов имеются сведения об использовании в триодах пространственного заряда. Рассматриваются механизм установления колебаний в таких приборах с помощью электронного разряда, проходящего через внутреннее электромагнитное поле (фиг. 4), а также применение специального профиля стенок, уменьшающего величину угла пролета и одновременно обеспечивающего вакуум (фиг. 5 и 6). Одним из

первых и наиболее эффективных применений лампы с положительной сеткой, электроды которой непосредственно включаются в полый резонатор, является, по всей вероятности, лампа, называемая «Резотанк», описанная в 1938 г. Аллердингом, Далленбахом и Клейштейбером, которые показали, что на волне около 15 см может быть получена значительная для того времени полезная мощность порядка 2 Вт [38].



Ф и г. 6. Конструкция лампы с положительной сеткой и с герметически впаянными дисками, встроенная в резонатор (ам. пат. 2226653 Аллердинга и Далленбаха).

Другим важным усовершенствованием в лампах с положительной сеткой явилось, как и можно было ожидать, отделение высокочастотного пространства взаимодействия от пространства торможения. В этом усовершенствованном устройстве, описанном в немецком патенте фирмы «Пинч» [153] в 1935 г., предусматривалась конструкция, представленная на фиг. 7. Основные черты



Ф и г. 7. Конструкция лампы с пространственными колебаниями и выходом неискаженной мощности высокой частоты (герм. пат. 665619 [153]).

ее совпадают с характерными особенностями конструкции лампы, известной под названием «отражательный клистрон», появившейся в результате независимо проведенных более поздних разработок. Сходство фиг. 7 и 28 в этом отношении показательно.

Первые магнетроны—генераторы в диапазоне с. в. ч.

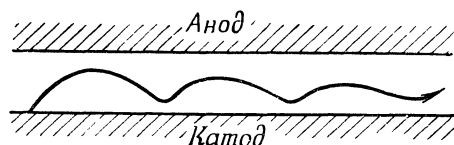
В 1921 г. Халл показал и исследовал возможность управления электронным потоком, движущимся между катодом и анодом цилиндрического диода с помощью магнитного поля, направленного перпендикулярно к постоянному электрическому полю. В результате он заменил отпирающее и запирающее электростатическое действие в лампе с тремя электродами де Форэ отклоняющим действием магнитного поля, напряженность которого регулируется извне.

Цасек первым установил, что магнетрон может служить генератором в диапазоне с.в.ч.; он показал в 1924 г., что диод с таким же сплошным анодом, как и в лампе Халла, вдоль оси которого приложено магнитное поле, может генерировать колебания, аналогичные наблюдавшимся Баркгаузеном в триодах с положительной сеткой [14]. В том же году Габанн, изучая методы получения отрицательных сопротивлений (не прибегая при этом ко вторичной эмиссии), предложил применять в магнетроне разрезной анод как один из возможных

вариантов электродных систем и получил колебания, которые по своему характеру отличались от применявшихся ранее [15].

В результате этих открытий были найдены два совершенно различных принципа, на основе которых можно было использовать магнетрон в качестве генератора. На этих принципах основана работа магнетрона с электронными колебаниями (или с циклотронной частотой) и магнетрона — возбудителя колебаний с отрицательным сопротивлением.

Магнетрон с электронными колебаниями (или с циклотронной частотой) [68]. Колебания, подобные тем, которые наблюдал Цасек, происходят при магнитном поле, близком к критическому (полю отсечки); частота их не зависит от внешнего контура, включенного между анодом и катодом, но является функцией приложенного магнитного поля, напряжения на аноде и его диаметра. Установлено также, что эти колебания являются наиболее сильными на длинах волн, определяемых соотношением вида $\lambda = K/B$, где K — постоянная величина, а B — напряженность магнитного поля.



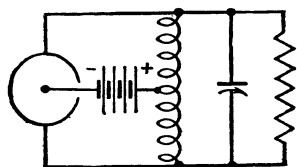
Ф и г. 8. Траектория электрона с наиболее выгоднейшей фазой в магнетроне с электронными колебаниями.

В 1928 г. Яги [17] показал, что период колебания равен времени пролета электрона с катода на анод и обратно, и вывел формулу для рабочей длины волны $\lambda = 2c\tau$, где $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек; τ — время пролета между катодом и анодом. Пользуясь уравнением циклоидального движения электрона, заимствованным из теории Халла, Окабе рассчитал, что постоянная K должна быть равна 10 650, а из эксперимента получил значение K , равное 13 000 [18]. Принцип действия этого прибора, название которого обусловлено тем, что частота колебаний приблизительно соответствует «циклотронной частоте» $\omega_c = (e/m)B$, состоит в следующем. Допустим, что электроны перемещаются в постоянных полях — радиальном электрическом и аксиальном магнитном — и в высокочастотном радиальном поле. В этом случае электрон, покидающий катод в фазе, позволяющей ему приобрести энергию при движении в направлении анода, приобретает также энергию во время обратного пролета и возвращается на катод с некоторым избытком энергии. Затем такой электрон поглощается катодом, вместо того чтобы продолжать пробег, во время которого он мог бы приобрести дополнительную энергию за счет высокочастотного поля. С другой стороны, электрон, покидающий катод в противоположной фазе, теряет энергию во время того же процесса и, как показано на фиг. 8, относящейся к системе плоских электродов, после первого пробега возвращается к аноду, не достигнув катода, описывая дугу меньшего радиуса, и, оставаясь в той же фазе, продолжает терять энергию. Это явление продолжается до тех пор, пока вся энергия электрона не будет передана высокочастотному полю. Если электрон в этот момент не удалить из пространства взаимодействия, то он возобновит в дальнейшем свое вращательное движение за счет высокочастотной энергии. Чтобы удалить такие электроны из этого пространства, было решено отклонить магнитное поле от осевого направления или поместить соответствующие электроды на концах лампы. Это дает определенный выигрыш по высокочастотной энергии.

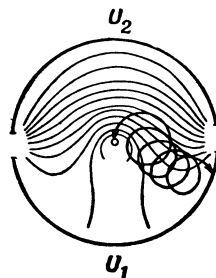
Были сконструированы магнетроны с разрезными анодами, использующие электронные колебания. В этом случае воздействие тангенциальных составляющих высокочастотного поля на электроны преобладает над воздействием ради-

альных составляющих, но условие, определяющее колебание, остается тем же, а именно: наличие резонанса между частотой изменения поля и частотой составляющей вращательного движения электронов. В связи с тем что удаление в надлежащий момент электронов затруднительно, особенно когда катод имеет значительную поверхность, такие магнетроны имеют относительно низкий к. п. д., порядка 10 — 15%; в связи с этим данный принцип в настоящее время практически больше не применяется, однако следует отметить, что благодаря очень малым размерам анода он был использован для получения колебаний с частотами, достигающими почти 200 000 Мгц [32].

Магнетрон с отрицательным сопротивлением [68]. Наиболее известная конструкция магнетрона состоит из катодной нити и коаксиального анода, разделенного на два сегмента, между которыми включен контур высокой частоты



Ф и г. 9. Схема магнетрона с отрицательным сопротивлением.



Ф и г. 10. Траектория электрона в магнетроне с отрицательным сопротивлением ($U_2 > U_1$).

(фиг. 9). В случае колебаний, называемых колебаниями с отрицательным сопротивлением, время пролета электронов с катода на анод не может быть малым по сравнению с периодом колебаний, допускаемых контуром. Отрицательное сопротивление обусловлено тем, что при некоторых условиях траектории большинства электронов примыкают к сегменту с более низким потенциалом независимо от того, к какому сегменту они направлялись первоначально. Эти электроны движутся в направлении, противоположном направлению составляющей высокочастотного поля, отдавая при этом последнему часть энергии, полученной от постоянного поля. Когда электрон попадает в область с низким потенциалом, радиус кривизны его траектории уменьшается, заставляя его вернуться к катоду; таким образом, он может описать одну или несколько петель, прежде чем попадет на сегмент в большинстве случаев с более низким потенциалом (фиг. 10). С другой стороны, если электрон направлялся первоначально к сегменту с более низким потенциалом, но прошел через щель под высоким потенциалом, радиус кривизны его траектории увеличился и электрон в этом случае может обогнуть катод. На основе этого принципа, изученного, в частности, Мегоу [21] и Килгором [33], были разработаны лампы, дающие до 100 Вт полезной мощности при к. п. д., равном 25%, на частоте порядка 1000 Мгц. Однако в связи с тем, что при этом требовалось магнитное поле значительно выше критического, этот метод сейчас не применяется.

Магнетрон с бегущей волной. Другой способ возбуждения колебаний с в. ч. при помощи магнетрона с разрезным анодом был предложен Постумсом в 1935 г. Он осуществлен в так называемом магнетроне с бегущей волной, в котором существует равенство между средней скоростью перемещения электронов и скоростью одной из волн, на которые может быть разложено высокочастотное взаимодействующее поле [26]. Принцип, изложенный ниже, аналогичен принципу, на котором основано действие хорошо известных многорезонаторных

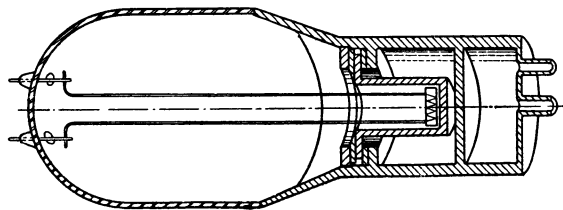
магнетронов. В большей мере он соответствует принципу действия магнетрона с отрицательным сопротивлением, описанному выше. Оба вида различаются лишь соотношениями между угловой частотой бегущей волны и циклотронной частотой; в магнетроне с отрицательным сопротивлением магнитное поле настолько велико, что во время циклотронного периода бегущая волна остается почти неподвижной. Для тех же частот магнитное поле, необходимое при методе бегущей волны, гораздо слабее, чем то, которое требуется для возбуждения колебаний с отрицательным сопротивлением, и, несмотря на то, что магнитное поле может быть близко к значению, необходимому для генерирования колебаний циклотронного типа, оно не совпадает с критическим. Потенциал анода при этом уменьшается, поэтому колебания возникают до наступления отсечки.

До того как многорезонаторный блок был введен внутрь вакуумной оболочки, одним из наиболее эффективных магнетронов с бегущей волной оказался магнетрон, разработанный Гуттоном и Берлином в 1936—1939 гг. [41], в котором высокочастотный контур состоит в основном из анодных сегментов, расположенных в чередующемся порядке. Впервые в этом магнетроне был применен оксидный катод большого диаметра, который позволил в дальнейшем увеличить высокочастотную мощность [70].

Из трех рассмотренных типов магнетронов последний работает в наиболее благоприятном режиме: высокий к.п.д. (при отсутствии специального отклоняющего магнитного поля), небольшая интенсивность магнитного поля, хорошая стабильность в широком диапазоне изменения условий питания и нагрузки. Следовательно, магнетрон этого типа наиболее целесообразно применять в случаях, когда требуется получение большой мощности в импульсном режиме.

Диод—генератор

Самая простая электронная лампа — диод — в определенных условиях может выполнять роль генератора в диапазоне с.в.ч. Бенхем [16] впервые указал в 1928 г. на явление, которое имеет место при известных величинах угла пролета электронов в случае введения отрицательного сопротивления при помощи разряда между электродами. Независимо от того, будет ли электронный поток ограничен катодной эмиссией или действием пространственного заряда,



Ф и г. 11. Конструкция генераторного диода Левеллина и Боуена с электродами в объемном резонаторе [47].

в контуре, восстанавливающем необходимый при резонансе импеданс между двумя электродами, колебания могут непрерывно поддерживаться. Наиболее эффективно этот принцип был применен Левеллином и Боуеном незадолго до второй мировой войны путем помещения катода и анода в объемный резонатор, как изображено на фиг. 11. В результате была получена полезная мощность порядка нескольких сот милливольт на волне длиной около 10 см [47]. Значение этого принципа заключается не в практических результатах, к которым он приводит. Эти результаты были незначительны и, во всяком случае, уступали результатам, полученным с двумя другими системами из существовавших в то время. Диод представляет интерес для подробных теоретических исследований,

возможных благодаря простоте схемы. Результаты этих исследований можно было использовать в других областях. Основные из них приводятся ниже.

Изменение характеристик электронных ламп на высоких частотах [43, 60].

Если частота возбуждающего напряжения (например, переменного напряжения, налагаемого на постоянное напряжение на аноде диода) достаточно высока, чтобы продолжительность пребывания электрона в межэлектродном пространстве составляла значительную часть периода, то можно считать, что электроны, которые в данный момент находятся в этом пространстве, испускаются в различные моменты периода колебаний. С другой стороны, эти электроны под воздействием переменных полей имеют различные скорости по длине пролета и стремятся приблизиться или удалиться друг от друга. Эти два явления определяют наличие «пакетов» электронов в межэлектродном пространстве, составляющих конвекционный ток в данный момент времени. Местные неоднородности электронного потока приводят к возникновению тока смещения, отличного от тока, связанного с емкостью электродов. Ток смещения, «продолжаясь» в электродах в виде тока проводимости, изменяет характеристики лампы так, что лампа становится более низкочастотной.

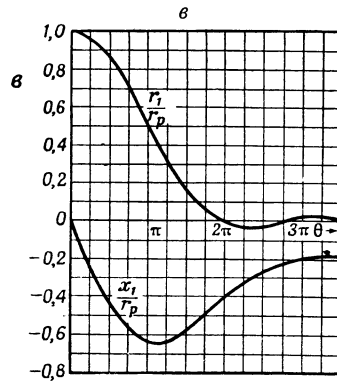
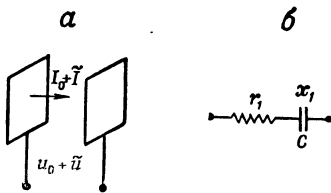
Рассматриваемые изменения проявляются в том, что уравнение $I = \rho v$, которое выражает плотность тока в одномерном межэлектродном пространстве в случае, когда приложена только постоянная разность потенциалов, заменяется уравнением

$$I = \rho v + \epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}$$

где I — плотность полного тока, постоянная и независимая от абсциссы x . Это уравнение можно переписать в следующем виде:

$$I = \epsilon_0 \left(\frac{\partial E}{\partial x} \frac{dx}{dt} + \frac{\partial E}{\partial t} \right),$$

принимая во внимание исходное уравнение для дивергенции $\partial E / \partial x = \rho / \epsilon_0$, которое применимо для случая быстро изменяющегося поля. Оно позволяет определить, по крайней мере при малых сигналах, эквивалентную схему диода с током, ограниченным пространственным зарядом. Из этих условий и при ничтожно малых начальных скоростях (фиг. 12, а) находятся параметры



Фиг. 12. Схематичное изображение (а) и эквивалентная схема (б) диода, действующего на с. в. ч. с током, ограниченным пространственным зарядом в случае малых сигналов $\tilde{u} \ll U_0$; $\tilde{I} \ll I_0$. Кривые параметров диода (в).

$$\theta = \omega T, \quad r_0 = \frac{U_0}{I_0}, \quad r_p = \frac{dU_0}{dI_0} = \frac{2}{5} r_0.$$

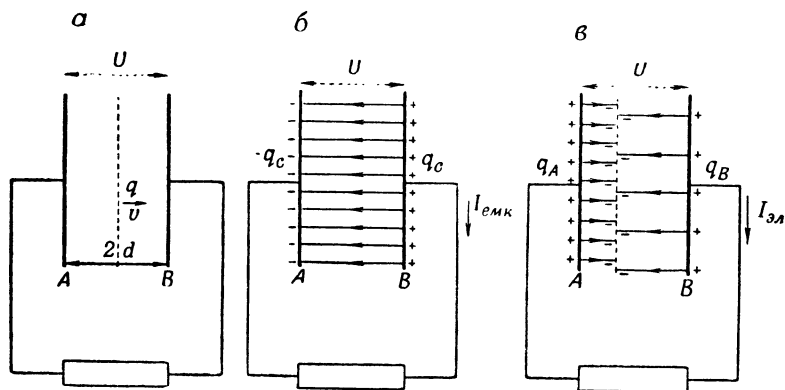
x_1 — реактанс, стремящийся для больших углов пролета к $1/\omega c$, где c — «холодная» емкость на единицу поверхности электродов.

контура (фиг. 12, б), зависящие от угла пролета в соответствии с кривыми, изображенными на фиг. 12, в.

Диод, изображенный на фиг. 11, работает под действием отрицательного сопротивления, выраженного кривой на фиг. 12, в.

Анализ явлений, происходящих в диоде, может быть в некоторых случаях применен к лампам с большим числом электродов [64]. Например, триод можно рассматривать состоящим из двух последовательных диодов; область катод—сетка действует как диодное пространство с током, ограниченным пространственным зарядом, область сетка—анод—как диодное пространство с током, ограниченной эмиссией, где начальные скорости определяются характеристиками области катод—сетка.

Ток во внешнем контуре, обусловленный движением электронов¹⁾. На относительно низких частотах, когда потенциалы электродов при пролете электронов через лампу изменяются незначительно, ток, протекающий во



Ф и г. 13. Распределение полей и зарядов в плоском диоде.

внешних проводниках и поддающийся расчету, исходя из статических характеристик, соответствует потоку электронов, приходящих на анод, если же время пролета становится соизмеримым с периодом колебаний потенциала электрода, то этот поток должен рассматриваться главным образом как результат возникновения индуктированных зарядов. В этом нетрудно убедиться, обратившись к фиг. 13, а, на которой изображена система, образованная двумя плоскими параллельными проводниками А и В, отстоящими друг от друга на расстоянии $2d$, разность потенциалов U между этими проводниками зависит от времени. В пространстве между ними заряд q , равномерно распределенный на плоскости, параллельной электродам, перемещается со скоростью v . Распределение зарядов и электрического поля на электродах может быть получено путем наложения следующих условий: U , $q=0$ и $U=0$, q . Первому условию (фиг. 13, б) соответствует однородное электрическое поле с силовыми линиями, соединяющими непосредственно два электрода, несущих заряды $+q_c$ и $-q_c$, причем $q_c = CU$, где C — емкость между проводниками А и В. Если с течением времени U изменяется, то это приводит к возникновению во внешнем контуре тока

$$I_{\text{емк.}} = -\frac{dq_c}{dt} = -C \frac{dU}{dt}.$$

При втором условии (фиг. 13, в) все силовые линии, исходящие из заряда q , оканчиваются на одном из электродов; при этом на нем наводятся заряды q_A и q_B , причем $q_A + q_B = -q$. Когда заряд q смещается, то распределение заряда $-q$ между двумя плоскостями изменяется, что вызывает

¹⁾ См. работы [40, 42, 52, 56, 59, 60].

изменение тока во внешнем контуре

$$I_{\text{эл.}} = \frac{dq_A}{dt} = -\frac{dq_A}{dt}.$$

Таким образом, присутствие заряда, перемещающегося в межэлектродном пространстве, вызывает прохождение тока во внешнем контуре. Этот ток, возникающий в тот момент, когда заряд покидает один из проводников, прекращается при достижении им другого проводника. Величина наведенных зарядов пропорциональна напряженностям полей E_A и E_B , образованных зарядом q , распределенным, как предположено, на плоскости, параллельной плоскостям A и B . Сами поля должны быть такими, чтобы разность потенциалов между A и B была равна нулю, т. е. чтобы

$$E_A z = E_B (2d - z),$$

откуда

$$q_B = -q \frac{z}{2d}; \quad q_A = -q \frac{2d-z}{2d},$$

и для тока $I_{\text{эл.}}$

$$I_{\text{эл.}} = \frac{qv}{2d},$$

где v — скорость перемещения заряда q . В самом межэлектродном пространстве вне плоскости, несущей заряд q , какой-либо другой заряд отсутствует; следовательно, единственным током в этом пространстве является ток смещения, плотность которого равна $\epsilon_0 \frac{\partial E}{\partial t}$. Нетрудно проверить, исходя из выражений для поля, что этот ток смещения равен току

$$I = I_{\text{емк.}} - I_{\text{эл.}} = -C \frac{dU}{dt} + q \frac{v}{2d},$$

который протекает во внешнем контуре. Выражение, установленное для тока $I_{\text{эл.}}$, в частном случае — при непосредственном рассмотрении явлений индукции, может быть обобщено, если рассматривать, с одной стороны, энергию, полученную за время dt зарядом q , который перемещается в поле E со скоростью v , — энергию, которая соответствует qEv , и, с другой стороны, энергию, вырабатываемую за тот же промежуток времени источником напряжения $U(t)$, которая, если не учитывать часть энергии, затрачиваемую на заряд межэлектродной емкости, может быть записана в виде $UI_{\text{эл.}} dt$. Приравнявая оба значения энергии, получим

$$I_{\text{эл.}} = q \frac{Ev}{U}.$$

При любом распределении зарядов между двумя электродами в общем случае имеем

$$I_{\text{эл.}} = \Sigma q \frac{Ev}{U},$$

а при плоских и параллельных электродах это уравнение имеет вид

$$I_{\text{эл.}} = \Sigma q \frac{v}{2d}$$

при условии, что поле $|E|$ не деформировано присутствием зарядов, т. е. что воздействие пространственного заряда ничтожно. Такой взгляд на действие индукции, который является не чем иным, как возвратом к классической теории отображений, значительно упростил понимание основных явлений, происходящих в электронных лампах, работающих с быстро изменяющимися полями, и может рассматриваться как важный этап в развитии нашего понимания этих явлений и лежащих в их основе принципов.

Используя изложенные выше основные данные можно составить довольно простое представление о явлениях, происходящих в диодном пространстве в случае больших сигналов, по крайней мере в случае, когда можно пренебречь действием пространственного заряда. Это было сделано независимо для случая обыкновенного диода Ван Чжау-чжэнем [57] и для случая диодного пространства с начальными скоростями (пространства коллектора энергии в лампе с модуляцией скорости) автором и Бернье [62]. Такие исследования проливают свет на некоторые характерные явления при больших сигналах, когда электрический размер межэлектродного пространства велик. В этом случае некоторые электроны могут возвращаться обратно к исходной точке или непосредственно, или после колебания в указанном пространстве.

Лампы с сеткой и с пространственным зарядом] для очень высоких частот¹⁾

Ограничивающие факторы. На длинных и средних волнах триод де Форэ представляет собой генератор или усилитель, в котором удобство применения сочетается с эффективностью действия. Эта эффективность обусловлена тем, что управление током происходит без заметной потери энергии, если отрицательно заряженная сетка не перехватывает электронов. Эти преимущества послужили основанием для попыток распространить применение триодов на область высоких частот с тех пор, как возник интерес к этим последним. Однако вскоре пришлось убедиться, что возможности классических триодов ограничены по частоте явлениями, связанными, с одной стороны, с инертностью электронов и, с другой—со свойствами контуров, которые могли бы служить резонансными системами. В период между двумя мировыми войнами было проведено большое количество исследований для определения природы этих ограничений, и постепенно выяснилось, что максимальная частота, на которой триод может быть эффективно применен, определялась одним или несколькими явлениями из числа описанных ниже.

Ограничения, обусловленные конструкцией лампы. По мере того как рабочая частота увеличивается с уменьшением параметров резонатора, межэлектродные емкости и индуктивности связи становятся все более и более существенными, ограничивая резонансную частоту колебательного контура.

Увеличение потерь. На высоких частотах поверхностный эффект увеличивает сопротивление контура. Омические потери возрастают также вследствие все увеличивающихся емкостных токов. Увеличиваются потери на излучение, так же как и потери в диэлектрике, служащем для крепления элементов контуров или являющемся составной частью конструкции самой лампы.

Ограничение рассеивающей способности электродов. Для обеспечения возможности работы на коротких волнах размеры электродов должны быть уменьшены, следовательно, количество энергии, рассеиваемой ими, уменьшается.

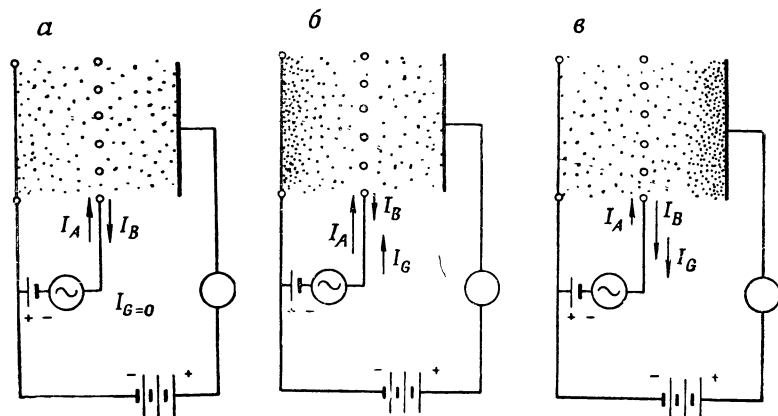
Ограничения, обусловленные временем пролета. Время пролета между электродами уменьшает крутизну характеристики и вызывает появление в лампе реактивной составляющей, однако наихудшее последствие заключается в том, что в выражении для входной проводимости появляется активная составляющая, за счет которой заряжается управляющий контур²⁾.

Это последнее явление настолько важно, что следует напомнить его сущность. Когда заряд, образованный «пакетами» электронов, перемещается вблизи сетки, количество индуцированных (отображенных) зарядов на этом электроде изменяется, в результате чего во внешнем контуре протекает ток. Если пучок электронов наталкивается на сетку, ток прекращается; если он проходит сквозь сетку, отображенный заряд возникает на другой стороне последней. Тогда ток изменяет свое направление и определяется движением электронов

¹⁾ См. статьи и монографии [4, 9, 10, 50, 56].

²⁾ См. работы [30, 31, 37, 43].

в новом межэлектродном пространстве, в которое они попали. Таким образом, в контуре сетки триода, потенциал которой очень быстро изменяется, циркулирует переменный ток, соответствующий алгебраической сумме токов, наведенных как приближающимися, так и удаляющимися электронами (фиг. 14). Эта сумма, на низких частотах равная нулю (в случае, когда сетка не перехватывает электроны), соответствует на высоких частотах току, который имеет значительную переменную составляющую, находящуюся в фазе с напряжением. Вследствие этого возникает внутренняя потеря энергии, которая на сравнительно низких частотах ничтожна и имеет совершенно иное происхождение



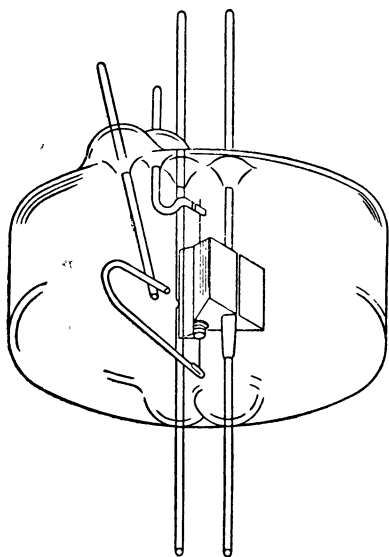
Ф и г. 14. Схемы образования индуктированных токов в цепи сетки триода.

а—напряжение на сетке постоянно; ток, индуктированный электронами, попадающими с катода (I_A), полностью компенсируется током, индуктированным электронами, летящими к аноду (I_B); ток в цепи сетки равен нулю; б—напряжение на сетке быстро изменяется; оно близко к максимуму; ток в пространстве катод—сетка больше, чем в пространстве сетка—анод; индуктированный ток (I_A) больше (I_B); через цепь сетки проходит ток в направлении к сетке; в—напряжение на сетке быстро изменяется; оно близко к минимуму; ток в пространстве анод—сетка больше, чем в пространстве катод—сетка; ток проходит через цепь сетки в направлении, обратном предыдущему.

чем потери, обусловленные выходом электронов на поверхность этого электрода. На достаточно высоких частотах высокочастотная энергия, поглощаемая, таким образом, на входе усилительной лампы, становится настолько большой, что генерация и усиление фактически прекращаются.

Первоначальное развитие конструкции. При увеличении рабочей частоты усилителя или генератора, в которых используются современные триоды или тетроды с плоскими или цилиндрическими электродами, уменьшаются емкость и самоиндукция колебательной системы. Колебательный контур приближается к предельной форме, при которой он состоит только из одного короткого витка (или четвертьволновой линии), образованного электродными выводами и межэлектродными емкостями внутри лампы. Для достижения высоких частот начали выпускать лампы с очень малыми межэлектродными емкостями, но предельная рабочая частота всегда связана с временем пролета. В связи с тем, что с возрастанием анодного напряжения и уменьшением межэлектродных расстояний время пролета уменьшается, к.п.д. и предельная частота могут быть увеличены путем повышения рабочего напряжения или уменьшения расстояний между электродами. Между тем повышение рабочего напряжения влечет за собой увеличение мощности рассеяния на аноде, а уменьшение расстояния между электродами увеличивает межэлектродные емкости, если расстояния между электродами и их поверхности уменьшаются одновременно так, чтобы избежать увеличения емкостей; мощность рассеяния на аноде также уменьшается.

В соответствии с этими явлениями первые модели ламп с сеткой и пространственным зарядом, специально предназначенные для работы на с.в.ч., характеризовались главным образом малыми межэлектродными расстояниями, весьма малыми размерами электродов и выводами, расположенными так, чтобы уменьшить паразитные явления (радиальные выводы, бесцокольная конструкция). Среди первых ламп с отрицательной сеткой, сконструированных по этому образцу, фигурируют лампы типа «желудь», которые могут еще использоваться на частотах около 1000 Мгц [28]. Более высокие выходные мощности и предельные частоты получены с помощью ламп, конструкция которых схематически изображена на фиг. 15. Если стремиться приблизить конструкции и детали электродов и их выводов к конструкции и деталям элементов соединительной линии, то значительную часть электрического контура следует располагать вне лампы. Используя триоды с выводами в обе стороны, что позволяет включить их в точку высокого импеданса короткозамкнутой с двух концов линии, Семюзль получил результаты, которые рассматривались в довоенный период как близкие к предельным для ламп с сеткой и с пространственным зарядом, а именно: полезную мощность 3 вт на частоте 1200 Мгц, 2 вт — на 1500 Мгц, 1 вт — на 1700 Мгц [35].



Ф и г. 15. Схема конструкции триода Семюзля с двумя выводами [35].

электродов, допускающая их отдельных элементов резонаторов.

Как указывалось выше, внутренние качества колебательных контуров можно улучшить, окружив их металлической поверхностью, являющейся хорошим проводником (что исключает потери на излучение), и придав им такую форму, при которой токи высокой частоты растекаются по большой поверхности (это уменьшает джоулевы потери, несмотря на наличие неглубокого проникновения, которое тем меньше, чем выше частота). Результат этот получают, используя конечные отрезки коаксиальных линий или волноводов; эти системы «самоэкранированы», т. е. проводники сами образуют экраны, и имеют малые потери, потому что поверхности, вдоль которых протекают токи, имеют размеры, равные по величине длине волны и, следовательно, значительно большие, чем поверхности обычных контуров. Увеличение добротности по сравнению с обычным контуром становится ощутимым, если исключить всякую промежуточную связь между проводниками и электродами, т. е. сконструировать их из ряда перегородок с отверстиями для обеспечения прохода электронов в область больших значений напряженности высокочастотного электрического поля. Таким образом, на границах колебательного контура развивается разность высокочастотного потенциала, обеспечивающая соответствующую силу воздействия на электроны.

Если отрезки волноводов или используемых коаксиальных линий имеют очень малую геометрическую длину, то они образуют резонаторы, т. е.

СОВРЕМЕННЫЕ СИСТЕМЫ

Современные лампы с сеткой и с пространственным зарядом для с. в. ч.

Связь между электродами ламп и элементами резонаторов [8]. Самой характерной особенностью современных электронных ламп для с.в.ч. с сеткой и пространственным зарядом является конструктивная форма непосредственное использование в качестве

элементы, которые могут играть роль классических контуров, но отличаются от них тем, что они не «квазистационарны». В квазистационарной электрической системе токи и напряжения непостоянны во времени, но ток, проходящий через проводник в любой момент времени, одинаков вдоль всей длины проводника. Так как изменения электрического и магнитного полей относительно медленны, электрические контуры квазистационарны. Они теряют это свойство, когда изменения указанных полей достаточно быстры для возникновения значительного тока смещения (это обстоятельство не дает возможности проходящему по контуру току оставаться постоянным). Явление это наблюдается в случае, когда размеры контура перестают быть малыми по сравнению с длиной волны; понятия самоиндукции, емкости и сопротивления теряют в связи с этим свое обычное значение. Идея осуществления резонаторов этого типа в форме, которая допускала бы непосредственное соединение контура с электродом, явилась, как было указано выше, результатом выводов, сделанных на основе изучения лампы с положительной сеткой. Практическое применение такой конструкции к триодам с отрицательной сеткой было осуществлено в период второй мировой войны под впечатлением первых результатов, полученных при помощи ламп с модуляцией электронов по скорости типа клистрона. После выявления дальнейших преимуществ этой конструкции стало ясно, что трудности, с которыми пришлось встретиться ранее в триодах с отрицательной сеткой, обусловлены индуктивностью связи, электродной емкостью, сопротивлением и излучением элементов лампы. Эти трудности привели к тому, что данная конструкция была пригодна лишь для работы на длинных волнах. В конструкциях этого типа колебательные контуры лампы представляли собой отдельные системы, находящиеся вне лампы.

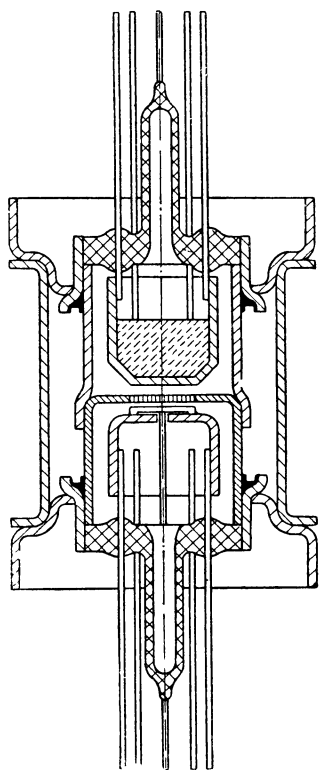
Идеальной системой с.в.ч. следует считать лампу, в которой колебательные контуры представляют собой одно целое с лампой, образуя в то же время вакуумную оболочку лампы. Осуществление этой идеи наталкивается на значительные конструктивные трудности, особенно в том случае, когда стремятся сохранить при этом преимущества, связанные с осуществлением принципа управления током с помощью сетки и пространственного заряда, т. е. с возможностью регулировать в широких пределах параметры контуров. Так как контуры с большим диапазоном механической перестройки трудно совместимы с техникой конструирования запаянных ламп, принцип включения электродов в качестве элементов контура был сохранен полностью лишь в специальных моделях большой мощности типа резнатрона (о котором будет сказано несколько слов ниже), функционирующих в этом случае при непрерывной откачке. Что касается моделей малой мощности, то для них было найдено компромиссное решение, в результате которого была получена лампа с держателями электродов, в основном в виде дисков, позволяющими свести к минимуму вредное влияние соединений, допуская в то же время осуществление конструкции с герметичными полостями. Так появились «триоды с герметически впаянными дисками». На фиг. 16 представлена одна из первых конструкций, описанная русскими специалистами в 1941 г. [58]. Эта конструкция по своим особенностям приближается к конструкции, разработанной в Германии в 1936 г. (см. фиг. 7).

Во время второй мировой войны такие лампы подверглись многочисленным исследованиям, особенно со стороны английских специалистов из «Дженерал электрик компани», которые добились весьма важных результатов.

В качестве примера можно привести значения некоторых параметров ламп этого типа. Полезная мощность при 200 МГц равна 1 Вт с к.п.д. 12% (CV273); при 600 МГц — 110 Вт с к.п.д. 65% и при 1000 МГц — 60 Вт с к.п.д. 45% (CV257); при 600 МГц — 300 Вт с к.п.д. 60% и при 1000 МГц — 150 Вт с к.п.д. 30% (CV288). На фиг. 17 изображена конструкция первой из трех указанных ламп [69]. В настоящее время наиболее известными триодами с герметически впаянными дисками являются маячковые лампы [65] и лампы типа «карандаш» [95],

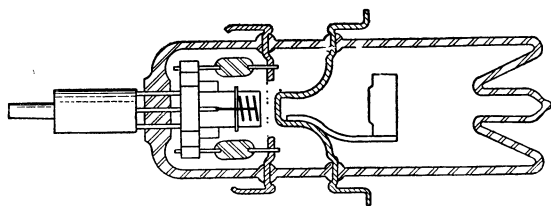
соответственно представленные на фиг. 18 и 19; на фиг. 20 показано, каким образом маячковая лампа присоединяется к полым резонаторам.

Мощность, получаемая в импульсном режиме, определяется эмиссией катода и допустимым рассеянием на электродах. Лампы, предназначенные для работы в импульсном режиме, должны быть снабжены специальными катодами. На фиг. 21 изображена конструкция в разрезе триода RCA 2122, в котором получены широкие эмитирующие поверхности катода и рассеивающие поверхности сетки, а также анод путем замены плоских электродов маячковых ламп электродами, имеющими форму цилиндрических чашечек. Эта лампа дает при 600 Мгц предельную мощность 200 *вт* с к.п.д. 45%.



Ф и г. 16. Конструкция триода с герметически впаянными дисками (Десяткова, Гуревича и Хохлова [58]).

Практическое значение инерции электронов в лампе с отрицательной сеткой. Для сохранения в триоде, работающем на высоких частотах, электронного механизма, близкого к механизму на низких частотах, пришлось значительно уменьшить расстояния между электродами. Необходимость такого уменьшения тем более очевидна, если учесть, что при равных напряжениях и расстояниях между электродами при высоких частотах плотность тока на катоде увеличивается и при достижении максимальной плотности тока происходит уменьшение напряжения, вредное воздействие которого на время пролета электронов должно быть компенсировано еще большим сокращением межэлектродных расстояний. Получение, насколько это практически

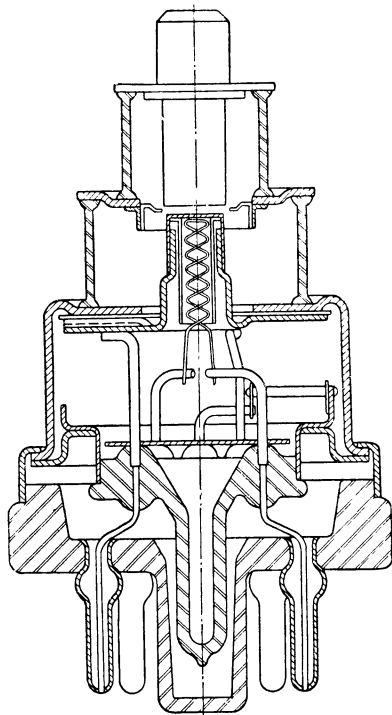


Ф и г. 17. Конструкция триода (CV 273) с впаянными дисками фирмы «Дженерал электрик компани» (английская разработка) [59].

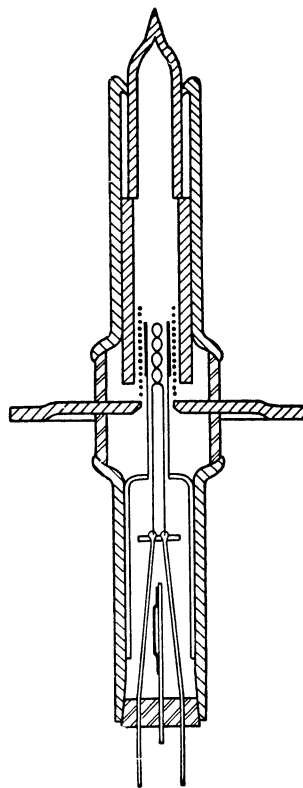
возможно, самых малых расстояний привело к достижению предела частоты, который в настоящий момент приближается к 5000 Мгц для маломощных ламп. Типичным примером подобной лампы может служить лампа BTL 1533, у которой расстояния катод—сетка и сетка—анод соответственно равны 0,015 и 0,3 мм; полезная мощность этой лампы на частоте 4000 Мгц равна 0,5 *вт* с к.п.д. порядка 8 *дб*, почти неизменяющимся в диапазоне свыше 20 Мгц [92, 104].

Мощные лампы для случая больших сигналов. В мощных лампах решающим фактором является коэффициент полезного действия. Для получения требуемой величины к.п.д. необходимо иметь между электродами большие разности переменных потенциалов; влияние времени пролета является в этом случае особенно вредным, в частности в связи с возвращением части электронов со значительной скоростью к катоду. Это явление, приводящее к потере энергии, усугубляется еще тем обстоятельством, что переменное поле в пространстве катод — сетка сообщает движущимся электронам скорость, перпендикулярную их нормальному движению. Таким образом, мощность, которую должен обеспечивать входной контур, увеличивается, тогда как ток, достигающий пространства сетка — анод, уменьшается. Для повышенной отдачи тре-

буется, чтобы высокочастотное поле в этом пространстве, задерживающее пакеты электронов, было приблизительно равно постоянному полю, ускоряющему их; пакет электронов должен, таким образом, переместиться в однородное слабое поле, что значительно увеличивает продолжительность пролета электронов через это пространство. С другой стороны, в зависимости от времени пролета электронов через пространство катод — сетка первые электроны



Ф и г. 18. Конструкция маячковой лампы фирмы «Дженерал электрик компани» (США).

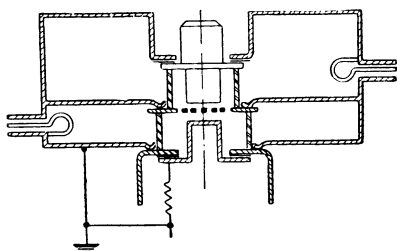


Ф и г. 19. Конструкция лампы типа «карандаш» «Американской радиопромышленной корпорации».

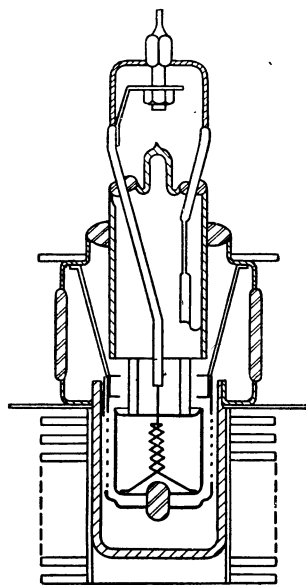
пакета обладают большей скоростью, чем последние, и пакет в процессе движения к аноду растягивается. Все это приводит к значительному уменьшению переменной составляющей тока в анодном контуре, а следовательно, и к уменьшению отдачи энергии электронами и к одновременному увеличению влияния потерь в выходном контуре. Для компенсации уменьшения полезного тока следовало бы увеличить вместе с частотой и эмиссию с катода.

Применение тетродных конструкций в лампах для с. в. ч. Влияние времени пролета в пространстве сетка — анод может быть значительно уменьшено путем ускорения электронов постоянным полем до того, как они будут захватываться высокочастотным полем. Иными словами, используя тетрод, в котором электроны ускоряются между управляющей и экранирующей сетками и проникают в анодное пространство с повышенной скоростью, можно создать более благоприятные условия для получения больших мощностей, нежели в триоде. Это обусловлено тем, что одновременно уменьшаются время пролета в анодном пространстве и относительное изменение скоростей различных электронов, т. е. происходит растягивание пакетов [62].

Осуществленный во время второй мировой войны в виде лампы с управляемыми пучками тетрод, известный под названием резнатрона [65], обеспечивал получение полезной мощности, достигающей 50 кВт в непрерывном режиме на частоте более 600 МГц с к.п.д. порядка 60%. На фиг. 22 схематически изображен экспериментальный резнатрон. В настоящее время серийные образцы тетроды, разработанные на основе конструкций резнатрона, в которых, как и в лампе RCA 6448, используется керамика, позволяют получить полезные мощности порядка 10 кВт в непрерывном режиме на частоте 900 МГц. При этом усиление и к.п.д. мало отличаются от значений, получаемых на длинных волнах.

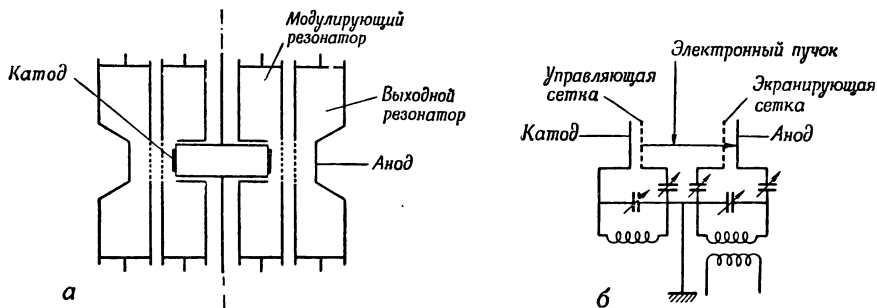


Ф и г. 20. Конструкция соединения маячковой лампы с полым резонатором.



Ф и г. 21. Конструкция триода RCA 2122 для импульсного режима.

Другим прибором, имеющим такое же расположение электродов, как и тетрод, является лампа индуктивным выходом, предложенная Гаевым в 1939 г.

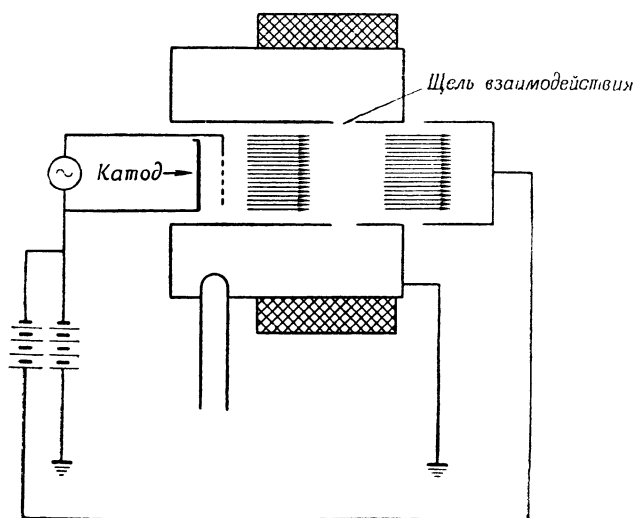


Ф и г. 22. а—схематический разрез резнатрона; б—эквивалентная схема резнатрона

В обоих случаях источники постоянных напряжений не изображены.

и изображенная на фиг. 23 [44]. Особенность этого прибора заключается в разделении электродов высокой частоты и анода-коллектора. Это удалось осуществить благодаря непосредственному использованию явления электростатической индукции для передачи энергии. Благодаря такому разделению были отодвинуты границы контура и облегчены условия рассеяния на аноде по сравнению с обыкновенными лампами (до того, как была применена техника герметически запаянных дисков). Но в лампе Гаева, как и в резнатроне и в любом другом приборе, использующем тетродную структуру, где предварительное уско-

рение электронов уменьшает вредное влияние времени пролета в анодном пространстве в противоположность тому, что наблюдалось в триоде, инертность электронов продолжает служить ограничивающим фактором в пространстве



Ф и г. 23. Схема лампы с индуктивным выходом Гаева.

катод — сетка, в котором электроны имеют малую скорость. Для устранения этого недостатка требовалось обеспечить новые условия, при которых электроны могли бы приобретать относительно большую скорость еще до того, как они подвергнутся модулирующему действию высокой частоты. Эти условия реализованы в лампах с модуляцией скорости.

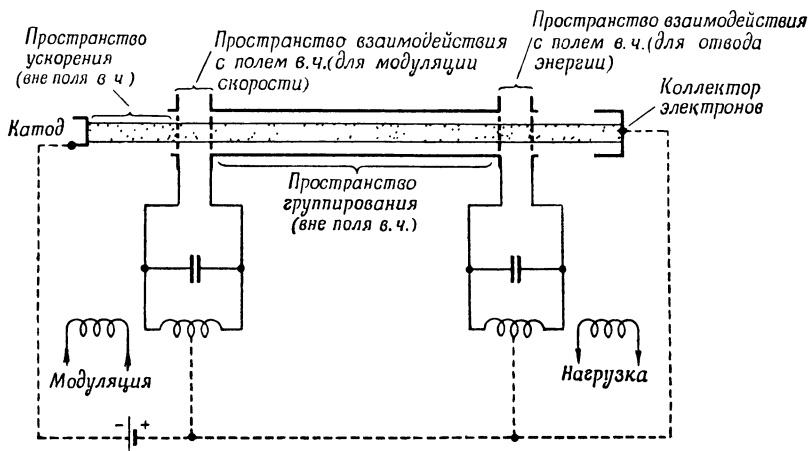
Лампа с модуляцией скорости

Основные принципы. В лампе с модуляцией скорости управляющее напряжение используется не для непосредственного изменения числа электронов, определяющих переменную составляющую электронного потока, а главным образом для изменения их скорости. Периодическое изменение скорости, возникшее однажды в одной части электронного пучка, вызывает модуляцию плотности всего потока, которая может усиливаться различными способами. В современных лампах с модуляцией скорости группирование электронов происходит при прохождении пучка через одно или несколько пространств дрейфа, защищенных от воздействия высокочастотного поля или при прохождении через замедляющую систему, где он претерпевает торможение. Оба процесса иллюстрируются соответственно фиг. 24а и 25а.

На фиг. 24б и 25б концентрация траекторий соответствует областям наиболее интенсивного группирования.

Как известно, в усилительной схеме, изображенной на фиг. 24а, электроны, приобретшие сравнительно большую скорость, подходят к первому пространству взаимодействия, подвергаются там периодическому воздействию переменного поля, которое замедляет или ускоряет их движение. Таким образом, в пространстве, находящемся вне воздействия поля высокой частоты, более быстрые электроны догоняют более медленные. Во втором пространстве взаимодействия образованные ранее пакеты электронов отдают с помощью индукции высокочастотную энергию, значительно превышающую ту, которую нужно было ввести во входной контур для обеспечения соответствующего группирования электронов полем первого пространства взаимодействия [51, 62].

В лампе, изображенной на фиг. 25а, оба пространства взаимодействия предыдущей схемы объединены в одном и том же резонаторе; электроны, залегающие на то или иное расстояние в замедляющее поле, отбрасываются и группируются в этом пространстве в пакеты; энергетический баланс между источниками постоянного напряжения и колебательным контуром не может быть при этом столь эффективным, как в системе с двумя отдельными резонаторами, так как одно и то же высокочастотное напряжение не может быть одновременно одинаково оптимальным как для процесса группирования электронов, так и для отвода энергии. Тем не менее эта лампа может успешно применяться как генератор высокой частоты в случае, когда используются малые мощности колебаний (например, для гетеродинирования), так как в ней имеется только

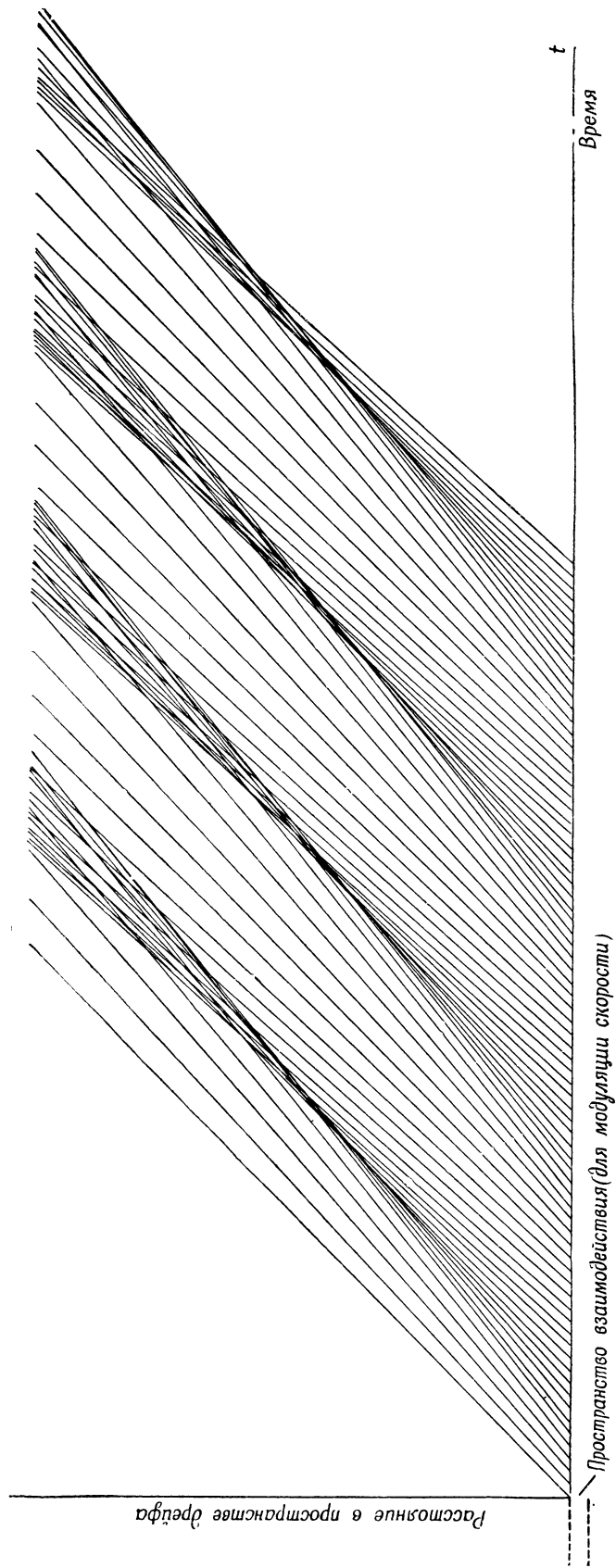


Ф и г. 24а. Схема лампы с модуляцией скорости.

один резонансный контур, а его отрицательный электрод, служащий для отражения электронов, позволяет эффективно модулировать частоту генерируемых колебаний.

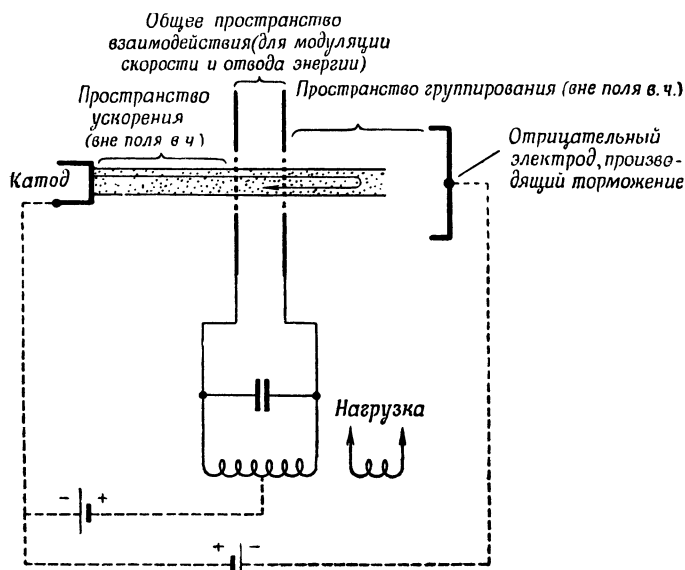
Особенности ламп с модуляцией скорости в основном заключаются в таком расположении и питании электродов, при котором применяемая модуляция плотности, являющаяся результатом модуляции скорости, должна быть на один порядок выше той, которая неизбежно возникает в управляющем поле. То обстоятельство, что электрическая ширина регулирующего пространства практически не может быть равна нулю, обуславливает возникновение в этом пространстве некоторой паразитной модуляции плотности. Таким образом, в лампах с модуляцией скорости установлены физические явления, ограничивающие возможности ламп с управляющей сеткой на очень высоких частотах, однако благодаря условиям питания и особенностям расположения деталей процесс обмена энергии в них имеет значительные преимущества.

Разработка ламп с модуляцией скорости. Появление ламп с модуляцией скорости было предугадано значительно раньше, чем были сформулированы их основные принципы действия, и раньше, чем они были реализованы. Эта идея возникла в 1932—1935 гг., когда была окончательно установлена роль времени пролета электронов в межэлектродном пространстве триода с положительной или отрицательной сеткой, работающего на очень высоких частотах. Среди многочисленных работ, выполненных в то время, некоторые были посвящены попыткам устранения вредных последствий влияния инерции электронов путем такого расположения деталей, которое более или менее соответствовало расположению деталей в современных лампах с модуляцией скорости.



Ф и г. 246. Диаграмма, характеризующая процесс группирования электронов в пространстве дрейфа лампы, изображенной на фиг. 24а

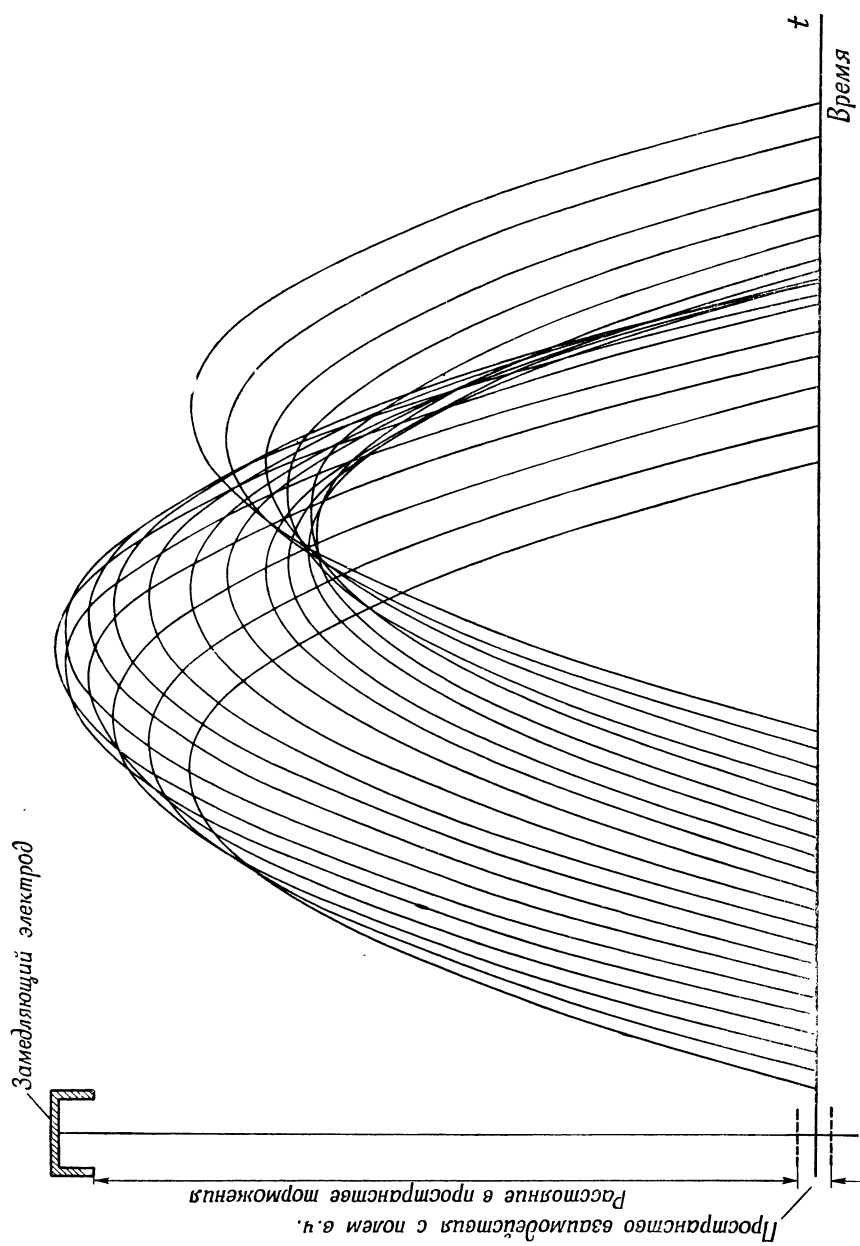
В связи с тем что наиболее удачные из этих попыток были осуществлены почти одновременно в разных местах, проблема приоритета открытия принципов действия ламп с модуляцией скорости имеет мало шансов на бесспорное решение. Тем не менее небесполезно напомнить некоторые даты. По всей вероятности, Витту [20] и Клавье [23] принадлежит заслуга в том, что они впервые описали (для диода в 1932 г. и триода с пространственными колебаниями в 1933 г.) процессы образования пакета в недрах электронного потока и возникновения группирования, зависящего от разности скоростей, возникающих под воздействием очень быстро изменяющегося электрического поля. С этими работами можно сопоставить результаты более раннего исследования механизма работы лампы Баркгаузена Моллером (1930 г.), [19] и подробного анализа



Мюллером (1930 г.) механизма работы диода на высоких частотах [22], а также некоторые соображения Гуттона (1934 г.) относительно работы генератора с положительной сеткой Пьеррэ [25].

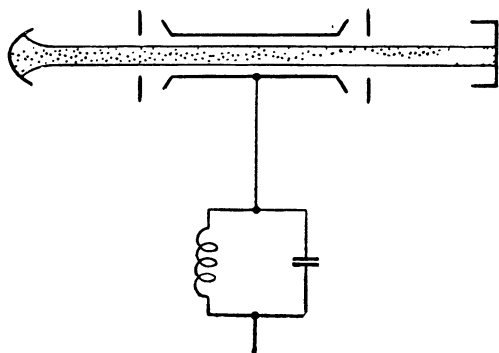
Основываясь на опубликованных данных, можно с уверенностью утверждать, что систематическое использование периодического и локализованного изменения скорости для образования пакетов электронов впервые встречается в приборе, описанном супругами Хейль в германских патентах, датированных 1934 г. [154, 155], и в статье, датированной 1935 г. [29]¹⁾. Конструкция Хейля, схематически изображенная на фиг. 26, предполагает существование пространства перед катодом, где электроны ускоряются в постоянном поле, в котором не происходит модуляции плотности; электронный пучок проходит затем через два ограниченных пространства взаимодействия, разделенные электродом в форме туннеля, где электроны, которым в первом пространстве переменное поле сообщило периодическое изменение скорости, группируются в пакеты, не подвергаясь какому бы то ни было внешнему воздействию. Прибор Хейля обладает, таким образом, определенными характеристиками современной системы, изображенной на фиг. 24 а, и может рассматриваться как прототип этой системы, хотя он и не сразу получил практическое применение.

¹⁾ Насколько известно из русской литературы, физик Рожанский якобы провел исследования, преследовавшие ту же цель [54], но соответствующая публикация не известна автору.



Ф и г. 25б. Диаграмма, характеризующая процесс группирования электронов в пространстве торможения лампы, изображенной на фиг. 25а.

В 1939 г. в дополнение к американским патентам 1937 г. были сделаны приблизительно одновременно два сообщения, сыгравшие важную роль в истории ламп с модуляцией скорости: Хана и Меткалфа [45] и братьев Вариан [48]. Излагая принципы, позволяющие преодолеть трудности при конструировании современных ламп, указывая способы применения их на практике и предугадывая возможности изменения их параметров, эти статьи вызвали дальнейшие многочисленные исследования и могут рассматриваться как основополагающие для промышленного развития ламп с модуляцией скорости. С этой точки зрения одним из наиболее важных было сообщение братьев Вариан, в котором описывается прибор, называемый «клистрон»¹⁾, схема его изображена на фиг. 27. В этом приборе метод управления потоком с помощью пери-



Ф и г. 26. Схема лампы Хейля (по публикации 1953 г. [29]).

одического изменения скорости (модуляции скорости) комбинировался с применением электрических резонаторов нового типа, очень хорошо приспособленных для выполнения своих функций. В этом сообщении давалась не только методика, позволяющая с наибольшей выгодой использовать модуляцию скорости, но и содержалось полное описание устройства, обеспечивавшего одновременное преодоление как ограничений, вносимых временем пролета, так и ограничений за счет контура, характерных для ранее известных усилительных ламп.

Большая часть современных ламп с модуляцией скорости относится к типу клистронов, и для многих специалистов эти два понятия являются синонимами.

Как указывалось выше, еще до описанного братьями Вариан применения в клистроне объемных резонаторов со специальным профилем, известных в то время под названием «румбатрон»²⁾, было разработано много других видов резонаторов с расположенными внутри электродами, но с точки зрения истории развития этих устройств необходимо отметить, что использование клистронов в качестве лампы с модуляцией скорости, стимулированное работами Гансена, было основано на совершенно других соображениях. Гансен отбросил старые взгляды, которые привели вначале к разработке колебательных цилиндров, а затем к полым резонаторам, и принял за основу усовершенствования колебательного контура главным образом соображение о необходимости иметь в области с.в.ч. размеры аппаратуры, соответствующие длине волны, и время пролета электронов, сопоставимое с периодом колебаний³⁾. Таким образом, Гансен рассматривал полость, содержащую электромагнитные поля и электроны, перемещающиеся в этих полях и обменивающиеся с ними энергией [39]. Так, вместе со своим сотрудником Варианом он пришел путем рационализации к идее клистрона с группированием в дрейфовых трубках. Наряду с этим, как указано выше, отражательный клистрон (ср. фиг. 8 и 28) может рассматриваться как результат дальнейшего развития и усовершенствования лампы с пространственными колебаниями с целью устранения влия-

¹⁾ Слово «клистрон», введенное исследователями Станфордского университета, происходит от греческого $\kappa\lambda\upsilon\varsigma\tau\rho\omicron\nu$, что означает прибор волн.

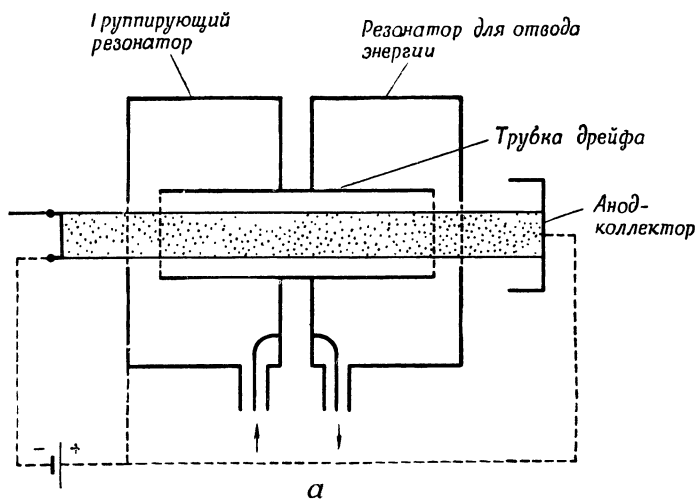
²⁾ От греческого $\rho\upsilon\theta\mu\alpha$, означающего ритмическое колебание.

³⁾ По Гансену, электромагнитная полость представляет собой резонатор, который по своим свойствам весьма близок к закрытым контурам, постулированным в теориях термического излучения Планка, Жана и Дебая и использованным в квантовой теории электромагнитного поля Дирака и Гейзенберга.

ния в.ч. в пространстве обратного движения электронов. Принцип управления потоком при помощи модуляции скорости в то время не был известен.

Ограничивающие факторы в лампах с двумя резонаторами. В лампах с модуляцией скорости первоначальное действие пространственного заряда, наблюдаемое в лампах с управляющей сеткой, играет лишь второстепенную роль с точки зрения управления потоком, однако оно является непосредственно ограничивающим фактором в отношении коэффициента полезного действия усилителя [67]¹⁾.

Разработка полной теории такого устройства с учетом действия пространственного заряда усложняется нелинейностью уравнений движения электронов и сохранения заряда, но она может быть разработана для случая, когда эти уравнения линейны, т. е. когда возмущения, которым подвергается пучок



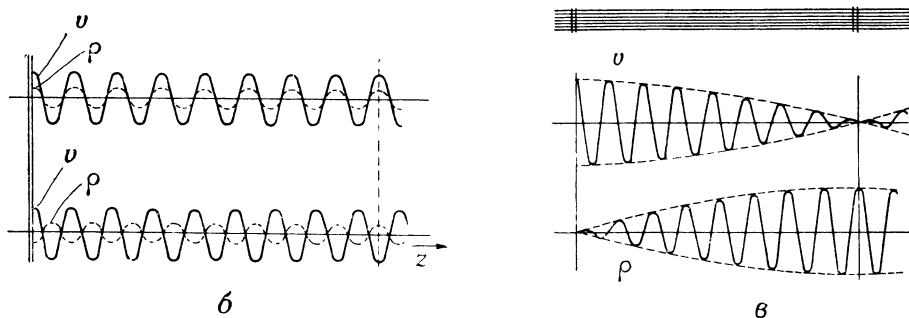
Ф и г. 27. а — Схема клистрона с двумя резонаторами.

под действием модуляции и последующего группирования, малы. Этот метод, с успехом примененный во многих случаях, приводит в общем к представлению об эволюции пучка в результате наложения волн пространственного заряда (см. работы [49, 53]). В случае клистрона с двумя резонаторами (фиг. 27, а) находят путем такого упрощения две волны постоянной амплитуды и разных скоростей (фиг. 27, б). Биение этих двух волн дает попеременно минимумы и максимумы на кривой модуляции скорости, совпадающие с максимумами и минимумами напряженности модулирующего поля (фиг. 27, в). Если первый резонатор расположен в зоне максимума модуляции скорости, то второй резонатор находится в зоне максимума модуляции напряженности. Таким образом могут быть определены оптимальная длина пространства дрейфа и максимальное значение к.п.д. Порядок практически полученных величин при частоте 3000 Мгц для лампы Сперри 410R, работающей при малых сигналах, характеризуется следующими цифрами: полезная мощность около 15 дб при мощности выхода порядка 1 вт.

Улучшение к.п.д. или увеличение усиления в лампах с группированием в трубках дрейфа [7, 8]. Более высокие значения к.п.д. и усиления были получены при помощи клистрона с группированием в трубках дрейфа, используя комплект резонаторов, расположенных надлежащим образом вдоль пучка. Среди таких систем наиболее известен усилительный клистрон «каскад» с тремя резонаторами, схема которого изображена на фиг. 29. В такой лампе в слу-

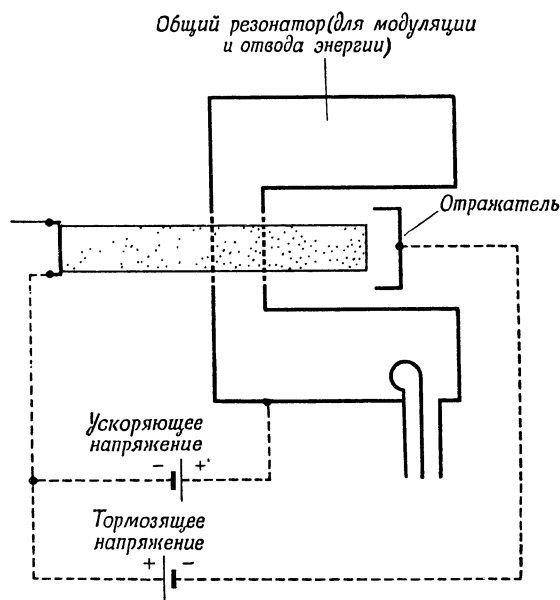
¹⁾ См., например, работы [7, 8].

чае, когда первый резонатор управляется слабым напряжением, пучок, попадая во второй резонатор, является носителем переменного тока малой амплитуды, однако вследствие высокого импеданса второго резонатора он может вызвать



Ф и г. 27. б и в — Графики волн пространственного заряда в клистроне с двумя резонаторами.

появление сравнительно большого напряжения на границах второго резонатора. Если параметры выбраны правильно, то это напряжение обуславливает более глубокую модуляцию, чем в первом резонаторе.



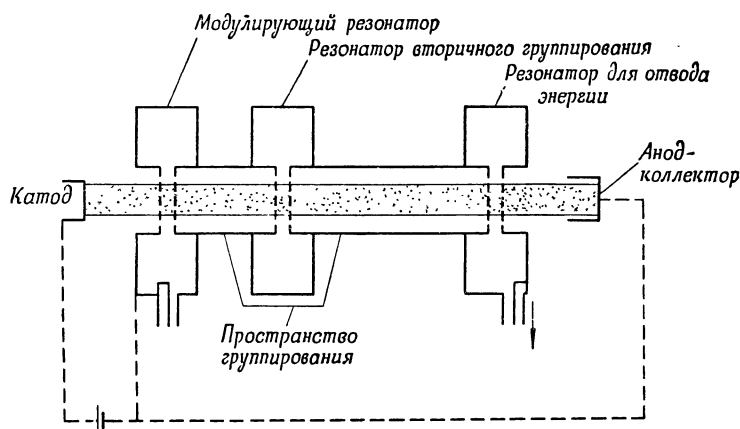
Ф и г. 28. Схема отражательного клистрона.

Действием первого резонатора практически можно пренебречь. Таким методом можно осуществить усилитель с большим к.п.д. Однако если к первому пространству взаимодействия приложено большое высокочастотное напряжение, то переменный ток, перенесенный пучком на уровень второго резонатора, имеет значительную величину, что в нормальных условиях приводит к появлению переменного напряжения большой амплитуды порядка величины напряжения в пучке. Для обеспечения надлежащего согласования и возбуждения второго резонатора это высокочастотное напряжение может быть уменьшено приблизительно до величины напряжения первого резонатора. Следует особо отметить два явления: с одной стороны, пучок, попадающий во вто-

рой резонатор, уже частично сгруппирован под действием модуляции в первом резонаторе; с другой стороны, разность фаз может регулироваться величиной и направлением рассогласования во втором резонаторе.

В результате обоих процессов модуляции явление группирования становится более подчеркнутым, т. е. переменная составляющая электронного потока на уровне пространства отвода энергии возрастает. С помощью упрощенной теории, по которой для двухрезонаторного клистрона получается к.п.д., равный 58%, находят, что для клистрона с тремя соответственно расположенными резонаторами к.п.д. может превышать 80% ¹⁾.

Естественно, такие факторы, как время пролета в пространствах взаимодействия, действие пространственных зарядов, большие сигналы и т. д., снижают эти две цифры, но соотношение их показательно. Анализ этих явлений показывает, что двойное группирование при соответствующей фазе второго



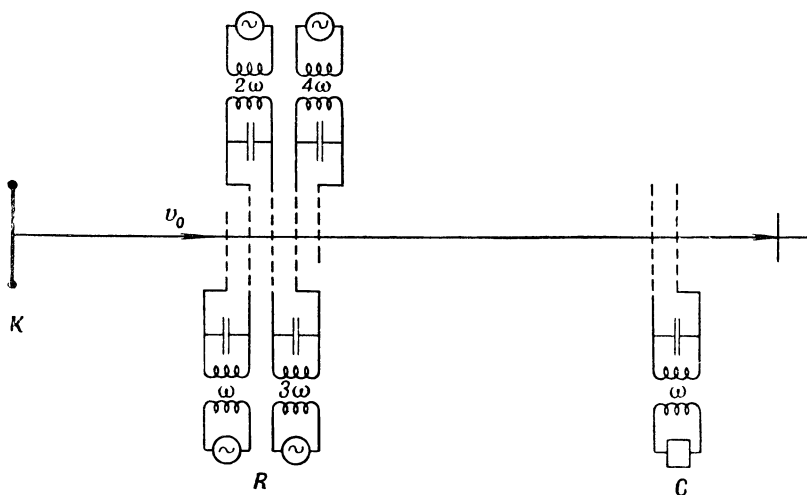
Ф и г. 29. Схема усилительного клистрона с тремя резонаторами.

резонатора эквивалентно модуляции скорости двумя синусоидальными напряжениями, из которых второе имеет удвоенную частоту основного, причем амплитуды и фазы обеих составляющих связаны между собой тем же соотношением, что и при разложении пилообразного напряжения в ряд Фурье. Таким образом, модуляция скорости в двух последовательных пространствах взаимодействия облегчает получение результата, аналогичного тому, который достигается благодаря пилообразной модуляции скорости. Практически эта модуляция не может быть непосредственно реализована, хотя, как известно, она позволяет обеспечить идеальное группирование и теоретически может быть получена с помощью бесконечного ряда высокочастотных полей с соответствующими амплитудой и фазой (фиг. 30).

Другой метод, позволяющий использовать преимущества второй гармоники в процессе модуляции скорости, состоит в использовании для группирования электрически «длинного» пространства взаимодействия в сочетании с переменным напряжением большой амплитуды. Анализ движения электронов через такое пространство показывает, что электроны вылетают со скоростями, аналогичными скоростям, вызванным первой гармоникой пилообразного напряжения. Соответственно, полученное в результате группирование обладает теми же характеристиками, что и описанные выше, а это обеспечивает более высокий к.п.д. [43, 71, 76, 81].

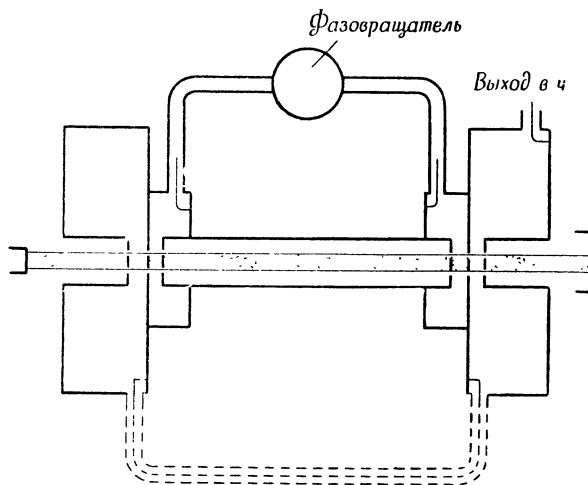
¹⁾ Необходимо пояснить, что группирование в последовательных резонаторах влияет на «электронный» к.п.д. благодаря улучшению группирования в потоке за счет синусоидальной модуляции скорости с малой амплитудой.

Третий возможный способ заключается в использовании, как предложено в системе, называемой «прионотрон»¹⁾, двух пространств модуляции, причем частота модуляции одного из них равна удвоенной частоте модуляции другого; расположение их показано схематически на фиг. 31 [83, 162].



Ф и г. 30. Принципиальная схема клистрона с пилообразной модуляцией скорости.

На практике первый из трех упомянутых методов оказался самым действенным, так как обеспечивал наиболее гибкое регулирование. В связи с этим



Ф и г. 31. Схематический разрез генератора «прионотрон» (фр. пат. 978489).

в современных клистронах чаще всего применяются три резонатора, разделенные двумя пространствами дрейфа, как показано на фиг. 29. В лампах большой мощности второй резонатор обеспечивает увеличение к.п.д. или усиление по мощности.

В некоторых случаях (например, в лампах большой мощности) можно полу-

¹⁾ От греческого *πριον*, означающего зубец пилы.

чить повышенный к.п.д. в многорезонаторном клистроне, превращая вновь в электрическую энергию часть кинетической энергии, перенесенной пучком из оконченного пространства взаимодействия на выход. Такой результат получается благодаря замедлению движения электронов в постоянном электрическом поле коллектора, некоторые элементы которого находятся под отрицательным потенциалом по отношению к пространству дрейфа. Так, например, при надлежащем уменьшении приложенной мощности к.п.д. лампы с тремя резонаторами может достигать от 40 до 50% и выше.

В усилителях малой мощности введение дополнительного резонатора позволяет сконструировать лампы с очень высоким к.п.д. В усилителях слабых сигналов введение дополнительного резонатора уменьшает уровень шума.

Применение более трех резонаторов, несмотря на то, что введение дополнительных резонаторов незначительно изменяет к.п.д. усилителя мощности, дает преимущество в смысле получения очень большого усиления. В действительности число применяемых резонаторов ограничено явлением реакции, вызываемым быстрыми вторичными электронами, возвращающимися с коллектора на катод, которое может вызвать генерацию.

Клистрон с группированием с помощью дрейфа электронов может служить основой для создания генератора или усилителя очень большой мощности, так как в данном случае области электронной эмиссии, взаимодействия и рассеяния тепла конструктивно могут быть надлежащим образом разделены. При правильном выборе геометрической конфигурации поверхность эмиссии и поверхность рассеяния тепла могут быть значительными.

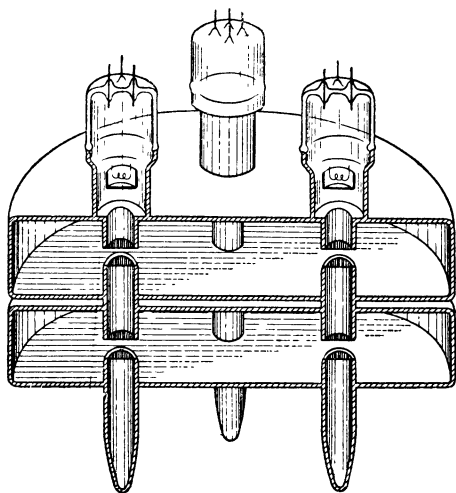
Интерес, который представляют лампы с модуляцией скорости, наглядно подтверждается результатами, полученными в Станфордском университете при работе с усилителем, имеющим три резонатора очень большой мощности и действующим в режиме коротких импульсов на частоте примерно порядка 3000 Мгц; усиление мощности 35 дб, к.п.д. 43%, предельная высокочастотная мощность на выходе 30 Мвт (при длительности импульса 1 мксек) [135]. Эти высокие показатели получены на модели, работавшей с непрерывной откачкой под очень высоким напряжением порядка 350 кв, однако отпаянные модели такого типа, выпущенные промышленностью, также имеют прекрасные характеристики; экспериментальная лампа ХА 17000, выпущенная в 1948 г. [82], дала приблизительно 10 квт выходной мощности в непрерывном режиме на частоте 1500 Мгц с к.п.д. 40% и усилением 25 дб, тогда как серийные лампы фирмы «Вариан ассошиэтс» VA80B и V82 дают предельные мощности 1 Мвт с усилением 30 дб в диапазоне 10 см и 5 квт с усилением 55 дб в диапазоне 3 см. Лампа фирмы «Эймак» X 561 с четырьмя резонаторами дает в непрерывном режиме на частоте около 600 Мгц выходную мощность 5 квт при управляющей мощности 5 мвт.

Ограничения, обусловленные полосой пропускания и диапазоном электронной настройки. Итак, принцип управления потоком при помощи модуляции скорости обеспечивает получение на с.в.ч. многих качественных показателей, весьма желательных для усилителя, таких, как усиление, к.п.д., выходная мощность. Однако использование этого принципа неизбежно сужает полосу пропускания. Этот недостаток, совершенно недопустимый в некоторых случаях, обусловлен использованием для получения указанных выше показателей контуров с высокими шунтирующими импедансами и, следовательно, большим перенапряжением.

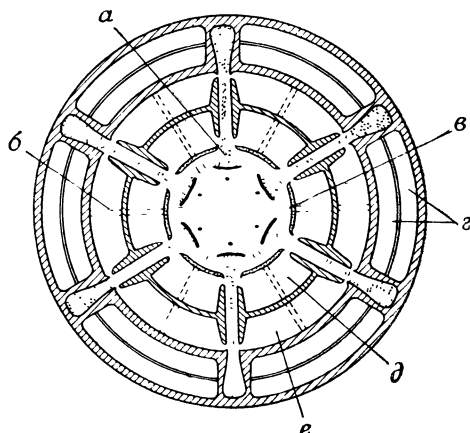
При условии по крайней мере частичного отказа от преимуществ регулировки при максимальном группировании, двойное группирование в трехрезонаторном клистроне позволяет расширить полосу пропускания за пределы, допускаемые при простом группировании, но лишь за счет усиления. Кроме того, это преимущество является относительным. Например, при лампе с тремя раздельными резонаторами, дающими 5 квт полезной мощности на 900 Мгц, усиление более 30 дб может быть получено лишь при оптимальной регулировке,

что соответствует полосе пропускания от 3 до 4 $Mгц$ на уровне 3 $дб$; в случае рассогласования второго контура относительно первого для того, чтобы получить полосу 6 $Mгц$ на уровне 1 $дб$, усиление приходится уменьшить приблизительно до 22 $дб$ [109].

Этот недостаток, связанный с узкой полосой пропускания, обусловлен удлиненной формой используемых электронных пучков; их диаметр ограничен многочисленными факторами, в частности действием пространственного заряда. Применение резонаторов с многократно повторяющимися полями, в которых используется несколько параллельных пучков, не устраняет этого недостатка, приводя лишь к получению большей мощности (фиг. 32а и 32б) [164].



Ф и г. 32а. Схематический разрез клистрона с многократно повторяющимися полями.



Ф и г. 32б. Схематический разрез лампы с большим числом пучков и многократно повторяющимися полями.

а—катод для направленных пучков; б—сетчатая диафрагма, определяющая вид колебания; в—фокусирующие электроды; г—рубашка для циркулирующей воды; д—резонатор на входе; е—резонатор на выходе.

Однако эти трудности, несомненно, уменьшатся, если применить другие резонаторы, которые хотя и трудно реализуемы, но позволяют применять пучки с относительно малым импедансом. Такие резонаторы изображены на фиг. 33¹⁾.

Аналогичное ограничение встречается и в лампах с модуляцией скорости, будь то усилители с двумя резонаторами, изображенные на фиг. 24а, или отражательные лампы на фиг. 25а, где через единственный резонатор дважды проходит один и тот же пучок.

В отражательных лампах фаза электронной реакции, которая определяет частоту колебаний, зависит от угла пролета электронов, соответствующего пролету через два пространства взаимодействия, и, следовательно, может быть изменена путем воздействия на определяющее ее отрицательное напряжение. Особо важным свойством этих ламп является возможность электронной перестройки частоты, однако наличие резонансного контура с достаточно высоким перенапряжением для получения при полете электронов надлежащего импеданса ограничивает эту перестройку пределом, в значительной мере обусловленным шириной полосы пропускания нагруженного резонатора. В связи с этим полоса электронной настройки в отражательном клистроне мала (порядка 1—2%).

¹⁾ По этому образцу было выполнено большое число конструкций; наиболее удачные из них описаны в работе [8].

Естественно, что рабочую частоту как усилителей, так и генераторов можно изменять путем механического воздействия на согласование резонаторов. Полоса механического согласования достигает $\pm 10\%$, если оно определяется деформированием стенок румбатора (что эквивалентно изменению емкости колебательного контура), и может быть значительно больше в лампах с запаянными дисками, содержащих элемент коаксиальной линии, согласуемый как часть внешнего контура. Однако это не решает проблемы расширения полосы пропускания или диапазона электронной настройки.

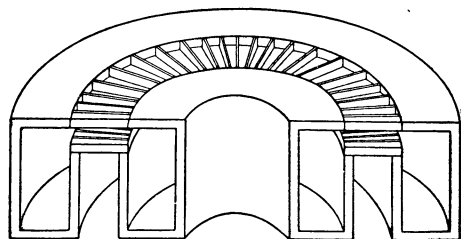
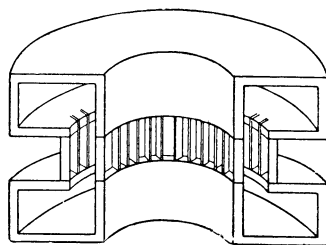
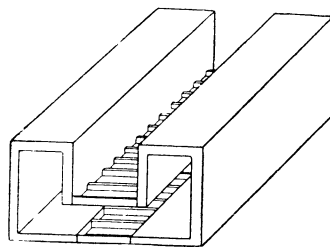
Необходимость использования трех резонаторов в клистроне для обеспечения большого усиления и высокого к.п.д. одновременно с широкой полосой пропускания представляет большое неудобство, значительно ограничивающее применение клистрона в некоторых устройствах, так как заставляет прибегать к большому числу регулировок для сохранения эффективной работы лампы, при изменении ее температурного режима. Очевидно, это неудобство сказывается тем сильнее, чем больше мощность лампы. Это обстоятельство привело к разработке принципиально нового усилительного устройства, более удобного в применении, чем клистрон с тремя резонаторами, и обладающего, по видимому, всеми его качествами. Это усилительное устройство представляет собой лампу с модуляцией скорости, имеющую распределенный группирователь. Принципиальная схема этой лампы дана на фиг. 34 [96, 145]. В этом устройстве электронное группирование осуществляется в результате совокупного взаимодействия между электронами и полем замедляющей системы, которая одновременно выполняет функции группировочного резонатора и пространства дрейфа в клистроне. Пакеты электронов, образованные на выходе этого пространства взаимодействия, отдают затем свою энергию резонатору со сравнительно высоким импедансом. Теоретически к.п.д. и усиление в этом случае имеют величину того же порядка, что и у клистрона с тремя резонаторами. Но, кроме того, эта система обладает двумя преимуществами:

1) упрощенной регулировкой лампы за счет использования одного лишь резонатора для согласования, к тому же не критичного из-за малого перенапряжения, обусловленного влиянием нагрузки;

2) более широкой полосой пропускания благодаря отсутствию в лампе какого бы то ни было резонатора с большим перенапряжением.

Эффективность этого устройства подтверждена проверкой, но область его применения, очевидно, ограничена.

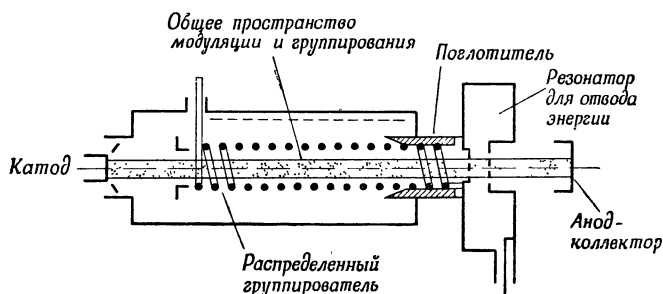
Отражательный клистрон как генератор миллиметровых волн. В связи с тем что омические потери в отражательном клистроне очень малы, ток его,



Ф и г. 33. Схематический разрез резонаторов, позволяющих использовать пучки с малым импедансом

возбуждающий колебания, при прочих равных условиях меньше тока в много-резонаторных клистронах-генераторах с самовозбуждением. Именно поэтому отражательный клистрон обеспечивает получение максимально возможной частоты при сохранении принципов работы лампы с модуляцией скорости. Эта частота определяется максимальной величиной плотности электронного потока, которую можно получить в пространстве взаимодействия, причем сама эта величина ограничена тепловыми скоростями электронов, абберацией электронной пушки и действием пространственного заряда. Благодаря удачному выполнению электронных пушек и катодов, а также благодаря особым мерам предосторожности при конструировании удалось получить отражательные клистроны классического типа, генерирующие волны длиной в несколько миллиметров. В этой области существует уже несколько серийных образцов, например лампа QK 294, называемая «райтеон», которая дает более 5 мвт на частоте приблизительно 45 000 Мгц.

Чтобы обеспечить еще более высокую частоту, которую трудно получить от отражательного клистрона обычного типа в связи с малыми размерами его



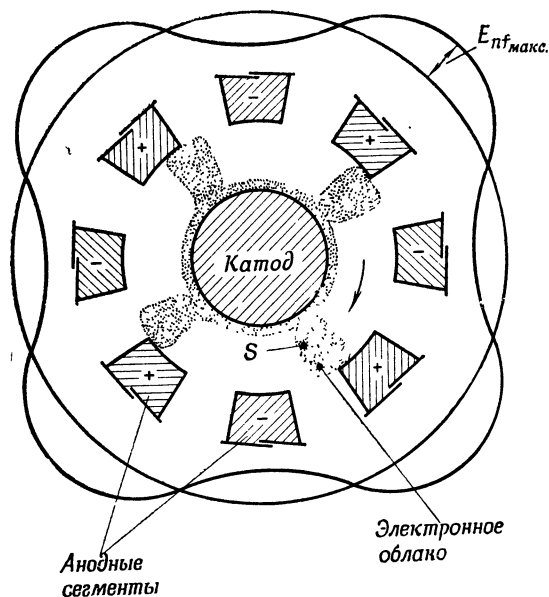
Ф и г. 34. Схема лампы с модуляцией скорости, имеющей распределенный группирователь.

конструктивных элементов, было решено применить новый принцип, характеризующийся взаимодействием пучка с полем гармонических колебаний [165]. Румбатрон обычного типа имеет бесконечное число резонансных частот $f_0, f_1 \dots f_n$, однако по существу эти частоты не являются кратными друг другу. Между тем можно построить резонатор и отрегулировать его таким образом, чтобы $f_n = p f_0$. Как показал опыт, p может достигнуть величины порядка 20 при условии, что, с одной стороны, перенапряжение резонатора на частоте $p f_0$ имеет значительную величину и, с другой — связь между переменным полем и пучком достаточно велика. Как было недавно установлено Лебутэ и Бернье, отражательный клистрон, снабженный резонатором такого типа сравнительно больших размеров, генерирует колебания очень высокой частоты, которые, кроме того, могут быть стабилизированы воздействием на основную составляющую. Судя по данным, полученным в настоящее время, этот принцип, по-видимому, применим для получения значительных мощностей (порядка 1 мвт) при сравнительно низких напряжениях (несколько киловольт) на волнах длиной менее 1 мм.

Современные магнетроны для миллиметрового диапазона волн

Магнетроны с бегущей волной. Обзор различных типов магнетронов. Способ взаимодействия, описанный выше, на котором основана работа магнетронов, называемых «магнетронами с бегущей волной», может быть использован в лампах с характеристиками, значительно отличающимися друг от друга. С точки зрения свойств, определяемых электронным потоком, такие магнетроны представляют собой контуры, содержащие анодные сегменты. Решающим является то, как работают эти контуры: вблизи от резонанса или сравнительно далеко от него.

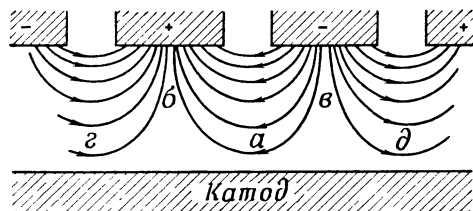
Наиболее распространенные из так называемых магнетронов с бегущей волной известны под названием многорезонаторных магнетронов и магнетронов с контурами, расположенными в чередующемся порядке. В сущности, для получения требуемых результатов преобладающее значение по сравнению с формой контура имеет величина его параметров; некоторые устройства, эквивалентные в отношении способа обмена энергией, могут значительно отличаться друг от друга. Так, некоторые линии с резонаторами, расположенными в чередующемся порядке, имеют характеристики, аналогичные тем, которые получаются при использовании объединенных резонаторов [131, 140, 145]. Каковы бы ни были их особенности, все магнетроны с бегущей волной характеризуются одним и тем же способом взаимодействия поля с электронным потоком, основные принципы которого одинаковы. Этот способ описан ниже.



Ф и г. 35. Схема распределения пространственного заряда в магнетроне с бегущей волной, действующем при больших сигналах [114].

Свойства пространственного заряда и обмен энергией в магнетронах с бегущей волной [114, 134]. Рассмотрим изображенное на фиг. 35 пространство взаимодействия магнетрона с разрезным анодом, сегменты которого присоединены к какому-либо высокочастотному контуру, причем между сегментами приложена переменная разность потенциалов. В пространстве взаимодействия в связи с наличием между катодом и анодом постоянного электрического поля и перпендикулярного ему магнитного поля электроны следуют приблизительно по эпициклоидальным траекториям, испытывая ускорение вблизи катода. Средняя величина этого ускорения зависит от относительной напряженности постоянных электрического и магнитного полей. При правильном выборе постоянного напряжения на аноде и напряженности магнитного поля можно регулировать среднюю угловую скорость вращения электронов до любой желаемой величины. Высокочастотное поле (в пространстве взаимодействия), с которым электроны вступают во взаимодействие, обусловлено переменной разностью потенциалов, существующей между сегментами анода; распределение поля, изображенное на фиг. 35, названо π -видом, так как между смежными сегментами анода существует разность фаз 180° . Это распределение высокочастотного поля постоянно в пространстве, но не постоянно во времени и может быть

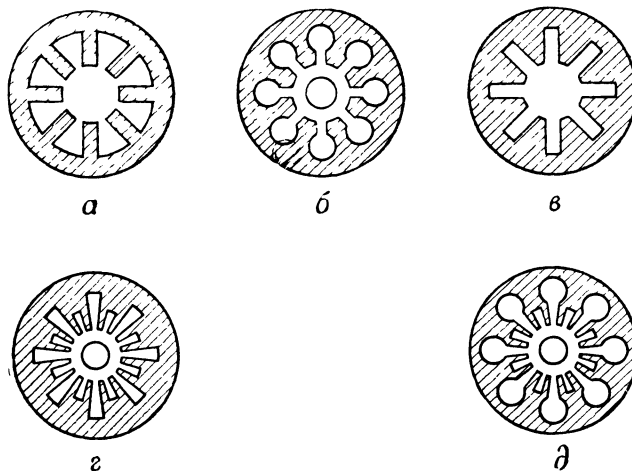
представлено рядом Фурье как некоторое число бегущих волн, которые расходятся в противоположных направлениях вдоль пространства взаимодействия. При колебании π -вида электроны вступают во взаимодействие с основной составляющей бегущих волн, которая распространяется в одном направлении с электронами с фазовой скоростью, равной скорости синхронных электронов $\omega_n = 2\pi f_n$. Основываясь на предположении, что основная составляющая высокочастотной волны и электроны движутся с одинаковой скоростью, можно представить механизм фокусировки электронов, который связан с влиянием радиальной составляющей высокочастотного поля на среднюю скорость скольжения электронов в пространстве взаимодействия. Например, в области, где радиальная составляющая высокочастотного поля совпадает с направлением постоянного электрического поля, средняя скорость вращения электрона увеличивается. Электрон, таким образом, движется быстрее по сравнению с полем высокой частоты. Наоборот, если радиальная составляющая высокочастотного поля противоположна по направлению постоянному электрическому полю, то средняя скорость вращения электрона уменьшается. В связи с этим движение электрона по отношению к высокочастотному полю замедляется. В результате этого процесса электроны остаются в положении, при котором обеспечивается передача максимальной мощности высокочастотному полю.



Ф и г. 36. Структура высокочастотного поля в пространстве катод—анод магнетрона с бегущей волной.

Рассмотрим фиг. 36. Электроны, находящиеся в правой части области a , могут отдать часть энергии высокочастотному полю, заимствуя ее у постоянного поля; следовательно, для передачи энергии от постоянного поля к высокочастотному электроны должны переместиться в направлении к аноду. Электроны, находящиеся в области b , как было указано выше, перемещаются вправо под действием радиальной составляющей высокочастотного поля. Электроны, находящиеся в области $в$, перемещаются влево. Таким образом, в области a образуется значительная плотность пространственного заряда и происходит передача энергии от постоянного поля к высокочастотному. Рассмотрим электрон, попадающий в одну из областей пространства взаимодействия $г$ или $д$. Этот электрон приобретет ускорение за счет действия тангенциальной составляющей высокочастотного поля; прирост средней скорости вращения вызовет увеличение ускорения в направлении движения, т. е. к катоду. Это нормальное ускорение возникает под действием аксиального магнитного поля, и так как радиальные силы, воздействующие на эти электроны до их взаимодействия с высокочастотным полем, находятся в равновесии, электроны будут направляться к катоду. Такие электроны извлекают, таким образом, энергию из высокочастотного поля, а последующая передача ими энергии катоду вызывает нагревание катода. Рассмотрим теперь электрон, попадающий в пространство взаимодействия — область a ; тангенциальная составляющая высокочастотного поля замедляет электрон, перемещая его в направлении анода и обеспечивая непрерывную передачу энергии от постоянного поля к высокочастотному. Итак, электроны могут существовать

только в области б—в, фиг. 36, которая является оптимальной для передачи энергии от постоянного поля к высокочастотному. Несмотря на трудность получения конечного результата из-за невозможности построения индивидуальных траекторий электронов, понимание явлений индукции все же позволяет произвести некоторые уточнения. Когда сектор пространственного заряда S проходит перед элементом анода, он наводит в нем заряд, а так как секторы пространственного заряда вращаются, во внешнем контуре возникает ток высокой частоты. В случае колебания π -вида между каждой парой чередующихся зубцов анода имеется сектор пространственного заряда, который действует в качестве генератора тока, дающего максимальную мощность, пока секторы отстоят на равном расстоянии от зубцов анода; ток



Ф и г. 37. Схематический разрез анодных блоков различной конструкции в многорезонаторных магнетронах.

положительной полярности стекает в контур с того зубца анода, от которого заряд начинает перемещаться. Если зубец анода, отдающий контуру положительной полярности ток, также находится в этот момент под максимальным положительным потенциалом высокой частоты, пространственный заряд отдает контуру наибольшую возможную энергию.

О некоторых особенностях и возможностях магнетронов с бегущей волной. Многорезонаторные магнетроны¹⁾. Магнетроны могут быть классифицированы на различные категории в зависимости от структуры контуров. Так, например, имеются контуры с клапанами (фиг. 37, а), контуры с отверстиями и щелями (фиг. 37, б), контуры со щелями (фиг. 37, в), контуры типа «восходящее солнце» (фиг. 37, г и д), в которых смежные резонаторы имеют различные собственные частоты, что обеспечивает разделение видов колебаний и стабильность частоты генерации магнетрона. Магнетрон обычно работает на частоте, близкой к резонансной частоте контуров. В связи с этим на контурах существует очень высокое напряжение, причем одной из характерных особенностей многорезонаторных магнетронов (тех, которые применяются для возбуждения большой мощности в импульсном режиме) является то, что частота генерируемых колебаний при прочих равных условиях и при постоянном анодном напряжении изменяется сравнительно мало.

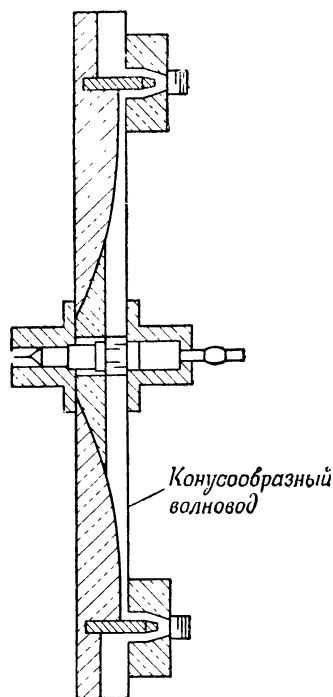
¹⁾ Магнетрон со многими внутренними резонаторами после многочисленных исследований и изготовления многих вариантов конструкции в период второй мировой войны может считаться в настоящее время классическим. Однако работа его основана на давно известных принципах: русские специалисты Алексеев и Маляров описали его в 1940 г. [55], но упоминание о нем содержится в патенте Семюзля 1936 г. [156].

Возможности многорезонаторных магнетронов в настоящее время достаточно хорошо известны, чтобы требовались дополнительные пояснения. Отметим только, что возможны конструкции ламп этого типа, дающие при коротких импульсах (порядка микросекунд) предельные мощности 10 Мвт при длине волны 10 см и что по хорошо известным причинам, которые в дальнейшем будут рассмотрены в связи с лампами с бегущей волной, их к.п.д. для некоторых моделей в дециметровом диапазоне достигает 70%.

Магнетроны этого типа являются также наиболее эффективными среди электронных генераторов миллиметровых волн; например в Колумбийском университете некоторые модели дали в режиме коротких импульсов предельную мощность 30 кВт с к.п.д. порядка 15% на волне длиной 6 мм и 2 кВт

с к.п.д. порядка 3% на волне длиной 3 мм . Ограничения в отношении мощностей в многорезонаторных магнетронах обусловлены главным образом катодом, а именно его обратной бомбардировкой; ограничения по частоте обусловлены необходимым уменьшением размеров контуров.

Магнетроны с широкой электронной перестройкой (магнетрон с перестройкой на напряжении) [125, 134]. Разработанный исследователями «Дженерал электрик компани» и Мичиганского университета магнетрон с перестройкой напряжением имеет, как показывает само название, характерную особенность, состоящую в том, что частота возбужденных колебаний может плавно регулироваться при помощи анодного напряжения. Поскольку эти лампы появились сравнительно недавно, механизм их работы подробно не изучен, однако их основные свойства можно выяснить, используя приведенное выше соображение о том, что возбуждение колебаний в магнетронах с бегущей волной происходит почти тем же способом, что и в генераторе переменного тока. Если к элементам анода в магнетроне присоединить контур, который восстанавливает в некоторой полосе импеданс, относительно независимый от частоты, и если между указанными выше элементами приложить переменные напряжения, то секторы пространственного заряда (см. фиг. 35), форма которых определяется этими переменными напряжениями, будут вращаться тем скорее, чем выше постоянное напряжение. Хотя увеличение

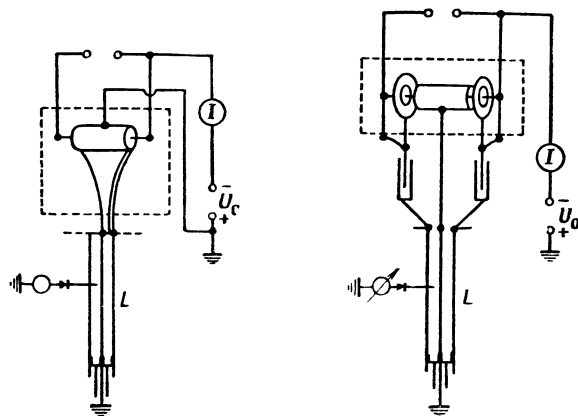


Фиг. 38. Схематический разрез магнетрона с широкой электронной перестройкой напряжением [134].

постоянных напряжений вызывает увеличение радиальной скорости движения электронов, аналогия между магнетроном и генератором переменного тока показывает, что частота колебаний является функцией постоянного напряжения. В 1953 г. группа исследователей Мичиганского университета сообщила о создании модели нового магнетрона с наружным резонатором (фиг. 38), который дает в режиме непрерывных колебаний мощность свыше 250 мвт в полосе частот от 1500 до 3000 Мгц . Можно получить и более высокие мощности, однако на основе существующих теорий нетрудно предвидеть, что при широкой полосе частот (по крайней мере на очень высоких частотах) к.п.д. получается сравнительно низким, что связано с трудностью реализации контура, восстанавливающего на границах разряда импеданс, соответствующим образом связанный с частотой. Действительно, на границах щели взаимодействия появляются параллельно включенная емкость между соответствующими сегментами и шунтирующий импеданс, вносимый во внешний контур. Очевидно, что для получе-

ния наибольшей высокочастотной мощности в широкой полосе электронной перестройки необходимо при прочих равных условиях, чтобы емкость между анодами была мала и импеданс внешнего контура относительно велик, не изменяясь заметно в широком интервале частот; в этом, а также в необходимости пользоваться во избежание слишком больших изменений мощности эмиссией, строго лимитируемой температурой, заключаются причины ограниченного применения системы. Исходя из принципа действия этой системы, можно ожидать довольно сильной зависимости частоты магнетрона с перестройкой напряжением от изменения нагрузки. Наряду с этим очевидно, что при данной системе электродов к.п.д., полезная мощность и частотная реакция нагрузки магнетрона с перестройкой напряжением всегда могут быть улучшены за счет полосы согласования путем соответствующего изменения внешнего контура и что для узких полос их величины приближаются к тем, которые получены для обычных магнетронов вблизи резонансной частоты их контуров.

Магнетрон нового типа со сплошным анодом для генерации с.в.ч. (магнетрон «диокотрон»). Напомним, что в результате непосредственного взаимодействия различных потоков электронов, имеющих разные скорости, можно получить усиление, для использования которого на волнах пространственного заряда были разработаны различные системы.



Ф и г. 39 Схемы магнетронов—генераторов с самовозбуждением типа «диокотрон» [122].

Усиление возникает и в том случае, если электроны перемещаются в пересекающихся постоянных электрическом и магнитном полях [97, 100, 103, 122]. В условиях, которые существуют в диокотроне, а также, когда электронный пучок обладает достаточной плотностью и замыкается сам на себя, как это имеет место в магнетронах современной конструкции, такое явление может обусловить возбуждение колебаний особого вида [123]. Колебания, вызываемые волнами пространственного заряда, теоретически должны иметь частоту, при которой электрон, обладающий средней скоростью, совершает полный оборот в пространстве взаимодействия за целое число периодов k . Для магнетронов с анодом радиуса r_a , к которому приложены напряжение U_0 и магнитное поле B , это условие имеет вид

$$F = 32K \frac{U_0}{Br_a^2},$$

где значение F выражено в мегагерцах; U_0 — в вольтах; B — в гауссах; r_a — в сантиметрах и K — положительное целое число. Этот результат был экспериментально проверен на малых магнетронах с плоским анодом, причем коле-

бания наблюдались, но удовлетворительного объяснения не получили [41]. Магнетроны типа диокотрон представляют собой генераторы с очень простой конструкцией, рабочая частота которых может регулироваться в широких пределах одним лишь изменением анодного напряжения; первые модели, две из которых схематически изображены на фиг. 39, обеспечивают получение мощности порядка 50 *вт* в полосе частот, превышающих октаву. Средняя частота при этом равна 800 *Мгц*.

Лампы с бегущей волной

Основные принципы действия [144]. В целях преодоления ограничений, обусловленных полосой пропускания усилительных ламп с модуляцией скорости, следует изыскать новый принцип, позволяющий использовать пучок с высоким импедансом совместно с контуром, обладающим широкой полосой пропускания, т. е. с малым импедансом. Так как высокочастотное поле контура с малым импедансом слабо взаимодействует с пучком, необходимо компенсировать этот недостаток, например, создав условия длительного взаимодействия с помощью периодической структуры.

Поля периодической структуры представляют собой сумму бегущих волн, причем фазовая скорость одной из них равна скорости электронов. Если рассматривать взаимодействие этих бегущих волн с электронным потоком для каждой волны в отдельности, что допустимо в рамках линейной теории, то можно констатировать, что только та бегущая волна, которая имеет скорость, равную или близкую скорости этого пучка, оказывается под значительным воздействием последнего.

Таким образом, можно считать, что лампы с бегущей волной позволяют преодолеть трудности, вызванные значительным временем пролета электрона через постоянное поле резонатора ламп с модуляцией скорости и тем, что фаза поля изменяется за время пролета электрона; это достигается путем замены стоячей волны бегущей волной, которая может воздействовать в постоянной фазе на электрон во время длительного пробега; система с периодической структурой служит в этом случае средством получения замедленной волны, необходимой для обеспечения приблизительно одинаковой скорости движения электронов и поля с бегущей волной (условие, без которого не может быть взаимодействия).

На фиг. 40, *а* схематически изображено мгновенное распределение потенциала высокочастотного поля вдоль замедляющей системы, объясняющее механизм усиления в лампе с бегущей волной. Это объяснение исключительно просто, если допустить а priori существование волны с возрастающей амплитудой, распространяющейся вдоль замедляющей системы с фазовой скоростью, несколько меньшей, чем средняя скорость электронов.

Предположим, что наблюдатель перемещается вместе с волной, поэтому для него максимумы и минимумы потенциала вдоль оси кажутся неподвижными, электроны же на своем пути вдоль оси замедляющей системы встречают области подъема и спада потенциала. Благодаря этому они более сближаются друг с другом на тех участках, где летят медленнее, по сравнению с теми участками, где летят быстрее. Следовательно, пакеты электронов формируются вблизи максимумов потенциала. В результате баланс обмена энергией за период между пучком и высокочастотными полями не равен нулю. Иными словами, пакеты электронов, которые перемещаются между противодействующими высокочастотными полями, образованными замедляющей системой, отдают энергию этим полям. Эта энергия, исходящая от постоянного источника, передается волне при ее движении вдоль замедляющей системы. Таким образом, усиление появляется в результате многократного последовательного отбора незначительных порций энергии от электронного потока вдоль всей длины пролета электронов при

взаимодействии их с полем волны. Усиление возникает, как только бегущая волна и электроны начинают двигаться с одинаковой скоростью.

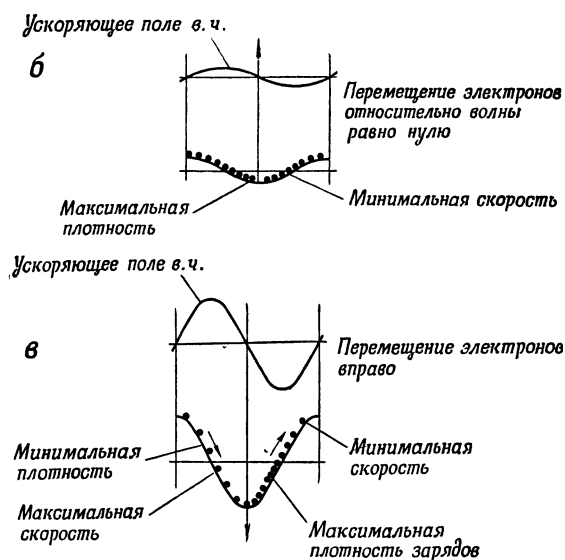
На фиг. 40, б и в изображено расположение электронов на входе и выходе усилителя с бегущей волной в случае совпадения фазовой скорости волны



а

Ф и г. 40, а. Схематическое изображение движения электронов относительно волны в лампе с бегущей волной (наблюдатель перемещается вместе с волной). Предполагается, что первоначально электроны перемещаются быстрее, чем взаимодействующее поле, двигаясь в одном направлении с ним.

со скоростью электронов. До момента, когда происходит значительный обмен энергией между электронами и волной, электроны группируются у вершины в соответствии с распределением потенциала вдоль системы, не оказывая прямого воздействия на амплитуду волны, так как они располагаются вблизи точек,

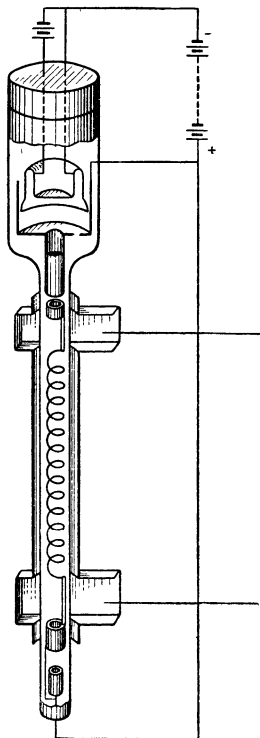


Ф и г. 40, б, в. Расположение электронов, соответствующее входу (б) и выходу (в), в случае, когда электроны имеют начальную скорость, равную фазовой скорости взаимодействующей волны [14].

где φ — аксиальное поле равно нулю; они образуют поток с фазой, превосходящей фазу поля на $\pi/2$; электронная проводимость в этом случае имеет характер положительной реактивной проводимости, действие которой заключается в уменьшении скорости распространения волны. На выходе лампы точки максимальной скорости и максимальной электронной плотности располагаются так,

что пакеты подвергаются противодействующей силе, заставляющей их терять часть своей энергии, в результате чего амплитуда волны увеличивается, т. е. появляется усиление. В указанной области фаза потока опережает фазу поля более чем на $\pi/2$ и выражение для электронной проводимости имеет действительную часть с отрицательным знаком.

Краткие сведения по истории разработки ламп с бегущей волной [144]. Идея использования длительного взаимодействия между электронным пучком и электрическим полем бегущей волны с фазовой скоростью, близкой к скорости электронов для создания ламп, в которых были бы устранены трудности,



Фиг. 41. Схема усилительной лампы с бегущей волной, описанной Пирсом [6].

присущие диапазону высоких частот, насчитывает более 20 лет. Указания на это содержатся в двух патентах Гаева, датированных 1933 г. [150, 151], где автор предупреждал о возможности использования бегущей волны. В патенте, датированном 1940 г. [160], Линденblad описал усилитель с широкой полосой пропускания для ультракоротких волн, в котором отбор энергии предусматривался от модулированного пучка, например под воздействием сетки, как результат взаимодействия с замедленной бегущей волной¹). Представления о длительном взаимодействии и о замедляющей системе даны также в описании генератора со стоячей волной, предложенного Клавье и Ростасом в 1937 г. [157]; в нем, так же как и в лампе со спиральной линией Гаева, управление потоком связано непосредственно с отбором энергии.

В 1942—1943 гг. Компенер создал первый усилитель с бегущей волной, эффективно работавший на сантиметровых волнах. Обстоятельства сложились так, что этот материал был опубликован лишь в 1946 г., приблизительно в тот момент, когда Пирс и его коллеги, описывая лампу аналогичной конструкции (фиг. 41), показали преимущества, вытекающие из основного принципа действия для получения больших к.п.д. и широких полос пропускания на с.в.ч.

Свойства замедляющих систем, применяемых в лампах с бегущей волной. Применение замедляющих систем с периодической структурой, которые могут приобретать различные формы (спиральная линия — простая или комбинированная, линия «пальцы в пальцы», линия с клапанами и т. д.), является общим для разных типов ламп с бегущей волной.

Свойства этих систем для заданных частоты и формы распространения характеризуются распределением полей в ячейке и фазовым углом ψ между двумя последовательно расположенными ячейками, в которых одинаково расположенные точки разделены порогом p ; при возбуждении линии на одном из ее концов другой конец не дает отражения (фиг. 42). Если в пределах полосы пропускания линии без потерь величина ψ имеет действительное значение, то поля вдоль линии удовлетворяют условию

$$E(x, y, z + np) = E(x, y, z) e^{-in\psi}.$$

Тогда поля выражаются уравнением

$$E(x, y, z) = \sum_k E_k(x, y) e^{-i(\psi + 2k\pi) \frac{z}{p}},$$

¹) Уничтожение стоячей волны в спиральной линии, представляющей собой замедляющую систему, предусматривалось путем введения на входе этой линии сопротивления, предназначенного для поглощения обратной волны.

где

$$E_k(x, y) = \frac{1}{p} \int_0^p E(x, y, z) e^{i(\psi + 2k\pi) \frac{z}{p}} dz.$$

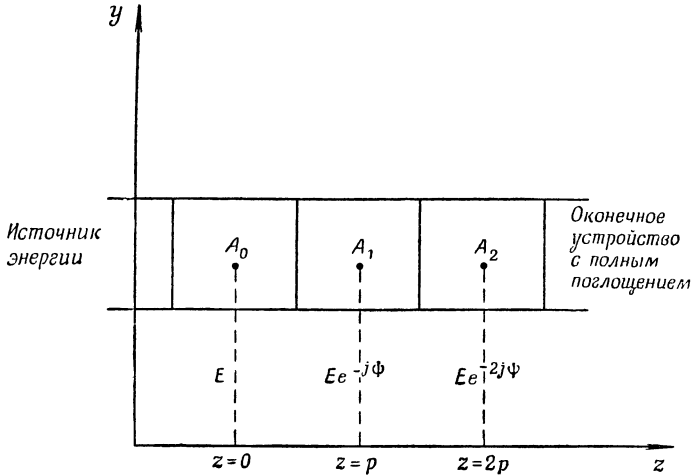
Такое распределение полей вдоль замедляющей системы представляет собой наложение бесконечного числа бегущих волн с фазовой скоростью

$$v_k = \frac{\omega p}{\psi + 2k\pi}, \quad \text{где } k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Эти волны, называемые иногда пространственными гармониками, имеют одинаковую групповую скорость

$$v_g = p \frac{d\omega}{d\psi} = p \frac{P}{W_p},$$

совпадающую со скоростью распространения энергии вдоль линии. В этом выражении P — мощность, циркулирующая в линии, а W_p — постоянная энергия в ячейке. Фазовые скорости v_k могут быть положительными или отрицательными в зависимости от значения k . Для значений ψ в пределах



Ф и г. 42. Поля с равнозначными точками в последовательно расположенных ячейках линии с периодической структурой.

$-\pi < \psi < \pi$ фазовые скорости положительны, когда $k = 0$ («прямые» волны) и отрицательны, когда $k < 0$ («обратные» волны). «Основная» волна ($k = 0$), обладающая наибольшей фазовой скоростью, является прямой или обратной в зависимости от знака ψ . Изменения ψ с частотой F , которые полностью характеризуют «дисперсию» замедляющей системы, выражаются изменениями фазовой скорости v_k с частотой.

Длину волны $\lambda = c/F$ можно выразить в виде зависимости от степени замедления системы; это соотношение, представленное графически на фиг. 43 [117], имеет вид

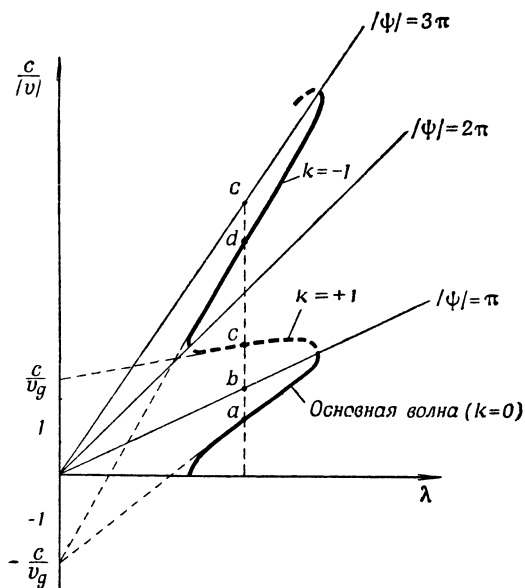
$$\left| \frac{c}{v_k} \right| = \frac{|\psi + 2k\pi|}{2\pi P} \lambda.$$

Фазовая скорость, определяющая возможные скорости электронного пучка, взаимодействующего с полем замедляющей системы, и дисперсия являются основными характеристиками замедляющих систем, предназначенных для использования в лампах с бегущей волной. Важной характери-

стикой является сопротивление связи, определяемое выражением

$$R_c = \frac{E_f E_f^*}{2\Gamma_0^2 P},$$

где E_f — продольная составляющая электрического поля волны на уровне пучка, имеющей скорость, близкую к скорости электронов, $\Gamma_0 = \omega/v$ — постоянная распространения этой волны и P — мощность, проходящая через систему. По мере удаления от замедляющей системы высокочастотное поле уменьшается по закону $e^{-\Gamma_0 y}$; поле, а следовательно, и сопротивление связи для волн высокого порядка становятся слабыми, что соответствует большому



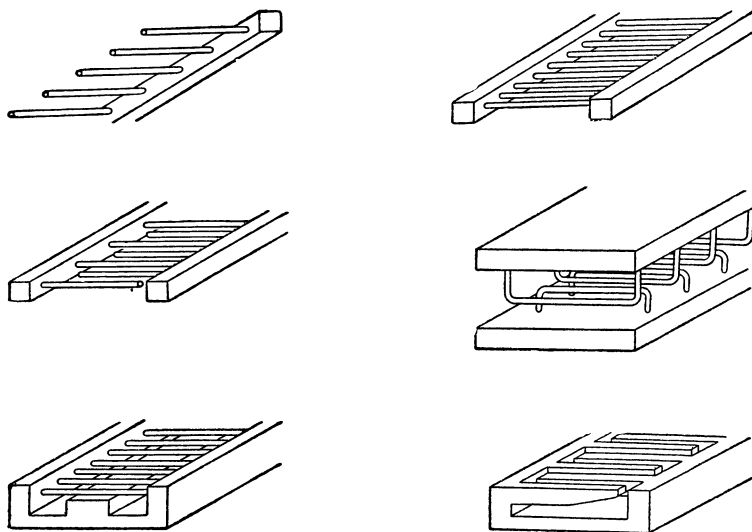
Фиг. 43. Кривая дисперсии замедляющей системы с периодической структурой.

значению Γ_0 . Для получения большого значения сопротивления связи необходимо использовать волну возможно более низкого порядка или основную волну, если это допустимо с точки зрения геометрических размеров системы.

Замедляющие системы для ламп с бегущей волной [87, 91, 126, 139, 144]. Осуществление ламп с широкой полосой (широкополосный усилитель, генератор с широкой полосой электронной настройки) вызывает необходимость применения замедляющих систем со слабой дисперсией. Для систем, в которых используется прямая волна, минимальная дисперсия соответствует групповой скорости, равной фазовой скорости; в случае обратной волны минимальная дисперсия соответствует групповой скорости, равной c . Увеличение групповой скорости сопровождается при прочих равных условиях увеличением мощности, переданной через систему, и, следовательно, уменьшением сопротивления связи. Поэтому для обеспечения в широкополосных замедляющих системах требуемого сопротивления связи необходимо уменьшить, насколько возможно, накопленную в них энергию, например путем уменьшения объема, занимаемого электромагнитным полем вне пучка. Замедляющая система в виде спирали отвечает этому требованию в случае использования прямой волны. Замедляющие системы, обладающие аналогичными преимуществами, могут быть построены на основе линий, имеющих форму гребня или лестницы. Замедляющие системы с поперечинами могут быть применены в системах с основной волной,

прямой или обратной, в зависимости от особенностей их структуры (фиг. 44); теоретически они могут быть полностью изучены на основе теории многопроводных линий [146].

В следующем разделе описаны лампы двух типов — типа О и типа М, отличающиеся формой взаимодействия между полем замедленной волны и электронным пучком. Конструкции, изображенные на фиг. 44, предназначены



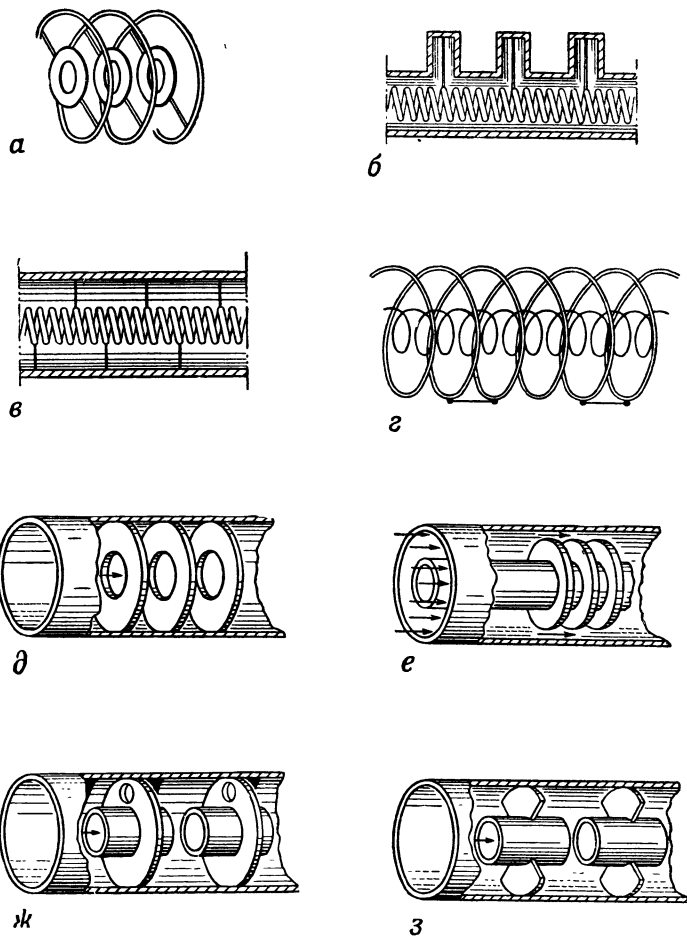
Ф и г. 44. Образцы конструкций замедляющих систем для ламп с бегущей волной типа М.

главным образом для ламп типа М, однако могут быть разработаны варианты конструкций для ламп типа О, в которых используется цилиндрический электронный пучок круглого сечения. Например, линия с элементами, расположенными в чередующемся порядке (линия типа «пальцы в пальцы»), может иметь пальцы, согнутые соответствующим образом для захвата этого пучка. Вообще же самой подходящей замедляющей системой для ламп типа О малой мощности является простая спиральная линия, несложная в изготовлении (по крайней мере для случая не слишком высоких частот); ее варианты имеют также преимущества и с других точек зрения. Бифилярная спираль, группируя отдельно гармоники четного и нечетного порядка, может служить замедляющей системой малых размеров, позволяющей получить обратную волну основного вида и применимой в некоторых генераторах; кроме того, благодаря постоянному напряжению, приложенному между двумя элементами, эта замедляющая система позволяет осуществить электростатическую фокусировку электронного пучка. Тот же результат может быть получен и на замедляющей системе типа «пальцы в пальцы». Наконец, спираль со сдвоенными и скрещивающимися витками отличается тем, что вследствие симметрии полей импеданс связи ее основной волны гораздо больше, а импедансы связи гармоник значительно меньше, чем у простой спирали. В усилителях это явление увеличивает общий к.п.д. и уменьшает самовозбуждение за счет обратной волны [142].

Нагружая простую спираль дисками с отверстиями (фиг. 45, а), можно осуществить замедляющую систему, обладающую характеристиками фильтра и полосой пропускания меньшей, чем у обыкновенной спирали. Однако в некоторых случаях это является преимуществом в связи с тем, что фазовая скорость совпадает со скоростью электронов лишь в небольшой полосе частот, что дает

возможность предупредить возникновение паразитных колебаний, обусловленных недостаточным согласованием на входе и выходе, не прибегая к искусственному ослаблению колебаний в замедляющей системе.

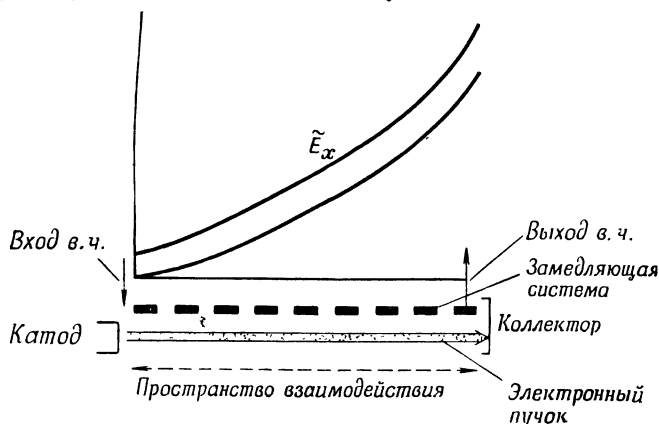
На фиг. 45, б и в показаны другие способы уменьшения полосы путем введения периодических разрывов вдоль однозаходной спирали. Аналогичный результат может быть получен при помощи двух коаксиально соединенных



Ф и г. 45. Образцы конструкций замедляющих систем для ламп с бегущей волной типа О.

спиралей, причем наружная имеет соответствующие разрывы. Электромагнитное поле внутренней спирали взаимодействует с электронами, как и в обыкновенной спирали (фиг. 45, г). Хотя последняя и может быть использована в лампах типа О, однако лампы этого типа для большой мощности (для постоянного или импульсного режима) требуют, вообще говоря, других, более жестких замедляющих систем, допускающих большее рассеяние тепла (например, когда большое количество электронов случайно бомбардирует замедленную систему) и обыкновенно не требуют ослабления (чтобы устранить упомянутые выше колебания). В числе этих замедляющих систем можно назвать круглый волновод, нагруженный дисками с отверстиями (фиг. 45, д), коаксиальную линию с внутренним проводником, имеющим ребристую нагрузку (фиг. 45, е), волновод (с пространством дрейфа), состоящий из полостей с симметричным профилем, расположенных последовательно и соединенных отверстиями соответствующих размеров (фиг. 45, ж и з).

Усилители и генераторы с бегущей волной [129, 144, 145]. Взаимодействие электронного пучка с полем замедляющей системы. При прохождении электронного пучка вдоль замедляющей системы электроны подвергаются последовательному воздействию полей ячеек, составляющих систему. Значение этого воздействия велико только в том случае, если скорость пучка равна по величине и совпадает по направлению с фазовой скоростью одной из волн, проходящих вдоль замедляющей системы. Если это условие «синхронизма» удовлетворяется, то поле замедляющей системы вызывает модуляцию плотности, возрастающую



Ф и г. 46. Распределение аксиального электрического высокочастотного поля и переменного тока пучка вдоль пространства взаимодействия в усилительной лампе с бегущей волной (с прямой волной).

вдоль пучка. Соответственно, если пучок, модулированный по плотности, проходит вдоль замедляющей системы, то возбуждение последовательно расположенных ячеек оказывает значительное воздействие только в том случае, если удовлетворено условие синхронизма. Тогда возбуждение системы пучком сопровождается потоком энергии вдоль замедляющей системы, а одна из волн, образующих этот поток, имеет скорость, равную по величине и совпадающую по направлению со скоростью пучка.

Результат этого взаимодействия зависит от наличия синхронизма между пучком и прямой волной или между пучком и обратной волной. В первом случае условие синхронизма соответствует потоку энергии, направленному одинаково с пучком. Если конец замедляющей системы, примыкающий к катоду, питается от соответствующего источника, то в пучке возникает все усиливающаяся модуляция потока электронов, который, взаимодействуя с полем замедляющей системы, передает ей часть энергии электронного потока (фиг. 46). Этот процесс имеет место вдоль всей длины лампы. Если явление синхронизма происходит на обратной волне, то модуляция пучка возбуждает поток энергии в замедляющей системе, направленный к ее концу, граничащему с источником электронов и, следовательно, модулирующему пучок на входе в пространство взаимодействия. Итак, наличие явления синхронизма на обратной волне вызывает появление внутренней обратной связи. Если модуляция пучка, обусловленная потоком энергии, в свою очередь возбуждает поток энергии, равный по крайней мере тому, который вызвал модуляцию, т. е. если интенсивность пучка достаточно велика, то внутренняя обратная связь возбуждает колебания, частота которых приближенно определяется условием синхронизма, причем начальная модуляция пучка, вызывающая эти колебания, продолжает воздействовать на колебания пучка. Следовательно, наличие синхронизма на обратной волне вызывает генерацию. Поток энергии возрастает в направлении к источнику образования электронов, тогда как

модуляция интенсивности пучка увеличивается в обратном направлении (фиг. 47).

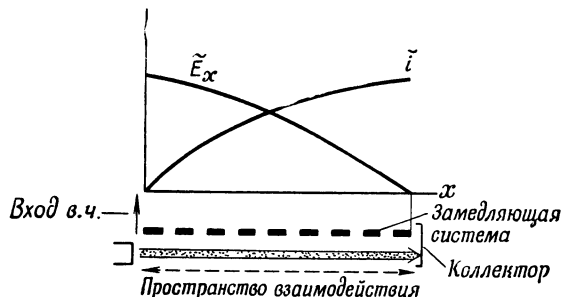
Лампы типов О и М. Процессы взаимодействия с прямой или обратной волной могут быть соответственно использованы для получения усилителя и генератора. Условия их осуществления близки тем, которые встречались в клистроне или в магнетроне. Соответствующие лампы подразделяются на две категории, которые во Франции обозначены соответственно типами О и М.

В лампах типа О электронный пучок, ускоренный источником напряжения U_0 , проникает в пространство взаимодействия, в котором отсутствует внеш-

нее постоянное поле, за исключением случая, когда для поддержания параллельности пучка необходимо продольное магнитное поле. Под воздействием постоянного напряжения и пространственного заряда электроны в отсутствие высокочастотного поля проходят через пространство взаимодействия со скоростью

$$v_e = \sqrt{\frac{2e}{m}} U_0.$$

В этих лампах высокочастотное поле воздействует на электроны только своей продоль-



Фиг. 47. Распределение аксиального электрического высокочастотного поля и переменного тока пучка вдоль пространства взаимодействия в генераторе с обратной волной («карцино́трон»).

ной составляющей, которая, вызывая модуляцию скорости пучка, тормозит пакеты электронов, образующиеся под действием этой модуляции.

В лампах типа М пучок перемещается между двумя параллельными электродами, расположенными на расстоянии d , между которыми приложено напряжение $U_{\text{общ.}}$. Следовательно, на пучок воздействует электрическое поле $E_0 = U_{\text{общ.}}/d$, которое увлекает его к положительному электроду, образуемому замедляющей системой. Перпендикулярно электрическому полю приложено магнитное поле. В этих условиях электронный поток перемещается перпендикулярно как электрическому, так и магнитному полю. Если пренебречь действием пространственного заряда, то движение электронов под влиянием этих перекрещивающихся полей состоит из переносного прямолинейного и равномерного движения со скоростью

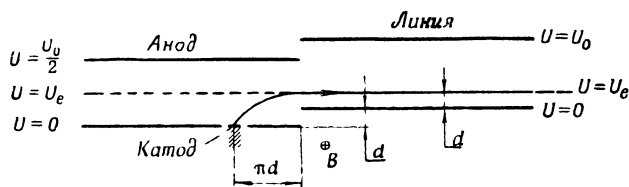
$$v_e = \frac{E_{\text{общ.}}}{B}$$

и вращательного движения с угловой скоростью

$$\omega_B = \frac{eB}{m}$$

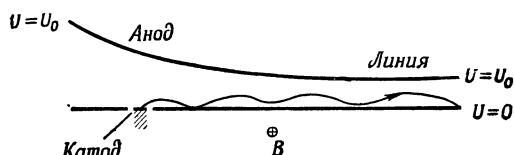
амплитуда которого зависит от способа вхождения электрона в поле. В частном случае можно получить и прямолинейную траекторию. Как показано на фиг. 48, схематически изображающей пушку с «короткой» оптикой [167], это осуществимо при использовании электронной пушки с полем вдвое меньшим, чем поле пространства взаимодействия. Элементы этой пушки расположены так, что электрон, описав половину циклоидной дуги, оказывается у входа в пространство взаимодействия, удовлетворяя, таким образом, условиям прямолинейного движения. На фиг. 49 показана иная конструкция, называемая «длинной», или «гиперболической», оптикой, при которой поле увеличивается постепенно и медленно, начиная от катода до входа в пространство взаимодействия [168]. Такая оптика дает в пространстве взаимодействия слегка волнистые траектории.

В лампах типа М, как и в магнетроне, в процессе взаимодействия участвуют обе составляющие высокочастотного поля. Так как средняя скорость электронов перпендикулярна по направлению к электрическому полю, продольная составляющая высокочастотного поля перемещает электрон к линии, если



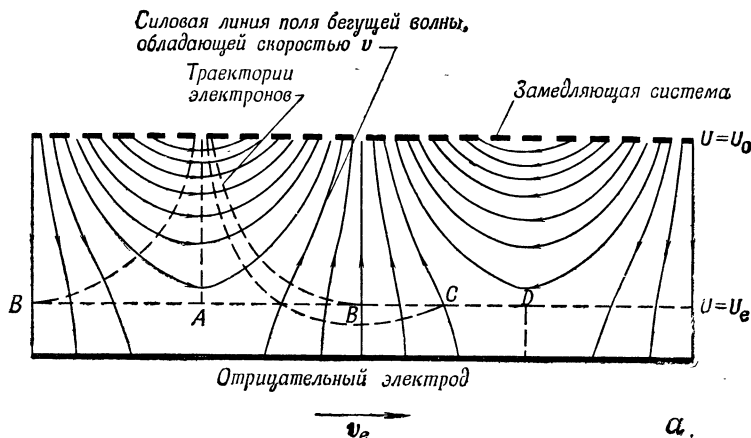
Ф и г. 48. Схема «короткой» оптики для ламп с бегущей волной типа М.

свойства ее таковы, что она тормозит электрон. Поперечная составляющая увеличивает или уменьшает соответственно своему направлению скорость электронов вдоль линии и приводит их в положение, при котором они замед-



Ф и г. 49. Схема «длинной» оптики для ламп с бегущей волной типа М.

ляются продольной составляющей. На фиг. 50,а показано распределение высокочастотного поля волны, синхронной с электронами, и их траектории относительно осей, движущихся со скоростью v_e . При этом траектории представлены в упрощенном виде, оставаясь ортогональными к силовым линиям

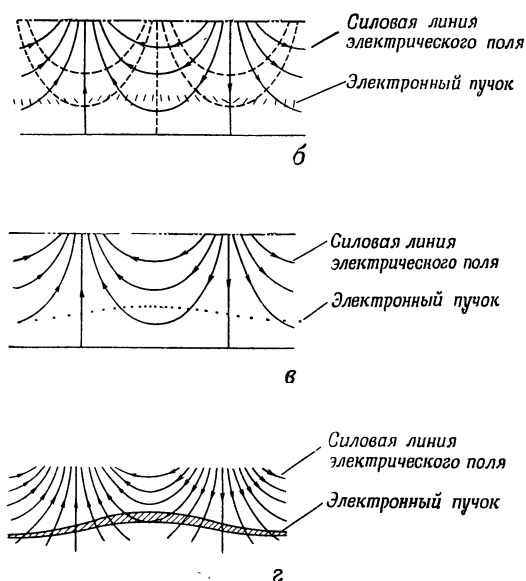


Ф и г. 50,а. Траектории электронов при наличии поля синхронной волны в лампе типа М (магнитное поле перпендикулярно плоскости чертежа).

электрического поля при его перемещении. На фиг. 50,б, в и г изображены силовые линии высокочастотного электрического поля, воздействующего на электроны на входе в пространство взаимодействия, их относительный дрейф и постепенное изменение плотности тонкого пучка в процессе работы лампы.

Усилители с бегущей волной и лампы типа «карцинотрон». Оба процесса взаимодействия как в случае прямой, так и обратной волны лежат в основе работы четырех типов ламп, схематически изображенных на фиг. 51.

Усилители с бегущей волной (ЛБВ) имеют обычно сосредоточенное или распределенное затухание в середине замедляющей системы. Сосредоточенное затухание может быть бесконечно велико; в этом случае лампа состоит из двух отдельных замедляющих систем, связанных электронным пучком. Наличие этого затухания обеспечивает, с одной стороны, устранение связи между входом и выходом, а с другой — устранение автоколебаний, вызываемых последовательными отражениями на входе и выходе за счет несовершенства согласования между замедляющей системой и линиями входа и выхода.



Ф и г. 50, б, в; г. Схема, поясняющая электронные явления в лампе с бегущей волной типа М [11].

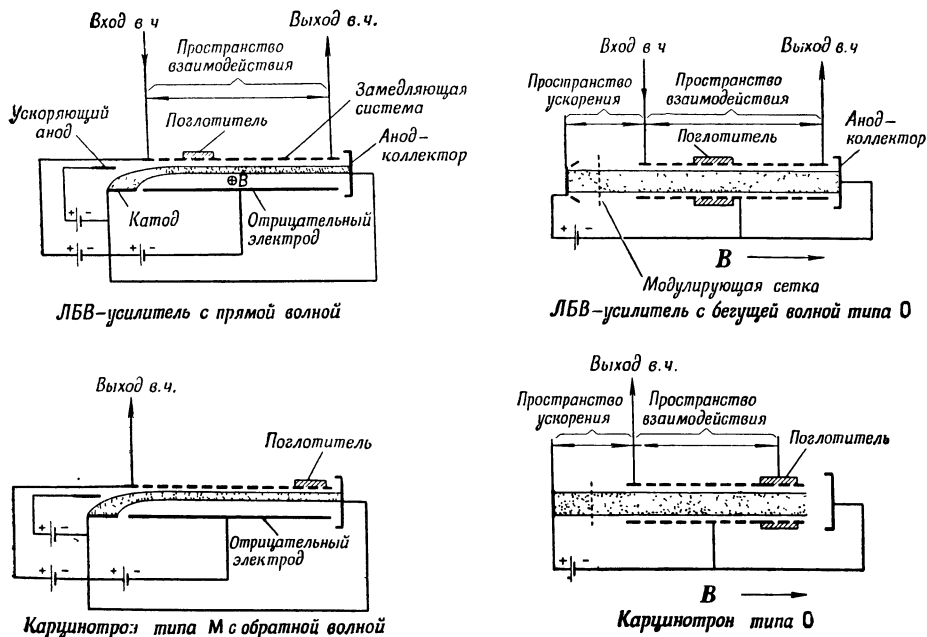
б — направление движения электронов под действием электрического поля указано стрелками; в — дрейф электронов показан в системе координат, перемещающихся с синхронной скоростью; г — изменение плотности тонкого пучка обусловлено воздействием электрического поля на электрон; стрелки на силовых линиях указывают направление этого воздействия.

Такие автоколебания могут возникать в пределах всей полосы частот, где в данных условиях работы лампа имеет значительный к.п.д. Если благодаря применению поглощающей линии эта полоса частот сужена, можно применять в этой узкой полосе трансформаторы входа и выхода. Большое поглощение дает, кроме того, увеличение сопротивления связи, которое обеспечивает также высокий к.п.д. и усиление. Иногда необходимо использовать затухание для устранения связи между входом и выходом и при полном отсутствии колебаний.

Лампы типа карцинотрон¹⁾ [120, 129], называемые сокращенно КО и КМ, характеризуются тем, что отвод энергии производится на конце замедляющей системы, примыкающем к пушке, а на противоположном конце имеется поглотитель, замыкающий систему на ее волновое сопротивление (см. фиг. 51). Благодаря наличию такого поглотителя замедляющая система при любом виде нагруз-

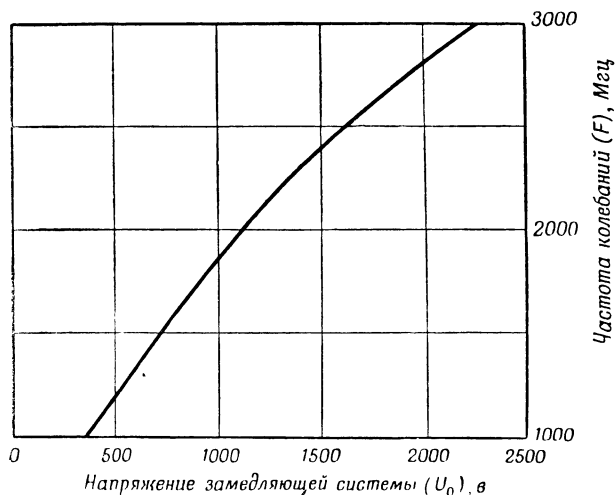
¹⁾ От греческого *Καρκίνος*, что означает рак. Энергия в этих лампах распространяется в направлении к электронной пушке.

ки не возбуждается на резонансной частоте. Поскольку энергия, отраженная нагрузкой, не удовлетворяет условию синхронизма, она практически не



Ф и г. 51. Принципиальные схемы типовых ламп с бегущей волной.

воздействует на пучок; если же она полностью поглощается в нагрузке, то процессы внутри лампы от этого не претерпевают изменения, так как частота колебаний и энергия, отданная пучком, не зависят от нагрузки. Независимость частоты от изменения нагрузки представляет собой важное преимущество,

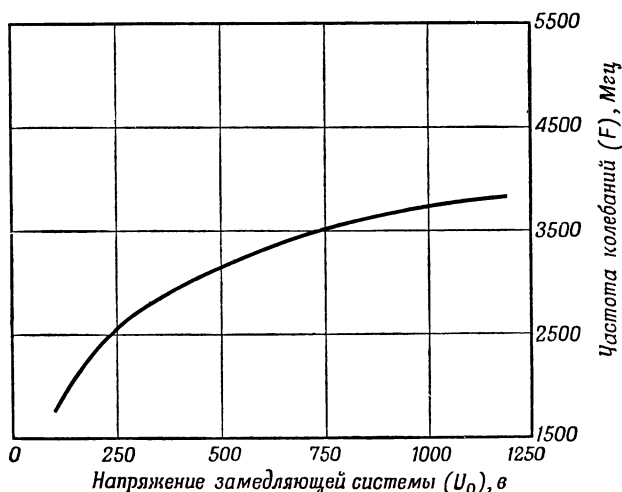


Ф и г. 52. Кривая электронного согласования лампы «карцинонотрон» типа М.

в частности, она устраняет воздействие длинной линии в устройствах с настраиваемой частотой. Поглотитель обеспечивает, таким образом, получение постоянного изменения частоты колебаний со скоростью электронов,

которое следует по кривой дисперсии применяемой замедляющей системы.

В карцинотронах типа О скорость зависит только от напряжения U_0 ; в карцинотронах типа М скорость зависит от разности потенциала $U_{\text{общ.}}$ и магнитного поля B . Обычно изменение частоты вызывается воздействием на напряжение $U_{\text{общ.}}$ и тут обнаруживается значительное различие между обоими типами карцинотронов, заключающееся в том, что в первом случае скорость электронов пропорциональна квадратному корню от напряжения, а во втором случае — напряжению. Отсюда следует, это же показывают экспериментальные кривые на фиг. 52 и 53, относящиеся к лампам типа О и М с однотипными замедляющими системами, что лампа типа М имеет более линейную характеристику и для перекрытия той же полосы частоты требует относительно меньшего изменения напряжения.



Ф и г. 53. Кривая электронного согласования лампы «карцинотрон» типа О.

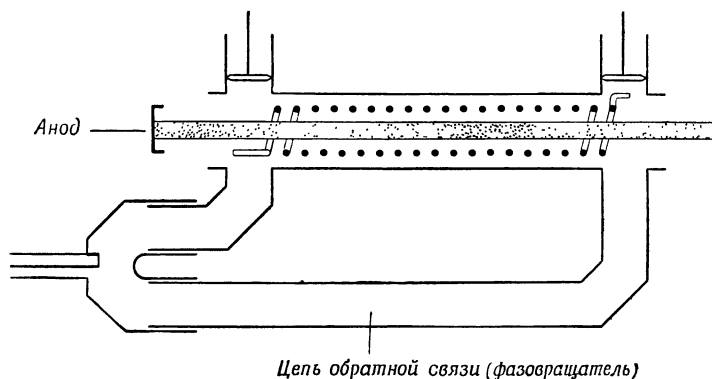
Усилитель с обратной волной и генератор с прямой волной. Для осуществления усилителя, в котором вход усиливаемого сигнала расположен на конце замедляющей системы, противоположном пушке, а выход сигнала после усиления — на конце, примыкающем к пушке, можно использовать взаимодействие с обратной волной. При этом величина тока, соответствующая данному пучку, не должна превышать уровня, при котором за счет внутренней обратной связи (что характерно для случаев применения обратной волны) возникают колебания.

Дисперсия замедляющей системы и наличие внутренней обратной связи обеспечивают получение на этой лампе усилителя с узкой полосой, которая может перемещаться путем воздействия на скорость электронов. Следует отметить, что в этой лампе нельзя разделить замедляющую систему на части введением поглощающего элемента, так как электронный пучок не обеспечивает связи между разделенными частями этой системы.

Усилитель с прямой волной преобразуется в генератор путем перемещения части энергии с выхода на вход при помощи внешней обратной связи (фиг. 54). Обратная связь может осуществляться самой замедляющей системой; в этом случае происходит самовозбуждение, которое устраняют в усилителе, вводя затухание в замедляющей системе. Обратная связь может быть также получена с помощью отражения пучка электронов от конца замедляющей системы к катоду, производимого отрицательно заряженным электродом (фиг. 55). Генераторы с прямой волной различных типов обеспечивают полосу электрон-

ной перестройки в несколько процентов, что значительно хуже того, что можно получить с лампами типа карциотрон.

К.п.д. ламп с бегущей волной типов О и М. Теоретически трудно оценить к.п.д. усилителей и генераторов с бегущей волной типа О. К этому вопросу можно подойти с разных точек зрения, например исходя из:



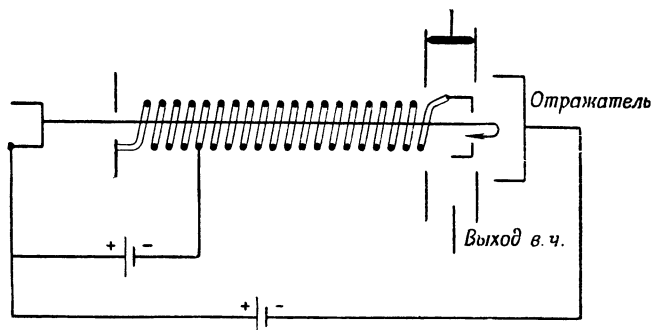
Ф и г. 54. Схема ЛБВ—генератора с внешней обратной связью.

а) оценки максимального количества энергии, отдаваемой электронами, произведенной на основе учета отклонения скорости бегущей волны от скорости электронов в пределах линейной теории [5, 6];

б) решения нелинейных уравнений путем разложения их в ряд [82, 93, 102];

в) численного решения системы нелинейных уравнений [128].

Полученные результаты трудно сравнимы вследствие различия гипотез, положенных в основу теоретических исследований для получения численных



Ф и г. 55. Схема генератора с отраженной бегущей волной (прямая волна).

данных. Их трудно также сопоставить с опытными данными, которые плохо поддаются математическому анализу. Рекомендую обратиться для получения точных сведений к цитируемым выше статьям или к материалам происшедшей недавно дискуссии [144], укажем лишь, что вопреки установившимся представлениям теоретический к.п.д. лампы типа О может иметь в некоторых случаях относительно большую величину, например порядка 50% и выше.

Пренебрегая действием пространственного заряда, можно сравнительно легко оценить в первом приближении к.п.д. ламп типа М; в гипотезах, приводящих к траекториям, изображенным на фиг. 50, электроны достигают замедляющей системы со скоростью, равной сумме скорости потока v_e и скорости, перпендикулярной ей и равной $E_{в.ч.}/B$. Так как высокочастотное поле практически мало по сравнению с постоянным полем, скорость столкновения электро-

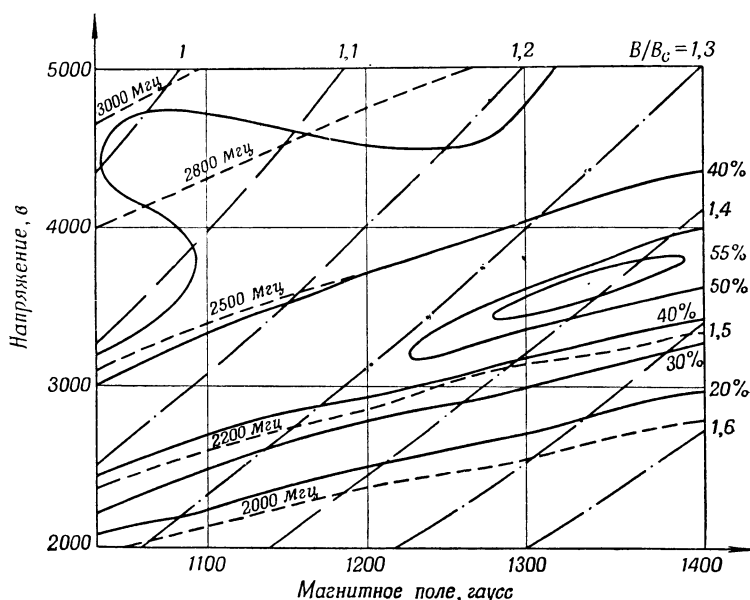
нов практически равна U_e . Если U_0 — потенциал замедляющей системы по отношению к катоду; то каждый электрон, достигающий замедляющей системы, получает от постоянного источника энергию U_0 и рассеивает на замедляющей системе в форме тепла энергию U_e . Если все электроны достигают замедляющей системы, то электронный к.п.д. без учета потерь выражается формулой

$$\eta = 1 - \frac{U_e}{U_0},$$

которая указывает на возможность получения высокого к.п.д., когда значение U_0 превышает значение U_e . Исходя из этого, можно предположить, что при отсутствии высокой частоты траектории прямолинейны. Если траектории настолько волнисты, что в отсутствие высокой частоты электрон достигает эквипотенциальной линии, соответствующей величине U_M , то к.п.д. определяется выражением

$$\eta = 1 - \frac{U_M}{U_0}.$$

Так, например, для циклоидальных траекторий имеем $U_M = 4U_e$. Благодаря волнистости траекторий происходит уменьшение к.п.д. и для $U_0 = 5U_e$ он



Ф и г. 56. Кривые зависимости к. п. д., частоты и отношения B/B_c от напряжения и магнитного поля для «карциноотрона» типа М.

снижается с 80 до 20% при переходе от прямолинейных траекторий к циклоидальным. Это подчеркивает значение оптики, дающей почти прямолинейные траектории; в результате получаются статические характеристики, резко отличающиеся от характеристик магнетрона. Зависимость к.п.д. от критического магнитного поля может быть записана в форме

$$\eta = 1 - K \left(\frac{B_c}{B} \right)^2,$$

где $K = 1/4$ в случае прямолинейных траекторий и $K = 1$ для циклоидальных траекторий. На фиг. 56 изображены кривые зависимости к.п.д. от магнитного поля и напряжения для лампы карциноотрон, показывающие рост к.п.д. в сторону более высоких значений B/B_c . В действительности эти изменения к.п.д. опре-

деляются одновременными изменениями K и V/V_c , так как траектории не остаются прямолинейными для всех значений U и V . Если при расчете к.п.д. учитываются потери в замедляющих системах, форма траекторий и то обстоятельство, что не все электроны достигают анода, то найденное значение будет больше полученного путем измерения. Например, в случае, когда измеренный к.п.д. равнялся 48%, расчет давал 62%. По-видимому, расхождение объясняется действием пространственного заряда [122, 124, 145].

Как показано ниже, это дает в лампах типа М изменение параметров электронного пучка, связанное с изменением скорости электронов между начальным и конечным сечениями пучка. Этот процесс, который, как показывают опыт и теория, не оказывает существенного влияния на к.п.д. ЛБВ типа М, уменьшает поток, возбуждающий паразитные колебания в карцинотронах типа М. При увеличении температуры электронного пучка этот процесс значительно влияет на величину к.п.д. Действительно, при высокой температуре пучка происходит сильное рассеяние энергии электронов.

Электроны, потерявшие часть энергии, приближаются к замедляющей системе и отдают высокочастотному полю оставшуюся часть энергии; другая часть теряется электронами под действием пространственного заряда до приближения к замедляющей системе и переходит к электронам, составляющим пространственный заряд; эти последние могли бы передать высокочастотному полю энергию, заимствованную ими у электронов пучка, однако электроны, обладающие скоростью, превышающей фазовую скорость волны, захватываются отрицательным электродом, а другие, обладающие малыми скоростями, перемещаются в относительно слабых высокочастотных полях и не достигают замедляющей системы.

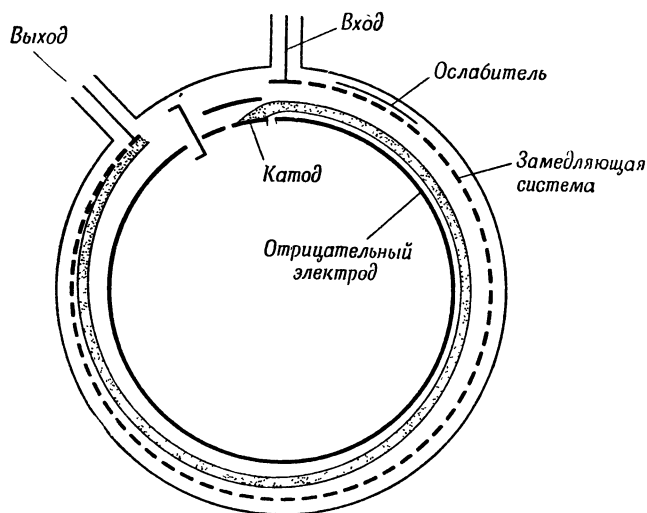
При прочих равных условиях уменьшение обмена энергией под действием пространственного заряда тем сильнее, чем больше длина лампы. Это обуславливает выбор, с одной стороны, короткой электронной пушки и, с другой стороны, замедляющей системы с большим сопротивлением связи. Опыт подтверждает, что, увеличивая сопротивление связи, можно увеличить к.п.д., заметно не ухудшая других характеристик лампы. Действие пространственного заряда в разной степени влияет на работу ЛБВ типа М и на карцинотроны того же типа. Эта разница определяется тем, что в карцинотронах электронный пучок проникает в сильное поле, тогда как в ЛБВ он находится вначале в слабом поле. Таким образом, в первом случае часть энергии отдается пучком еще до того, как начинает сказываться действие пространственного заряда. Действительно, опыт показывает, что при прочих равных условиях карцинотрон имеет более высокий к.п.д., чем ЛБВ типа М.

Использование принципа магнетронного генератора при разработке лампы с бегущей волной. После изложенных выше соображений может показаться, что идея лампы с бегущей волной возникла в результате попыток преодоления трудностей, встречающихся в лампах с управляющей сеткой и с модуляцией скорости; в действительности же представление об основном принципе действия ЛБВ возникло в результате исследований магнетронного генератора с разрезным анодом еще до опубликования работ Компенера и Пирса.

К концу второй мировой войны выяснилось, что в многорезонаторном магнетроне поле взаимодействия с электронным потоком может рассматриваться как результат наложения полей двух бегущих волн, вращающихся в различных направлениях вокруг катода, причем скорость вращательного движения электронного облака равна приблизительно скорости одной из волн, на которой электроны как бы оседают. Согласно этому представлению, взаимодействующая волна является замедленной по отношению к скорости электронов в замедляющей системе, образующей последовательно расположенными резонаторами. Если разомкнуть эту замедляющую систему, которая в магнетронном генераторе является замкнутой, и сделать так, чтобы электронные траектории не возвращались к выходу, то реакция, вызывающая самовозбуждение, исчезает.

Следовательно, поступая таким образом, можно создать усилитель с широкой полосой пропускания вследствие многократного взаимодействия вдоль замедляющей системы, которую, как казалось на первый взгляд, можно сделать достаточно длинной. Однако, как показали многочисленные бесплодные попытки, переделка магнетронного генератора в усилитель оказалась не так легко осуществимой, как можно было предположить.

Для обеспечения стабильной и эффективной работы такого усилителя необходимо было соблюсти некоторые предосторожности и создать специальную



Ф и г. 57. Схема усилителя ЛБВ типа М (с прямой волной).

конструкцию.¹ Такая работа была проделана на основе идей, высказанных Лербом в 1946 г., в результате чего был получен усилитель с бегущей волной типа магнетрона, в котором благодаря надлежащему расположению элементов успешно сочетались преимущества и принципы обыкновенного усилителя с бегущей волной и магнетрона (фиг. 57) [101, 166].

Генераторы типа карциноотрон, принцип действия которых разработан Эпштейном и в которых благодаря специальному размещению деталей полоса электронной перестройки значительно шире, чем во всех ранее известных генераторах, появились в результате анализа причин некоторой неустойчивости магнетронных усилителей с бегущей волной¹⁾ [120, 169].

Результаты, полученные на лампах с бегущей волной, и возможности их улучшения. В настоящее время принцип длительного и многократного взаимодействия электронного пучка с замедленной волной используется далеко не полностью. Хотя этот принцип стал применяться недавно, однако сейчас уже ясно, что использование его для усилителя или генератора с в. ч. имеет с многих точек зрения больше преимуществ, чем все ранее применявшиеся принципы. Это мнение подтверждается не только результатами чисто теоретических соображений, но и экстраполяцией, основанной на учете ограничивающих факторов физического характера.

¹⁾ Возможность создания ламп карциноотрон была указана Эпштейном в Оттаве в июне 1952 г. лишь после того, как Компенер предложил использовать обратную волну для конструирования генератора на базе обыкновенного усилителя с бегущей волной, способного функционировать в широкой полосе частот. Эпштейн сообщил, что французская лампа карциноотрон дала на частоте 3000 Мгц мощность в несколько сот ватт в непрерывном режиме и имела полосу электронной перестройки, равную 30% + 3 дб.

Усилители ЛБВ типа О. Имеются экспериментальные модели с характеристиками, близкими к тем, которые необходимы для предварительного усиления высокой частоты на входе приемников. Филд в 1950 г. указал на типичные с этой точки зрения характеристики для лампы, работающей в диапазоне 10 см с полосой пропускания 600 МГц, коэффициент шума 11,5 дБ и усиление 20 дБ (лампа работает при ускоряющем напряжении 675 в и с током пучка 200 мка) [99]. Величины того же порядка неоднократно были получены непосредственными измерениями и многими другими исследователями [116, 126, 145]. В диапазоне 3 см Уоткинс [138] получил коэффициент шума 11,3 дБ и усиление 18 дБ. На основе имеющихся в нашем распоряжении данных коэффициент шума, по-видимому, может быть снижен по меньшей мере на 8 дБ при 3000 МГц.

Замедляющие системы в ЛБВ типа О для работы на миллиметровых волнах осуществить трудно. Мильман [113], используя взаимодействие с пространственной гармоникой волны, осуществил усилитель, обеспечивающий усиление порядка 20 дБ при длине волны от 6 до 6,4 мм и мощности свыше 10 мвт. Бернье и Лебутэ получили аналогичные данные для волны приблизительно 8 мм, однако замедляющие системы ламп современных типов, по-видимому, дают возможность иметь волну короче 3 мм.

Лампы типа О испытывались до настоящего времени как усилители малой мощности в системах связи (радиорелейные линии для телефонии и телевидения).

Существуют промышленные модели ламп, дающие выходную мощность порядка 10 вт в диапазоне 10 см с усилением порядка 20 дБ (при больших сигналах) и 30 дБ (при малых сигналах); полосы пропускания, соответствующие 3 дБ, достаточно широки и могут достигать октавы, но полосы, имеющие практический интерес и определяемые при очень малом рассогласовании (например, при к.с.в. < 1,1), значительно меньше (порядка $\pm 10\%$ для хорошо сконструированных ламп).

Филд в 1950 г. сконструировал модель, перекрывающую полосу частот 2000—4000 МГц и дающую максимальную мощность 60 вт при напряжении 3000 в и 200 мка [99]. Девэй, Парцен и Маркеше [108] в 1951 г. описали лампу, дающую 50 вт на частоте 4600 МГц с усилением 20 дБ и полосой пропускания 100 МГц (при максимальной к.п.д. 7%). Позднее специалисты Американской радиопромышленной корпорации (RCA) описали модель спиральной лампы, дающей мощность 4,5 вт с к.п.д. 22% на частоте 1900 МГц и при ускоряющем напряжении всего лишь 800 в [126]. Конверт при напряжении того же порядка получил 3 вт полезной мощности с усилением, превосходящим 25 дБ, к.п.д. 7% на частоте 3700 МГц [145]. На сравнительно низких частотах на ЛБВ типа О были получены относительно высокие значения к.п.д., например Филд показал, что, снижая потенциал анода ниже потенциала спирали, можно повысить к.п.д. с 26 до 50% для лампы, работающей под напряжением 400 в, дающей 300 мвт на частоте приблизительно 500 МГц и перекрывающей полосу 300—1000 МГц с усилением 40—50 дБ.

Доказано, что ЛБВ типа О может также служить усилителем очень большой мощности при непрерывном режиме и использоваться, например, для оборудования телевизионных передатчиков с.в.ч. Лампа, сконструированная Вебером [98] в 1949 г., обеспечивала выходную мощность свыше 1200 в приблизительно при 4500 МГц с усилением порядка 15 дБ, полосой пропускания 100 МГц и к.п.д. 20%. Экспериментальная лампа CSF имела выходную мощность 5 квт и к.п.д., превышающий 25% на частоте 1000 МГц; согласно результатам, полученным Эттенбергом, лампы этого типа могут легко давать усиление 20 дБ с полосой 3 дБ при 300—400 МГц [137].

Недавно была испытана ЛБВ типа О в качестве усилителя очень большой мощности в импульсном режиме. На основании первых полученных данных можно предположить, что эта лампа может дать в диапазоне 10 см предельные

мощности порядка 1 *Мвт* при напряжении 75—80 *кв* и к.п.д. 30—35%. Следовательно, такие лампы могут быть использованы в радиолокационных станциях и других аналогичных устройствах для улучшения связи и настройки по частоте.

Усилители ЛБВ типа М. До сих пор принципы ЛБВ исследовались главным образом в целях получения типовых моделей усилителей, имеющих одновременно высокий к.п.д. и широкую полосу пропускания. Несколько лет тому назад в лабораториях фирмы CSF были разработаны модели этого типа для диапазона дециметровых волн, дающие около 500 *вт* полезной мощности с полосой пропускания 3 *дб* при частоте 150 *Мгц* и к.п.д. 45%; в том же диапазоне частот можно получить мощности порядка нескольких десятков киловатт в непрерывном режиме, например 50—75 *квт* при напряжении порядка 20 *кв*. При 10 000 *Мгц* возможны выходные мощности в несколько сот ватт; полосы пропускания могут достигать величин, полученных с ЛБВ в аналогичных условиях работы.

ЛБВ типа М были также испытаны в импульсном режиме; на основании полученных результатов установлена возможность разработки ламп, которые могут обеспечить приблизительно те же мощности, что и лампы типа О, но с несколько более высоким к.п.д.—от 45 до 50%—и с несколько более низким ускоряющим напряжением.

Генераторы с бегущей волной типа О (Карциотрон типа О или генератор с обратной волной). Специалистами фирмы CSF были разработаны различные модели ламп, работавших в диапазоне 10 *см*, причем некоторые лампы, используемые в промышленности, имеют полосу электронной перестройки от 2000 до 4000 *Мгц* при ускоряющем напряжении, изменяющемся в пределах 150—1200 *в*. При этом на некоторых моделях были получены к.п.д., превышающие 10%, приблизительно в полосе около 300 *Мгц*. Проведенные испытания показали, что в диапазоне 10 *см* возможны полосы электронной перестройки, соответствующие отношению крайних частот 10/1. Джонсон, разработавший лампу, которая перекрывает полосу частот от 7000 до 14 000 *Мгц* при 100 *мвт*, указал недавно на то, что ему удалось перекрыть полосу 500—4500 *Мгц* [143]. В настоящее время разработаны экспериментальные образцы карциотронов типа О, работающие на миллиметровых волнах. Компенер и Вильямс [133] провели эксперименты с лампами, перекрывающими диапазон волн от 6 до 7,5 *мм* и дающими в середине этого диапазона около 10 *мвт*. Предельная частота, допускаемая современными замедляющими системами, находится приблизительно около 150 000 *Мгц*.

Карциотроны типа М. Некоторые лампы фирмы CSF в диапазоне 10 *см* отдают полезную мощность свыше 1 *квт* в непрерывном режиме с к.п.д. более 60%. В случае несколько меньших мощностей полоса электронной перестройки характеризуется отношениями 3/1, а в отдельных случаях превышает 4/1. Мощности, необходимые для использования полосы электронной перестройки в целях получения модуляции частоты в широком диапазоне (на сравнительно низких частотах), малы, например при 50 *кгц*—30 *мвт* для ± 10 *Мгц* и порядка 10 *вт* для ± 200 *Мгц*. В общем возможности генерирования высокой частоты примерно те же, что и у усилителей ЛБВ типа М.

Лампы с волнами пространственного заряда

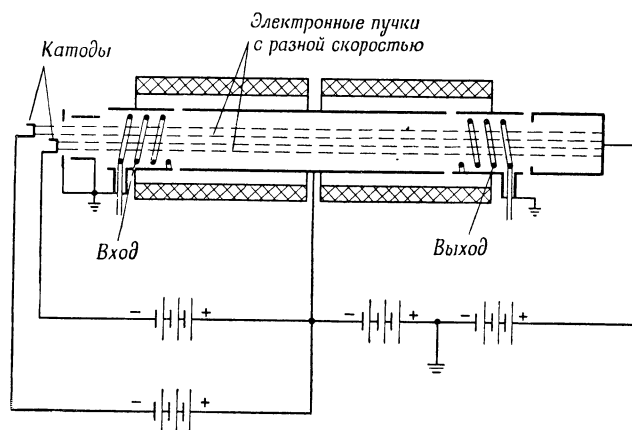
Волны пространственного заряда. Понятие о волнах пространственного заряда, вызванных возмущениями электронного пучка, упоминалось при рассмотрении ламп с модуляцией скорости. Оно послужило основой для разработки различных систем, принцип которых кратко изложен ниже.

Предварительно следует отметить, что недавно, исходя из соображений высказанных профессором Массачусетского технологического института Чу, и на основе понятия о волнах пространственного заряда разработан метод,

имеющий большие преимущества для исследования работы многочисленных ламп для с. в. ч. в тех случаях, когда в связи со сложностью рассматриваемых проблем непосредственный математический анализ практически невозможен. Этот метод, указанный Блюмом и Петером [141], основан на том, что дифференциальное уравнение, описывающее амплитуды волн пространственного заряда вдоль пучка, имеющего одинаковую скорость, тождественно уравнению, описывающему распространение электромагнитных волн вдоль линии. Поэтому изучение электронных явлений может быть заменено изучением линий. Зная ускоряющее напряжение, ток, диаметр пучка и геометрическую структуру электродов, можно сконструировать модель пучка в форме линии. Стационарная волна, измеренная экспериментально вдоль линии, представляет в этом случае распределение амплитуд волн пучка. Таким образом опытная линия может служить моделирующим вычислительным устройством для решения сложных проблем распространения волн пространственного заряда.

Новые приборы, созданные на основе понятия о волнах пространственного заряда, которые рассмотрены ниже, имеют в основном ту особенность, что происходящий в них процесс усиления не требует ни резонансных контуров, ни замедляющих систем, а контуры, как известно, тем труднее осуществимы, чем выше частота. Следовательно, использованные принципы имеют преимущества перед другими, но в действительности их значение ограничено тем, что для применения их требуются два дополнительных устройства, обеспечивающие введение усиливаемого сигнала в пучок и отвод энергии из пучка после усиления. Практически эти устройства, образованные резонаторами или замедляющими системами с периодической структурой, весьма существенно ограничивают, по крайней мере в настоящий момент, возможности приборов, причем в известных случаях эти ограничения могут быть столь же жестки, как и ограничения, обусловленные контурами взаимодействия в лампах с модуляцией скорости или ЛБВ.

Усилители с волнами пространственного заряда (или с электронными волнами) типа О и М. В 1949 г. появились лампы, в которых усиление является

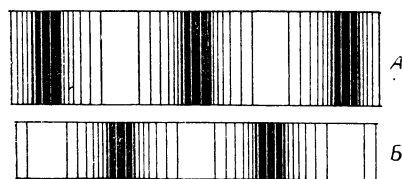


Ф и г. 58. Схема лампы с электронными волнами, сконструированная Гаевым.

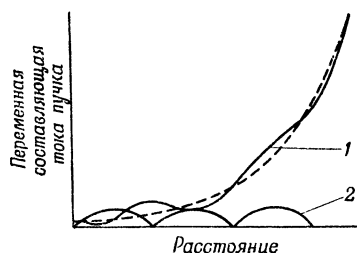
результатом прямого взаимодействия, без участия какой-либо замедляющей системы, между электронами потоков, имеющих различные скорости [85, 88—90, 94]. На фиг. 58 изображена схема одного из таких усилителей, сконструированных Гаевым. Процесс усиления в этой лампе близок к тому процессу, с помощью которого Пирс демонстрировал возникновение возмущения внутри электронного пучка благодаря присутствию ионов [80]. Этот процесс объяснен при помощи фиг. 59а. Рассмотрим вначале два пучка: один — воз-

мушающий пучок A , модулированный, как предполагается, по плотности, и другой — возмущаемый пучок B достаточно малой интенсивности для того, чтобы пренебречь его воздействием на пучок A .

Если предположить, что оба пучка вначале неподвижны друг относительно друга, то присутствие электронных пакетов в пучке A вызывает изменение распределения зарядов в пучке B . Можно считать, что состояние равновесия достигнуто в том случае, когда распределение зарядов в пучке B таково, что электрическое поле пучка равно и противоположно по знаку возмущающему полю. Далее, если допустить, что возмущающий пучок A имеет некоторую скорость по отношению к пучку B , то очевидно, что амплитуда индуцированного поля будет увеличиваться с перемещением обоих пучков. Достаточно воспользоваться несложной теорией, чтобы показать, что все явления происходят так, как если бы пучок B вступал в состояние резонанса в тот момент,



Ф и г. 59а. Пакеты электронов, сформированные под влиянием пучка A на пучок B



Ф и г. 59б. Кривые переменной тока [11] в лампе с электронной волной [12] и в лампе с модуляцией скорости [13].

когда возмущающее поле перемещается в пределы этого пучка со скоростью, равной скорости одной из двух волн пространственного заряда, распространяющихся в пучке; по существу, эти явления не изменяются, если учесть воздействие пучка B на пучок A .

Изменение переменной составляющей тока пучка изображено в первом приближении кривой 1 на фиг. 59б. Кривая 2 отображает процесс, происходящий в пучке с электронами, обладающими одинаковой скоростью (лампа с модуляцией скорости). Очевидно, что экспоненциальное увеличение напряженности, выраженное кривой, не может происходить бесконечно; в действительности постепенно сказывается действие насыщения, ограничивающее амплитуду переменного тока.

Согласно расчету, к.п.д. лампы с электронными волнами, о которой идет речь, сравнительно мал, порядка 15%, тогда как усиление велико в широкой полосе частот, например 30 дБ в полосе ± 50 МГц на рабочей частоте около 3000 МГц. Порядок расчетных величин усиления и полосы пропускания был проверен экспериментально на устройствах, родственных усилителям с бегущей волной типа О, для случая, когда электронный пучок находился в тщательно эвакуированной среде.

Процесс усиления, обусловленный взаимодействием между электронными пучками, имеющими разные скорости, по-видимому, возникает и в случае, когда электроны перемещаются под действием пересекающихся постоянных электрического и магнитного полей. Автор в 1949 г. решил использовать это явление в усилителе с волнами пространственного заряда типа М [96]. В соответствии с теоретическими исследованиями, проведенными Дохлером, Клееном, Бобо и др. [105, 124], а также Бунеманом [100] и Макфорленом и Хаем [103], этот процесс усиления может быть осуществлен с помощью двух параллельных пучков или только одного пучка. Главное отличие заключается в том, что в одном случае электроны в разных пучках имеют различные скорости, а во

втором — разные скорости в отдельных частях одного пучка. Различие скоростей в первом случае вызвано наложением неоднородных полей (электрического поля E или магнитного B , причем скорость электронов определяется отношением E/B), а во втором случае — постоянным пространственным зарядом пучка. Существование различных скоростей электронных пучков в лампах, работа которых основана на этом процессе усиления, обусловило присвоенное им наименование «диокотрон»¹⁾. Генер и Губер [122] в процессе экспериментального исследования, проведенного применительно ко второму случаю, сумели объяснить некоторые аномалии, встречающиеся в классических магнетронных генераторах и усилителях ЛБВ типа М и связанные с явлениями электронного взаимодействия. К числу их относятся следующие: наличие небольшой генерации; высокая температура электронного газа; попадание электронов на анод при магнитном поле, значительно превышающем критическое значение; наличие более низкого потенциала у электронного потока, достигающего отрицательного электрода, чем у катода при отсутствии генерации или усиления; особое распределение пространственного заряда и высокий уровень шума в магнетронных генераторах; сравнительно низкий к.п.д., встречающийся иногда в магнетронных усилителях и генераторах типа карциотрон.

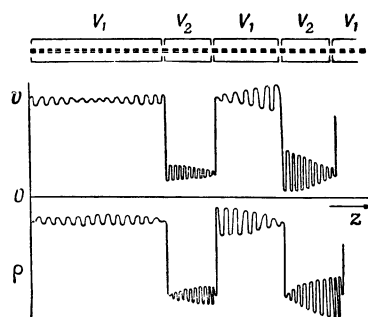
Если электронный пучок замкнут, то наличие усиления внутри пучка вызывает генерацию, которая используется в магнетронах типа диокотрон.

Усилители со «скачками потенциала». Как указали Филд, Тьен и Уоткинс [109], ускорение и торможение электронов пучка вызывают усиление. Действительно, если подвергнуть пучок последовательным действиям ускорения и торможения в точках, для которых в образующейся системе волн пространственного заряда ускорение совпадает с минимумом модуляции скорости, а торможение — с ее максимумом, то модуляция плотности не изменится. Там, где потенциал и обусловленная им модуляция увеличиваются, происходит торможение, что вызывает в следующем промежутке усиленную модуляцию по плотности.

Таким образом, длины волн в последовательных промежутках должны быть равными четверти длины волны пространственного заряда, причем длина этих волн мало зависит от частоты. Поэтому такой процесс не может быть использован для получения широкой полосы частот.

График на фиг. 60а поясняет рассматриваемый принцип, а фиг. 60б представляет схему экспериментального прибора, на котором этот принцип был проверен.

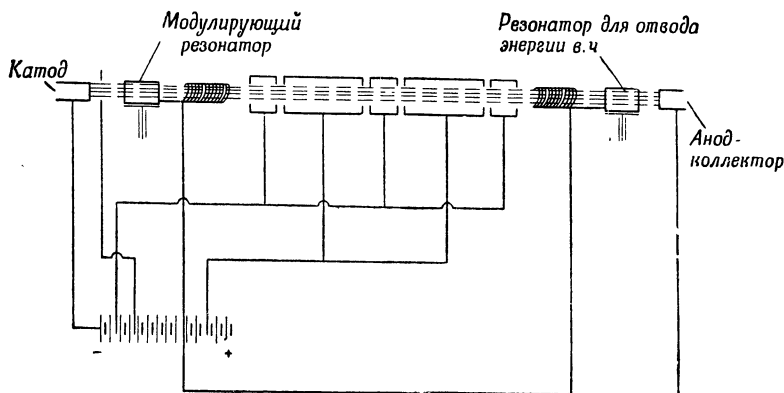
Усилитель с резистивными стенками типа О и М. Бирдсол, Уиннери, Бревер и Гаев [127, 130] в 1953 г. сообщили результаты расчетов и опытов с новыми лампами, в которых усиление возникает вследствие взаимодействия с помощью индукции—между электронным пучком и резистивной стенкой. К этой идее они пришли в результате теоретического исследования усилителя с бегущей волной типа О, в котором замедляющая система с периодической структурой была заменена устройством, вносящим в систему некоторый импеданс, зависящий, между прочим, от разности скоростей пучка и свободной волны, проходящей по системе. Таким образом, можно рассмотреть в общих чертах



Ф и г. 60а. График, поясняющий работу усилителя со «скачками потенциала»; изображенные огибающие постоянны в пространстве, а волны перемещаются вправо со средней скоростью пучка [11].

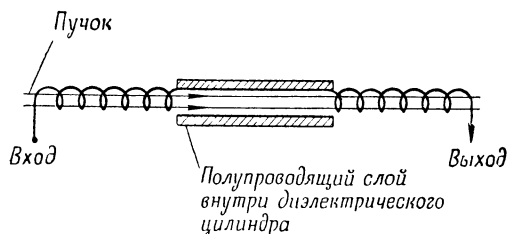
¹⁾ От греческого διώχω—«преследовать», указывающего на существование соседних электронных слоев, движущихся с различными скоростями.

поведение пучка, окруженного стенкой, представляющей а priori некоторое сопротивление. Анализ показывает, что в такой системе происходит усиление, если стенка представляет резистивно-емкостный, резистивный, резистивно-индуктивный или индуктивный импеданс. Первый случай является наиболее подходящим для практической реализации, которая сводится к необходимости окружить пучок стенкой, образованной полупроводящим слоем, нанесенным



Ф и г. 605. Схема лампы со «скачками потенциала» Тьена и Филда [119].

внутри диэлектрического цилиндра (фиг. 61). Основные теоретические преимущества этой системы следующие: отсутствие необходимости в условии синхронизма между скоростью электронов и фазовой скоростью волны, высокие (и мало зависящие от изменений напряжения) значения электронного к.п.д. и усиления, отсутствие связи между входом и выходом ввиду отсутствия в системе передачи энергии в направлении, противоположном пучку.



Ф и г. 61. Схема усилителя с резистивной стенкой.

Было также предусмотрено применение этого принципа в случае, когда электроны движутся внутри перекрещивающихся полей, однако при этом к недостаткам приборов типа 'О (ограничения, связанные с вводом и выводом энергии) добавляются еще недостатки, обусловленные тем, что в системе типа М пучок захватывается в конце концов резистивной стенкой. Поэтому вариант лампы типа М с резистивными стенками не имеет особого значения в технике усиления с в. ч. В то же время проведенное недавно исследование показало, что этот вариант представляет лампу с малым уровнем шума и в этом случае желательно, чтобы отрицательный электрод был покрыт полупроводящим материалом [147].

НОВЫЕ ПРИНЦИПЫ ГЕНЕРИРОВАНИЯ СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Рассмотренные принципы касаются основных ламп, разработанных по планам научно-исследовательских работ и промышленного производства для возможно более полного удовлетворения потребностей в электровакуумных приборах в диапазоне от десятков сантиметров до нескольких миллиметров. При попытках приспособить рассмотренные типы ламп к диапазону частот выше 10 000 Мгц возникают все возрастающие трудности, связанные с малыми размерами контуров объемных резонаторов или замедляющих систем. Вместе с этим увеличиваются собственные потери контуров и уменьшается их импеданс связи с пучком. Кроме того, с увеличением частоты увеличивается импеданс формируемых пучков, пакеты которых уменьшаются с возрастанием частоты. Одновременно действие перечисленных факторов приводит к тому, что усиление этих усилителей с возрастанием частоты стремится к нулю, а ток, возбуждающий колебания генераторов, превышает максимально допустимый ток в лампе. Таким образом, выбор рабочей частоты ламп ограничен. При длине волны меньше миллиметра необходимо использовать новые принципы построения ламп.

Система с группированием в пучке

Способ получения чисто электронных колебаний, превосходящих по частоте колебания, генерируемые обычными описанными выше системами, состоит в возбуждении соответствующих контуров (например, замедляющей системы или цепи объемных резонаторов) посредством электронного пучка, предварительно сгруппированного в пакеты. Модулятор, образующий пакеты, работает на частоте, более низкой, чем та, которую требуется получить. В принципе это позволяет свести все существующие в настоящее время трудности и ограничения к минимально достижимой величине разгруппирования пакетов благодаря пространственному заряду. При существующем весьма слабом импедансе связи на очень высоких частотах нужно, очевидно, прибегнуть к многократному взаимодействию, т. е. вызвать взаимодействие электронного пучка с очень большим числом элементарных ячеек системы и таким образом получить от пучка довольно значительную энергию. Следовательно, система отвода энергии должна иметь сравнительно большую протяженность. Но для того, чтобы модуляция интенсивности пучка преждевременно не нарушалась, нужно, исключив полностью модуляцию по скорости, сохранить только модуляцию по плотности, т. е. необходимо, чтобы на генерируемой частоте пучок состоял из последовательности небольших электронных пакетов, имеющих одинаковую скорость; в этом заключается первая причина ограничения; вторая возникает, по-видимому, в связи с трудностями изготовления и регулировки контуров.

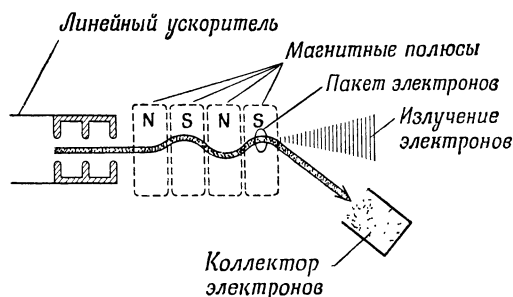
Использование эффекта Черенкова

В целях освоения диапазона частот, для которого нельзя изготовить с помощью современных металлообрабатывающих станков ни одного контура, отводящего энергию, следует воспользоваться собственным излучением электрона. Русский физик Гинзбург предложил использовать для получения высоко-частотной энергии в диапазоне, заключенном между длинноволновой частью инфракрасной области и миллиметровыми волнами, эффект Черенкова [78, 136]. Как известно, эффект Черенкова состоит в излучении электромагнитных колебаний частоты ω частицей, перемещающейся в среде с коэффициентом преломления $n(\omega)$, со скоростью v , удовлетворяющей неравенству $v > c/n(\omega)$, где c — скорость света в вакууме. Для получения эффекта необходимо плоский пучок электронов пропустить между двумя диэлектрическими пластинами. Теорети-

ческий расчет показывает, что получение значительных количеств энергии невозможно без группирования электронного потока. Такое группирование осуществляется путем разделения пучка на пакеты электронов, достаточно малые по отношению к длине волны, так, чтобы излучение электронов одного и того же пакета была синфазно, т. е. чтобы пакет излучал как одна частица с зарядом Ne , где N — число электронов в пакете, а e — заряд электрона. Более того, необходимо обеспечить синфазность излучения различными пакетами, т. е. создать условия, при которых пакеты движутся, находясь на определенном расстоянии друг от друга. Таким образом, электронный пучок, используемый для реализации эффекта Черенкова, должен быть модулирован по плотности и иметь структуру, аналогичную рекомендуемой для ламп «с контурами». Теоретически можно получить очень высокие частоты при довольно значительных уровнях энергии, не прибегая для этого к использованию очень высоких напряжений, однако пока не известны какие-либо практические результаты, которые заслуживали бы внимания с точки зрения радиоэлектроники.

Использование излучения электрона с релятивистской скоростью и эффекта Доплера [111, 118]

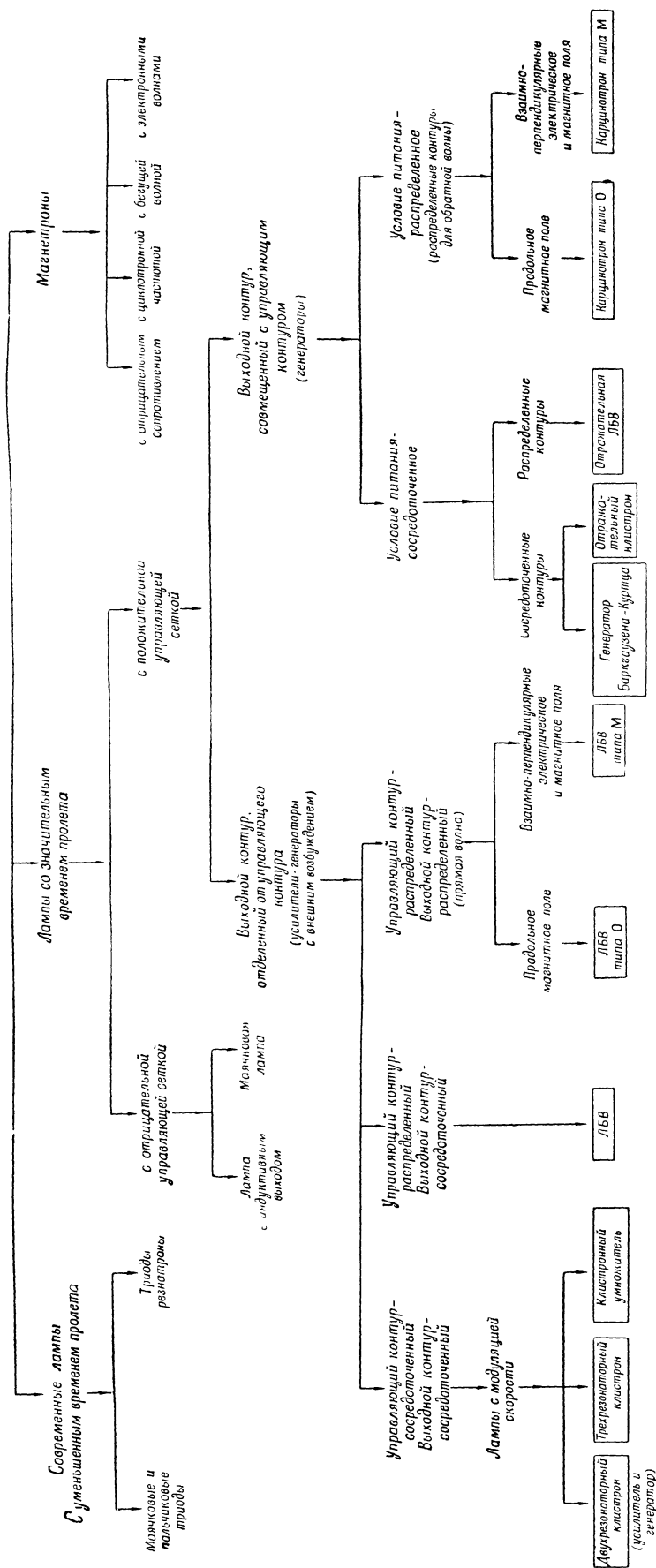
Вместо использования эффекта Черенкова путем перемещения электронов в среде с малой фазовой скоростью для электромагнитных волн, например в природном или искусственном диэлектрике, можно использовать излучение электронов, имеющих релятивистскую скорость. Это излучение обя-



Ф и г. 62. Схема генератора миллиметровых волн Моца.

зано своим происхождением эффекту Доплера, полученному в результате колебаний электронов вокруг их средней траектории. Практически оно осуществлено Моцем в Стэнфордском университете с помощью прибора, названного «ондулятором», в котором электроны с релятивистской скоростью описывают синусоидальную траекторию в результате прохождения через магнитные поля с переменной полярностью. На фиг. 62 изображена схема использованного прибора. На вход ондулятора подается из линейного ускорителя хорошо сгруппированный поток электронов, обладающих большой энергией (от 2 до 3 Мэв). Магнитное поле переменной полярности заставляет пакеты колебаться в направлении, перпендикулярном направлению начальной скорости, а это движение электронов в свою очередь вызывает электромагнитное излучение, подобно тому как изменение направления тока в антенне вызывает излучение энергии в пространство, окружающее антенну. Моц в 1952 г. сообщил о том, что он получил таким способом мощность порядка 1 вт на частоте около 300 000 Мгц. Следует отметить, что наблюдавшееся излучение не было монохроматично и соответствовало спектру частот шириной около 6%, что вызвано, по всей вероятности, наличием в ондуляторе одновременно нескольких пакетов.

Лампы для с.в.ч.



Ф и г. 63. Ориентировочная классификация ламп для сверхвысоких частот.

Этот результат имеет очень важное научное значение, однако с точки зрения радиоэлектроники описанный метод обладает рядом недостатков, требуя выполнения очень важного условия, а именно: если допустить, что энергия, излучаемая электроном, мала (порядка нескольких квантов), то для получения колебаний высокой частоты, обладающих значительной мощностью, необходимо весьма совершенное группирование электронного потока, частицы которого обладают большой энергией.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрение принципов построения систем для генерирования и усиления ультракоротких электромагнитных волн с помощью электронных приборов и их эволюции неизбежно сопровождается некоторым произволом. Это объясняется в значительной степени сложностью выводов, извлеченных из основных открытий, и множеством исследований, осуществленных независимо друг от друга и зачастую совершенно различными путями, без должного математического анализа физических явлений, несмотря на всю их сложность. Тем не менее некоторые результаты обусловлены систематическим изучением предшествовавших работ, что неоднократно подчеркивалось в обзоре. Рассматривая проделанную работу, можно попытаться классифицировать имеющиеся системы. Такая попытка представлена в виде схемы на фиг. 63.

ЛИТЕРАТУРА

1. De Broglie L., Problèmes de propagations guidées des ondes électromagnétiques, Paris, 1941.
2. Sarbacher R. I. and Edson W. A., Hyper and ultra high Frequency Engineering, N. Y., 1943.
3. Ramo S., Introduction to Microwaves, N. Y., 1945.
4. Spangenberg K. R., Vacuum Tubes, N. Y., 1948.
5. Slater J. C., Microwave Electronics, N. Y., 1950.
6. Пирс Д., Лампа с бегущей волной, изд-во «Советское радио», 1952.
7. Warnecke R., Chodorow M., Guenard P., Ginzton E. L., Velocity Modulated tubes: Chapter in «Advances in Electronics», t. III, N. Y., 1951.
8. Warnecke R. et Guenard P., Les tubes électroniques à commande par modulation de vitesse, Paris, 1951.
9. Voge J., Les hyperfréquences: tubes et appareils de mesure, applications aux télécommunications et au radar, Paris, 1951.
10. Reich H. J., Ordung P. F., Krauss H. L., Skabrick J. G., Microwave Theory and Techniques, N. Y., 1953.
11. Harman W. W., Fundamentals of Electronic Motion, N. Y., 1953.
12. Barkhausen H., Kurtz K., *Phys. Zs.*, **21**, 1 (1920).
13. Gill E.W.B., Morell J. H., *Phil. Mag.*, **44**, 161 (1922).
14. Zacek A., *Casopis pro pestovani math. a fys.* (Prague), **53**, 378 (1924).
15. Habann E., *Zs. Hochfrequenz*, **24**, 115—135 (1924).
16. Benham W. E., *Phil. Mag.* (March 1928).
17. Yagy H., *Proc. IRE*, **16**, 715—722 (1928).
18. Okabe K., *Proc. IRE*, **17**, 652—661 (1929).
19. Moller H. G., *Elektr. Nachricht.-Technik*, 293 (1930).
20. Witt A., *C. R.*, 1005 (1932).
21. Megaw E.C.S., *JIEE*, 326 (April 1933).
22. Muller J., *Hochfreq. Tech. Elektr. Akust.*, 156 (Mai 1933).
23. Clavier A. G., *Electr. Commun.*, 3 (July 1933).
24. Clavier A. G. et Gallant L. C., *Rev. générale*, 475 (Avril 1934).
25. Gutton H., *Bull. Soc. franç. radioelectr.*, 44 (Janvier 1935).

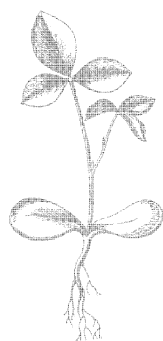
26. Posthumus K., *Wireless Engnr.*, 126 (March 1935).
27. Soc. franç. radioélectr., 110 (Août 1935).
28. Salzberg B. and Burnside D. G., *Proc. IRE*, 1142 (October 1935).
29. Arsenjewa-Heil A. und Heil O., *Zs. Phys.*, 95, 752—762 (1935).
30. Ferris W. R., *Proc. IRE*, 82 (January 1936).
31. North D. O., *Proc. IRE*, 108 (January 1936).
32. Richter H., *Hochfreq. techn. u. Elak*, 10 (January 1938).
33. Kilgore G. R., *Proc. IRE*, 1140 (August 1936).
34. Sloane R. W., James E. G., *JIEE*, 291 (September 1936).
35. Samuel A. L., *Proc. IRE*, 25, 1243—1252 (1937).
36. Meng C. Y., Patapenko G., Verhandl. Intern. Kongress für Kurzwellen, Wien, S. 109, 1937.
37. Rothe H., *Telefunken-Röhre*, 33 (April 1937).
38. Allerding A., Dallenbach W., Kleinsteuber W., *Hochfreq. Tech. Elektr. Akust.*, 96 (März 1938).
39. Hansen W. W., *J. Appl. Phys.*, 9, 10, 654—663 (1938).
40. Shockley W., *J. Appl. Phys.*, 635 (October 1938).
41. Gutton H., Berlinc S., *Bull. soc. franç. radioélectr.*, 30 (1938).
42. Thompson B. J., *R.C.A. Rev.*, 46 (October 1938).
43. Clavier A. G., *Bull. soc. franç. électriciens*, 79 (Janvier 1939).
44. Haefl A. V., *Electronics*, № 2, 30 (1939).
45. Hahn W. C., Metcalf G. F., *Proc. IRE*, 27, 106—116 (1939).
46. Hansen W. W., Richtmayer R. D., *J. Appl. Phys.*, 10, № 3, 189—199 (1939).
47. Liewellyn F. B., Bowen A. E., *Bell. Syst. Tech. J.*, 280 (April 1939).
48. Varian R. H., Varian S. F., *J. Appl. Phys.*, 10, 321—327 (1939).
49. Hahn W. C., *Gen. Electr. Rev.*, 258 (June 1939).
50. Gavin M. R., *Wireless Engnr.*, 287 (June 1939).
51. Webster D. L., *J. Appl. Phys.*, 501 (July 1939).
52. Ramo S., *Proc. IRE*, 584 (September 1939).
53. Ramo S., *Proc. IRE*, 757 (December 1939).
54. Коваленко В. Ф., *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 4, № 3, 489—505 (1940).
55. Алексеев Н. Ф., Маляров Д. Д., *ЖТФ*, 1297 (1940).
56. Warnecke R., *Rev. générale électr.*, 231 (Avril 1941).
57. Wang Chao-Chen, *Proc. IRE*, 29, 200—213 (1941).
58. Девятков Н. Д., Гуревич М. Д., Хохлов В. К., *ЖТФ*, 11, № 8, 761—765 (1941).
59. Jen C. K., *Proc. IRE*, 345 (June 1941).
60. Jen C. K., *Proc. IRE*, 464 (August 1941).
61. Doehler O., Luders G., *Hochfrequenztechnik*, 58, 29 (1941).
62. Warnecke R., Bernier J., *Rev. générale électr.*, 43, 117 (Janvier—Février 1942).
63. Warnecke R., Bernier J., Guenard P., *J. phys. rad.*, 96 (Mai 1943) 116 (Juin 1943).
64. Liewellyn F. B., Peterson L. C., *Proc. IRE*, 144 (March 1944).
65. McArthur D., *Electronics*, 18, 98—102 (1945).
66. Warnecke R., *Ann. radioélectr.*, 6 (Juillet 1945).
67. Salisbury W. W., *Electronics*, 92 (February 1946).
68. Fisk J. B., Hagstrum H. D., Hartman P. L., *Bell. Syst. Tech. J.*, 167 (April 1946).
69. Bell J., Gavin M. R., James E. G., Warren G. W., *JIEE*, 93A, Pt. III, 833—846 (March—May 1946).
70. Megaw E.C.S., *JIEE*, 93A, Pt. III, 5, 977 (1946).
71. Kleesattel C., Dissertation, Darmstadt, 1946.
72. Dow W. G., *Proc. IRE*, 35 (January 1947).

73. Bernier J., *Ann. radioélectr.*, 87 (Janvier 1947).
74. Kompener R., *Proc. IRE*, 124 (February 1947).
75. Pierce J. R., Field L. M., *Proc. IRE*, 108 (February 1947).
76. Warnecke R., *Bull. soc. franç. électriciens*, 81 (Fevrier 1947).
77. Warnecke R., Guenard P., Fauve C., *Ann. radioélectr.*, 2, 224 (Juillet 1947).
78. Гинзбург В. Л., *ДАН СССР*, новая серия, 56, № 3, 253—254 (1947).
79. Nergaard L. S., Burnside D. C., Stone R. P., *Proc. IRE*, 412 (March 1948).
80. Pierce J. R., *J. Appl. Phys.*, 231 (March 1948).
81. Warnecke R., *Ann. radioélectr.*, 71, (Avril 1948).
82. Doehler O., Kleen W., *Ann. radioélectr.*, 124 (Avril 1948).
83. Guenard P., Warnecke R., Fauve C., *Ann. radioélectr.*, 302 (Octobre 1948).
84. Warnecke R., Guenard P., *Ann. radioélectr.*, 259 (Octobre 1948).
85. Nergaard L. S., *RCA Rev.*, 9, 585 (December 1948).
86. Doehler O., Kleen W., Palluel P., *Ann. radioélectr.*, 66 (Janvier 1949).
87. Field L. M., *Proc. IRE*, 34 (January 1949).
88. Haeff A. V., *Proc. IRE*, 37, 4—10 (January 1949).
89. Pierce J. R., Hebenstreit W. B., *Bell Syst. Tech. J.*, 28, 33 (1949).
90. Hollenberg A. V., *Bell Syst. Tech. J.*, 28, 52 (January 1949).
91. Pierce J. R., *Proc. IRE*, 510 (May 1949).
92. Morton J. A., *Bell Lab. Rec.*, 166 (May 1949).
93. Doehler O., Kleen W., *Ann. radioélectr.*, 216 (Juillet 1949).
94. Guenard P., Berterottière R., Doehler O., *Ann. radioélectr.*, 171 (Juillet 1949).
95. Rose G. M., Power D. W., Harris W. A., *RCA Rev.*, 10, 321 (1949).
96. Warnecke R., Kleen W., Doehler O., Huber H., *C. R.*, 229, 648 (Octobre 1949).
97. Warnecke R., Doehler O., Kleen W., *C. R.*, 229, 709 (1949).
98. Webber S. E., *Proc. Nat. Electron. Conf.*, 493 (1949).
99. Field L. M., *Electronics*, 100 (January 1950).
100. Buneman O., *Nature*, 474 (March 1950).
101. Warnecke R., Kleen W., Lerbs A., Doehler O., Huber H., *Proc. IRE*, 406 (May 1950).
102. Berterottière R., Convert G., *Ann. radioélectr.*, 168 (Juillet 1950).
103. MacFarlane C. C., Hay H. G., *Proc. Phys. Soc.*, 63, sect. 6B, 407—427 (1950).
104. Morton J. A., Ryder E. M., *Bell Syst. Tech. J.*, 496 (October 1950).
105. Warnecke R., Doehler O., Bobot D., *Ann. radioélectr.*, 279 (Octobre 1950).
106. Pierce J. R., *Electronics*, 66 (January 1950).
107. Welch H. W., Jr., Ruthlerg S., Batten H. W., Peterson W., Univ. Mich. Lab. Techn. Rep. № 5 (January 1951).
108. Dewey G. C., Parzen P., Marchese T. J., *Proc. IRE*, 153 (February 1951).
109. Field L. M., Ping King Tien, Watkins D. A., *Proc. IRE*, 194 (February 1951).
110. Guenard P., Epstein B., Cahour P., *Ann. radioélectr.*, 109 (Avril 1951).
111. Motz H., см. стр. 194 настоящего сборника.
112. Needle J. S., Univ. Mich. Lab. Techn. Rep. № 11, August 1950.
113. Millman S., *Proc. IRE*, 1035 (September 1951).
114. Welch H. W., Univ. Mich. Lab. Techn. Rep. № 12, November 1951.

115. Bryant J. H., Marchese T. J., Cole H. V., *Proc. Electron. Conf.*, 7, 299 (1951).
116. Peifer A. G., Parzen P., Bryant J. H., *Proc. Nat. Electron. Conf.*, 7, 314 (1951).
117. Guenard P., Doehler O., Warnecke R., *C. R.*, 32 (Juillet 1952).
118. Motz H., 10th Annual Conference on Electron Tube Research, Ottawa, June 1952.
119. Ping King Tien, Field L. M., *Proc. IRE*, 688 (June 1952).
120. Guenard P., Doehler O., Epstein B., Warnecke R., *C.R.*, 235, 236 (1952).
121. Denis M., *Ann. radioélectr.*, 169 (Juillet 1952).
122. Guenard P., Huber H., *Ann. radioélectr.*, 252 (Octobre 1952).
123. Warnecke R., Huber H., Guenard R., Doehler O., *C. R.*, 235, 470 (1952).
124. Warnecke R., Huber H., Guenard P., Doehler O., *C. R.*, 235, 470 (1952).
125. Wilburg D. A., Peters A. H., Chalberg H.W.A., *Electronics* (January 1953).
126. Dodds W. J., Peter R. W., Kaisel S. F., *Electronics* (February 1953).
127. Birdsall C. K., Winnery, J. R., *J. Appl. Phys.*, 314 (March 1953).
128. Nordsieck A., *Proc. IRE*, 630 (May 1953).
129. Warnecke R., Guenard P., *Proc. IRE* (Radio Section), 351 (Novembre 1953).
130. Birdsall C. K., Brewer G. R., Haeff A. V., *Proc. IRE*, 865 (July 1953).
131. Leblond A., Doehler O., Warnecke R., *C. R.*, 236, 55 (1953).
132. Heffner H., *Electronics*, 135 (Octobre 1953).
133. Kompener R., Williams N. T., *Proc. IRE*, 1602 (November 1953).
134. Boyd A., Univ. Mich. Lab. Techn. Rep. № 15 (November 1953).
135. Chodorow M., Ginzton E. L., Neilsen I. R., Sonkins S., *Proc. IRE*, 41, 1584 (November 1953).
136. Klein A., *Ann. telecommun.*, 8, 38 (1953).
137. Ettenberg M., *Conv. Rec.*, *IRE*, Part 6, 112 (1953).
138. Watkins D. A., *Proc. IRE*, 1741 (December 1953).
139. Dodds W. J., Peter R. W., *RCA Rev.* 502 (December 1953).
140. Leblond A., *Ann. radioélectr.*, 194 (Juillet 1953).
141. Bloom S., Peter R. W., *RCA Rev.*, 95 (March 1953).
142. Chodorow M., Chu E. L., Nevins J. R., Jr., Communication in «1954 IRE Convention», N. Y., 1954.
143. Johnson H. R., Communication in «1954 IRE Convention», N. Y., 1954.
144. Warnecke R., Guenard P., *Onde électrique*, 323 (Avril 1954).
145. Warnecke R., *Ann. radioélectr.*, 107 (Avril 1954).
146. Leblond A., Mourier G., *Ann. radioélectr.* (в печати).
147. Epstein B., Guilbaud G., Communication à la 5-eme section de la société des radioélectriciens, 25 Mai 1954.
148. N. V. Machinerieen en Apparaten Fabrieken, фр. пат. 776219, 1933 et 1934.
149. N. V. Machinerieen en Apparaten Fabrieken, фр. пат. 779632, 1933.
150. Haeff A. V., ам. пат. 064469, 1933.
151. Haeff A. V., ам. пат. 2233126, 1933.
152. N. V. Machinerieen en Apparaten Fabrieken, фр. пат. 789141, 1934.
153. Pintsch J., репм. пат. 665619, 1935.
154. Telefunken Gesellschaft für Drathlose Telegraphie m.b.H., репм. пат. 668800, 1934.
155. Telefunken Gesellschaft für Drathlose Telegraphie m.b.H., репм. пат. 687590, 1934 et 1935.
156. Samuel A. L., ам. пат. 2063341, 1936.
157. Clavier A. G., Rostas G., ам. пат. 2232050, 1937.

-
158. H a h n W. C., ам. пат. 2220839, 1937.
 159. V a r i a n R. H., ам. пат. 2242275, 1937.
 160. L i n d e n b l a d N. E., ам. пат. 2300052, 1940.
 161. H a n s e n W. W., ам. пат. 2480133, 1941.
 162. W a r n e c k e R., B e r n i e r J., фр. пат. 978489, 1942.
 163. K o m p e n e r R., ам. пат. 2653270, 1944.
 164. B e r n i e r J., фр. пат. 992853, 1944.
 165. H u g g i n s W. N., ам. пат. 2659025, 1946.
 166. K l e e n W., D o e h l e r O., H u b e r H., ам. пат. 2511407, 1947.
 167. C h a r l e s D., фр. пат. 986811, 1949.
 168. D o e h l e r O., L e r b s A., фр. пат. 994545, 1949.
 169. E p s t e i n B., брит. пат. 699893, 1951.

ЧАСТЬ II



Scan AAW

ИЗЛУЧЕНИЕ ЧЕРЕНКОВА ПРОТЯЖЕННЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ¹⁾

Денос

ВВЕДЕНИЕ

Природа излучения Черенкова подробно исследована в целом ряде работ [1—5]. Все эти исследования посвящены излучению отдельного электрона и характеристикам процесса излучения.

В настоящей работе рассматривается главным образом излучение не отдельного электрона, а электронного пучка. Предполагается, что электронный пучок состоит из непрерывно распределенного заряда, движущегося с постоянной скоростью v , одинаковой для всех частей пучка. Это означает, что в системе координат, относительно которой пучок неподвижен, распределение плотности заряда не меняется, т. е. пучок движется, как жесткое тело. Предполагается, что пучок сгруппирован и, следовательно, плотность заряда является периодической функцией пространства и времени. Рассмотрение этой задачи позволяет непосредственно определить когерентное излучение, связанное с группированием пучка. Некогерентная часть излучения может быть получена, если предположить, что модуляция пучка обусловлена источником хаотических шумов.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Для решения задачи используется следующая методика. Вначале находится такое решение неоднородного волнового уравнения, для которого векторы поля на бесконечности стремятся к нулю. Это решение соответствует полю, связанному с электронным пучком при отсутствии диэлектрика. Затем подбирается общее решение однородного волнового уравнения для вакуума, т. е. для пространства, в котором движется электронный поток, и для диэлектрика с соответствующими свойствами на бесконечности. Затем обеспечивается непрерывность тангенциальных составляющих поля на поверхности диэлектрика — вакуума. Полученные таким образом выражения для векторов поля представляют собой решение задачи. С помощью этих выражений могут быть рассчитаны все необходимые величины.

Плоский случай

Простейший и, по-видимому, практически наиболее важный случай сводится к плоскому электронному пучку, движущемуся вдоль диэлектрика на близком расстоянии от него (фиг. 1). В этом случае плотность заряда определяется выражением

$$\rho = \rho_0 \delta(x) [1 + \alpha \cos(kz - \omega t)], \quad (1)$$

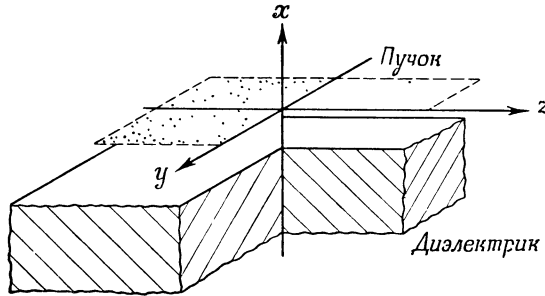
где

$$k = \frac{\omega}{v}; \quad (2)$$

¹⁾ D a n o s M., *J. Appl. Phys.*, 26, № 1, 2—7 (1955).

$v = c\beta$ — скорость электронов; α — коэффициент Фурье для плотности заряда, соответствующий частоте ω .

Выражение для плотности заряда дано в этой форме, для того чтобы связать ее с постоянной составляющей плотности заряда ρ_0 . При этом предполагается, что пучок является бесконечно тонким.



Ф и г. 1. Схематическое изображение плоского электронного пучка, движущегося вдоль диэлектрика.

Потенциалы свободного пространства ($x > -d$) удовлетворяют уравнениям поля

$$\square V \equiv \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} = -4\pi\rho; \quad (3)$$

$$\square \mathbf{A} = -4\pi\rho \frac{\mathbf{v}}{c}. \quad (4)$$

В данном случае $\mathbf{v} = v\mathbf{z}_0 = \text{const}$ (\mathbf{z}_0 — единичный вектор). Следовательно, имеет место равенство

$$\mathbf{A} = \beta V \mathbf{z}_0, \quad (5)$$

и требуется найти решение уравнения (3), т. е. определить скалярный потенциал. Затем по формуле (5) может быть определен векторный потенциал.

Если использовать только переменную составляющую плотности заряда, то решения уравнений (3) и (4) запишутся в виде

$$V = \frac{\Phi}{q} \cos(kz - \omega t) e^{-q|x|}; \quad (6)$$

$$\mathbf{A} = \frac{\Phi\beta}{q} \cos(kz - \omega t) e^{-q|x|} \mathbf{z}_0, \quad (7)$$

где

$$q^2 \equiv k^2\theta^2 = k^2(1 - \beta^2); \quad (8)$$

$$\Phi = 2\pi x \rho_0.$$

Можно без труда убедиться в справедливости формул (6) и (7), если воспользоваться хорошо известным соотношением

$$\frac{d^2|x|}{dx^2} = 2\delta(x). \quad (9)$$

Решение однородного уравнения

$$\square \mathbf{A}_1 = 0 \quad (10)$$

ищется в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{A}_1 &= [A_x \mathbf{x}_0 \cos(kz - \omega t + \varphi_x) + A_z \mathbf{z}_0 \cos(kz - \omega t + \varphi)] e^{-qx}; \\ V_1 &= 0. \end{aligned} \quad (11)$$

Подставляя (11) в уравнение (10), получим равенство (8). Из условия Лоренца $\text{div } \mathbf{A}_1 = 0$ следует, что $A_x = A_1/\theta$; $\varphi_x = \varphi + \pi/2$ и, следовательно,

$$\mathbf{A} = \frac{A_1}{\theta} e^{-qx} [\theta \mathbf{z}_0 \cos(kz - \omega t + \varphi) - \mathbf{x}_0 \sin(kz - \omega t + \varphi)]. \quad (12)$$

Векторы поля в вакууме, связанные с электронным пучком и определенные по формулам (6) и (7), записываются в виде

$$\mathbf{E}_0 = \Phi e^{-q|x|} [\theta \mathbf{z}_0 \sin(kz - \omega t) + \text{sign } x \mathbf{x}_0 \cos(kz - \omega t)]; \quad (13)$$

$$\mathbf{H}_0 = \text{sign } x \Phi \beta e^{-q|x|} y_0 \cos(kz - \omega t), \quad (14)$$

а формула (12) приводит к выражениям

$$\mathbf{E}_1 = -\frac{A_1}{\theta} x e^{-qx} [\theta \mathbf{z}_0 \sin(kz - \omega t + \varphi) + \mathbf{x}_0 \cos(kz - \omega t + \varphi)]; \quad (15)$$

$$\mathbf{H}_1 = -\frac{A_1}{\theta} x \beta e^{-qx} y_0 \cos(kz - \omega t + \varphi), \quad (16)$$

где A_1 и φ — произвольные постоянные, подлежащие определению из граничных условий.

Функция $\text{sign } x$ определяется следующим образом:

$$\text{sign } x \equiv \begin{cases} +1 & \text{при } x > 0 \\ 0 & \text{» } x = 0 \\ -1 & \text{» } x < 0 \end{cases}$$

Кроме того, использовано сокращенное обозначение

$$x \equiv \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} = k\beta. \quad (17)$$

В диэлектрике векторный потенциал должен удовлетворять уравнению

$$\square_D \mathbf{B} = \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial z^2} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = 0. \quad (18)$$

Предполагаем, что B существует в виде входной и выходной волн. Решение, удовлетворяющее как условию Лоренца, так и уравнению (18), записывается в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{B} = & B_1 \left(\mathbf{z}_0 - \frac{1}{\tau} \mathbf{x}_0 \right) \cos[kz + p(x+d) - \omega t + \psi_1] + \\ & + B_2 \left(\mathbf{z}_0 + \frac{1}{\tau} \mathbf{x}_0 \right) \cos[kz - p(x+d) - \omega t + \psi_2], \end{aligned} \quad (19)$$

где

$$p^2 \equiv k^2 \tau^2 = k^2 (\epsilon \beta^2 - 1). \quad (20)$$

Первый член в формуле (19) соответствует входной волне. Поэтому B_1 и ψ_1 произвольны. Второй член соответствует выходной волне, а B_2 и ψ_2 определяются из граничных условий. Векторы поля, определенные с помощью формулы (1), записываются в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_D = & -x B_1 \left(\mathbf{z}_0 - \frac{1}{\tau} \mathbf{x}_0 \right) \sin[kz + p(x+d) - \omega t + \psi_1] - \\ & - x B_2 \left(\mathbf{z}_0 + \frac{1}{\tau} \mathbf{x}_0 \right) \sin[kz - p(x+d) - \omega t + \psi_2]; \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_D = & \frac{\varepsilon x \beta}{\tau} B_1 y_0 \sin[kz + p(x+d) - \omega t + \psi_1] - \\ & - \frac{\varepsilon x \beta}{\tau} B_2 y_0 \sin[kz - p(x+d) - \omega t + \psi_2]. \end{aligned} \quad (22)$$

Подставляя векторы поля, определяемые по формулам (13) – (16), (21) и (22), в граничные условия

$$E_{\tau \text{ вак.}} = E_{\tau \text{ диэл.}}; H_{\tau \text{ вак.}} = H_{\tau \text{ диэл.}} \quad (23)$$

при $x = -d$, получим систему четырех уравнений. Для выходной волны имеем следующий результат:

$$B_2^2 = \frac{2\Phi^2\tau}{\varepsilon\chi^2} e^{-2qd} \sin \zeta + B_1^2 + \frac{2\Phi B_1}{\varepsilon\chi} e^{-qd} \sin \xi [\varepsilon\theta \sin \psi_1 + \tau \cos \psi_1]; \quad (24)$$

$$\sin \psi_2 = \frac{\Phi\theta}{B_2\chi} e^{-qd} \sin \zeta + \frac{B_1}{B_2} \sin (\zeta - \psi_1); \quad (25)$$

$$\cos \psi_2 = -\frac{\Phi\theta}{B_2\chi D} e^{-qd} \sin \zeta + \frac{B_1}{B_2} \cos (\zeta + \psi_1). \quad (26)$$

Фазовый сдвиг ζ определяется по формулам

$$\sin \zeta = \frac{2D}{D^2 + 1}; \cos \zeta = \frac{D^2 - 1}{D^2 + 1}, \quad (27)$$

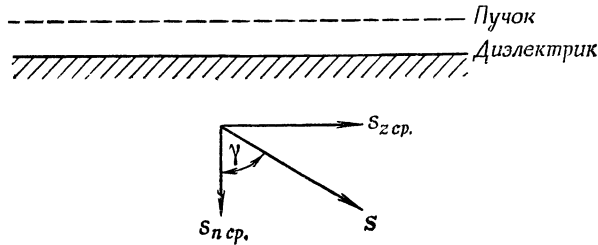
где

$$D = \frac{\varepsilon\theta}{\tau}. \quad (28)$$

Энергия, излучаемая электронным пучком, определяется постоянной составляющей вектора Пойнтинга

$$s = \frac{c}{8\pi} \frac{\chi^2 \varepsilon \beta}{\tau} B_2^2 \left[-x_0 + \frac{1}{\tau} z_0 \right], \quad (29)$$

причем z -я составляющая вектора Пойнтинга определяет поток энергии, остающийся вблизи электронного пучка и неизлучаемый. Эта часть энергии остается конечной, если скорость электронов уменьшается и условие Черенкова ($\tau^2 > 0$) не выполняется. Излучаемая энергия определяется составляющей вектора Пойнтинга, перпендикулярной движению пучка (фиг. 2).



Ф и г. 2. Составляющие вектора Пойнтинга.

Случай, когда входное излучение отсутствует, представляет особый интерес. В этих условиях нормальная составляющая вектора Пойнтинга записывается в виде

$$s_n = 2\pi c \alpha^2 \beta_0^2 \beta^2 e^{-2qd} \eta(\varepsilon, \beta), \quad (30)$$

где

$$\eta(\varepsilon, \beta) = \frac{\varepsilon}{\beta} \frac{\theta^2 \tau}{\varepsilon \theta^2 + \tau^2}. \quad (31)$$

Из формулы (31) следует, что $\langle s_n \rangle \rightarrow 0$ при $\beta \rightarrow 1$. Это обусловлено лоренцовским сокращением первоначального поля, которое связано с коэффициентом θ в z -й составляющей выражения (13).

Для практических целей удобно выразить плотность заряда через электрический ток. Пусть $N \approx 6,67 \cdot 10^{18}$ — число электронов в одном кулоне и

$$R_0 = \frac{2\pi N^2 e^2}{c} 10^{-7} \approx 189 \text{ ом}, \quad (32)$$

тогда окончательно получим

$$s_n = R_0 (I\alpha)^2 e^{-2qd} \eta(\varepsilon, \beta) \text{ вт/см}^2, \quad (33)$$

где I , выраженное в а/см , соответствует постоянной составляющей тока пучка, деленной на его ширину. Величина $R_0 \eta(\varepsilon, \beta)$ может быть истолкована как собственное сопротивление излучения для эффекта Черенкова при данной геометрической конфигурации.

Обратимся к примеру. Предположим, что $\varepsilon = 100$; $\beta = 0,2$ (что соответствует энергии электронов 10 кэв); $d = 3 \cdot 10^{-2} \text{ см}$; $\lambda = 1 \text{ см}$; $I = 1 \text{ ма/см}$.

Если группирование является полным и длина пакетов мала по сравнению с $1/k$, то можно принять $\alpha = 2$. При этих значениях имеем

$$2qd = \frac{4\pi}{\beta} \frac{d}{\lambda} \sqrt{1 - \beta^2} \approx 61,6 \frac{d}{\lambda} = 1,85 \quad (34)$$

и

$$s_n = 11 \cdot 10^{-6} \text{ вт/см}^2.$$

Эту мощность следует сравнить с кинетической энергией электронного пучка, которая составляет 10 вт/см^2 .

Излучение происходит под углом γ (см. фиг. 2), который определяется по формуле

$$\text{tg } \gamma = \frac{s_z}{s_n} = \tau. \quad (35)$$

В нашем примере $\gamma = 60^\circ$, а величина D , по формуле (28), имеет значение 56.

При выводе основных соотношений предполагается, что электронный пучок сконцентрирован в полосе нулевой толщины. Если пучок имеет конечную толщину, то нетрудно определить излучение в том случае, когда отсутствует входное излучение, т. е. когда $B_1 = 0$. Обращаясь к формулам (24) — (26), можно убедиться в том, что от расстояния d зависит только амплитуда излучаемого поля. Фазовый угол ψ_2 не зависит от d . Таким образом, вектор Пойнтинга определяется следующим образом:

$$s_n = R_0 \eta(\varepsilon, \beta) \left[\int_0^\infty (I\alpha) e^{-q\xi} d\xi \right]^2 \text{ вт/см}^2, \quad (36)$$

где I выражено в а/см^2 , а ξ отсчитывается от поверхности диэлектрика.

Тонкий заряженный слой между двумя слоями диэлектрика

В рассмотренном выше случае излучение Черенкова исчезает при $\beta \rightarrow 1$ независимо от того, насколько близок электронный пучок к поверхности. С другой стороны, хорошо известно, что электронный пучок, проходящий через диэлектрик, излучает тем интенсивнее, чем быстрее он движется. Для объяснения этого противоречия следует рассмотреть такую геометрическую конфигурацию, которая может быть сведена в пределе к любому из этих двух случаев. Рассмотрим тонкий заряженный слой между двумя слоями диэлектрика (фиг. 3). Плотность заряда определяется по формуле (1), а векторы первоначального поля — по формулам (13) и (14). Векторы вторичного поля должны содержать как члены, пропорциональные e^{-qx} , так и члены, пропорциональные e^{qx} . Решение для векторного потенциала, удовлетворяющее волновому уравнению и условию Лоренца, записывается в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{A} = & \frac{A_1}{\theta} e^{qx} [\mathbf{z}_0 \theta \cos(kz - \omega t + \varphi_1) + \mathbf{x}_0 \sin(kz - \omega t + \varphi_1)] + \\ & + \frac{A_2}{\theta} e^{-qx} [\mathbf{z}_0 \theta \cos(kz - \omega t + \varphi_2) + \mathbf{x}_0 \sin(kz - \omega t + \varphi_2)]. \end{aligned} \quad (37)$$

Векторы поля в диэлектрике определяются векторным потенциалом (19). Ограничимся тем случаем, когда входная волна отсутствует. Таким образом, в нижнем слое диэлектрика $B_1 = 0$, а в верхнем слое $B_2 = 0$. Граничные условия (23) должны быть выполнены как при $x = d$, так и при $x = -d$. Выполнение этих условий приводит к системе из восьми уравнений. Определяя B_1 и B_2 , получим

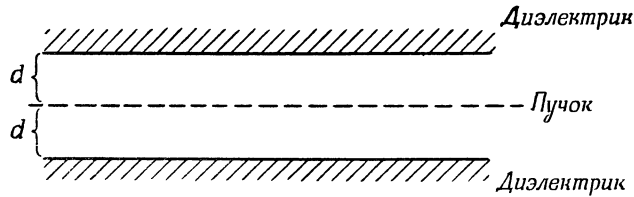
$$B_1^2 = B_2^2 = \frac{4\Phi^2\theta^2}{\chi^2} \frac{(\operatorname{sh} qd)^2 (D^2 + 1) + 1}{(\operatorname{sh} 2qd)^2 (D^2 + 1)^2 + 4D^2}. \quad (38)$$

Вектор Пойнтинга для нижнего слоя диэлектрика определяется по формуле (29). Для верхнего слоя получится аналогичное выражение, если изменить знак перед x_0 на противоположный.

Рассмотрим теперь предельные случаи. При $\beta \rightarrow 1$ величины q и D , определяемые соответственно по формулам (8) и (28), стремятся к нулю и равенство (38) принимает вид

$$B_1^2 = B_2^2 \rightarrow -\frac{\Phi^2\tau^2}{\varepsilon^2\chi^2}, \quad (39)$$

где зависимость от d отсутствует. Это объясняется следующим. Первичное поле распространяется вниз от $x = 0$ до $x = -d$ без фазовых изменений. Напряженность поля вдоль этого пути уменьшается по закону e^{-qd} .



Ф и г. 3. Схематическое изображение плоского пучка, движущегося между двумя слоями диэлектрика.

На поверхности раздела между диэлектриком и вакуумом необходимо выполнение граничных условий, в связи с чем в вакууме должно быть добавлено вторичное поле. Это поле распространяется по направлению к верхней поверхности раздела и по прохождении всего пути уменьшает свою интенсивность в e^{-2qd} раз. Наличие граничных условий на верхней границе приводит к возникновению третичного поля, которое распространяется по направлению к нижней границе и т. д. Кроме того, имеется поле, возникающее при попадании первичного поля на верхнюю границу. Все эти вторичные, третичные и т. д. поля складываются и образуют поле, описываемое формулой (37). Чем меньше q , тем больше расстояние, на котором поле продолжает существовать, тем большее число отражений претерпевает поле между двумя поверхностями и тем больше амплитуда вторичного поля по сравнению с первичным полем. Амплитуда вторичного поля определяется выражением

$$A_1^2 = A_2^2 = \frac{\Phi^2\theta^2}{\chi^2} e^{-2qd} \frac{(\operatorname{sh} qd)^2 (D^4 + 1) + D^2 \operatorname{ch} 2qd + 1}{(\operatorname{sh} 2qd)^2 (D^2 - 1)^2 + 4D^2 (\operatorname{ch} 2qd)^2}, \quad (40)$$

которое при $\beta \rightarrow 1$ приобретает вид

$$A_1^2 = A_2^2 \rightarrow \frac{\Phi^2\tau^2}{4\varepsilon^2\chi^2} \quad (41)$$

и остается конечным, хотя тангенциальная составляющая (13) первичного поля обращается в нуль.

В другом предельном случае, когда $e^{-qd} \ll 1$, выражение (38) превращается в (24), соответствующее случаю, когда приходящая волна отсутствует.

Этого следовало ожидать, так как вторичное поле, возникшее, например, на верхней границе, ослабляется, не достигнув еще нижней границы (за счет множителя e^{-2qd}), и его влияния не чувствуется.

Цилиндрический случай

В случае цилиндрической симметрии (фиг. 4) решение также может быть найдено без труда. Введем цилиндрическую систему координат (r, φ, z) . Пусть канал занимает пространство $r < b$, где b — радиус канала. Предположим, что плотность заряда определяется выражением

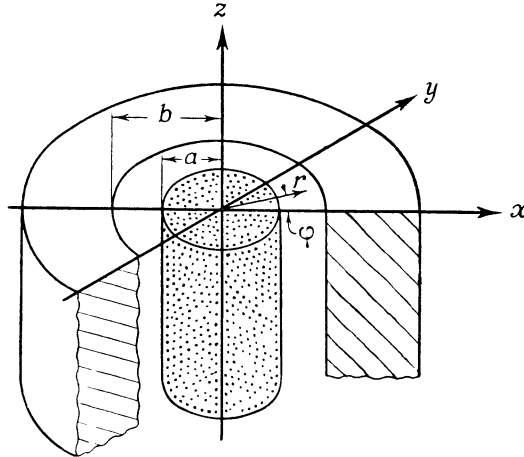
$$\rho = \rho_0 \delta(r - a) [1 + \alpha \cos(kz - \omega t)]. \quad (42)$$

Это соответствует полому заряженному цилиндру с тонкой стенкой. Пусть заряд движется со скоростью v в направлении оси z .

Прежде всего необходимо найти первичное поле, т. е. поле, связанное с электронным пучком и при $b \rightarrow \infty$ представляющее собой полное решение. Скалярный потенциал первичного поля для переменной составляющей (42) записывается в виде

$$V = V_0 \cos(kz - \omega t) K_0(qr) \text{ при } r \gg a; \quad (43)$$

$$V = V_i \cos(kz - \omega t) I_0(qr) \text{ при } r \leq a. \quad (44)$$



Ф и г. 4. Полый пучок в цилиндрическом канале.

Векторные потенциалы определяются по формуле (5). Постоянные V_0 и V_i должны быть определены из граничных условий при $r = a$. На этой границе прежде всего должно выполняться равенство

$$\lim_{\delta \rightarrow 0} [V(a + \delta) - V(a - \delta)] = 0. \quad (45)$$

Второе условие может быть получено путем интегрирования уравнения (3) по r

$$\int_{a-\delta}^{a+\delta} \square V dr \equiv \int_{a-\delta}^{a+\delta} \left[\frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rV) - \left(k^2 \theta^2 - \frac{1}{r^2} \right) V \right] dr = -4\pi \int_{a-\delta}^{a+\delta} \rho dr. \quad (46)$$

При предельном переходе $\delta \rightarrow 0$ второй член в левой части уравнения (46) исчезает, согласно равенству (45), и второе условие переписывается в виде

$$\lim_{\delta \rightarrow 0} \left\{ \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rV) \right]_{r=a+\delta} - \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rV) \right]_{r=a-\delta} + 4\pi \int_{a-\delta}^{a+\delta} \rho d\sigma \right\} = 0. \quad (47)$$

Используя соотношения (45) и (47), можно получить

$$V_0 = 2a\Phi I_0(qa); \quad (48)$$

$$V_i = 2a\Phi K_0(qa). \quad (49)$$

Для выполнения граничных условий на поверхности раздела между диэлектриком и вакуумом ($r=b$) необходимо добавить вторичное поле в канале, представленное выражением (44), и выходную волну в диэлектрике. Последняя определяется векторами

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_D = \mathbf{r}_0 \frac{M}{\varepsilon\beta} [\cos(kz - \omega t - \xi) J_1(pr) - \sin(kz - \omega t - \xi) N_1(pr)] + \\ + \mathbf{z}_0 \frac{\tau M}{\varepsilon\beta} [\sin(kz - \omega t - \xi) J_0(pr) + \cos(kz - \omega t - \xi) N_0(pr)]; \end{aligned} \quad (50)$$

$$\mathbf{H}_0 = \varphi_0 M [\cos(kz - \omega t - \xi) J_1(pr) - \sin(kz - \omega t - \xi) N_1(pr)]. \quad (51)$$

Постоянные в выражениях (50) и (51) определяются из граничных условий

$$M^2 = \frac{f^2}{g^2 + h^2}; \quad (52)$$

$$\sin \xi = \frac{g}{\sqrt{g^2 + h^2}}; \quad \cos \xi = \frac{h}{\sqrt{g^2 + h^2}}, \quad (53)$$

где

$$f = \frac{V_0 D}{b}, \quad (54)$$

$$g = D I_0(qb) N_1(pb) + I_1(qb) N_0(pb); \quad (55)$$

$$h = D I_0(qb) J_1(pb) + I_1(qb) J_0(pb). \quad (56)$$

Для усредненного по времени значения вектора Пойнтинга получаем выражение

$$\mathbf{s} = \frac{1}{2\pi r} \frac{c}{2\pi \varepsilon \beta k} \left[\mathbf{r}_0 + \frac{1}{\tau} \mathbf{z}_0 \right]. \quad (57)$$

Если заряд распределен в конечном диапазоне r , то излучение определяется формулой

$$s_r = \frac{1}{2\pi r} \frac{c}{2\pi \varepsilon \beta k} \left[\int_0^b M(r) dr \right]^2. \quad (58)$$

Если $b-a=d$, а $b \rightarrow \infty$, то (57) переходит, как и следовало ожидать, в (29). Для определения излучения отдельного электрона, пролетающего через канал, следует устремить a к нулю, а ρ_0 к бесконечности таким образом, чтобы (48) соответствовало величине амплитуды составляющей разложения Фурье с частотой ω для отдельного электрона [3]. После этого интегралы Фурье для \mathbf{E} и \mathbf{H} могут быть введены в выражение для вектора Пойнтинга. Интегрирование по времени приводит к результату, полученному Гинзбургом [4].

ПРИЛОЖЕНИЕ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ОТДЕЛЬНОГО ЭЛЕКТРОНА, ДВИЖУЩЕГОСЯ ПАРАЛЛЕЛЬНО ПЛОСКОМУ ДИЭЛЕКТРИКУ

Распределение заряда выражается формулой

$$\rho = e \delta(z - vt) \delta(x) \delta(y) = \frac{e \delta(x)}{4\pi^2 v} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{i(l y + k z - \omega t)} d\omega dl. \quad (59)$$

Разложение Фурье в направлении оси x не было необходимости производить, поскольку граничные условия должны быть выполнены только при одном

значении $x = -d$. Потенциалы выражаются в виде аналогичных интегралов Фурье

$$V_0 = \frac{e}{2\pi v} \iint \frac{e^{-g|x|}}{g} e^{i(l y + k z - \omega t)} d\omega dl; \quad (60)$$

$$g^2 = k^2 \theta^2 + l^2. \quad (61)$$

Векторный потенциал определяется по формуле (5). Вторичное поле имеет векторный потенциал

$$\mathbf{A}_1 = \int \mathbf{A}(l, \omega) e^{-g x + i(l y + k z - \omega t)} d\omega dl,$$

а векторный потенциал в диэлектрике определяется формулами

$$\mathbf{B} = \iint [\mathbf{x}_0 B_x(\omega, l) + \mathbf{y}_0 B_y(\omega, l) + \mathbf{z}_0 B_z(\omega, l)] e^{i[k z + l y - p(x+d) - \omega t]} d\omega dl; \quad (62)$$

$$p^2 = k^2 \epsilon^2 - l^2. \quad (63)$$

Фазовый множитель $\exp(-j p d)$ введен для удобства. Как можно видеть из (63), постоянная распространения p вдоль оси x при $l^2 > k^2 \epsilon^2$ становится мнимой, а соответствующие составляющие разложения Фурье для диэлектрика выражаются затухающими функциями. Энергия, излучаемая электроном в пространство между z и $z + dz$, определяется выражением

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dz} dz &= \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} dt \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{c}{4\pi} \mathbf{E}_D \mathbf{H}_D \right\} dy \Bigg\} dz = \\ &= \frac{c}{4\pi} \left\{ \iint_{-\infty}^{+\infty} \left[\iint_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{E}(\omega, l) d\omega dl \cdot \iint_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{H}(\omega', l') d\omega' dl' \right] dt dy \right\} dz. \end{aligned}$$

Величины \mathbf{E}_D и \mathbf{H}_D имеют только экспоненциальную зависимость от y и t , что вытекает из формулы (62). Интегрирование по этим переменным приводит, таким образом, только к появлению δ -функций

$$\frac{dP}{dz} = \frac{c}{4\pi} (2\pi)^2 \iiint_{-\infty}^{+\infty} \delta(\omega + \omega') \cdot \delta(l + l') [\mathbf{E}(\omega, l) \mathbf{H}(\omega', l')] d\omega dl d\omega' dl'. \quad (64)$$

При интегрировании по ω' и l' следует выбрать такую последовательность интегрирования и направление обхода точек разветвления, чтобы P оставалось действительным. Таким методом можно определить значение энергии, излучаемой в интервале частот между ω и $\omega + d\omega$ в пространстве между z и $z + dz$,

$$\begin{aligned} \frac{dP(\omega)}{dz} dz d\omega &= 4\pi c k^3 dz d\omega \int_0^{k\tau} [k^2 \epsilon^2 |B_y|^2 + \\ &+ k l (B_y B_z^* + B_y^* B_z) + (p^2 + k^2) |B_z|^2] \frac{dl}{p}. \end{aligned} \quad (65)$$

Составляющая B_x в формуле (65) была исключена с помощью условия Лоренца, а из граничных условий получены равенства

$$\begin{aligned} B_y &= -\frac{i e l e^{-q d}}{\pi v k^3} \frac{\epsilon g + i p}{\epsilon^2 g^2 + p^2}; \\ B_z &= \frac{e l e^{-q d}}{\pi v k^2} \frac{g [k^2 \epsilon^2 - p^2 (\epsilon + 1)] + i p [k^2 \epsilon^2 - p^2 (\epsilon + 1) + k^2 (\epsilon - 1)]}{\epsilon^2 g^2 + p^2}. \end{aligned} \quad (66)$$

Интегрирование по l в формуле (65) должно быть выполнено до указанного верхнего предела, так как при больших значениях l излучение становится затухающим и не влияет на вектор Пойнтинга.

ЛИТЕРАТУРА

1. Черенков П. А. *ДАН СССР*, новая серия, 2, 8, 451—454 (1934).
2. Тамм И. Е., Франк И. М., *ДАН СССР*, 14, 3 106—111 (1937).
3. Тамм И. Е., *J. Phys. (USSR)*, 1, 439 (1939).
4. Гинзбург В. Л., Франк И. М., *ДАН СССР*, 56, 699 (1947).
5. Векс Г., *Phys. Rev.*, 56, 699 (1947).

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВИЖУЩИХСЯ ЗАРЯДОВ С ВОЛНОВЫМИ СИСТЕМАМИ ¹⁾

Пирс

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа посвящена взаимодействию движущихся зарядов с окружающими их электромагнитными системами. Задача рассматривается с помощью методов, используемых обычно при изучении ламп для с. в. ч., однако исследуемые свойства, а также сами методы связаны с явлениями и методами классической теории электричества и магнетизма [1—3]. Это проявляется при рассмотрении электромагнитной массы, излучения ускоренно движущегося заряда и излучения Черенкова.

В первом разделе рассматривается простейший случай движения заряда вблизи системы, не обладающей дисперсией. Исследуемые вопросы связаны с непрерывной передачей энергии от заряда к электромагнитной системе в том случае, когда ускоренно движущиеся заряды и действующие на них силы движутся синхронно. В случае небольших ускорений для решения задачи используется понятие электромагнитной массы. В случае больших ускорений необходимо прибегнуть к другому приближенному методу решения.

Во втором разделе рассматривается равномерное движение заряда вблизи системы, обладающей дисперсией. Объектом исследования в этом случае служит непрерывная передача энергии в волноводную систему на частоте, при которой скорость заряда равна фазовой скорости некоторого типа волны в данной системе. Такая передача энергии представляет собой разновидность излучения Черенкова. В настоящей работе излучение Черенкова в волноводе с диэлектрическим заполнением сравнивается с излучением Черенкова в неограниченной диэлектрической среде.

Вначале предполагалось включить в статью теорию излучения, аналогичного эффекту Черенкова, при движении электрона через электронный газ (или плазму). Рассмотрение этого вопроса может быть произведено на основании материала, изложенного во втором разделе, с необходимым учетом волнового сопротивления газа. Однако эта часть работы не включена в статью, поскольку затронутые вопросы рассмотрены в несколько другом аспекте Пайнсом и Бомом [4] и отходят от основной темы данной статьи. Тем не менее полученные результаты приводятся ниже. Поток мощности P , излучаемый зарядом q в среде с частотой плазмы ω_p , выражается в виде

$$P = \frac{K_0 \left(\frac{\omega_p a}{v} \right) q^2 \omega_p}{8\pi z a K_1(\omega_p a/v)},$$

где все величины выражены в единицах MKS; K_0 и K_1 — модифицированные функции Бесселя; a — нижний критический, или характеристический, радиус, зависящий от расстояния между зарядами и газом.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВИЖУЩЕГОСЯ ЗАРЯДА С ДЛИННОЙ ЛИНИЕЙ БЕЗ ДИСПЕРСИИ

В этом разделе рассматривается движение заряда вблизи однородной длинной линии, не обладающей потерями и дисперсией. Для этого случая при-

¹⁾ Pierce J. R., *J. Appl. Phys.*, 26, № 5, 627—638 (1955).

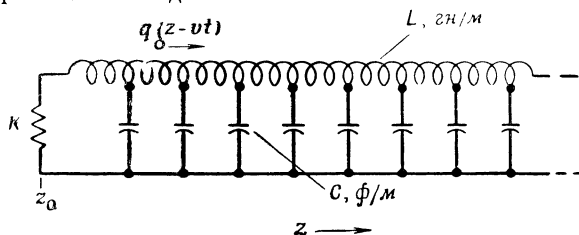
менимы весьма элементарные математические методы, позволяющие продвигаться вперед по пути исследования небольшими, но четкими ступенями, сохраняя при этом полную последовательность рассуждений.

Приближенное рассмотрение с помощью дифференциальных уравнений

Рассмотрим однородную длинную линию, состоящую из последовательно соединенных индуктивностей L (в гн/м) и шунтирующих емкостей C (в ф/м), схема которой показана на фиг. 1. Предположим, что заряд, обладающий линейной плотностью

$$q(z - vt) \text{ к/м},$$

движется со скоростью v параллельно длинной линии в непосредственной близости от нее, так что все силовые линии, соответствующие отдельным частям заряда, заканчиваются на длинной линии и начинаются при одном и том же z . В этом случае заряд $q(z - vt)$ можно рассматривать в качестве заряда, индуктированного в длинной линии.



Ф и г. 1. Схема однородной длинной линии. Заряд $q(z - vt)$ движется вблизи линии с распределенными постоянными, в которой может распространяться электромагнитная волна.

Допустим, что скорости волны и частицы малы по сравнению со скоростью света. Таким образом, если обозначить через U напряжение на шунтирующей емкости, то можно с достаточной степенью точности утверждать, что поле E в направлении оси z на индуктивности и вблизи заряда равно

$$E = -\frac{\partial U}{\partial z}. \quad (1)$$

Уравнения длинной линии записываются в виде

$$\frac{\partial U}{\partial z} = -L \frac{\partial I}{\partial t}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -C \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} q(z - vt). \quad (3)$$

Дифференцируя и решая совместно эти уравнения, получим

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = -L \frac{\partial^2}{\partial t^2} q(z - vt), \quad (4)$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad (5)$$

где c — скорость волны в длинной линии при отсутствии внешних воздействий.

Если считать скорость v постоянной, то нетрудно видеть, что решение уравнения (4) состоит из двух частей. Одна из них представляет собой частное решение

$$U = -\frac{Lv^2}{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} q(z - vt). \quad (6)$$

Правую часть этой формулы удобно выразить через характеристическое сопротивление K

$$K = \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (7)$$

тогда

$$U = -\frac{v/c}{1-(v/c)^2} K v q (z - vt), \quad (8)$$

где $vq(z - vt)$ — конвекционный ток электронного пучка. Таким образом, напряжение определяется произведением тока на характеристическое сопротивление и на некоторый безразмерный коэффициент.

Для полного описания всех возможных возмущений в длинной линии следует добавить две свободные волны, распространяющиеся влево и вправо и представляющие собой решения однородного уравнения, соответствующего (4). Эти решения записываются в следующем виде:

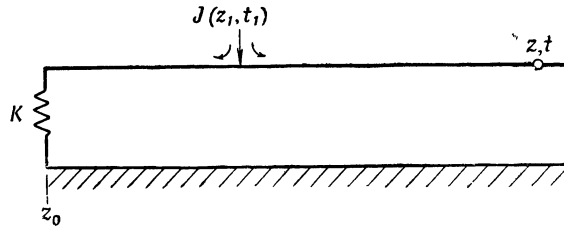
$$U = f(z + ct); \quad (9)$$

$$U = g(z - ct), \quad (10)$$

где $f(z + ct)$ и $g(z - ct)$ — произвольные функции данных переменных.

Суммирование токов, наведенных в длинной линии

Представляет известный интерес и значение рассмотреть несколько иной подход к решению задачи. В этом случае при определении полей, возникающих



Ф и г. 2. Схема длинной линии с током, обладающим плотностью $J(z_1, t_1)$ и возбуждающим волны, распространяющиеся влево и вправо.

под влиянием движущегося заряда, предполагается, что заряд наводит в длинной линии некоторый ток $J(z_1, t_1)$ (в a/m), как показано на фиг. 2. Половина этого тока течет вправо со скоростью c , а другая половина течет влево с той же скоростью. Определим ток, протекающий в точке z в момент времени t .

Допустим, что длинная линия в положительном направлении оси z уходит в бесконечность, а с противоположной стороны в точке $z = z_0$ нагружена на сопротивление, равное характеристическому сопротивлению линии K .

Ток, протекающий в точке z в момент времени t и обусловленный волнами, распространяющимися в направлении $+z$, обозначим I_+ и запишем в виде

$$I_+ = \frac{1}{2} \int_{z_0}^z J[z_1, t_1(z_1)] dz_1. \quad (11)$$

Выражение (11) представляет результат суммирования токов, возникающих в линии до момента t и распространяющихся вправо со скоростью c .

достигая точки z в момент времени t . Таким образом,

$$t_1(z_1) = t - \frac{z - z_1}{c}. \quad (12)$$

Если $q(z - vt)$ представляет собой заряд, наведенный на единицу длины, то ток, индуцированный на единице длины, равен

$$J(z, t) = \frac{\partial}{\partial t} q(z - vt) = -vq'(z - vt), \quad (13)$$

где $q'(x)$ — производная функции по ее аргументу. Используя соотношения (13) и (12), получим

$$I_+ = -\frac{v}{2} \int_{z_0}^z q' \left[\left(1 - \frac{v}{c}\right) z_1 - v \left(t - \frac{z}{c}\right) \right] dz_1. \quad (14)$$

Это выражение после интегрирования приобретает форму

$$\begin{aligned} I_+ &= -\frac{v}{2 \left(1 - \frac{v}{c}\right)} q \left[\left(1 - \frac{v}{c}\right) z_1 - v \left(t - \frac{z}{c}\right) \right]_{z_0}^z = \\ &= -\frac{v}{2 \left(1 - \frac{v}{c}\right)} \left\{ q(z - vt) - q \left[\frac{v}{c}(z - ct) + z_0 \left(1 - \frac{v}{c}\right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

Аналогично определяем составляющую тока, протекающего в точке z_1 в момент времени t_1 и обусловленного токами, текущими влево

$$I_- = \frac{1}{2} \int_z^\infty J[z_1, t_1(z_1)] dz; \quad (16)$$

$$I_- = \frac{1}{2} \int_z^\infty q' \left[z_1 \left(1 + \frac{v}{c}\right) - c \left(t + \frac{z}{c}\right) \right] dz_1; \quad (17)$$

$$I_- = -\frac{vq(z - vt)}{2 \left(1 + \frac{v}{c}\right)}. \quad (18)$$

Исследуем формулы (15) и (18). Первая из них показывает, что ток I_+ состоит из двух частей. Первый член в скобках представляет ток, распространяющийся со скоростью v движения заряда, второй — ток, распространяющийся со скоростью c движения волны в данной передающей системе.

Допустим, что $v \neq c$, и рассмотрим поле в непосредственной близости от заряда, находящегося значительно правее точки $z = z_0$. Считаем, что с момента прохождения зарядом этой точки прошел большой промежуток времени. Если $q(z - vt)$ — импульсная функция от z , то составляющая I_+ , распространяющаяся со скоростью c , сильно смещена относительно заряда, а вблизи заряда имеем значения, определяемые

$$I_+ = -\frac{v}{2 \left(1 - \frac{v}{c}\right)} q(z - vt) \quad (19)$$

и формулой (18).

Результирующий ток равен сумме I_+ и I_- , т. е.

$$\begin{aligned} I &= I_+ + I_-; \\ I &= -\frac{1}{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} vq(z - vt). \end{aligned} \quad (20)$$

Отметим, что токи I_+ и I_- могут рассматриваться как токи, распространяющиеся влево и вправо со скоростью c , соответствующей свободным волнам. Это непосредственно следует из формул (11), (12) и (16). Заряд в процессе своего движения вызывает непрерывное увеличение тока по одну сторону и непрерывное уменьшение тока по другую сторону от заряда, так что кривая распределения токов по длине как бы движется со скоростью v . Тем не менее мгновенное значение действительно протекающего тока может рассматриваться как возмущение свободных волн в длинной линии, и если заряд внезапно исчезнет, то эти волны распространяются влево и вправо со скоростью c , сохраняя свое первоначальное пространственное распределение.

Используя обычные соотношения, справедливые для длинных линий, можно найти напряжения U_+ и U_- , соответствующие токам и выраженные уравнениями (19) и (18) в виде

$$U_+ = KI_+, \quad (21)$$

$$U_- = KI_-. \quad (22)$$

Форма записи равенства (22) обусловлена предположением, что ток I_- положителен в случае, когда он протекает в положительном направлении оси z .

Соответственно имеем

$$U_+ = -\frac{1}{2\left(1-\frac{v}{c}\right)} K v q (z - vt); \quad (23)$$

$$U_- = \frac{1}{2\left(1+\frac{v}{c}\right)} K v q (z - vt); \quad (24)$$

$$U = U_+ + U_-;$$

$$U = -\frac{v/c}{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2} K v q (z - vt). \quad (25)$$

Последнее соотношение совпадает с формулой (8), представляющей частное решение дифференциального уравнения, рассмотренного выше. Разложение U и I на составляющие $+$ и $-$ представляет несомненный успех в проводимом анализе, так как каждая из составляющих выражается более простой формулой, чем их сумма, и подчиняется обычным соотношениям (21), (22), справедливым для длинных линий.

Прежде чем продолжить дальнейшее рассмотрение, целесообразно, по-видимому, исследовать выражения (20) и (25).

По мере приближения v к нулю, ток I стремится к конвекционному току движущегося заряда, а напряжение U стремится к нулю.

При $v < c$ напряжение пропорционально заряду, взятому с обратным знаком, т. е. положительный заряд создает отрицательное напряжение (как было бы в случае отрицательной емкости). Действительно напряжение при данной скорости имеет такое же пространственное распределение, как и заряд, и соотношение между ними такое же, как при наличии в цепи отрицательной емкости

$$-\frac{1-\left(\frac{v}{c}\right)^2}{\frac{v}{c} K v}.$$

По мере приближения v к c и вхождения заряда в синхронизм со свободной волной, I и U стремятся к бесконечности. Фактически к бесконечности стремятся I_+ и U_+ , тогда как I_- и U_- остаются конечными.

Заряд, введенный в систему со скоростью свободной волны

Хотя I и U , представляющие собой частные решения, приведенные в формулах (20) и (25), стремятся к бесконечности при $v \rightarrow c$, однако это не означает, что заряд, движущийся вдоль длинной линии со скоростью c , создает бесконечно большое поле. При выводе выражения (19) для I_+ предполагалось, что волны со скоростями v и c распространяются независимо друг от друга. При $v = c$ это предположение несправедливо.

Рассмотрим, что произойдет при $v = c$. Разложим второй член в формуле (15) по степеням $1 - (v/c)$

$$\begin{aligned} q \left[\frac{v}{c} (z - ct) + z_0 \left(1 - \frac{v}{c} \right) \right] &= q \left[(z - vt) - (z - z_0) \left(1 - \frac{v}{c} \right) \right] = \\ &= q (z - vt) - (z - z_0) \left(1 - \frac{v}{c} \right) q' (z - vt) + \dots \end{aligned} \quad (26)$$

Таким образом, при $v = c$ выражение для I_+ принимает вид

$$I_+ = - \frac{v(z - z_0)}{2} q' (z - vt). \quad (27)$$

Иными словами, амплитуда I_+ увеличивается пропорционально расстоянию от начала линии, которое одновременно служит точкой введения заряда. Поскольку энергия непрерывно передается от заряда к системе, заряд должен испытывать воздействие тормозящей силы. Отметим, что в системе, не обладающей дисперсией, равномерно движущийся заряд испытывает воздействие тормозящей силы только в том случае, когда скорость его движения равна скорости распространения волны в системе.

Из формулы (18) следует, что ток, протекающий в обратном направлении, не обладает рассмотренной выше особенностью, так как знаменатель в этом случае содержит $1 + (v/c)$ вместо $1 - (v/c)$.

Изменения скорости

Обратимся теперь к тем случаям, когда $v \neq c$ и когда применимы формулы (18), (19), (23) и (24). Рассмотрим вначале формулу (19) для I_+ .

Допустим, что в момент времени t_a , когда заряд находится в точке z_a , скорость заряда внезапно изменяется, приобретая новое значение v_a , равное

$$v_a = v + \delta v. \quad (28)$$

В момент изменения скорости заряда токи и поля в длинной линии не могут измениться скачком. Очевидно, что токи вновь образовавшихся прямых¹⁾ и обратных волн не изменятся. Новое значение тока I_+ должно состоять из составляющей, распространяющейся со скоростью v_a [см. формулу (19)], и составляющей, распространяющейся со скоростью c . Комбинация этих составляющих, определяемая равенством (19) при $t = t_a$, в которой составляющая, имеющая скорость v_a , удовлетворяет соотношению (19), записывается в виде

$$\begin{aligned} I_+ &= - \frac{v_a q [z - v_a t + (v_a - v) t_a]}{2 [1 - (v_a/c)]} + \\ &+ \frac{v_a q [z - ct + (c - v) t_a]}{2 \left(1 - \frac{v_a}{c} \right)} - \frac{v q [z - ct + (c - v) t_a]}{2 \left(1 - \frac{v}{c} \right)}. \end{aligned} \quad (29)$$

¹⁾ Под прямой волной подразумевается волна, распространяющаяся в направлении $+z$. — Прим. ред.

Очевидно, что при $t = t_a$ значения I_+ , определенные по формулам (29) и (19), совпадают и выражение (29) состоит из двух частей, из которых первая соответствует току, распространяющемуся со скоростью заряда, а вторая — току, распространяющемуся со скоростью c свободной волны. Если предположить, что δv в формуле (29) весьма мало, то эта формула принимает вид

$$I_+ = - \left[v + \frac{\delta v}{1 - \frac{v}{c}} \right] \frac{q [z - (v + \delta v)t + \delta v t_a]}{2 \left(1 - \frac{v}{c} \right)} + \\ + \frac{\delta v}{2 \left(1 - \frac{v}{c} \right)^2} q [z - ct + (c - v)t_a]. \quad (30)$$

Таким образом, амплитуда тока, сопровождающего заряд, изменилась, и небольшая часть тока, пропорциональная изменению скорости δv , как бы излучается и распространяется, как свободная волна, со скоростью c . Через некоторое время импульсы, соответствующие двум составляющим тока I_+ , разделяются, образуя два различных импульса, не перекрывающих друг друга.

Рассмотрим теперь энергию, содержащуюся в этих импульсах. Если индуктивность и емкость на единицу длины равны соответственно L и C , то суммарная электрическая и магнитная энергия W , запасенная на единице длины, равна

$$W = \frac{1}{2} (I^2 L + U^2 C). \quad (31)$$

Эта энергия может быть выражена также через I_+ и I_- :

$$W = W_+ + W_- = \frac{1}{2} [(I_+ + I_-)^2 L + (I_+ - I_-)^2 K^2 C], \quad (32)$$

где W_+ — энергия прямой волны, приходящаяся на единицу длины, а W_- — энергия обратной волны, приходящаяся на единицу длины. Используя соотношения (5) и (7), получаем

$$W_+ = \frac{K}{c} I_+^2; \quad W_- = \frac{K}{c} I_-^2. \quad (33)$$

Для определения суммарной энергии прямой и обратной волн следует проинтегрировать W_+ и W_- , определяемые из формул (33), по z в некоторый момент времени. Квадрат заряда представляет собой единственный член, зависящий от расстояния. Интеграл от квадрата заряда, приходящегося на единицу длины, по расстоянию обозначим Q^2/L . Тогда энергия W_{+M} , соответствующая первому члену в формуле (30) или импульсу, движущемуся вместе с зарядом, запишется в виде

$$W_{+M} = \frac{(v/c)^2 K c}{4 \left(1 - \frac{v}{c} \right)^2} \frac{Q^2}{L} \left[1 + \frac{2 \frac{\delta v}{v}}{1 - \frac{v}{c}} + \frac{\left(\frac{\delta v}{v} \right)^2}{\left(1 - \frac{v}{c} \right)^2} \right], \quad (34)$$

а энергия W_{+R} , соответствующая второму члену в формуле (30), равна

$$W_{+R} = \frac{(v/c)^2 K c Q^2 (\delta v/v)^2}{4 \left(1 - \frac{v}{c} \right)^4 L}. \quad (35)$$

В последних двух формулах W_{+M} — часть электромагнитной энергии прямой волны, которая распространяется вместе с зарядом, а W_{+R} — часть электромагнитной энергии прямой волны, которая отрывается от заряда или «излучается».

Предположим, что конечная скорость v_a достигается двумя дискретными ступенями, достаточно разнесенными во времени, чтобы «излучаемые» импульсы не накладывались друг на друга. Тогда общая «излучаемая» энергия разделится пополам, а изменение энергии, распространяющейся вместе с зарядом, в первом приближении останется таким же, как и прежде.

Это рассмотрение применимо только к внезапным изменениям скорости, достаточно разнесенным во времени, чтобы «излучаемые» импульсы не накладывались друг на друга. Однако это означает, что в случае малых ускорений, электромагнитная энергия, распространяющаяся вместе с зарядом, не зависит от ускорения, а излучаемая энергия пренебрежимо мала.

Руководствуясь этим приближением, справедливым для случая малых ускорений, пренебрегаем излучаемой энергией, а энергию, распространяющуюся в прямом направлении, считаем равной

$$W_{+M} = \frac{(v/c)^2 KcQ^2}{4 \left(1 - \frac{v}{c}\right)^2 L}. \quad (36)$$

Аналогично может быть найдена энергия, которая соответствует волне, распространяющейся в обратном направлении

$$W_{-M} = \frac{(v/c)^2 KcQ^2}{4 \left(1 + \frac{v}{c}\right)^2 L}. \quad (37)$$

Таким образом, общая энергия W_M определится в виде

$$\begin{aligned} W_M &= W_{+M} + W_{-M}; \\ W_M &= \frac{(v/c)^2 [1 + (v/c)^2] KcQ^2}{2 [1 - (v/c)^2]^2}. \end{aligned} \quad (38)$$

Теперь примем для выражения силы следующее соотношение:

$$f = \frac{dM}{dt}, \quad (39)$$

где f — сила, а M — импульс. Известно, что

$$\frac{dW}{dt} = f v = \frac{dM}{dt} v; \quad (40)$$

$$M = \int \frac{dW}{v}. \quad (41)$$

Интегрируя по частям, получим

$$M = \frac{W}{v} + \int \frac{W dv}{v^2}. \quad (42)$$

Разделим составляющие импульса на две части: M_{+M} , соответствующую (36), и M_{-M} , соответствующую (37). В результате получим соотношения

$$M_{+M} = \frac{KQ^2}{4L} \frac{1}{\left(1 - \frac{v}{c}\right)^2}; \quad (43)$$

$$M_{-M} = -\frac{KQ^2}{4L} \frac{1}{\left(1 + \frac{v}{c}\right)^2}; \quad (44)$$

$$\begin{aligned} M &= M_{+M} + M_{-M}; \\ M &= \frac{KQ}{L} \frac{v/c}{\left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right]^2}. \end{aligned} \quad (45)$$

Отметим, что это выражение, как и следовало ожидать, является нечетной функцией скорости.

Сила, действующая на заряд

Электромагнитный импульс M выведен в предыдущем разделе из определения импульса (39) и соотношения (40) между изменением энергии и работой.

В действительности заряд всегда движется в определенных полях. При изменении скорости заряда электромагнитный импульс должен проявляться в виде электрического поля, действующего в направлении движения.

Рассмотрим теперь поля вблизи заряда после изменения скорости заряда на величину δv . Обратимся вначале к случаю, когда волна распространяется в направлении $+z$ и описывается формулой (30); имеем

$$U_+ = KI_+; \quad (21)$$

$$E_+ = -\frac{\partial}{\partial z}(KI_+). \quad (46)$$

Используя формулу (30), можно записать

$$\begin{aligned} E_+ = & K \left(v + \frac{\delta v}{1 - \frac{v}{c}} \right) \frac{q' [z - v_a t + (v_a - v) t_a]}{2 \left(1 - \frac{v}{c} \right)} - \\ & - K \frac{\delta v}{2 \left(1 - \frac{v}{c} \right)^2} q' [(z - vt) + (c - v)(t_a - t)]. \end{aligned} \quad (47)$$

Импульс H_+ , сообщаемый заряду и соответствующий изменению его скорости, определяется интегралом

$$H_+ = \int_{t=t_a}^{\infty} \int_{z=-\infty}^{\infty} E_+ q [z - v_a t + (v_a - v) t_a] dz dt, \quad (48)$$

в котором для получения импульса поле умножено на элемент заряда и произведено интегрирование по всему заряду, а затем полученное выражение для силы проинтегрировано по времени.

Используя формулу (47), убеждаемся в том, что этот интеграл содержит два члена. Первый член равен нулю

$$\begin{aligned} \int_{t=t_a}^{\infty} \int_{z=-\infty}^{\infty} q' [z - v_a t + (v_a - v) t_a] q [z - v_a t + (v_a - v) t_a] dz dt = \\ = \int_{t=t_a}^{\infty} \frac{q^2 [z - v_a t + (v_a - v) t_a]}{2} dt \Big|_{z=-\infty}^{\infty} = 0. \end{aligned} \quad (49)$$

Второй член содержит множитель

$$\int_{t=t_a}^{\infty} \int_{z=-\infty}^{\infty} q' [(z - vt) + (c - v)(t_a - t)] q [(z - v_a t) + (v_a - v) t_a] dz dt. \quad (50)$$

Это интегрирование может быть произведено с помощью следующей замены переменных:

$$t = u_1; \quad (51)$$

$$z - v_a t + (v_a - v) t_a = u_2. \quad (52)$$

Элемент площади получается путем умножения на якобиан

$$\begin{vmatrix} \frac{\partial u_1}{\partial t} & \frac{\partial u_1}{\partial z} \\ \frac{\partial u_2}{\partial t} & \frac{\partial u_2}{\partial z} \end{vmatrix} du_1 du_2 = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ -v & 1 \end{vmatrix} du_1 du_2 = du_1 du_2. \quad (53)$$

Интеграл принимает следующий вид:

$$\int_{u_1=t_a}^{\infty} \int_{u_2=-\infty}^{\infty} q' [u_2 + (c-v)(t_a - u_1)] q(u_2) du_2 du_1. \quad (54)$$

Интегрируя вначале по u_1 , получим

$$\begin{aligned} \int_{u_2=-\infty}^{\infty} q(u_2) du_2 \left[-\frac{q[u_2 + (c-v)(t_a - u_1)]}{c-v} \right]_{u_1=t_a}^{\infty} = \\ = \frac{1}{c-v} \int_{u_2=-\infty}^{\infty} [q(u_2)]^2 du_2 = \frac{Q^2}{(c-v)L}. \end{aligned} \quad (55)$$

Отметим, что обозначение Q^2/L для этого интеграла уже использовалось выше.

Таким образом, определив интеграл в формуле (48) и используя соотношения (47), (48) и приведенный выше вывод, можно записать

$$H_+ = -\frac{KQ^2 \delta v}{2c \left(1 - \frac{v}{c}\right)^3 L}. \quad (56)$$

Величина H представляет собой интеграл от силы, действующей на заряд при изменении скорости δv , умноженный на время. Наряду с этим H может быть представлено как результат изменения импульса M

$$\begin{aligned} H &= \int F dt; \quad F = -\frac{dM}{dt}; \\ \int F dt &= H = -\delta M; \\ \frac{\delta M}{\delta v} &= \frac{dM}{dv} = -\frac{KQ^2}{2c \left(1 - \frac{v}{c}\right)^3 L}. \end{aligned} \quad (57)$$

Сравнение соотношений (57) и (43) показывает, что они отличаются друг от друга. В формуле (41) импульс определен в зависимости от изменения запасенной электромагнитной энергии при изменении скорости. Было показано, что сила, которая противодействует (или способствует) небольшому ускорению заряда, в действительности действует на заряд под влиянием поля, излучаемого при ускорении заряда. По мере того как ускорение между двумя частными значениями скорости уменьшается, излучаемая энергия стремится к нулю. Тем не менее импульс, соответствующий излучаемому полю, стремится не к нулю, а к некоторой постоянной величине. Это обусловлено тем, что энергия зависит от квадрата излучаемого поля, тогда как импульс зависит от первой степени излучаемого поля.

Иными словами, при данном изменении скорости интеграл $\int_{-\infty}^{\infty} E^2 dz$, соответствующий излучаемому полю, стремится к нулю, по мере того как ускорение уменьшается, тогда как интеграл $\int_{-\infty}^{\infty} |E| dz$ стремится к постоянной величине, не равной нулю.

Поскольку импульс зависит от излучаемого поля, взятого в первой степени, расчеты для этого импульса, приведенные выше, справедливы даже в том случае, если излучаемые импульсы накладываются друг на друга. Поэтому можно считать выражение для M правильным для всех ускорений, происходящих достаточно плавно, для того чтобы скорость не подвергалась существенному изменению за промежуток времени, в течение которого импульс, излучаемый благодаря изменению скорости, проходит мимо заряда.

Скорости, превосходящие скорость естественной волны

Следует указать на особенность, связанную с результирующим импульсом, определяемым по формуле (45), которая заключается в том, что $\partial M / \partial v < 0$ при $v > c$. Таким образом, если скорость заряда в направлении $+z$ увеличивается, то заряд испытывает воздействие силы, направленной в сторону $+z$. Если же скорость заряда в направлении $+z$ уменьшается, то частица испытывает воздействие тормозящей силы. Следовательно, движение с равномерной скоростью, превосходящей c , является неустойчивым. Очевидно, что заряд будет или ускоряться, или замедляться. Из физических соображений следует, что он будет замедляться.

Допустим, что заряд обладает механической массой m . Если предположить, что ускорение заряда мало, то должны выполняться уравнения

$$\frac{dM}{dt} + m \frac{dv}{dt} = 0; \quad (58)$$

$$M + mv = \cos nt. \quad (59)$$

Таким образом, заряд не может самопроизвольно изменить свою скорость, подвергаясь при этом малым ускорениям. Этого следовало ожидать, потому что уравнение (58) справедливо только для малых ускорений.

Движение с большими ускорениями, вообще говоря, может быть подвергнуто численному расчету. Предположим, что скорость заряда претерпевает внезапное изменение. Излучаемое поле, действующее в течение короткого интервала времени вслед за этим изменением, может быть определено по формуле (29) или (30), а импульс может быть получен путем интегрирования в этом интервале заряда, умноженного на массу. Допустим, что в конце первого короткого интервала времени происходит новое внезапное изменение скорости, равное импульсу, деленному на массу. Излучаемые при этом поля могут быть рассчитаны. Поля, излученные в течение первых двух интервалов времени, действуют на заряд в течение следующего интервала. В такой последовательности расчет может быть продолжен далее. С другой стороны, уравнение движения может быть записано в виде интегрального уравнения.

Следует отметить, что благодаря наличию электромагнитной массы нельзя плавно увеличить скорость заряда до величины, превосходящей c , но вполне возможно ввести заряд в систему со скоростью, превосходящей c , или внезапно увеличить его скорость до величины, превосходящей c .

По-видимому, движение будет устойчивым даже в том случае, когда $v > c$ и $|\partial M / \partial v| < m$. Приближенный расчет, выполненный для случая, когда $v > c$ и $|\partial M / \partial v| > m$ установил, что заряд в этом случае подвергается быстрому торможению. С другой стороны, расчет, произведенный для случая $v > c$ и

$|\partial M/\partial v| < m$, показал, что устанавливается постоянная скорость движения заряда.

Если заряд ввести в систему со скоростью $v > c$, то поле, соответствующее второму члену в формуле (15), обусловит первоначальное замедление заряда, а излучаемые поля будут в дальнейшем последовательно уменьшать скорость заряда.

Таким образом, заряд, введенный в систему со скоростью $v < c$, стремится замедлить свое движение и излучать энергию при условии, что $|\partial M/\partial v|$ больше механической массы m .

Заряд, отделенный от системы

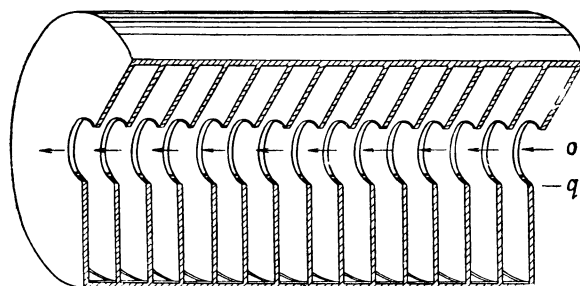
До сих пор рассматривалось движение заряда в непосредственной близости от идеализированной длинной линии. Что же произойдет, если отделить заряд от этой линии? В случае медленных волн можно использовать электростатическое приближение и считать, что каждый элемент заряда воздействует на систему через пространство с соответствующей эффективностью. По-видимому, лучшим приближением явится рассмотрение многих типов волн, активных и пассивных, способных распространяться в данной системе. С этой точки зрения следует отметить, что в первом разделе рассматривался только один тип волны, распространяющийся в системе, способной пропускать множество типов волн.

РАВНОМЕРНОЕ ДВИЖЕНИЕ В СИСТЕМЕ, ОБЛАДАЮЩЕЙ ДИСПЕРСИЕЙ

В предыдущих разделах установлено, что если заряд движется с постоянной скоростью вблизи системы, не обладающей потерями и дисперсией, то он непрерывно отдает энергию только в том случае, когда скорость заряда равна скорости волны в системе. В системах, обладающих дисперсией, фазовая скорость зависит от частоты, причем каждому значению скорости заряда, укладывающемуся в довольно широком диапазоне скоростей, соответствует определенная частота, при которой скорость волны совпадает со скоростью заряда. Это обуславливает непрерывную передачу энергии от заряда в систему. Примером такой передачи энергии может служить излучение Черенкова. Рассмотрим вначале некоторые более простые примеры, а затем перейдем к излучению Черенкова.

Заряд, пролетающий через серию резонаторов

Представим себе, что заряд q движется со скоростью v через отверстия в ряде тонких смежных резонаторов, как показано на фиг. 3. Предположим,



Ф и г. 3. Схема пролета заряда q через серию резонаторов.

что диаметр отверстий весьма мал и что резонаторы настолько тонки, что время пролета заряда через один резонатор мало по сравнению с периодом собственных колебаний резонатора.

В этом случае пролет заряда через резонатор эквивалентен переходу заряда с одной стенки резонатора на другую. Если эффективная емкость, соответствующая данному типу волны в месте пролета электрона через резонатор, равна C_R , то этому типу волны передается энергия $W = q^2/2C_R$. После пролета частицы в резонаторе продолжают колебания, соответствующие этой энергии. Колебания в резонаторах, через которые пролетает заряд, происходят независимо, и фазовые соотношения между ними оказываются такими, что эти колебания составляют волну с фазовой скоростью, равной скорости заряда v . Групповая скорость этой волны равна нулю; переход энергии из одного резонатора в другой отсутствует.

Если расстояние между центрами резонаторов равно d , то мощность P , переходящая от электронов к резонаторам, равна ¹⁾

$$P = \frac{Wv}{d} = \frac{q^2 v}{2dC_R}. \quad (60)$$

По мере того как толщина резонаторов уменьшается, емкость C_R становится пропорциональной $1/d$ и можно считать, что произведение dC_R равно некоторой постоянной величине, не зависящей от d .

Рассмотрим тормозящую силу, на преодоление которой расходуется энергия электрона

$$P = Fv = \frac{q^2 v}{2dC_R}; \quad (61)$$

$$F = \frac{q^2}{2dC_R}. \quad (62)$$

Таким образом, эта сила не зависит от скорости и пропорциональна квадрату заряда.

Использование преобразований Фурье

Случай однородной длинной линии, рассмотренный выше, можно было исследовать с помощью весьма элементарных средств. В более сложных случаях удобнее выражать заряд через соответствующее преобразование Фурье. Пусть заряд q , приходящийся на единицу длины, обладает таким пространственным распределением $q(z - vt)$, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} q(z - vt) dz = q. \quad (63)$$

При интегрировании t принимается постоянным. Можно также представить заряд в виде

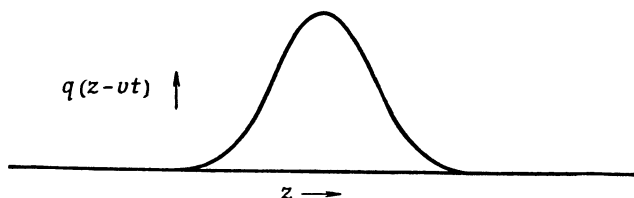
$$q(z - vt) = \int_{-\infty}^{\infty} g(\beta) e^{-j\beta(z - vt)} d\beta. \quad (64)$$

Функция $g(\beta)$ определяется выражением

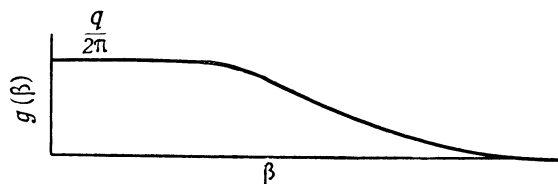
$$g(\beta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} q(z - vt) e^{j\beta(z - vt)} dz. \quad (65)$$

Рассмотрим функцию $q(\beta)$. Предположим, что пространственное распределение заряда $q(z - vt)$ представляет собой сравнительно узкий импульс, изображенный на фиг. 4. Из равенства (65) следует, что при малых значе-

¹⁾ Всеми остальными типами колебаний в резонаторе пренебрегаем. Они имеют свои составляющие рассматриваемой мощности.



Ф и г. 4. Пространственное распределение заряда $q(z-vt)$.



Ф и г. 5. Графическое представление преобразования Фурье $g(\beta)$ для заряда $q(z-vt)$.

ниях β множитель $e^{j\beta(z-vt)}$ является постоянным и близок к единице для таких значений $z-vt$, при которых $q(z-vt)$ существенно отлично от нуля. Таким образом, из равенства (63) следует, что при малых значениях β

$$g(\beta) = \frac{q}{2\pi}, \quad (66)$$

а при больших значениях β функция $g(\beta)$ уменьшается, по-видимому, так, как показано на фиг. 5.

Применяя формулу (64), можно определить ток I в направлении z путем умножения заряда на v или путем использования соотношения

$$\frac{\partial I}{\partial z} = -\frac{\partial q}{\partial t}, \quad (67)$$

тогда

$$I = v \int_{-\infty}^{\infty} g(\beta) e^{-j\beta(z-vt)} d\beta. \quad (68)$$

Воспользовавшись выражением (68) для тока и импедансом $Z(\omega, \beta)$, отнесенным к единице длины, можно определить поле, возникшее под воздействием этого тока,

$$E = -v \int_{-\infty}^{\infty} Z(\omega, \beta) g(\beta) e^{-j\beta(z-vt)} d\beta. \quad (69)$$

Очевидно, что

$$\omega = v\beta. \quad (70)$$

Следует отметить, что для систем без потерь (за счет сопротивления и проводимости) с конечной протяженностью в поперечном направлении значение Z должно быть чисто мнимым. Однако в реальных системах, всегда обладающих некоторыми потерями, величина Z для подавляющего большинства значений ω и β должна быть почти мнимой. Но какова бы ни была действительная часть Z , она всегда должна быть положительной. Это следует учитывать при исследовании точек разрыва функций, соответствующих идеальным чисто мнимым (реактивным) характеристическим сопротивлениям, рассматриваемым ниже.

Мгновенное значение потока мощности, отдаваемой электронами в систему, равно

$$P = - \int_{-\infty}^{\infty} EI dz. \quad (71)$$

Теперь можно записать

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(\gamma) e^{j\gamma z} h(\beta) e^{j\beta z} d\gamma d\beta dz = \\ = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} f(\beta) h^*(\beta) d\beta; \end{aligned} \quad (72)$$

тогда как из формул (68) и (69) следует, что

$$P = 2\pi v^2 \int_{-\infty}^{\infty} Z(\omega, \beta) g(\beta) g^*(\beta) d\beta. \quad (73)$$

Решение задачи, рассмотренной ранее, с помощью преобразований Фурье

Рассмотрим задачу, приведенную в одном из предыдущих разделов, применительно к какому-нибудь одному типу колебаний, пренебрегая всеми остальными. Импеданс резонатора Z_R равен

$$Z_R = \frac{-j}{C_R \left[\omega - \frac{\omega_0^2}{\omega} \right]}; \quad (74)$$

$$\omega_0^2 = LC. \quad (75)$$

Импеданс Z на единицу длины равен

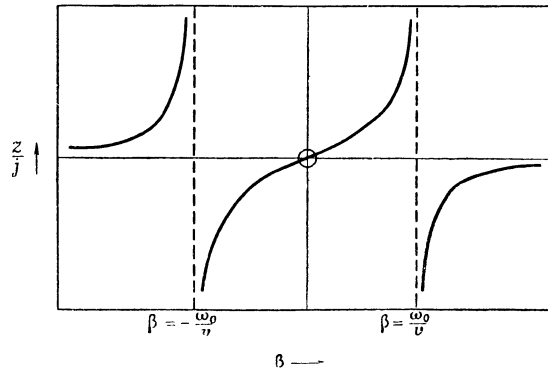
$$Z = \frac{Z_R}{d} = \frac{-j\omega}{dC_R(\omega^2 - \omega_0^2)}. \quad (76)$$

Напомним, что dC_R не зависит от длины резонатора d .

Согласно формулам (73) и (70), поток мощности, поступающий в систему, равен

$$P = 2\pi v^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{-j\beta}{dC_R v \left(\beta - \frac{\omega_0}{v} \right) \left(\beta + \frac{\omega_0}{v} \right)} g(\beta) g^*(\beta) d\beta. \quad (77)$$

Поскольку функция $q(z - vt)$ имеет действительное значение, выражение $g(\beta) g^*(\beta)$ является четной функцией β . Импеданс (76), соответствующий



Ф и г. 6. График зависимости импеданса Z от фазовой постоянной β , иллюстрирующий наличие точек разрыва.

дробной части подынтегрального выражения, является нечетной функцией β , обладающей двумя точками разрыва, как показано на фиг. 6. Если исклю-

чить точки разрыва, то рассматриваемый интеграл равен нулю. Исследуем, что происходит с функцией в этих точках.

Следует отметить, что в реальной системе импеданс не обращается в бесконечность, а принимает весьма большие действительные и положительные значения. Следовательно, частота ω_0 [см. (77)] должна содержать небольшую положительную мнимую часть, которую обозначим $j\delta$. Вблизи точки разрыва, например при $\beta = \omega_0/v$, можно пренебречь изменениями всех членов, зависящих от β , за исключением члена, содержащего $\beta - \omega_0/v$, и произвести интегрирование в интервале от $\beta = \omega_0/v - \alpha$ до $\beta = \omega_0/v + \alpha$

$$\Delta P = - \frac{j\pi v g(\omega_0/v) g^*(\omega_0/v)}{dC_R} \int_{\frac{\omega_0}{v} - \alpha}^{\frac{\omega_0}{v} + \alpha} \frac{d\beta}{\left(\beta - \frac{\omega_0}{v}\right) - j\delta}; \quad (78)$$

$$\Delta P = - \frac{j\pi v g\left(\frac{\omega_0}{v}\right) g^*\left(\frac{\omega_0}{v}\right)}{dC_R} \ln \frac{\alpha - j\delta}{-\alpha - j\delta}. \quad (79)$$

Если $\alpha = 0$, то логарифм равен нулю; если же $\alpha \gg \delta$, то логарифм равен $\pm j\pi$. Поскольку при промежуточных значениях α аргумент имеет положительную мнимую часть, следует выбрать значение $+j\pi$.

Аналогичная составляющая интеграла может быть получена в точке разрыва при $\beta = -\omega_0/v$. Таким образом, весь интеграл определяется выражением

$$P = \frac{2\pi^2 v g\left(\frac{\omega_0}{v}\right) g^*\left(\frac{\omega_0}{v}\right)}{dC_R}. \quad (80)$$

Если допустить, что отношение ω_0/v настолько мало, что равенство (66) выполняется, то, согласно этому соотношению,

$$P = \frac{q^2 v}{2dC_R}. \quad (81)$$

Это выражение совпадает с формулой (61), выведенной в предположении, что заряд пролетает через каждый резонатор за небольшую часть периода собственных колебаний этого резонатора

Система, не обладающая дисперсией

Предположим, что имеется система, состоящая из последовательной распределенной индуктивности L (на единицу длины) и шунтирующей распределенной емкости C (на единицу длины). Рассмотрим взаимодействие заряда с полем, соответствующим некоторой волне, распространяющейся в системе. В случае медленных волн можно считать, что продольное поле равно $-\partial U/\partial z$. При этом характеристическое сопротивление Z , приходящееся на единицу длины, равно

$$Z = - \frac{j\omega L^2}{\beta^2 - \omega^2 LC}. \quad (82)$$

По формулам (18) и (21) получаем

$$P = - \frac{j2\pi v^3 L}{1 - v^2 LC} \int_{-\infty}^{\infty} \beta \dot{g}(\beta) g^*(\beta) d\beta. \quad (83)$$

Очевидно, что подинтегральное выражение является нечетной функцией β , не имеющей точек разрыва. Следовательно, в этом случае мощность равна нулю (за исключением случая, когда $v^2 LC = 1$; этот случай следует рассматривать так же как и в предыдущих разделах, другими методами).

Системы, обладающие дисперсией

Если система обладает дисперсией и на некоторой частоте фазовая скорость волны в системе равна скорости движения заряда, то в подинтегральном выражении (73) имеется такая же точка разрыва, как и в формуле (77), и мощность не равна нулю.

Рассмотрим, например, движение заряда вдоль оси волновода, заполненного диэлектриком. В этом случае заряд может возбудить бесчисленное множество аксиально симметричных волн типа E . Каждая из них обладает дисперсией. Фазовая скорость изменяется от бесконечности при критической частоте до $1/\sqrt{\mu\epsilon}$ при весьма высоких частотах.

Таким образом, если скорость движения заряда превосходит $1/\sqrt{\mu\epsilon}$, то для каждой такой волны интеграл (73) имеет две простые особые точки и каждой волне соответствует определенная часть энергии, отдаваемой движущимся зарядом.

Если значительно увеличить диаметр волновода, то заряд будет фактически находиться в пространстве с диэлектрической проницаемостью ϵ , что приближается к известному случаю излучения Черенкова.

Детальное исследование этого случая представляет значительный интерес. Определим поток мощности, отдаваемый движущимся распределенным зарядом некоторой аксиально симметричной волне типа E , распространяющейся в цилиндрическом волноводе радиуса a , заполненном диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ϵ . Соотношение между полем и возбуждающим током (5) записывается в виде

$$E_z = - \frac{j(\Gamma^2 + \beta_0^2)}{\omega\epsilon} e^{-\Gamma z} \sum_n \frac{\Pi_n(x, y) J_n}{\Gamma_n^2 - \Gamma^2}, \quad (84)$$

где

$$J_n = \frac{\int \int J(x, y) \Pi_n(x, y) dx dy}{\int \int [\Pi_n(x, y)]^2 dx dy}. \quad (85)$$

В нашем случае

$$\Pi_n(x, y) = J_0(\gamma_n r), \quad (86)$$

где

$$J_0(\gamma_n a) = 0. \quad (87)$$

Используя (87), можно записать

$$\int \int [\Pi_n(x, y)]^2 dx dy = \int_0^a 2\pi r [J_0(\gamma_n r)]^2 dr = \pi a^2 [J_1(\gamma_n a)]^2. \quad (88)$$

Допустим, что ток I протекает при $r=0$, так что

$$\int \int J(x, y) \Pi_n(x, y) dx dy = 1, \quad (89)$$

тогда как

$$J_n = \frac{I}{\pi a^2 [J_1(\gamma_n a)]^2}. \quad (90)$$

Таким образом, из соотношения $E = -IZ$ следует, что импеданс Z_n , соответствующий волне с n -й вариацией, равен

$$Z_n = \frac{j(\Gamma^2 + \beta_0^2)}{\pi a^2 \omega \varepsilon [J_1(\gamma_n a)]^2 (\Gamma_n^2 - \Gamma^2)}, \quad (91)$$

где

$$\omega = \beta v; \quad (92)$$

$$\beta_0 = \omega \sqrt{\mu \varepsilon} = \frac{\omega}{u} = \frac{v}{u} \beta; \quad (93)$$

$$\Gamma = j\beta. \quad (94)$$

Для рассматриваемого волновода справедливы соотношения

$$\begin{aligned} \Gamma_n^2 &= -\beta_n^2; \\ \beta_n^2 + \gamma_n^2 &= \beta_0^2, \end{aligned} \quad (95)$$

так что

$$Z_n = \frac{-j\beta}{\pi a^2 \varepsilon [J_1(\gamma_n a)]^2 \left[\beta - \frac{\gamma_n}{\sqrt{\left(\frac{v}{u}\right)^2 - 1}} \right] \left[\beta + \frac{\gamma_n}{\sqrt{\left(\frac{v}{u}\right)^2 - 1}} \right]}. \quad (96)$$

Таким образом, для данного типа волны мощность P_n равна

$$P_n = \frac{2v}{a^2 \varepsilon [J_1(\gamma_n a)]^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{-j\beta g(\beta) g^*(\beta) d\beta}{\left(\beta - \frac{\gamma_n}{\sqrt{\left(\frac{v}{u}\right)^2 - 1}} \right) \left(\beta + \frac{\gamma_n}{\sqrt{\left(\frac{v}{u}\right)^2 - 1}} \right)}. \quad (97)$$

Это выражение совпадает по форме с (77), и совершенно аналогично можно получить

$$P_n = \frac{2\pi v g \left(\frac{\gamma_n}{\sqrt{\left(\frac{v}{u}\right)^2 - 1}} \right) g^* \left(\frac{\gamma_n}{\sqrt{\left(\frac{v}{u}\right)^2 - 1}} \right)}{a^2 \varepsilon [J_1(\gamma_n a)]^2}. \quad (98)$$

Если предположить, что величина

$$\frac{\gamma_n}{\sqrt{\left(\frac{v}{u}\right)^2 - 1}}$$

достаточно мала для того, чтобы соотношение (66) было справедливо, то получим выражение

$$P_n = \frac{q^2 v}{2\pi a^2 \varepsilon [J_1(\gamma_n a)]^2}. \quad (99)$$

Для нахождения общей мощности, соответствующей всем волнам, следует полученный результат просуммировать по n .

Исследуем теперь зависимость излучаемой мощности от частоты. В данной точке волновода до пролета заряда через волновод излучение отсутствует. После прохождения заряда каждая волна возбуждается на такой частоте, что фазовые скорости всех волн равны скорости движения заряда. Таким образом, излучаемое поле имеет линейный спектр.

Пусть критическая угловая частота n -й волны равна ω_n . Тогда

$$\gamma_n = \omega_n \sqrt{\mu \varepsilon} = \frac{\omega_n}{u}. \quad (100)$$

Если угловая частота ω'_n соответствует случаю равенства между фазовой скоростью волны и скоростью движения заряда, то справедливы соотношения

$$v \sqrt{\mu \varepsilon} = \frac{v}{u} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_n}{\omega'_n}\right)^2}}; \quad (101)$$

$$\frac{\omega'_n}{\omega_n} = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{u}{v}\right)^2}}.$$

Введем величину

$$\Delta\omega = \omega'_{n+1} - \omega'_n, \quad (102)$$

тогда

$$\Delta\omega = \frac{\omega_{n+1} - \omega_n}{\sqrt{1 - \left(\frac{u}{v}\right)^2}}. \quad (103)$$

Для больших значений n

$$\gamma_{n+1} a - \gamma_n a = \frac{\omega_{n+1} a}{u} - \frac{\omega_n a}{u} = \pi; \quad (104)$$

$$\omega_{n+1} - \omega_n = \frac{\pi u}{a};$$

$$\Delta\omega = \frac{\pi u}{a \sqrt{1 - \left(\frac{u}{v}\right)^2}}; \quad (105)$$

$$\frac{P_n}{\Delta\omega} = \frac{q^2 \sqrt{(v/u)^2 - 1}}{2\pi^2 a \varepsilon \left[J_1 \left(\frac{\omega_n a}{u} \right) \right]^2}.$$

При больших значениях $\omega_n a/u$ в экстремальных точках, где

$$J_0 \left(\frac{\omega_n a}{u} \right) = 0, \quad \left[J_1 \left(\frac{\omega_n a}{u} \right) \right]^2 = \left(\frac{2u}{\pi \omega_n a} \right)^2, \quad (106)$$

справедливы формулы

$$\frac{P_n}{\Delta\omega} = \frac{q^2 \omega_n \sqrt{\left(\frac{v}{u}\right)^2 - 1}}{4\pi \varepsilon u};$$

$$\frac{P_n}{\Delta\omega} = \frac{q^2 \omega'_n \left[\left(\frac{v}{u}\right)^2 - 1 \right]}{4\pi \varepsilon u}, \quad (107)$$

которые совпадают с выражениями для частотного распределения мощности, излучаемой при эффекте Черенкова [2].

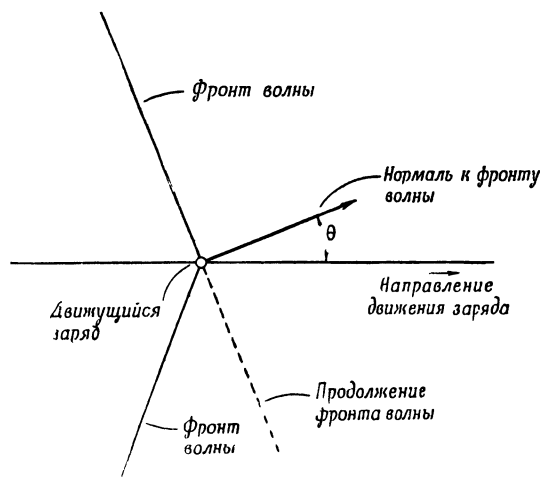
Сравнение с излучением Черенкова

Как было показано выше, выражения для распределения мощности по частоте в случае заряда, движущегося вдоль оси широкого волновода, заполненного диэлектриком, и в случае эффекта Черенкова совпадают. Закономерность такого совпадения очевидна, тем не менее остаются некоторые вопросы, которые кажутся неясными.

Во-первых, безграничное однородное изотропное пространство рассматривалось как не обладающее дисперсией, однако было показано, что излучение в волноводе зависит от дисперсионных свойств распространяющихся в нем волн.

Действительно, в безграничном однородном пространстве могут распространяться все типы волн, обладающие дисперсией. Оно отличается от волновода главным образом тем, что спектр волн, распространяющихся в нем, является не дискретным, а непрерывным. Можно считать, что структура излучения Черенкова обусловлена одновременным воздействием всего непрерывного спектра волн, аналогичного рассмотренному в предыдущем разделе.

Результирующая структура излучения Черенкова весьма проста. Она представлена на фиг. 7 и характерна для ударной волны. Фронт излучения



Ф и г. 7. Фронт волны излучения Черенкова.

представляет собой конус с образующими, направленными в сторону, противоположную направлению движения заряда. Фронт волны движется со скоростью $u = 1/\sqrt{\mu\epsilon}$ в направлении нормали к этому фронту. Точка пересечения фронтов волны движется вдоль пути, проходимого заряженной частицей со скоростью v , большей, чем u . Если угол между нормалью к фронту волны и траекторией частицы обозначить через θ , то имеет место следующее соотношение:

$$u = v \cos \theta. \quad (108)$$

Угол θ характеризует конус, соответствующий излучению Черенкова.

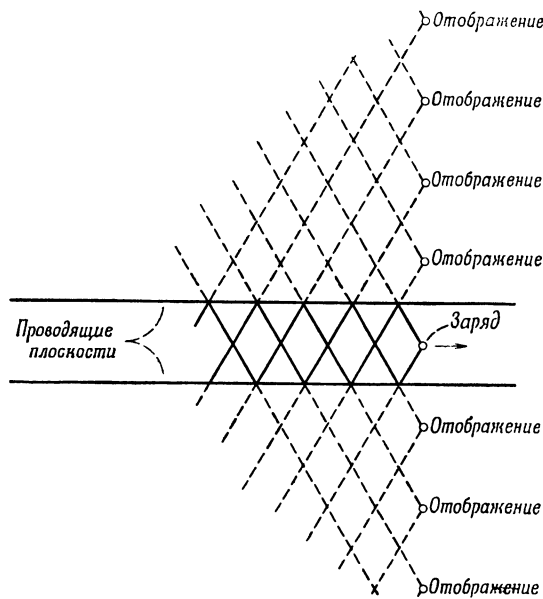
Очевидно, что линейная скорость фронта волны может превосходить скорость плоской электромагнитной волны. В самом деле, очевидно, что излучение Черенкова распространяется так, что скорость фронта волны вдоль траектории движущегося заряда равна скорости движения этого заряда.

Следует отметить, что угол θ в соотношении (108) характеризует разложение волн, распространяющихся в волноводе, в ряд плоских электромагнитных волн. В этом случае u — скорость плоской электромагнитной волны в среде, а v — фазовая скорость волны в волноводе.

Второй вопрос, который на первый взгляд может показаться неясным, заключается в том, что излучение Черенкова имеет непрерывный спектр, тогда как излучение в волноводе обладает линейным спектром. Движущийся заряд не может воспринимать отражений от стенок волновода, так как его скорость превосходит групповую скорость любого электромагнитного сигнала в данной среде. Таким образом, неясным является тот факт, что некоторое устройство

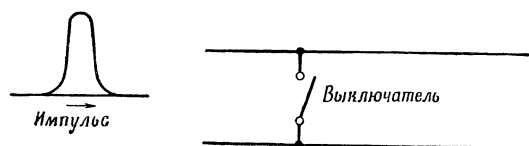
(в данном случае волновод), преобразует мощность источника со сплошным спектром в мощность с линейным спектром.

Физически это можно объяснить следующим образом. Для возможного упрощения задачи рассмотрим двухмерный случай, соответствующий линейному заряду, движущемуся между бесконечными параллельными проводящими плоскостями, как показано на фиг. 8.



Ф и г. 8. Фронт излучения Черенкова в случае линейного заряда между параллельными плоскостями (фронты волн, соответствующие заряду, показаны сплошными линиями, а их отображения — штриховыми линиями). Излучение обладает линейным спектром.

Отражение фронта волны от проводящей плоскости приводит к образованию ромбовидного волнового фронта, изображенного на фиг. 8. Можно считать, что возникшая структура волновых фронтов составлена из фронтов, пока-



Ф и г. 9. Схема длинной линии и вид импульса, попавшего в короткозамкнутый участок этой линии и вызывающего появление линейного спектра.

занных на фиг. 8 штриховыми линиями, обусловленных воображаемыми зарядами.

Очевидно, что последовательное прохождение волновых фронтов приведет к образованию не сплошного спектра, а линейного. Однако сам заряд не испытывает воздействия отражающих стенок. Попытаемся выяснить в этом случае, каким образом сплошной спектр излучения Черенкова преобразуется стенками

в линейный спектр. По-видимому, следует прежде всего отметить, что на заряд во всяком случае воздействует постоянная тормозящая сила. Кроме того, если стенки появляются внезапно во время движения заряда, то от них отражается только то излучение, которое достигло стенок после момента их появления. Сплошной спектр излучения Черенкова может быть в принципе выведен аналитически лишь в результате пространственного исследования структуры излучения, тогда как линейный спектр в волноводе может быть получен только путем рассмотрения пространственной структуры излучения в волноводе, отличающейся от структуры излучения в первом случае. Оказывается, что одна из структур, исследовавшаяся в течение длительного времени, не может быть преобразована в другую структуру.

Имеются случаи, когда сигнал, обладающий сплошным спектром, может быть преобразован в сигнал с линейным спектром. Пусть весьма короткий импульс распространяется слева направо в длинной линии, изображенной на фиг. 9. Допустим, что выключатель, приведенный на схеме, замыкается после того, как импульс прошел мимо него, но до того, как пришло первое отражение от правого конца линии. Вся электромагнитная энергия импульса в этом случае перемещается вперед и назад между выключателем и правым концом линии. Единичный импульс в длинной линии, который обычно считается обладающим непрерывным спектром, оказался преобразованным в периодическое явление с линейным спектром. Это, однако, не означает, что линейная цепь, инвариантная по отношению ко времени, превращает энергию источника, обладающего сплошным спектром, в энергию, соответствующую ряду дискретных частот. Возможности линейной цепи ограничиваются запирающим или поглощением отдельных частот наряду с пропусканием остальных частот.

Третий вопрос, который может возникнуть, относится к тому факту, что заряженная частица движется в среде со скоростью, превышающей скорость электромагнитной волны. В случае излучения Черенкова это возможно потому, что частица вводится в среду извне. Однако это не означает, что частицу в однородном изотропном диэлектрике можно ускорить так, чтобы она двигалась быстрее плоской электромагнитной волны в среде. Действительно, если среда линейна для любых амплитуд поля, а ускорения малы и, кроме того, принят ряд других допущений, то, по-видимому, ускорение частиц до скорости, превосходящей скорость плоской волны, потребует затраты бесконечно большой энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shott G. A., *Electromagnetic Radiation*, N. Y., 1912.
2. Гайтлер В., *Квантовая теория излучения*, Издательство иностранной литературы, 1956.
3. Шифф Л., *Квантовая механика*, стр. 301—304, Издательство иностранной литературы, 1957.
4. Pines D., Bohm D., *Phys. Rev.*, 85, 338 (1952).
5. Пирс Д., *Лампы с бегущей волной*, изд-во «Советское радио», 1952.

ИЗЛУЧЕНИЕ ЧЕРЕНКОВА ЭЛЕКТРОНАМИ, ДВИЖУЩИМИСЯ ПАРАЛЛЕЛЬНО ГРАНИЦЕ ДИЭЛЕКТРИКА¹⁾

Линхарт

ВВЕДЕНИЕ

В статье рассматривается излучение точечного заряда, движущегося прямолинейно и равномерно параллельно плоской границе полубесконечного пространства, заполненного диэлектриком. Путем разложения электромагнитного поля по собственным функциям можно показать, что в этом случае возникает излучение, которое можно интерпретировать как возбуждение поверхностных волн.

Решение задачи выполняется в три этапа:

а) для данных граничных условий (в данном случае для кубической полости, наполовину заполненной диэлектриком) определяются собственные функции и распределение соответствующих собственных значений;

б) выводится уравнение для временного множителя (амплитуды) $q_\lambda(t)$, соответствующего λ -й собственной функции. Затем это уравнение решается для заданного закона движения точечного заряда e ([1], стр. 49);

в) путем интегрирования элементарных решений $q_\lambda(t)$ находится выражение для результирующего излучения.

Предположение о том, что электроны, движущиеся равномерно и прямолинейно вблизи диэлектрика, излучают электромагнитную энергию, верно в том случае, если результирующее излучение, найденное описанным выше способом, отлично от нуля.

Элементарное решение $q_\lambda(t)$ для точечного заряда e может рассматриваться как функция Грина, соответствующая данной задаче [2]. Таким образом, расчет излучаемого поля для системы зарядов или для потоков заряженных частиц не требует использования каких-либо новых принципов и производится путем суммирования составляющих излучения, соответствующих отдельным элементам этого потока.

Полученные формулы согласуются с формулами для излучения Черенкова электронами в безграничной однородной среде.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Определение собственных функций и распределение соответствующих собственных значений

Рассмотрим решение уравнения

$$\Delta \mathbf{A} + \varepsilon \mu \frac{v^2}{c^2} \mathbf{A} = 0, \quad (1)$$

где \mathbf{A} — векторный потенциал для кубической полости с абсолютно проводящими стенками, одна половина которой заполнена диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ε , а вторая половина представляет собой вакуум (фиг. 1).

¹⁾ Linhart J. G., *J. Appl. Phys.*, 26, № 5, 527—533 (1955).

В прямоугольной системе координат (x, y, z) векторное уравнение Гельмгольца (1) может быть представлено тремя скалярными уравнениями

$$\Delta A_x + \varepsilon\mu \frac{\nu^2}{c^2} A_x = 0; \quad (1a)$$

$$\Delta A_y + \varepsilon\mu \frac{\nu^2}{c^2} A_y = 0; \quad (1б)$$

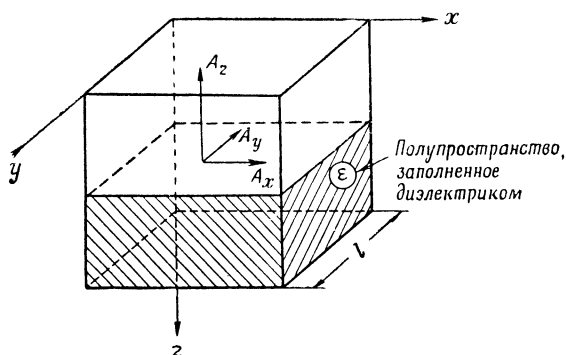
$$\Delta A_z + \varepsilon\mu \frac{\nu^2}{c^2} A_z = 0. \quad (1в)$$

Поскольку источники поля отсутствуют,

$$\operatorname{div} \mathbf{A} = 0. \quad (2)$$

Граничные условия для \mathbf{A} имеют вид

$$A_{11} = 0, \quad (1)$$



Ф и г. 1. Чертеж кубической полости, наполовину заполненной диэлектриком.

где A_{11} — составляющая вектора \mathbf{A} , параллельная стенкам кубической полости, и

$$A_i|_{z=\frac{l}{2}+\Delta} = A_i|_{z=\frac{l}{2}-\Delta}, \quad (IIa)$$

$$\left(\operatorname{rot} \mathbf{A}|_{z=\frac{l}{2}+\Delta}\right)_i = \left(\operatorname{rot} \mathbf{A}|_{z=\frac{l}{2}-\Delta}\right)_i, \quad (IIб)$$

где

$$\Delta \rightarrow 0, \quad \text{а} \quad i = x, y.$$

Как известно, элементарное решение уравнений (1a) — (1в) имеет вид

$$A_i = a_i e^{i(k_1 x + k_2 y + k_3 z)}, \quad (3)$$

где $i = x, y, z$, а k_1 , k_2 и k_3 удовлетворяют характеристическому уравнению

$$k_1^2 + k_2^2 + k_3^2 = \varepsilon\mu \frac{\nu^2}{c^2}, \quad (4)$$

которое представляет собой уравнение сферы с радиусом $R = \sqrt{\varepsilon\mu} \frac{\nu}{c}$ в пространстве k_1, k_2, k_3 .

Поскольку в направлениях x и y задача является однородной, решения для A_z (удовлетворяющие соответствующим граничным условиям) представляют собой простые гармонические функции x и y . Исходя из этих соображений, а также из уравнения (2) для дивергенции, можно утверждать, что A_x и A_y также являются простыми гармоническими функциями x и y . Сле-

довательно, k_1 и k_2 должны быть действительными числами, одинаковыми в обеих половинах полости. Тогда из уравнения (4) следует, что k_3 в верхней половине полости равно γ или $j\beta$, где γ и β — действительные числа.

Используя граничные условия (1), можно записать следующие соотношения:

$$\begin{aligned} A_x &= a_x \cos k_1 x \sin k_2 y \sin k_3 (z - l); \\ A_y &= a_y \sin k_1 x \cos k_2 y \sin k_3 (z - l); \\ A_z &= a_z \sin k_1 x \sin k_2 y \cos k_3 (z - l), \end{aligned} \quad (3a)$$

которые определяют поле в нижней половине куба, заполненной диэлектриком. Аналогично можно записать соотношения

$$\begin{aligned} A_x^1 &= a_x^1 \cos k_1 x \sin k_2 y \frac{\sin \gamma z}{\text{sh } \beta z}; \\ A_y^1 &= a_y^1 \sin k_1 x \cos k_2 y \frac{\sin \gamma z}{\text{sh } \beta z}; \\ A_z^1 &= a_z^1 \sin k_1 x \sin k_2 y \frac{\cos \gamma z}{\text{ch } \beta z}, \end{aligned} \quad (3б)$$

определяющие поле в верхней половине куба, не имеющей заполнения.

Рассмотрим случай, когда $k_3 = j\beta$, так как в этом случае возникает поле, которое может взаимодействовать с электронами, движущимися со скоростями, меньшими скорости света в вакууме (поле, аналогичное случаю полного отражения от бесконечной поверхности диэлектрика).

Собственные значения k_1 и k_2 определяются из граничных условий (I)

$$k_1 l = m_1 \pi; \quad k_2 l = m_2 \pi,$$

где

$$m_{1,2} = 1, 2 \dots n;$$

тогда

$$k_1 = \frac{m_1 \pi}{l}; \quad k_2 = \frac{m_2 \pi}{l}.$$

Исключим k_1 и k_2 из уравнения (4), записанного для обеих половин куба

$$k_1^2 + k_2^2 + k_3^2 = \frac{v^2}{c^2} \epsilon; \quad (4a)$$

$$k_1^2 + k_2^2 - \beta^2 = \frac{v^2}{c^2}, \quad (4б)$$

где уравнение (4a) соответствует половине с диэлектриком, а (4б) — половине с вакуумом. Вычитая из первого уравнения второе, получим выражение

$$k_3^2 + \beta^2 = \frac{v^2}{c^2} (\epsilon - 1), \quad (5)$$

которое представляет собой уравнение окружности с радиусом $\rho_0 = \frac{v}{c} \sqrt{\epsilon - 1}$.

Волны, для которых $k_3 < \rho_0$ (т. е. волны, для которых β действительно), испытывают полное отражение от границы диэлектрика, тогда как волны, для которых $\epsilon \left(\frac{v}{c} \right) > k_3 > \rho_0$ частично преломляются [функции $\frac{\sin \gamma z}{\cos \beta z}$, в формулах (3б)], а частично отражаются.

Нетрудно показать, что с заряженными частицами (скорость которых $v < c$) могут взаимодействовать только волны, для которых $k_3 < \rho_0$.

Взаимодействие осуществляется лишь в том случае, когда фаза волны остается постоянной. Следовательно, для электрона, движущегося параллельно поверхности диэлектрика, можно записать

$$\sqrt{k_1^2 + k_2^2} x - vt = \text{const.}$$

Таким образом,

$$\frac{\partial x}{\partial t} = v = \frac{v}{\sqrt{k_1^2 + k_2^2}}. \quad (6)$$

Но из уравнения (4а) следует, что

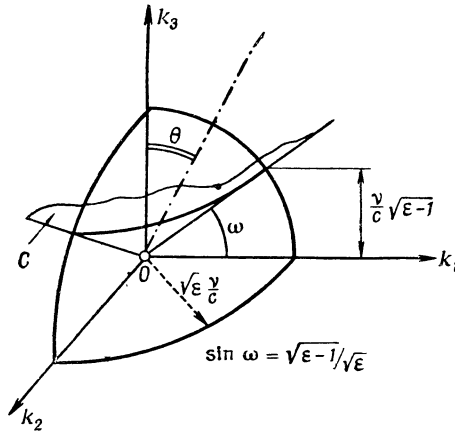
$$k_1^2 + k_2^2 = \frac{v^2}{c^2} \varepsilon - k_3^2.$$

При $v=c$ величина k_3 принимает наибольшее значение. Затем, используя формулу (6), получим

$$c^2 = \frac{v^2}{\frac{v^2}{c^2} \varepsilon - k_3^2}; \quad (7)$$

$$k_3 = \frac{v}{c} \sqrt{\varepsilon - 1} = \rho_0.$$

Конус $k_3 = \rho_0$ делит пространство \mathbf{k} на две области, как показано на фиг. 2.



Ф и г. 2. Пространство \mathbf{k} , разделенное на две части конусом C .

Если размеры кубической полости $l \rightarrow \infty$, то собственные значения v образуют непрерывный спектр. При этом, согласно уравнению (4а), значение k_3 совпадает с k_1 и k_2 , т. е.

$$k_3 = \frac{m_3 \pi}{l}.$$

Таким образом, при переходе к бесконечному объему пространство \mathbf{k} равномерно заполняется собственными векторами

$$\mathbf{k} = \alpha_1 k_1 + \alpha_2 k_2 + \alpha_3 k_3,$$

где α_1 , α_2 и α_3 — орты в координатной системе k_1 , k_2 , k_3 , а

$$k_i = \frac{m_i \pi}{l},$$

где $i = 1, 2, 3$, а m_1 , m_2 и m_3 — положительные целые числа.

Расстояние Δk между двумя соседними собственными значениями (фиг. 3) равно

$$\Delta k = \frac{\pi}{l}.$$

Таким образом, плотность собственных значений в пространстве \mathbf{k} равна

$$f = \frac{l^3}{\pi^3}. \quad (8)$$

Волновые числа k_1 , k_2 и k_3 могут быть выражены в зависимости от угла падения θ и от угла Ψ между плоскостью падения и осью x (фиг. 4).

$$k_1 = \sqrt{\varepsilon} \frac{v}{c} \sin \theta \cos \Psi; \quad (9a)$$

$$k_2 = \sqrt{\varepsilon} \frac{v}{c} \sin \theta \sin \Psi. \quad (9б)$$

Следовательно,

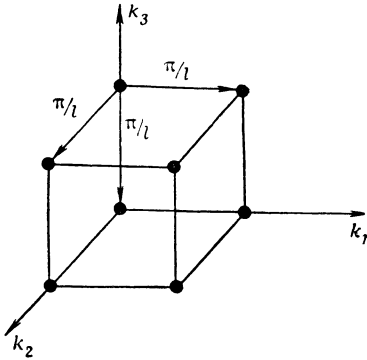
$$k_1^2 + k_2^2 = \frac{v^2}{c^2} \varepsilon \sin^2 \theta.$$

В то же время

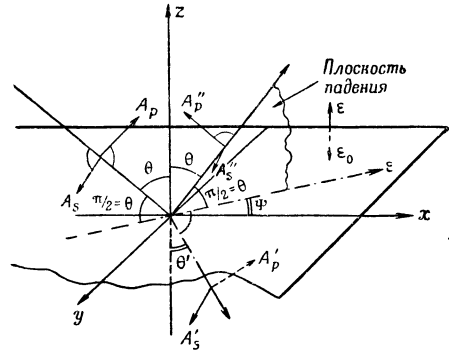
$$k_3^2 = \frac{v^2}{c^2} \varepsilon \cos^2 \theta. \quad (9в)$$

Из уравнения (4б) определяем соответствующее β

$$\beta = \frac{v}{c} \sqrt{\varepsilon \sin^2 \theta - 1}. \quad (9г)$$



Ф и г. 3. Распределение точек, определяемых собственными векторами, в пространстве \mathbf{k} .



Ф и г. 4. Геометрическое представление процесса отражения электромагнитных волн от поверхности диэлектрика.

Используя эти выражения для k_1 , k_2 , k_3 и β , переходя к пределу при $l \rightarrow \infty$ и осуществляя преобразование $-z' = z - l/z$, можно записать формулы (3а), (3б) в виде

$$\left. \begin{aligned} A_x &= a_x \frac{\cos k_1 x}{\sin k_1 x} \frac{\sin k_2 y}{\cos k_2 y} \sin(k_3 z + a); \\ A_y &= a_y \frac{\sin k_1 x}{\cos k_1 x} \frac{\cos k_2 y}{\sin k_2 y} \sin(k_3 z + a); \\ A_z &= a_z \frac{\sin k_1 x}{\cos k_1 x} \frac{\sin k_2 y}{\cos k_2 y} \cos(k_3 z + a); \end{aligned} \right\} \quad (10a)$$

$$\left. \begin{aligned} A'_x &= a'_x \frac{\cos k_1 x}{\sin k_1 x} \frac{\sin k_2 y}{\cos k_2 y} \exp \left[-\frac{v}{c} z \sqrt{\varepsilon \sin^2 \theta - 1} \right]; \\ A'_y &= a'_y \frac{\sin k_1 x}{\cos k_1 x} \frac{\cos k_2 y}{\sin k_2 y} \exp \left[-\frac{v}{c} z \sqrt{\varepsilon \sin^2 \theta - 1} \right]; \\ A'_z &= a'_z \frac{\sin k_1 x}{\cos k_1 x} \frac{\sin k_2 y}{\cos k_2 y} \exp \left[-\frac{v}{c} z \sqrt{\varepsilon \sin^2 \theta - 1} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (10б)$$

Следует учитывать, что каждому собственному вектору $k_1 k_2 k_3$ соответствуют два ортогональных собственных поля с взаимно-перпендикулярными плоскостями поляризации. Плоскость падения (p) и поверхность диэлектрика (π) будем считать двумя основными плоскостями, в которых совершаются колебания. Если вектор \mathbf{A} лежит в плоскости p , то соответствующее поле называется полем p . Если же вектор \mathbf{A} лежит в плоскости π , то соответствующее поле называется полем π . Таким образом, получаем следующие соотношения (см. фиг. 4):

$$\begin{aligned} \sqrt{(a_x^2 + a_y^2)_p} &= a_p \cos \theta; & a_{zp} &= a_p \sin \theta; \\ \sqrt{(a_x^2 + a_y^2)_\pi} &= a_\pi; & a_{z\pi} &= 0. \end{aligned}$$

Величины a_p и a_π определяются из условий нормирования ([1], стр. 42)

$$\varepsilon \int |\mathbf{A}|^2 dV = 4\pi c^2,$$

где $V = l^3$. Таким образом,

$$a = a_p = a_\pi = \sqrt{\frac{8\pi c^2}{\varepsilon l^3}}. \quad (11)$$

Теперь остается найти объем, соответствующий a'_p и a'_π . Это можно осуществить путем использования граничных условий (IIб) или с помощью формул Френеля. Окончательно выражения (10б) имеют вид

$$\begin{aligned} A'_{x\pi} &= -a \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon-1}} \cos \theta \sin \Psi \frac{\cos k_1 x}{\sin k_1 x} \frac{\sin k_2 y e^{-\beta z}}{\cos k_2 y e^{-\beta z}}; \\ A'_{y\pi} &= a \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon-1}} \cos \theta \sin \Psi \frac{\sin k_1 x}{\cos k_1 x} \frac{\cos k_2 y e^{-\beta z}}{\sin k_2 y e^{-\beta z}}; \\ A'_{z\pi} &= 0; \end{aligned} \quad (12a)$$

$$\begin{aligned} A'_{xp} &= -a \cos \Psi \cos \theta \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon-1}} \sqrt{\frac{\varepsilon \sin^2 \theta - 1}{(\varepsilon + 1) \sin^2 \theta - 1}} \frac{\cos k_1 x}{\sin k_1 x} \frac{\sin k_2 y e^{-\beta z}}{\cos k_2 y e^{-\beta z}}; \\ A'_{yp} &= -a \sin \Psi \cos \theta \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon-1}} \sqrt{\frac{\varepsilon \sin^2 \theta - 1}{(\varepsilon + 1) \sin^2 \theta - 1}} \frac{\sin k_1 x}{\cos k_1 x} \frac{\cos k_2 y e^{-\beta z}}{\sin k_2 y e^{-\beta z}}; \\ A'_{zp} &= a \frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon-1}} \frac{\sin \theta \cos \theta}{\sqrt{(\varepsilon + 1) \sin^2 \theta - 1}} \frac{\sin k_1 x}{\cos k_1 x} \frac{\sin k_2 y e^{-\beta z}}{\cos k_2 y e^{-\beta z}}. \end{aligned} \quad (12б)$$

Эти выражения представляют собой собственные функции, которые используются в следующем разделе.

Вывод и решение уравнения для временного множителя q

Получив выражения для собственных функций, найдем теперь зависимость этих функций от времени. Для этого решим уравнение колебаний [1]

$$\ddot{q} + v^2 q = \frac{e}{c} \mathbf{v} \mathbf{A}, \quad (13a)$$

где $q(t)$ определяет собой зависимость $\mathbf{A}(x, y, z)$ от времени, а \mathbf{v} — вектор скорости заряда e . В нашем случае \mathbf{v} — постоянный вектор. Без ущерба для общности изложения предположим, что прямая $y = 0$, $z = z_0$ представляет собой траекторию точечного заряда, а его положение (фиг. 5) определяется соотношением

$$x = x_0 + vt.$$

Таким образом, выражение для вынуждающей силы, записанное в правой

части уравнения (13а), принимает вид

$$F_{\nu} = \frac{\nu}{c} \mathbf{v} \mathbf{A} = \frac{e}{c} \nu a'_x e^{-\beta z_0} \frac{\sin}{\cos} \left\{ \frac{\nu}{c} \sqrt{\varepsilon} \sin \theta \cos \Psi (x_0 + vt) - \alpha \right\}.$$

Полагая $x_0 = 0$ при $t = 0$, получаем

$$\ddot{q} + \nu^2 q = \frac{e}{c} \nu a'_x e^{-\beta z_0} \frac{\sin}{\cos} \left\{ \frac{\nu}{c} \sqrt{\varepsilon} \sin \theta vt \cos \Psi - \alpha \right\}. \quad (136)$$

Величина a'_x может быть отнесена к x -й составляющей полей ρ или π . Решение этого уравнения имеет вид

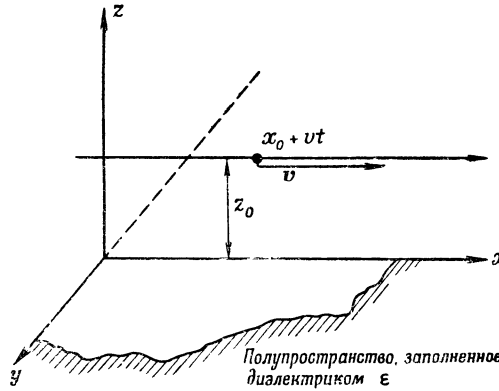
$$q = \frac{F_{\pi\rho}}{\nu^2 - \nu_0^2} \left\{ \frac{\sin}{\cos} (\nu_0 t - \alpha) - \frac{\nu_0}{\nu} \frac{\sin}{\cos} (\nu t - \alpha) \right\}, \quad (14)$$

где

$$F_{\pi} = \frac{e}{c} \nu a'_{x\pi} e^{-\beta z_0} = \frac{e}{c} \nu a_{\pi} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1}} \cos \theta \exp \left[-\frac{\nu}{c} \sqrt{\varepsilon \sin^2 \theta - 1} z_0 \right] \sin \Psi; \quad (15a)$$

$$F_{\rho} = \frac{e}{c} \nu a'_{x\rho} e^{-\beta z_0} = \\ = \frac{e}{c} \nu a'_{x\rho} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1}} \sqrt{\frac{\varepsilon \sin^2 \theta - 1}{(\varepsilon + 1) \sin^2 \theta - 1}} \cos \theta \exp \left[-\frac{\nu}{c} \sqrt{\varepsilon \sin^2 \theta - 1} z_0 \right] \cos \Psi; \quad (15b)$$

$$a_{\rho}^2 = a_{\pi}^2 = \frac{8\pi c^2}{\varepsilon l^3}; \quad \nu_0 = v \frac{\nu}{c} \sqrt{\varepsilon} \sin \theta \cos \Psi. \quad (16)$$



Ф и г. 5. Траектория заряда e .

Теперь удобно воспользоваться комбинацией двух элементарных полей 1 и 2, векторы \mathbf{k} которых отличаются друг от друга только углами Ψ , удовлетворяющими соотношению

$$\Psi_1 = -\Psi_2.$$

Определяя $q' = q_1 + q_2$ для таких двух полей, убеждаемся в том, что $q_{\pi} = 0$, поскольку

$$q'_{\rho} = 2q_{\rho}.$$

Это означает, что возбуждаться будут только те волны, у которых плоскость колебаний перпендикулярна поверхности диэлектрика.

Частотный спектр

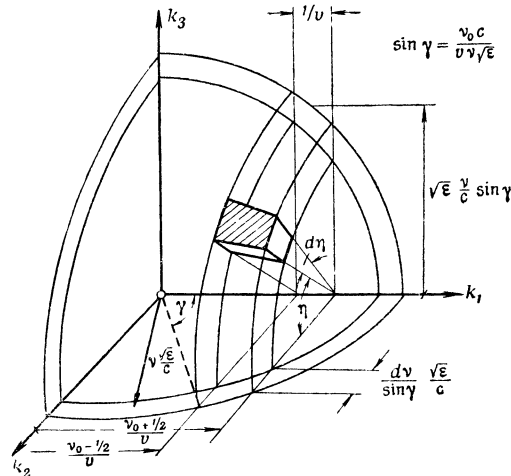
Результирующая мощность W_{ν_0} , излучаемая на частоте ν_0 и приходящаяся на единичный интервал угловой частоты ($\Delta\nu_0 = 1$) определяется (с ис-

пользованием формулы для результирующего излучения, приведенной в приложении) выражением

$$W_{\nu_0} = \int q_{\nu}(t; \nu, \theta, \Psi) F_{\nu}(t; \nu, \theta, \Psi) f d\Omega \text{ эрг/сек}, \quad (17)$$

где f определяется по формуле (8), а Ω — область в пространстве \mathbf{k} , по которой производится интегрирование. Эта область содержит все собственные векторы, соответствующие собственным полям, которые возбуждаются ($q_{\nu} \neq 0$) движущимся зарядом e и совершают колебания с частотой $\nu_0 \pm \frac{1}{2}$. Рассмотрим более подробно интегрируемую функцию I в формуле (17)

$$I_{1,2} = \frac{F_p^2 \nu_0}{\nu^2 - \nu_0^2} \left\{ \frac{\cos(\nu_0 t - \alpha)}{-\sin} + \frac{-\cos(\nu t - \alpha)}{\sin} \right\} \frac{\sin(\nu_0 t - \alpha)}{\cos} f. \quad (18)$$



Ф и г. 6. Область интегрирования в пространстве \mathbf{k} , используемая в формулах (17)–(20).

Очевидно, что преимущественно возбуждаются поля, обладающие собственным значением $\nu \approx \nu_0$. При $\nu \approx \nu_0$ интегрируемая функция I приобретает вид

$$I_{1,2} = F_p^2 \frac{\sin^2(\nu_0 t - \alpha)}{\cos^2} \frac{\sin(\nu - \nu_0)t}{2(\nu - \nu_0)} f.$$

Поскольку необходимо учесть все составляющие W_{ν} , общее подынтегральное выражение I равно

$$I = I_1 + I_2 = \frac{1}{2} F_p^2 \frac{\sin(\nu - \nu_0)t}{\nu - \nu_0} f. \quad (19)$$

Ограничим область интегрирования Ω (фиг. 6), рассматривая только те собственные поля, которые совершают колебания с угловой частотой $\nu_0 \pm \frac{1}{2}$. Поскольку

$$\nu_0 = \nu \frac{v}{c} \sqrt{\epsilon} \sin \theta \cos \Psi,$$

область Ω ограничена двумя параллельными плоскостями

$$\nu_0 \pm \frac{1}{2} = \nu \frac{v}{c} \sqrt{\epsilon} \sin \theta \cos \Psi.$$

Закончим исследование области Ω , рассмотрев ряд кольцевых сегментов, для которых

$$\sin \theta \cos \Psi = \text{const.}$$

где $b = c/\sqrt{\varepsilon}v = v_p/v$, а v_p — фазовая скорость в среде, заполненной диэлектриком с диэлектрической постоянной ε .

Представим F_p^2 в виде зависимости от η

$$F_p^2 = \frac{e^2}{c^2} v^2 a_p^2 \frac{\varepsilon}{\varepsilon-1} (1-b^2) \sin^2 \eta \frac{(\varepsilon-1)+\varepsilon(1-b^2) \sin^2 \eta}{\varepsilon-(\varepsilon+1)(1-b^2) \sin^2 \eta} \left[1 + \frac{1-b^2}{b^2} \sin^2 \eta \right] \times \\ \times \exp \left\{ -2 \frac{\gamma_0}{c} \sqrt{(\varepsilon-1)-\varepsilon(1-b^2) \sin^2 \eta} Z_0 \right\}. \quad (15б)$$

Подставив это выражение в выражение (18), получим

$$W_{\gamma_0} = \frac{4e^2}{\pi c^2} \gamma_0 v (1-b^2) \int_0^{\pi/2} \sin^2 \eta \frac{1-\varepsilon \frac{1-b^2}{\varepsilon-1} \sin^2 \eta}{1-\frac{\varepsilon+1}{\varepsilon}(1-b^2) \sin^2 \eta} \left(1 + \frac{1-b^2}{b^2} \sin^2 \eta \right) \times \\ \times \exp \left\{ -2 \frac{\gamma_0}{c} \sqrt{(\varepsilon-1)-\varepsilon(1-b^2) \sin^2 \eta} Z_0 \right\} d\eta. \quad (20в)$$

В этом случае достаточно трудный процесс интегрирования можно облегчить, ограничившись значениями v вида

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon}} + \delta,$$

где $\delta \sqrt{\varepsilon}/c \ll 1$. Тогда показатель экспоненциального выражения в интеграле (20в) равен

$$-2 \frac{\gamma_0}{c} Z_0 \sqrt{(\varepsilon-1)-\varepsilon(1-b^2) \sin^2 \eta} \approx \\ \approx -2 \sqrt{\varepsilon-1} \left(1 - \frac{\varepsilon}{\varepsilon-1} \frac{\delta}{v_p} \sin^2 \eta \right) \frac{\gamma_0 Z_0}{c}.$$

Подставив это выражение в формулу (20в), получим

$$W_{\gamma_0} = \frac{4}{\pi} \frac{e^2}{c^2} \gamma_0 v \left(\frac{2\delta}{v_p} \right) \exp \left[-2 \frac{\gamma_0 Z_0}{c} \sqrt{\varepsilon-1} \right] \times \\ \times \int_0^{\pi/2} \sin^2 \eta \frac{1-\frac{2\varepsilon}{\varepsilon-1} \frac{\delta}{v_p} \sin^2 \eta}{1-2 \frac{\varepsilon+1}{\varepsilon} \frac{\delta}{v_p} \sin^2 \eta} \left(1 + 2 \frac{\delta}{v_p} \sin^2 \eta \right) \times \\ \times \exp \left[+2 \frac{\gamma_0 Z_0}{c} \frac{\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon-1}} \frac{\delta}{v_p} \sin^2 \eta \right] d\eta \quad (20г)$$

Если предположить, что $\varepsilon \gg 1$ (что обычно соответствует действительности), то

$$W_{\gamma_0} = 2 \frac{e^2}{c^2} \gamma_0 \delta \exp \left[-2 \frac{\gamma_0 Z_0}{c} \sqrt{\varepsilon-1} \right] \text{ эрг/сек.} \quad (21)$$

Эта формула должна удовлетворять следующим условиям:

$$1) W_{\gamma_0} \rightarrow 0 \text{ при } v \rightarrow v_p$$

$$2) W_{\gamma_0} \rightarrow 0 \text{ при } \varepsilon \rightarrow 1$$

3) при $z_0 \rightarrow 0$ выражение (21) должно функционально переходить в формулу для частотного спектра излучения Черенкова в безграничной диэлектрической среде. Эта формула записывается в виде [3]

$$W_{\gamma_0} = \frac{e^2}{c^2} \gamma v \left(1 - \frac{v_p^2}{v^2} \right) \text{ эрг/сек.} \quad (22)$$

Непосредственно из формулы (21) следует, что условия (1) и (2) безусловно выполняются (потому что $\delta \rightarrow 0$ как при $v \rightarrow v_p$, так и при $\varepsilon \rightarrow 1$).

Для проверки, выполняется ли условие (3), положим в формуле (22)

$$v = v_p + \delta, \quad \delta \ll v.$$

Тогда формула (22) запишется в виде

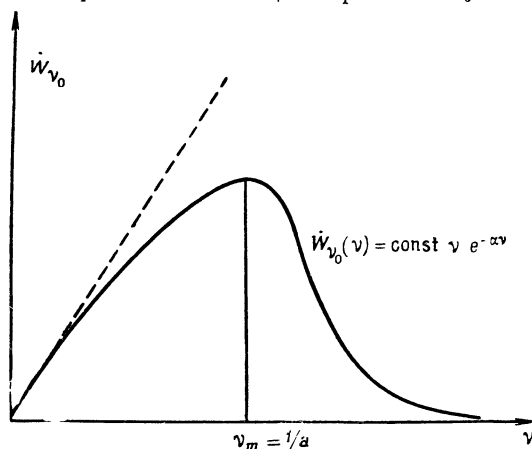
$$W_{\nu_0} \approx 2 \frac{e^2}{c^2} \nu_0 \delta. \quad (23)$$

При $z_0 \rightarrow 0$ формула (21) принимает вид

$$W_{\nu_0} \approx 2 \frac{e^2}{c^2} \nu_0 \delta, \quad (24)$$

который совпадает с (23).

Наиболее интересное функциональное свойство выражения (21) обнаруживается при исследовании его зависимости от ν_0 . Это свойство графически представлено на фиг. 8 с помощью кривой W_{ν_0} .



Ф и г. 8. График функциональной зависимости W_{ν_0} от ν .

Частота ν_m , при которой излучается большая часть энергии, находится путем определения максимума W_{ν_0} . Таким образом, из условия

$$\frac{\partial W_{\nu_0}}{\partial \nu_0} = 0$$

получаем

$$1 \approx \nu_m \frac{2z_0}{c} \sqrt{\varepsilon - 1}. \quad (25a)$$

Полагая

$$\nu_m = \frac{2\pi c}{\lambda_m},$$

где λ_m — соответствующая длина волны, получаем

$$\lambda_m \approx 4\pi \sqrt{\varepsilon - 1} z_0. \quad (25b)$$

Исследуя аналогично максимум относительно ε , находим $\varepsilon_m = 2$.

Однако следует иметь в виду предположение о том, что

$$\varepsilon \gg 1.$$

Следовательно, значение, полученное для ε_m , не является вполне достоверным. Тем не менее, если все же подставим это значение в формулу (25b), то получим, что $\lambda_m \approx 4\pi z_0$. Итак, если требуется осуществить генерацию на волне $\lambda_m = 1$ см, то оптимальное расстояние z_0 между электронами и диэлектриком составит $z_0 \approx 0,8$ мм.

Общая энергия излучения точечного заряда в единицу времени равна

$$W = \int_0^{\infty} W_{\nu_0} d\nu_0,$$

$$W = 2 \frac{e^2}{c^2} \delta \int_0^{\infty} \nu_0 \exp \left[-\frac{\nu_0 z_0}{c} \sqrt{\varepsilon - 1} \right] d\nu_0,$$

$$W \approx 2e^2 \frac{\delta}{z_0^2} \frac{1}{\varepsilon - 1} \text{ эрг/сек.} \quad (26)$$

Отметим, что в условиях, соответствующих ультрафиолетовой катастрофе, интеграл W не обращается в бесконечность, так как имеется явно выраженной частота отсечки ν_m , определяемая величиной z_0 .

С другой стороны, наше допущение относительно $\varepsilon (\varepsilon \gg 1)$ приводит к тому, что при $\varepsilon \rightarrow 1$ энергия $W \rightarrow \infty$. При $\varepsilon = 2,5$ формула (26) справедлива с точностью до 10%. По мере увеличения ε эта точность возрастает.

ВЫВОДЫ

В предыдущих разделах показано, что эффект Черенкова эквивалентен возбуждению поверхностных волн, поскольку эти волны представляются в виде ряда собственных функций, использованных выше, а амплитуда этих волн конечна. Таким образом, нет принципиального различия между излучателем Черенкова, аналогичным рассмотренному выше, и лампой с бегущей волной, в которой электроны возбуждают волны, распространяющиеся в замедляющей системе.

Выше было рассмотрено бесконечное полупространство, ограниченное плоскостью. Если это бесконечное полупространство превращается в конечную область, то спектр собственных значений становится уже не сплошным, а линейным. В окружающей среде фактически встречаются только конечные объекты. Поэтому для получения линейного спектра, например в миллиметровом диапазоне волн, можно использовать соответствующий диэлектрический (или ферромагнитный) резонатор. При этом следует использовать диэлектрики, не обладающие аномальной дисперсией на данной длине волны.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ВЫЧИСЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ, ПЕРЕХОДЯЩЕЙ ОТ ТОЧЕЧНОГО ЗАРЯДА К СОБСТВЕННОМУ ПОЛЮ A_λ

Амплитуда q_λ поля A_λ является решением уравнения

$$\ddot{q}_\lambda + \nu_\lambda^2 q_\lambda = \frac{e}{c} \mathbf{v} \mathbf{A}_\lambda,$$

которое представляет собой уравнение вынужденных колебаний, происходящих под воздействием возмущающей силы $\dot{F}_\lambda = (e/c) \mathbf{v} \mathbf{A}_\lambda$. Работа, производимая силой F_λ за промежуток времени dt , равна

$$dU_\lambda = F_\lambda \dot{q}_\lambda dt,$$

а соответствующая результирующая мощность равна

$$\frac{dU_\lambda}{dt} = W_\lambda = F_\lambda \dot{q}_\lambda,$$

что и требовалось определить (см. также [1], стр. 55).

ЛИТЕРАТУРА

1. Г а й т л е р В., Квантовая теория излучения, Издательство иностранной литературы, 1956.
2. L i n h a r t J. G., *J. Franklin Inst.*, 258, № 2, (1954).
3. Ш и ф ф Л., Квантовая механика, Издательство иностранной литературы, 1957, стр. 305.

ИЗЛУЧЕНИЕ ЧЕРЕНКОВА ПРОТЯЖЕННЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ ВБЛИЗИ СРЕДЫ С КОМПЛЕКСНЫМ ПОКАЗАТЕЛЕМ ПРЕЛОМЛЕНИЯ¹⁾

Лашинский

ВВЕДЕНИЕ

Излучение Черенкова, возникающее при взаимодействии движущейся частицы с электромагнитной системой или диэлектрической средой, рассматривалось в других работах²⁾).

Случай, связанный с движением заряженной частицы через ферромагнитную среду, также исследован в работах [1, 2]. При рассмотрении эффекта Черенкова в связи с устройствами для с. в. ч. основной интерес представляет не одиночный движущийся заряд, а протяженный электронный пучок. В более ранней работе³⁾ рассматривалось излучение Черенкова группированным электронным пучком, движущимся параллельно поверхности диэлектрика на близком расстоянии от нее. Основной целью статьи является распространение этого исследования на случай группированного электронного пучка, движущегося вблизи среды, обладающей комплексным показателем преломления, т. е. с диэлектрической и магнитной проницаемостями, характеризующимися комплексными числами. Полученные выводы применены, в частности, к ферритам, у которых на сверхвысоких частотах наблюдается ферромагнитный резонанс. Относительные значения действительной и мнимой частей магнитной проницаемости в такой системе можно изменять в определенных пределах с помощью внешнего намагничивающего поля. Изменяя напряженность этого поля, можно осуществлять частотное смещение средней точки дисперсионной кривой и получать различные соотношения между указанными параметрами в области частотного спектра, примыкающего к частоте ферромагнитного резонанса.

ВЫВОД ОСНОВНЫХ СООТНОШЕНИЙ

Вывод основных соотношений производится по известной методике³⁾. Вначале определяется исходное поле, излучаемое движущимся электронным пучком в вакууме. При этом используются электромагнитные потенциалы и производится решение неоднородного волнового уравнения при условии, что на бесконечности поле обращается в нуль. Поле, возникающее в результате отражений на поверхности раздела вакуума и среды, определяется путем решения однородного волнового уравнения. Поле, распространяющееся в среде, определяется аналогично из общего решения однородного уравнения с соответствующими свойствами на бесконечности. Поля в вакууме и среде должны удовлетворять граничным условиям на поверхности раздела между вакуумом и средой. В результате определяются амплитуды и относительные фазы составляющих поля, распространяющегося в среде. Затем определяется поток энергии путем усреднения составляющей вектора Пойнтинга, перпендикулярной к поверхности раздела.

¹⁾ L a s h i n s k y H., *J. Appl. Phys.*, 27, № 6, 631—635 (1956).

²⁾ См. стр. 91 и 113 настоящего сборника. — *Прим. ред.*

³⁾ См. стр. 81 настоящего сборника. — *Прим. ред.*

Рассмотрим лишь наиболее простой случай, когда бесконечно широкий плоский электронный пучок движется в вакууме параллельно среде на небольшом расстоянии от ее поверхности (см. фиг. 1 на стр. 82). Как и на стр. 81, предполагается, что электронный пучок сгруппирован соответствующим образом и что все части пучка имеют одинаковую постоянную скорость, так что весь пучок движется, как жесткое тело. Предполагается также, что пучок является бесконечно тонким. Чтобы облегчить сравнение результатов, полученных для диэлектрика, с результатами, полученными для феррита, используются по возможности те же обозначения, что и на стр. 81—90. Всюду используется абсолютная система единиц Гаусса.

Первая часть вывода совпадает с соответствующими рассуждениями, изложенными в упомянутой выше работе, но для удобства изложения кратко воспроизводится ниже. Плотность заряда в электронном пучке описывается выражением

$$\rho = \rho_0 [1 + \alpha \cos(kz - \omega t)] \delta(x), \quad (1)$$

где ρ_0 — постоянная составляющая плотности заряда, α — относительная амплитуда переменной составляющей плотности заряда с частотой ω , $k = \omega/v$, $v = \beta c$ — скорость электронного пучка. Координатные оси x , y и z приведены на фиг. 1, стр. 82.

Электромагнитные потенциалы в вакууме ($x > -d$) удовлетворяют неоднородным уравнениям поля

$$\square U \equiv \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = -4\pi\rho; \quad (2)$$

$$\square \mathbf{A} = -\frac{4\pi\rho\mathbf{v}}{c}. \quad (3)$$

Решения этих уравнений записываются в виде

$$U = \frac{\Phi}{q} \cos(kz - \omega t) e^{-q|x|}; \quad (4)$$

$$\mathbf{A} = \frac{\Phi\beta}{q} \cos(kz - \omega t) e^{-q|x|} \mathbf{z}_0, \quad (5)$$

где $q^2 = k^2\theta^2 = k^2(1 - \beta^2)$, $\Phi = 2\pi\alpha\rho_0$.

Для однородных уравнений

$$\square U_1 = 0 \text{ и } \square \mathbf{A}_1 = 0 \quad (6)$$

получим

$$\mathbf{A}_1 = \frac{A_1}{\theta} e^{-qx} [\theta \cos(kz - \omega t + \varphi) \mathbf{z}_0 - \sin(kz - \omega t + \varphi) \mathbf{x}_0]; \quad (7)$$

$$U_1 = 0. \quad (8)$$

Окончательные выражения для исходных и отраженных векторов поля имеют вид

$$\mathbf{E}_0 = \Phi e^{-q|x|} [\theta \sin(kz - \omega t) \mathbf{z}_0 + \text{sign } x \cos(kz - \omega t) \mathbf{x}_0]; \quad (9)$$

$$\mathbf{H}_0 = \text{sign } x \Phi \beta e^{-qx} \cos(kz - \omega t) \mathbf{y}_0; \quad (10)$$

$$\mathbf{E}_1 = -\frac{A_1}{\theta} x e^{-qx} [\theta \sin(kz - \omega t + \varphi) \mathbf{z}_0 + \cos(kz - \omega t + \varphi) \mathbf{x}_0]; \quad (11)$$

$$\mathbf{H}_1 = -\frac{A_1}{\theta} x \beta e^{-qx} \cos(kz - \omega t + \varphi) \mathbf{y}_0, \quad (12)$$

где $x = \omega/c$, а $\text{sign } x$ определяется, как и на стр. 83,

$$\text{sign } x \equiv \begin{cases} +1 & \text{при } x > 0 \\ 0 & \text{при } x = 0 \\ -1 & \text{при } x < 0 \end{cases}$$

Амплитудный множитель A_1 и фазовый сдвиг φ определяются из граничных условий. \mathbf{E}_0 и \mathbf{H}_0 представляют собой векторы исходного поля, возникающего при движении электронного пучка в вакууме, а \mathbf{E}_1 и \mathbf{H}_1 соответствуют полю, возникающему в результате отражения на границе. Эти выражения соответствуют формулам (13)–(16) на стр. 83.

Предполагается, что в среде с комплексным показателем преломления векторный потенциал удовлетворяет уравнению

$$\square \mathbf{B} \equiv \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^* \mu^* \mathbf{B} = 0, \quad (13)$$

где $\mu^* = \mu' - j\mu''$ — комплексная магнитная проницаемость, а $\varepsilon^* = \varepsilon' - j\varepsilon''$ — комплексная диэлектрическая проницаемость. Одно из усложнений, связанных с использованием ферритовой среды в магнитном поле, заключается в наличии тензора магнитной проницаемости. Последующее изложение основано на использовании скалярной магнитной проницаемости. Справедливость такого подхода обоснована в приложении, где показано, что использование тензорной магнитной проницаемости существенно не влияет на изложенные ниже основные положения.

В отсутствие приходящего излучения векторный потенциал записывается в виде

$$\mathbf{B} = \text{Re} \{ [B_x^* \mathbf{x}_0 + B_z^* \mathbf{z}_0] e^{j(kz - u^*[x+d] - \omega t)} \}, \quad (14)$$

где B_x^* и B_z^* — комплексные постоянные, а u^* — комплексная постоянная распространения. (Комплексные величины в дальнейшем всюду обозначаются звездочкой.)

Решение уравнения (13), удовлетворяющее требованию $\nabla \mathbf{B} = 0$, вытекающему из условия Лоренца, записывается в виде

$$\mathbf{B} = \text{Re} \{ B_z^* \left[\frac{\mathbf{x}_0}{T^*} + \mathbf{z}_0 \right] e^{j(kz - u^*[x+d] - \omega t)} \}, \quad (15)$$

где постоянная распространения u^* равна

$$u^* = kT^* = k(\gamma + j\delta). \quad (16)$$

Выражая γ и δ через физические параметры, получим

$$\gamma = \sqrt{\frac{V a^2 + b^2 + a}{2}}; \quad \delta = \sqrt{\frac{V a^2 + b^2 - a}{2}}, \quad (17)$$

где

$$a = \beta^2 (\mu' \varepsilon' - \mu'' \varepsilon'') - 1; \quad b = \beta^2 (\mu' \varepsilon'' + \mu'' \varepsilon').$$

Следует отметить, что если происходит распространение энергии то $a > 0$. Это неравенство выражает условие Черенкова для комплексной среды.

Векторы поля в среде, определяемые обычным способом из выражений для потенциалов, равны

$$\mathbf{E}_M = \text{Re} \left\{ jk B_z^* \left[\frac{\mathbf{x}_0}{T^*} + \mathbf{z}_0 \right] e^{j(kz - u^*[x+d] - \omega t)} \right\}; \quad (18)$$

$$\mathbf{H}_M = \text{Re} \left\{ j B_z^* \left[\frac{k}{T^*} + u^* \right] y_0 e^{j(kz - u^*[x+d] - \omega t)} \right\}. \quad (19)$$

После того как найдены векторы поля, можно определить мощность путем усреднения во времени вектора Пойнтинга в среде

$$S_{\text{ср.}} = \frac{c}{8\pi} \text{Re} \left\{ \frac{k B_z^* B^* (\text{к. с.})}{\mu^* (\text{к. с.})} \left[\frac{k}{T^* (\text{к. с.})} + u^* (\text{к. с.}) \right] \left[-\mathbf{x}_0 + \frac{\mathbf{z}_0}{T^*} \right] e^{2k\delta(x+d)} \right\}, \quad (20)$$

где (к. с.) — комплексно-сопряженное значение рассматриваемой величины.

В данном случае мощность распространяется в направлении убывания x , так что экспонента в (20) является убывающей. В случае ферритовой среды следует также учитывать затухание, обусловленное большими значениями мнимой части магнитной проницаемости вблизи от ферромагнитного резонанса. Это явление обсуждено ниже.

Для определения интересующих нас величин следует наложить граничные условия на поверхности $x = -d$

$$E_{\text{танг. среды}} = E_{\text{танг. вакуума}}$$

II

$$H_{\text{танг. вакуума}} = H_{\text{танг. среды.}}$$

В результате получаем систему четырех уравнений, решая которую, определяем амплитуду векторного потенциала в среде

$$B_z = \frac{2\Phi\beta\theta e^{-qd}}{k\sqrt{(\theta^2\Psi^2 + \beta^2)^2 + \Omega^2\theta^2}}, \quad (21)$$

фазовый сдвиг между исходным и отраженным полями в вакууме

$$\sin\varphi = \frac{2\beta^2\theta\Omega}{\sqrt{(\theta^2\Psi^2 - \beta^4)^2 + 2\theta^2\Omega^2(\theta^2\Psi^2 + \beta^4 + \theta^4\Omega^4)}} \quad (22)$$

и амплитуду отраженной волны в вакууме

$$A_1 = \frac{\Phi\theta e^{-qd}}{k} \sqrt{\frac{1}{\beta^2} - \frac{4\theta\Psi}{(\theta^2\Psi^2 + \beta^2)^2 + \Omega^2\theta^2}}. \quad (23)$$

В записанных выше выражениях использовались величины

$$\Omega = \frac{1}{R\mu' \left[1 + \left(\frac{\mu''}{\mu'} \right)^2 \right]} \left\{ (1 + R)\gamma + \frac{\mu''}{\mu'} \delta \right\}, \quad (24)$$

$$\Psi = \frac{1}{R\mu' \left[1 + \left(\frac{\mu''}{\mu'} \right)^2 \right]} \left\{ \delta - \frac{\mu''}{\mu'} (1 + R)\gamma \right\}, \quad (25)$$

где

$$R = \gamma^2 + \delta^2. \quad (26)$$

Распространяющаяся мощность равна нормальной составляющей $S_{\text{ср.}}$

$$S_N = 2\pi c a^2 \rho_0^2 \beta^2 e^{-2(qd - k\delta[x+d])} \eta(\beta, \mu', \mu'' \varepsilon' \varepsilon''), \quad (27)$$

где

$$\eta(\beta, \mu', \mu'', \varepsilon', \varepsilon'') = \frac{\beta\theta^2\Omega}{(\theta^2\Psi^2 + \beta^2)^2 + \theta^2\Omega^2}. \quad (28)$$

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Функция η

Исследуем функцию $\eta(\beta, \mu', \mu'', \varepsilon', \varepsilon'')$. На фиг. 1 показаны кривые зависимости этой функции от μ''/μ' при $\varepsilon' = 10$, $\beta = 0,2$, $\varepsilon'' = 0$ и различных значениях μ' . Следует отметить, что рассматриваемая функция имеет определенные максимальные значения, соответствующие некоторым значениям μ''/μ' , которые в свою очередь зависят от μ' . Однако эти максимальные значения мало отличаются друг от друга.

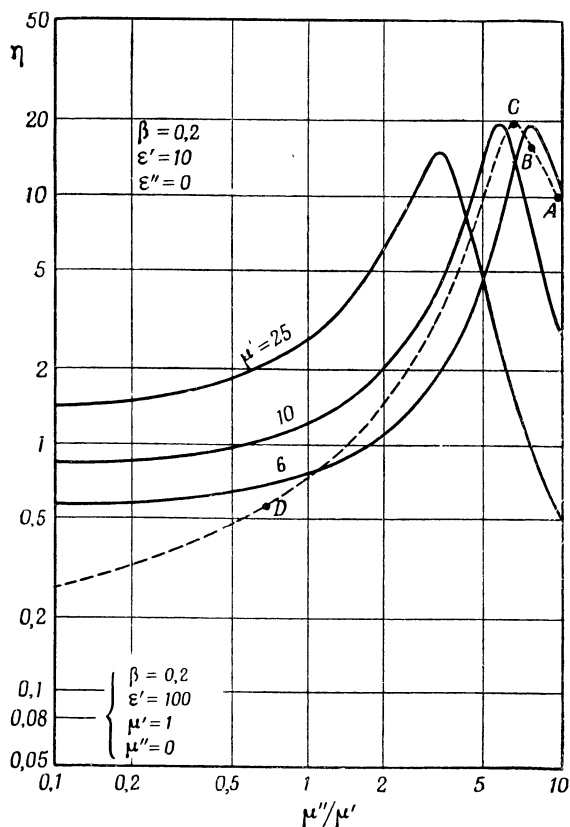
Таким образом, имеется некоторая степень свободы при выборе μ''/μ' для получения одинаковых значений η . Необходимо исследовать область значений μ' и μ'' , в которой выполняется условие Черенкова

$$\beta^2 \mu' \varepsilon' > 1. \quad (29)$$

Обычно для феррита $\varepsilon' \approx 10$, а скорость пучка соответствует $\beta = 0,2$, так что

$$\mu_{\min.} = \frac{1}{\beta^2 \varepsilon'} = 2,5. \quad (30)$$

При рассмотрении возможного диапазона значений μ''/μ' следует отметить, что для ферритов это отношение в области ферромагнитного резонанса подвержено большим изменениям.

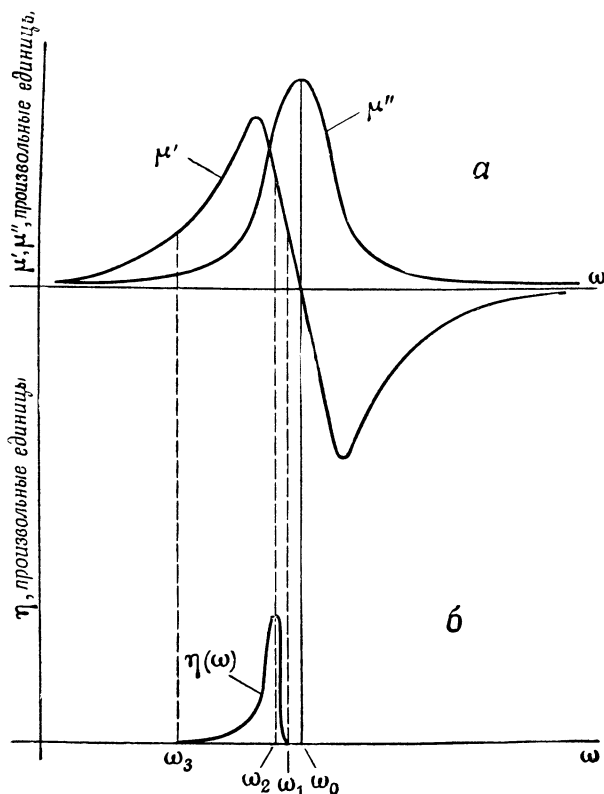


Ф и г. 1. Кривые зависимости функции η от μ''/μ' при фиксированных значениях параметров ε' и β .

Для выяснения частотной зависимости η в области ферромагнитного резонанса на фиг. 2 приведена типичная дисперсионная кривая феррита, а также график функции $\eta(\omega)$ в рассматриваемой области частот.

Остановимся на основных особенностях этой кривой. При частотах, превосходящих частоту ферромагнитного резонанса ω_0 , величина μ' отрицательна и электромагнитное излучение не может распространяться в среде. Пусть ω_1 соответствует той частоте, на которой μ' принимает достаточно большое значение, чтобы удовлетворить равенству (30). Тогда, хотя μ' в диапазоне частот между ω_0 и ω_1 положительно, условие Черенкова (29) в этом диапазоне не выполняется и мощность не выделяется. При $\omega = \omega_1$ величина μ' становится достаточно большой для того, чтобы выполнялось условие (30) и выделялась мощность, соответствующая излучению Черенкова. При некоторой частоте ω_2 , несколько меньшей, чем ω_1 , величина η в соответствии с фиг. 1 достигает своего наибольшего значения, при котором выделяется максимальная мощность. Следует подчеркнуть, что эта частота не совпадает с частотой ферромагнитного резонанса. При ещё более низких частотах η уменьшается до некоторого асимптотичес-

кого значения в соответствии с кривыми, представленными на фиг. 1. Эта особенность, по-видимому, становится более понятной из рассмотрения точек A , B , C и D на фиг. 1, которые соответствуют значениям η в различных точках дисперсионной кривой. По причинам, упомянутым выше, рассматривается только область $\omega_1 > \omega > \omega_3$, соответствующая $\mu' > \mu'_{\min}$. Предполагается, что в области $\omega_1 > \omega > \omega_2$ отношение μ''/μ' больше 10, так что на фиг. 1 величина η обычно находится справа от своего максимального значения (точка A). Если частота уменьшается, то μ' увеличивается, а μ''/μ' уменьшается. Следовательно, точка



Фиг. 2. a —типичная дисперсионная кривая для феррита; b —график функции $\eta(\omega)$ в области ферромагнитного резонанса.

Для некоторого значения η при частоте ω в области $\omega_1 > \omega > \omega_2$ соответствует большей величине μ' и меньшей — μ''/μ' . При оптимальной частоте ω_2 рабочая точка C совпадает с максимумом функции η для данных значений ε' и β . Поэтому желательно, чтобы именно эта точка была рабочей. Далее значение η уменьшается, на что указывает положение точки D . Таким образом, кривая зависимости излучаемой мощности от частоты при постоянном магнитном поле (или, наоборот, кривая зависимости излучаемой мощности от магнитного поля при постоянной частоте) обладает довольно острым максимумом.

Сравнение случаев использования диэлектрика и феррита

Теперь сравним мощности, выделяемые в случае использования чистого диэлектрика и феррита. Вначале пренебрегаем явлениями, связанными с затуханием. Сравнение формул (27) и (30) на стр. 84 показывает, что относительная мощность, получаемая в этих двух случаях, определяется отношением коэф-

фициентов η . Величина η , соответствующая диэлектрику, приведена на фиг. 1 в левом нижнем углу ($\eta = 0,08$). Рассмотрение этого рисунка показывает, что мощность, получаемая в случае феррита, превосходит соответствующую мощность для диэлектрика по меньшей мере на два порядка (пренебрегая затуханием и другими явлениями, обусловленными тензорными характеристиками среды и рассмотренными в приложении).

Целесообразно исследовать физическую причину такого увеличения мощности. Это, по-видимому, лучше всего осуществить путем сравнения работы, произведенной электронным пучком против сил поля в этих двух случаях. Вообще говоря, эта работа пропорциональна выражению

$$\int \int (\mathbf{E}i) dv dt = \int \int (\mathbf{E}\mathbf{u}) \rho dv dt, \quad (31)$$

где \mathbf{E} — поле, воздействующее на пучок, ρ — плотность заряда в пучке, а интегрирование производится по объему, занятому пучком. Если использовать формулы (1) и (4), то интегрируемая функция в равенстве (31) принимает вид

$$A_1 \alpha \rho_0 e^{-q d} \sin \left(kz - \omega t + \frac{\pi}{2} \right) \sin (kz - \omega t + \varphi). \quad (32)$$

Таким образом, проинтегрированное значение рассматриваемой величины при определенной геометрической конфигурации и данной плотности тока зависит от амплитуды отраженной волны A_1 и ее фазового сдвига ζ по отношению к плотности тока в данной точке

$$\zeta = \frac{\pi}{2} - \varphi. \quad (33)$$

$\cos \zeta$ аналогичен коэффициенту мощности в теории электрических цепей.

Для получения максимальной мощности излучения система должна работать с «единичным коэффициентом мощности», т. е. $\cos \left(\frac{\pi}{2} - \varphi \right) = 1$. Рассчитав этот коэффициент в двух рассматриваемых случаях, получим результат для диэлектрика

$$\cos \left(\frac{\pi}{2} - \varphi \right) \approx 0,03 \quad (34)$$

и для феррита ($\mu' = 10$, $\mu''/\mu' = 5,5$ — данные, соответствующие одному из максимумов на фиг. 1)

$$\cos \left(\frac{\pi}{2} - \varphi \right) \approx 1,00. \quad (35)$$

Отношение амплитуд отраженных волн в этих двух случаях равно

$$\frac{A_{1 \text{ фер.}}}{A_{1 \text{ диэл.}}} = \beta \left[\frac{1}{\beta^2} - \frac{4\theta\Psi}{(\theta\Psi + \beta^2)^2 + \theta^2\Omega^2} \right] \approx 8. \quad (36)$$

Используя эти два коэффициента, можно рассчитать отношение работ, произведенных пучком в этих двух случаях,

$$\frac{W_{\text{фер.}}}{W_{\text{диэл.}}} = \frac{8 \cdot 1}{1 \cdot 0,03} = 2,6 \cdot 10^2, \quad (37)$$

которое определяется путем сравнения векторов Пойнтинга.

Рассуждение, приведенное выше, не учитывает затухания в среде. Для получения типового значения коэффициента затухания δ в формуле (27) следует подставить в формулу (17) численные значения параметров, которые соответствуют случаю, рассмотренному в предыдущем разделе ($\mu' = 10$, $\mu''/\mu' = 5,5$;

$\varepsilon'=10$, $\beta=0,2$). Такой расчет показывает, что толщина скин-слоя равна приблизительно $0,005 \lambda$, где λ —длина волны в свободном пространстве. Это означает, что при $\lambda=1$ мм толщина скин-слоя составляет приблизительно 5 мк. Если предположить, что изложенные выше результаты применимы к среде толщиной в несколько скин-слоев, то становится очевидным, насколько тонкие пленки соответствующих веществ потребуются для устранения в таких устройствах чрезмерно большого затухания. Приведенные выше результаты основаны также на том предположении, что приходящее излучение отсутствует. Для того чтобы это соответствовало действительности, следует осуществлять отбор мощности из среды таким образом, чтобы исключить или свести к минимуму отражения от удаленных частей поверхности среды.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение ферритовой среды вместо чистого диэлектрика в микроволновых устройствах, использующих эффект Черенкова, теоретически дает увеличение излучаемой мощности. Действительно сопротивление излучения, определяемое средой, в случае феррита соответствует лучшему «согласованию» с пучком и, следовательно, лучшей передаче энергии от пучка в среду. Но использование ферритовой среды встречает определенные практические трудности, связанные с явлениями затухания и задачей отвода энергии из самой среды. Если эти трудности окажутся преодолимыми, то использование феррита, по-видимому, приведет к увеличению получаемой высокочастотной мощности.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Полдер показал [3], что для плоской волны, которая распространяется в произвольном направлении через ферромагнитную среду, намагниченную до насыщения вдоль оси z , эффективная магнитная проницаемость определяется следующим выражением:

$$\frac{(\mu^2 - \mu - \alpha^2) \sin^2 \theta + 2\mu \pm \sqrt{(\mu^2 - \mu - \alpha^2) \sin^4 \theta + 4\alpha^2 \cos^2 \theta}}{2[(\mu - 1) \sin^2 \theta + 1]}, \quad (38)$$

где θ —угол между волновым вектором и осью z , а тензор магнитной проницаемости имеет вид

$$\begin{bmatrix} \mu & -j\alpha & 0 \\ j\alpha & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (39)$$

В общем случае возможны две волны с эллиптической поляризацией, распространяющиеся в одном и том же направлении, но с различными скоростями. При $\theta=0$ эффективные магнитные проницаемости равны $\mu \pm \alpha$ и волны имеют круговую поляризацию. При $\theta=\pi/2$ эффективные магнитные проницаемости равны 1 и $(\mu^2 - \alpha^2)/\mu$. Эффективная магнитная проницаемость равна 1 в том случае, когда вектор \mathbf{H} электромагнитной волны параллелен намагничивающему полю и взаимодействие с электронными спинами в среде отсутствует. (В этом случае исключается возможность какого бы то ни было магнитного взаимодействия между электронным пучком и средой.) Величина $(\mu^2 - \alpha^2)/\mu$ соответствует случаю, когда вектор \mathbf{E} электромагнитной волны совпадает по направлению с намагничивающим полем.

В рассматриваемом случае намагничивающее поле должно быть направлено, по-видимому, вдоль оси z (для фокусировки пучка), тогда как вектор магнитного поля, относящийся к излучению Черенкова, направлен вдоль оси y , т. е. параллельно поверхности среды и перпендикулярно намагничивающему полю. Волновой вектор расположен в плоскости $x-z$. Такое расположение

соответствует промежуточному случаю для двух волн с эллиптической поляризацией. Ввиду того что соответствующие условия не могут быть выполнены одновременно для обеих волн (получены необходимые значения μ' и μ'' , рассмотренные в связи с фиг. 1), одна из этих волн, по-видимому, не будет распространяться и излучаемая мощность уменьшится примерно в два раза.

ЛИТЕРАТУРА

1. Иваненко Д., Цытович В. Н., *ЖЭТФ*, **28**, 291 (1955).
2. Иваненко Д., Гургенидзе В., *ДАН СССР*, **67**, 997 (1949).
3. Rolder D., *Phil. Mag.*, **40**, 99 (1949). См. русский перевод «Ферромагнитный резонанс» (сб. статей под ред. Вонсовского С. В.), Издательство иностранной литературы, стр. 87—101, 1952.

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ДВИЖУЩИХСЯ СРЕД И ТЕОРИЯ ЭФФЕКТА ЧЕРЕНКОВА¹⁾

Наг, Абуль Максуд Саид

ВВЕДЕНИЕ

Теория излучения Черенкова для заряженной частицы, которая движется через вещество со скоростью v , превосходящей фазовую скорость электромагнитных волн в данной среде, была разработана Франком и Таммом [4], а также другими авторами [1, 3, 5]. Электромагнитное поле, излучаемое заряженной частицей при движении в безграничной среде, определено в этих работах путем решения уравнений

$$\nabla^2 \varphi - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\frac{4\pi e}{\varepsilon}; \quad (1a)$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi e \mathbf{v}}{c}; \quad (1b)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{A} + \frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0, \quad (1b)$$

где e — заряд, а \mathbf{v} — скорость равномерно движущейся частицы. Векторы поля \mathbf{E} и \mathbf{H} определяются из соотношений

$$\mathbf{H} = \operatorname{rot} \mathbf{A}; \quad \mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}. \quad (2)$$

Затем с помощью теоремы Пойнтинга определяется общая энергия, излучаемая заряженной частицей за единицу времени при $v > c/\sqrt{\varepsilon}$

$$-\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{e^2 v}{c^2} \int_0^{\omega_{\max.}} \left(1 - \frac{1}{\varepsilon \beta^2}\right) \omega d\omega. \quad (3)$$

В данной статье выражение (3) распространено на случай среды с диэлектрической постоянной ε и магнитной проницаемостью μ . При определении электромагнитного поля, воспринимаемого наблюдателем, равномерно движущимся вместе со средой со скоростью v относительно покоящейся заряженной частицы, был использован метод решения, отличный от примененного в указанных выше работах.

Излучение определяется с помощью известных преобразований электромагнитного поля, вытекающих из специальной теории относительности и применимых к данному случаю, поскольку рассматриваемое движение является равномерным. Этот метод приводит к результату, полученному Франком и Таммом, так как электромагнитное поле, воспринимаемое наблюдателем, покоящимся относительно среды, через которую движется заряженная частица, совпадает с полем, воспринимаемым наблюдателем, движущимся вместе со средой со скоростью v относительно заряженной частицы, на этот раз рассматриваемой как покоящаяся. Процесс определения электромагнитного поля разбивается на два этапа. Вначале определяется электромагнитное поле,

¹⁾ Nag B. D., Abul Maksud Sayied, *Proc. Roy. Soc., Ser. A*, 235, № 1203, 544—551 (1956).

воспринимаемое наблюдателем, находящимся в покое относительно заряженной частицы. При этом среда равномерно движется вдоль оси x со скоростью v . Затем предполагается, что наблюдатель движется вместе со средой с той же скоростью (т. е. наблюдатель покоится относительно среды, но в то же время и наблюдатель и среда движутся по отношению к заряженной частице), а электромагнитное поле, воспринимаемое этим наблюдателем, определяется с помощью преобразований Лоренца — Минковского для электромагнитного поля в движущейся среде, вытекающих из специальной теории относительности.

После определения электромагнитного поля излучение Черенкова может быть получено обычным способом с помощью теоремы Пойнтинга.

СЛУЧАЙ, КОГДА НАБЛЮДАТЕЛЬ И ЗАРЯД НАХОДЯТСЯ В ПОКОЕ, А СРЕДА ДВИЖЕТСЯ

Рассмотрим случай, когда прямоугольная система координат связана с наблюдателем, заряд распределен в среде с плотностью ρ , а среда равномерно движется вдоль оси x со скоростью v . Электромагнитное поле в среде, воспринимаемое наблюдателем, описывается феноменологическими уравнениями Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \quad (4a)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \rho \mathbf{v}; \quad (4б)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 4\pi\rho; \quad (4в)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0. \quad (4г)$$

Поскольку среда движется равномерно со скоростью v , соотношения между векторами \mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{D} и \mathbf{B} могут быть записаны в виде [2]

$$\mathbf{D} + \frac{1}{c} [\mathbf{vH}] = \epsilon \mathbf{E} + \frac{\epsilon}{c} [\mathbf{vB}]; \quad (5a)$$

$$\mathbf{B} - \frac{1}{c} [\mathbf{vE}] = \mu \mathbf{H} - \frac{\mu}{c} [\mathbf{vD}], \quad (5б)$$

где ϵ и μ — соответственно диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, находящейся в покое.

Поскольку среда движется с постоянной скоростью, электромагнитное поле, воспринимаемое наблюдателем в точке (x, y, z) , не зависит от времени t , а токи проводимости отсутствуют, уравнения (4) принимают вид

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0; \quad (6a)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = 0; \quad (6б)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = 4\pi\rho; \quad (6в)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0. \quad (6г)$$

Полагаем

$$\mathbf{B} = \operatorname{rot} \mathbf{A}; \quad (7a)$$

$$\mathbf{E} = -\operatorname{grad} \varphi. \quad (7б)$$

Вычисляя дивергенцию от обеих частей уравнения (5a) и предполагая, что среда однородна и изотропна, получим

$$\operatorname{div} \mathbf{D} + \frac{1}{c} (\mathbf{H} \operatorname{rot} \mathbf{v} - \mathbf{v} \operatorname{rot} \mathbf{H}) = \epsilon \operatorname{div} \mathbf{E} + \frac{\epsilon}{c} (\mathbf{B} \operatorname{rot} \mathbf{v} - \mathbf{v} \operatorname{rot} \mathbf{B}).$$

Поскольку \mathbf{v} постоянно, $\text{rot } \mathbf{v} = 0$. Используя равенства (6б), (6в), (7а) и (7б), получим

$$\frac{1}{c} \mathbf{v} \text{rot rot } \mathbf{A} + \nabla^2 \varphi = -\frac{4\pi\rho}{\varepsilon}. \quad (8)$$

Исключая \mathbf{D} из уравнений (5а) и (5б), принимаем

$$\mathbf{H}\mathbf{v} = 0 = \mathbf{B}\mathbf{v}, \quad (9)$$

ввиду того что магнитное поле, возникающее при относительном движении, всегда перпендикулярно направлению движения. После дальнейших упрощений получим

$$\mathbf{H} = \frac{1 - \varepsilon\mu\beta^2}{\mu(1 - \beta^2)} \mathbf{B} - \frac{1 - \varepsilon\mu}{\mu c(1 - \beta^2)} [\mathbf{v}\mathbf{E}], \quad (10)$$

где $v = \beta c$. Вычисляя ротор от обеих частей равенства (10), подставляя выражения (6б), (7а), (7б) и упрощая, получим

$$c(1 - \varepsilon\mu\beta^2) \text{rot rot } \mathbf{A} + \mathbf{v}(1 - \varepsilon\mu) \nabla^2 \varphi + (1 - \varepsilon\mu) [(\mathbf{v}\nabla) \mathbf{E}] = 0. \quad (11)$$

Учитывая, что \mathbf{v} в скалярном произведении, содержащемся в (11), имеет только одну составляющую v_x , можно записать

$$c(1 - \varepsilon\mu\beta^2) \mathbf{v} \text{rot rot } \mathbf{A} + v_x^2(1 - \varepsilon\mu) \left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} \right] = 0. \quad (12)$$

Умножая (8) на $c^2(1 - \varepsilon\mu\beta^2)$ и подставляя в (12), исключим \mathbf{A}

$$\frac{1}{\lambda} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -\frac{4\pi\rho}{\varepsilon\lambda}, \quad (13)$$

где величина

$$\lambda = \frac{1 - \beta^2}{1 - \varepsilon\mu\beta^2}$$

1) положительна при $v < \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$,

2) отрицательна при $v > \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}$,

3) равна 1 при $v = 0$ (уравнение (13) превращается в уравнение Пуассона),

4) равна 1 при $\varepsilon = \mu = 1$ (в вакууме) (14)

Рассмотрим уравнение (11), записанное в векторной форме

$$\text{rot rot} \left[\mathbf{i} \left(A_x - \frac{v_x}{k} \varphi \right) + \mathbf{j} A_y + \mathbf{k} A_z \right] = 0, \quad (15)$$

где

$$k = \frac{c(1 - \varepsilon\mu\beta^2)}{1 - \varepsilon\mu}. \quad (16)$$

В соответствии с равенством (9)

$$A_y = A_z = 0, \quad (17a)$$

а A_x и φ связаны зависимостью

$$A_x = \frac{v_x}{k} \varphi = \frac{(1 - \varepsilon\mu)\beta}{1 - \varepsilon\mu\beta^2} \varphi. \quad (17б)$$

Следует отметить два обстоятельства:

1. Как показано Зоммерфельдом [7], обобщенный масштаб Лоренца, т. е. уравнение (1в) в том виде, в каком оно было использовано Франком и Таммом, не является инвариантным в релятивистском смысле. По Зоммерфельду, это обусловлено наличием диэлектрической постоянной ε в уравнении для покоящейся среды и не имеет смысла для движущейся среды. Поскольку

в нашем случае исходными уравнениями являются равенства (5а) и (5б), непосредственно определяющие соотношения для движущейся среды, сделанные выводы не связаны с подобными затруднениями и приводят к выражениям для эффективной диэлектрической постоянной движущейся среды, воспринимаемой неподвижным наблюдателем.

2. Внутреннее содержание приведенных уравнений, независимо от их математической совместности, также очевидно из физических соображений, основанных на специальной теории относительности, согласно которой можно ощущать движение среды с ε или μ отличным от единицы, но никак нельзя обнаружить движение среды с $\varepsilon = \mu = 1$ (эфира).

Это положение содержится в приведенных уравнениях и поясняется формулой (17б). Если заряд находится в покое относительно наблюдателя, а среда движется со скоростью $v = \beta c$, то наблюдатель может измерить векторный потенциал A_x , т. е. воспринять магнитное поле, которое указывает на движение среды до тех пор, пока ε или μ не равно единице. Но как только $\varepsilon = \mu = 1$ (эфир), векторный потенциал (т. е. магнитное поле) обращается в нуль, наблюдатель не может обнаружить движение такой среды.

Определение электромагнитного поля, возникающего при равномерном движении среды, сводится в этом случае к нахождению решений уравнения (13), удовлетворяющих соответствующим граничным условиям. Уравнение (13) после подстановки в него распределения плотности заряда ρ , соответствующего точечному заряду e , принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{\lambda} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} &= -\frac{4\pi e}{\varepsilon \lambda} \delta(x) \delta(y) \delta(z) = \\ &= -\frac{4\pi e}{8\pi^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\varepsilon \lambda} e^{j(k_1 x + k_2 y + k_3 z)} dk_1 dk_2 dk_3. \end{aligned} \quad (18)$$

Это уравнение может быть эллиптическим или гиперболическим в зависимости от того, положительно или отрицательно значение λ , т. е. $v < c/\sqrt{\varepsilon\mu}$ или $v > c/\sqrt{\varepsilon\mu}$. В случае положительного значения λ , когда $v < c/\sqrt{\varepsilon\mu}$, решение представляет затухающее электромагнитное поле, сосредоточенное в непосредственной близости от заряженной частицы. При этом потери энергии на излучение Черенкова отсутствуют. В случае отрицательного значения λ , когда $v > c/\sqrt{\varepsilon\mu}$, решение представляет гармоническое поле, т. е. излучаемая энергия имеет положительное значение и соответствует излучению Черенкова. Решения для случая $v > c/\sqrt{\varepsilon\mu}$ могут быть получены обобщенными инверсионными методами Соколова и Иваненко [6]. Допустим, что в уравнении (18)

$$\lambda = -\frac{1}{\gamma^2}, \quad (19)$$

где γ — положительная величина. Тогда решение для φ запишется в виде

$$\begin{aligned} \varphi = -\frac{e}{2\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\gamma^2}{\varepsilon} e^{j(k_1 x + k_2 y + k_3 z)} \left\{ \frac{1}{k_2^2 + k_3^2 - \gamma^2 k_1^2} \pm \right. \\ \left. \pm j\pi \delta(k_2^2 + k_3^2 - \gamma^2 k_1^2) \right\} dk_1 dk_2 dk_3, \end{aligned} \quad (20)$$

где выбор знака перед вторым членом в фигурных скобках зависит от того, какой потенциал нужно получить: запаздывающий или опережающий. Используя решение с запаздывающим потенциалом, переходя от прямоугольной

системы координат к цилиндрической, учитывая соотношения

$$\begin{aligned} k &= \sqrt{k_2^2 + k_3^2}; \\ \psi &= \operatorname{tg}^{-1} \frac{k_3}{k_2}; \\ r &= \sqrt{y^2 + z^2} \end{aligned} \quad (21)$$

и интегрируя по переменной ψ , получим

$$\varphi = -\frac{e}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\gamma^2}{\varepsilon} e^{ik_1 x} dk_1 \int_0^{\infty} k J_0(kr) \left\{ \frac{1}{k^2 - \gamma^2 k_1^2} + j\pi \frac{k_1}{|k_1|} \delta(k^2 - \gamma^2 k_1^2) \right\} dk.$$

Используя хорошо известные соотношения

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} \frac{J_0(kr)}{k^2 - a^2} k dk &= -\frac{\pi}{2} N_0(ar), \\ \int_0^{\infty} J_0(kr) \delta(k^2 - a^2) k dk &= \frac{1}{2} J_0(ar), \end{aligned}$$

получим

$$\varphi = -\frac{ej}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\gamma^2}{\varepsilon} e^{ik_1 x} \left\{ \frac{k_1}{|k_1|} J_0(r\gamma|k_1|) + jN_0(r\gamma|k_1|) \right\} dk_1. \quad (22)$$

Величина φ , определяемая по формуле (22), позволяет найти вектор \mathbf{E} с помощью (76), вектор \mathbf{B} с помощью (7а) и (176), вектор \mathbf{H} с помощью (10) и вектор \mathbf{D} с помощью (5а). Зависимость этих векторов от φ имеет вид

$$\left. \begin{aligned} B_x &= 0 \\ B_y &= \frac{(1 - \varepsilon\mu)\beta}{1 - \varepsilon\mu\beta^2} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \\ B_z &= -\frac{(1 - \varepsilon\mu)\beta}{1 - \varepsilon\mu\beta^2} \frac{\partial \varphi}{\partial y} \end{aligned} \right\}, \quad (23)$$

$$H_x = H_y = H_z = 0; \quad (24)$$

$$\left. \begin{aligned} D_x &= -\varepsilon \frac{\partial \varphi}{\partial x} \\ D_y &= -\varepsilon\lambda \frac{\partial \varphi}{\partial y} \\ D_z &= -\varepsilon\lambda \frac{\partial \varphi}{\partial z} \end{aligned} \right\}. \quad (25)$$

Следует отметить, что в равенствах (13) и (25) вместо диэлектрической постоянной ε имеется величина $\varepsilon\lambda$. Если желательно сохранить прежнее определение для диэлектрической постоянной, рассматриваемой как отношение вектора смещения \mathbf{D} к вектору напряженности \mathbf{E} , то под $\varepsilon\lambda$ следует понимать диэлектрическую постоянную движущейся среды, воспринимаемую наблюдателем в направлении, перпендикулярном к направлению ее движения.

СЛУЧАЙ, КОГДА ЗЯРЯД НАХОДИТСЯ В ПОКОЕ, А СРЕДА И НАБЛЮДАТЕЛЬ ДВИЖУТСЯ

Используя преобразования Лоренца — Минковского для движущейся среды, выразим теперь электромагнитное поле (определяемое векторами \mathbf{E}' , \mathbf{H}' , \mathbf{B}' , \mathbf{D}'), воспринимаемое наблюдателем S' , который движется вместе

со средой с той же скоростью v_x (по отношению к заряженной частице), через векторы поля \mathbf{E} , \mathbf{H} , \mathbf{B} , \mathbf{D} , воспринимаемые наблюдателем S , который находится в покое относительно заряженной частицы (при движущейся среде). Поскольку для определения вектора Пойнтинга требуются только величины E'_x , H'_y и H'_z , эти преобразования запишутся в виде

$$E'_x = E_x + \frac{1}{c} [\mathbf{vB}]_x = E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}; \quad (26a)$$

$$\left. \begin{aligned} H'_y &= \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \left[H_y - \frac{1}{c} [\mathbf{vD}]_y \right] = \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} D_z = -\frac{\varepsilon\lambda\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \\ H'_z &= \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \left[H_z - \frac{1}{c} [\mathbf{vD}]_z \right] = -\frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} D_y = \frac{\varepsilon\lambda\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \frac{\partial \varphi}{\partial y} \end{aligned} \right\}. \quad (26b)$$

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ, ИЗЛУЧАЕМОЙ В ЕДИНИЦУ ВРЕМЕНИ

Энергия, излучаемая заряженной частицей за 1 сек., равна потоку мощности через поверхность цилиндра (ось цилиндра совпадает с осью x), измеряемому движущимся наблюдателем. Согласно теореме Пойнтинга, имеем

$$\begin{aligned} -\frac{\partial W}{\partial t} &= \frac{c}{4\pi} \int [\mathbf{E}'\mathbf{H}']_n dS' = \frac{c}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E_x H'_r r' d\theta' dx' = \\ &= \frac{cr'}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\varepsilon\lambda\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \frac{\partial \varphi}{\partial r} dx'. \end{aligned} \quad (27)$$

Учитывая, что

$$\begin{aligned} r &= r'; \\ x &= \frac{x' - vt'}{\sqrt{1-\beta^2}}; \\ dx &= \frac{dx'}{\sqrt{1-\beta^2}}, \end{aligned}$$

можно записать

$$-\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{cr\beta}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon\lambda \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial \varphi}{\partial r} dx. \quad (28)$$

Таким образом,

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial x} &= \frac{\theta}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{k_1 r^2}{\varepsilon} e^{jk_1 x} \left\{ \frac{k_1}{|k_1|} J_0(r\gamma |k_1|) + jN_0(r\gamma |k_1|) \right\} dk_1 \\ \frac{\partial \varphi^*}{\partial r} &= -\frac{ej}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\gamma^3}{\varepsilon} e^{-jk_1^* x} \{ k_1^* J'_0(r\gamma |k_1^*|) - j|k_1^*| N'_0(r\gamma |k_1^*|) \} dk_1^* \end{aligned} \right\}. \quad (29)$$

При подстановке $(\partial \varphi / \partial x)(\partial \varphi / \partial r)$ в формулу (28) используем произведение $(\partial \varphi / \partial x)(\partial \varphi^* / \partial r)$, для того чтобы исключить явление поглощения и получить реально происходящее излучение. Используя известные соотношения для δ -функции, получим

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{j(k_1 - k_1^*)x} dx &= 2\pi \delta(k_1 - k_1^*); \\ \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) \delta(x - x') dx &= f(x'), \end{aligned}$$

а для функций Бесселя

$$J_0(x) N'_0(x) - J'_0(x) N_0(x) = \frac{2}{\pi x}$$

и после упрощений получим

$$-\frac{\partial W}{\partial t} = e^2 v \int_0^\infty \frac{1}{\varepsilon} \frac{1 - \varepsilon \mu \beta^2}{1 - \beta^2} k_1 dk_1.$$

Поскольку частота ω , измеряемая наблюдателем S , который находится в покое относительно заряженной частицы, связана с k_1 следующим образом:

$$\omega = k_1 v,$$

т. е.

$$k_1 dk_1 = \frac{1}{v^2} \omega d\omega,$$

приведенное выше выражение принимает вид

$$-\frac{dW}{dt} = \frac{e^2 v}{\sqrt{1 - \beta^2}} \int_0^\infty \frac{1}{\varepsilon} (1 - \varepsilon \mu \beta^2) \frac{1}{v^2} \omega d\omega.$$

Используя соотношение $\omega' = \omega / \sqrt{1 - \beta^2}$, можно учесть эффект Допплера, обусловленный движением наблюдателя

$$-\frac{dW}{dt} = \frac{e^2 v}{c^2} \int_0^\infty \mu \left(1 - \frac{1}{\varepsilon \mu \beta^2} \right) \omega' d\omega', \quad (30)$$

где ω' — угловая частота излучения, воспринимаемая наблюдателем, который движется вместе со средой, обладающей диэлектрической постоянной ε и магнитной проницаемостью μ . Согласно экспериментальным данным, ε и μ являются функциями частоты. Теоретическое объяснение этой зависимости может быть получено с помощью атомной модели гармонического осциллятора, предложенной Лоренцом.

Принимая во внимание зависимости фазовой скорости в среде от частоты излучения, можно ввести частоту отсечки $\omega'_{\text{макс.}}$ вместо бесконечности в верхнем пределе интегрирования, определяя эту частоту так же, как в [4], т. е. соотношением

$$\beta \sqrt{(\varepsilon \mu)_{\omega'_{\text{макс.}}}} = 1. \quad (31)$$

Таким образом, формула для потери энергии в единицу времени принимает вид

$$-\frac{dW}{dt} = \frac{e^2 v}{c^2} \int_0^{\omega'_{\text{макс.}}} \mu \left(1 - \frac{1}{\varepsilon \mu \beta^2} \right) \omega' d\omega' \quad (32)$$

и в точности совпадает с формулой Франка и Тамма при $\mu = 1$. Точно такой же результат может быть получен методом Франка и Тамма (см. приложение).

Следует отметить, что с появлением μ интенсивность излучения Черенкова возрастает. Например, в среде с $\mu = 1,5$ и $\varepsilon = 1$ излучение Черенкова в μ раз больше, чем в среде с $\varepsilon = 1,5$ и $\mu = 1$. Можно показать, что асимметрия формулы (32) по отношению к ε и μ является следствием асимметрии между **D** и **B** в уравнениях для дивергенции (6в) и (6г). Зависимость излу-

чения Черенкова от магнитной проницаемости изучается нами в настоящее время с точки зрения экспериментального исследования и проверки на средах с большой магнитной проницаемостью в определенных диапазонах частот.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Используя обобщенную форму уравнений (1) и (2)

$$\nabla^2 \varphi - \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\frac{4\pi e}{\varepsilon}; \quad (1a')$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} - \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi \mu e \mathbf{v}}{c}; \quad (1б')$$

$$\operatorname{div} \mathbf{A} + \frac{\varepsilon \mu}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0; \quad (1в')$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \operatorname{rot} \mathbf{A}; \quad (2a')$$

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{D}}{\varepsilon} = -\operatorname{grad} \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}, \quad (2б')$$

получим решения для φ в виде

$$\varphi = \frac{je}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\varepsilon} e^{j\lambda(x-vt)} \left[\frac{\chi}{|\chi|} J_0(r\eta|\chi|) + jN_0(r\eta|\chi|) \right] d\chi,$$

которое соответствует случаю, когда заряд e движется со скоростью v вдоль оси x . При этом

$$\eta^2 = \varepsilon \mu \beta^2 - 1.$$

Убыль энергии за 1 сек. определяется обычным способом, который приводит к обобщенной форме равенства (3)

$$-\frac{dW}{dt} = \frac{e^2 v}{c^2} \int_0^{\omega_{\text{макс.}}} \mu \left(1 - \frac{1}{\varepsilon \mu \beta^2} \right) \omega d\omega. \quad (3')$$

ЛИТЕРАТУРА

1. В е с к Г., *Phys. Rev.*, **74**, 795 (1948).
2. Б е к к е р А., Теория электричества, ГОНТИ, 1939.
3. В о н г А. К., *Danske Vidensk. Selskab. Math. Fys. Medd.*, **25**, № 19, 1 (1948).
4. Ф р а н к И. М., Т а м м И. Е., *ДАН СССР*, **14**, № 3, 107 (1937).
5. S h o e n b e r g М., *Nuovo Cim.*, **8**, 159 (1951) и последующие статьи.
6. С о к о л о в А. А., И в а н е н к о Д. Д., Классическая теория поля, стр. 84, Гостехиздат, 1951.
7. З о м м е р ф е л ь д А., Оптика, Издательство иностранной литературы, 1953.

ИЗЛУЧЕНИЕ ЧЕРЕНКОВА¹⁾

Танака

Гинзбург, применяя метод Гамильтона и электродинамику анизотропных сред, исследовал излучение Черенкова для одноосных кристаллов в случае движения электрона параллельно или перпендикулярно оптической оси [1, 2].

Используя формальные результаты Гинзбурга, получаем выражение для энергии, излучаемой частицей на единице длины пробега в пределах угла между φ и $\varphi + d\varphi^2$,

$$\frac{dH_i}{dl} = \frac{(2\pi)^6}{v_0^2 c^2 2\pi} \int_0^{2\pi} \int_{\beta n_{\lambda i} > 1}^{\infty} \mathbf{j}_k \mathbf{a}_{\lambda i}^2 \omega_{\lambda i} n_{\lambda i}^2(\theta_0, \varphi) d\omega_{\lambda i} d\varphi \dots, \quad (1)$$

где φ и θ_0 определяют взаимную ориентацию волнового вектора \mathbf{k}_λ и постоянной скорости частицы \mathbf{v}_0 , φ — угол между проекцией \mathbf{k}_λ на плоскость xz и осью x , $\mathbf{a}_{\lambda i}$ — составляющая нормализованных соответствующим образом векторов напряженности электрического поля, \mathbf{j}_k — составляющая Фурье для плотности заряда, а $n_{\lambda i}$ — коэффициент преломления. Индекс i соответствует двум направлениям поляризации, угол θ_0 определяется из соотношения

$$\cos \theta_{0i} = \frac{c}{n_{\lambda i} v_0} = \frac{1}{n_{\lambda i} \beta}, \quad (2)$$

а $\omega_{\lambda i}$ выражается в виде

$$\omega_{\lambda i}^2 = \frac{k_\lambda^2 c^2}{n_{\lambda i}^2} = c^2 \{(\mathbf{k}_\lambda^2 \mathbf{a}_{\lambda i}^2) - (\mathbf{k}_\lambda \mathbf{a}_{\lambda i})^2\}. \quad (3)$$

Пусть $\mathbf{a}_{\lambda i}$ в изотропных кристаллах находится в плоскости, определяемой векторами \mathbf{v}_0 и \mathbf{k}_λ . Производя в (1) интегрирование по φ , получим

$$\frac{dH_1}{dl} = \frac{(2\pi)^6}{v_0^2 c^2} \int_{\beta n_\lambda > 1}^{\infty} \mathbf{j}_k^2 \left(1 - \frac{1}{n_\lambda^2(\omega) \beta^2}\right) \omega d\omega, \quad (4)$$

$$\frac{dH_2}{dl} = 0.$$

Для заряженных частиц, если вблизи частиц $\mathbf{k}r \ll 1$,

$$\mathbf{j}_k = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{j}(r) e^{-i\mathbf{k}_\lambda \mathbf{r}} d\mathbf{r} = \frac{e\mathbf{v}_0}{(2\pi)^3}. \quad (5)$$

Подставив (5) в (4), получим формулу Франка и Тамма [3], которая определяет общую энергию, излучаемую заряженной частицей через поверхность

¹ Танака К., *Phys. Rev.*, **93**, № 3, 459—460 (1954).

² Методы расчета приведены в [1 и 2].

цилиндра, ось которого совпадает с направлением движения частиц на единице длины

$$\frac{dH_1}{dl} = \frac{e^2}{c^2} \int_{\beta n_{\lambda} > 1}^{\infty} \left(1 - \frac{1}{n_{\lambda}^2(\omega) \beta^2} \right) \omega d\omega. \quad (6)$$

Для нейтронов

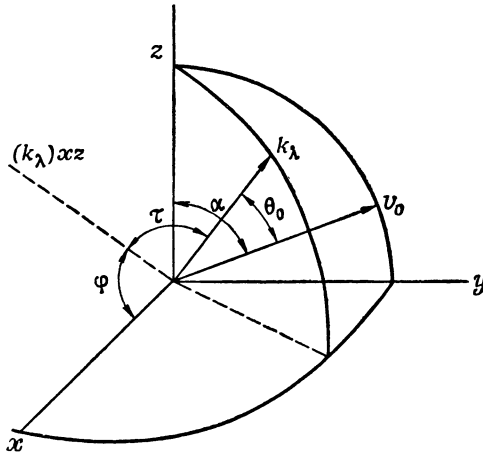
$$\begin{aligned} j_k &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{j}(r) e^{-ikr} d\mathbf{r} = \\ &= \frac{c}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} [\nabla \mathbf{m}(r)] e^{-ikr} d\mathbf{r} = \frac{c}{(2\pi)^3} [\mathbf{Mk}], \end{aligned} \quad (7)$$

где \mathbf{M} — магнитный момент нейтрона.

Подставляя (7) в (4) и предполагая, что нейтроны имеют в пространстве беспорядочную ориентацию, находим [4]

$$\frac{dH_1}{dl} = \frac{M^2}{3v^2} \int_{\beta n_{\lambda} > 1}^{\infty} \frac{\omega^2 n_{\lambda}^2}{c^2} \left(1 - \frac{1}{n_{\lambda}^2(\omega) \beta^2} \right) \omega d\omega. \quad (8)$$

В этом распределении по сравнению со случаем заряженных частиц появились два дополнительных члена, зависящих от частоты.



Фиг. 1. График, характеризующий взаимное расположение оптической оси z , волнового вектора \mathbf{k} и вектора скорости электрона \mathbf{v} .

Из сравнения (6) и (8) следует, что отношение $dH/d\omega dl$ для нейтронов к $dH/d\omega dl$ для заряженных частиц в диапазоне видимого света имеет порядок 10^{-17} .

Выберем вектор скорости электрона \mathbf{v}_0 в соответствии с фиг. 1 так, чтобы он определял плоскость yz . Оптическая ось располагается вдоль оси z . Индексы o и e относятся соответственно к обыкновенным и необыкновенным лучам

$$\varepsilon_o = \varepsilon_x = \varepsilon_y; \quad \varepsilon_o = \varepsilon_x.$$

Ниже приводятся полученные выражения для $n_{\lambda i}^2$ и $(2\pi)^6 (\mathbf{j}_k \mathbf{a}_{\lambda i})^2 = e^2 (\mathbf{v}_0 \mathbf{a}_{\lambda i})^2$, которые следует подставить в формулу (1),

$$n_{\lambda o}^2 = \varepsilon_o; \quad (9a)$$

$$n_{\lambda e}^2 = \varepsilon_o \cos^2 \varphi + \varepsilon_e \sin^2 \varphi + (\varepsilon_o - \varepsilon_e) \sin^2 \varphi \sin^2 \tau, \quad (9b)$$

где

$$\sin \tau = \frac{\cos \theta_i \sin \alpha \pm \sin \varphi \cos \alpha \sqrt{\sin^2 \alpha - \cos^2 \theta_i + \cos^2 \alpha \sin^2 \varphi}}{\sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha \sin^2 \varphi}; \quad (10)$$

$$\cos \theta_0 = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0} \beta}; \quad (11a)$$

$$\cos \theta_e = \sqrt{\frac{Q}{R}}; \quad (11б)$$

$$\begin{aligned} Q = & \frac{1}{(\varepsilon_o - \varepsilon_e)^2 \sin^4 \varphi} \{ \beta^2 \varepsilon_e \varepsilon_o e (d \sin^2 \alpha + \varepsilon_o \cos^2 \alpha \sin^2 \varphi) + \\ & + (\varepsilon_o - \varepsilon_e) \sin^2 \varphi (\varepsilon_o \sin^2 \varphi \cos^2 \alpha - d \sin^2 \alpha) + \\ & + 2 (\varepsilon_o - \varepsilon_e) \sqrt{\varepsilon_e \varepsilon_o (d \sin^2 \alpha + \varepsilon_o \cos^2 \alpha \sin^2 \varphi)} \beta \cos \alpha \sin \alpha \sin^3 \varphi \}; \\ R = & \left(\frac{\beta^2 \varepsilon_e \varepsilon_o}{\varepsilon_o - \varepsilon_e} \right)^2 \frac{e^2}{\sin^4 \varphi} - 2 (\sin^2 \alpha - \sin^2 \varphi \cos^2 \alpha) \frac{\beta^2 \varepsilon_e \varepsilon_o}{(\varepsilon_o - \varepsilon_e) \sin^2 \varphi} + 1; \\ & d = \varepsilon_o \cos^2 \varphi + \varepsilon_e \sin^2 \varphi; \\ & e = \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha \sin^2 \varphi; \\ (\mathbf{v}_0 \mathbf{a}_{\lambda 0})^2 = & v_0^2 \frac{\cos^2 \varphi \sin^2 \alpha (1 - \sin^2 \tau)}{\varepsilon_o (\cos^2 \varphi + \sin^2 \tau \sin^2 \varphi)} \quad (12a) \\ (\mathbf{v}_0 \mathbf{a}_{\lambda e})^2 = & \frac{N}{D}, \quad (12б) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} N = & v_0^2 \left\{ (-\sin^2 \alpha \sin^2 \varphi + \cos^2 \alpha \sin^4 \varphi) \sin^4 \tau + \right. \\ & + (\sin^2 \varphi \sin^2 \alpha + 2 \cos^2 \alpha \sin^2 \varphi) \sin^2 \tau + \cos^6 \alpha \pm \\ & \left. \pm 2 \frac{\varepsilon_o}{\varepsilon_e} \sin \alpha \cos \alpha (\cos^2 \varphi + \sin^2 \tau \sin^2 \varphi) \sin \tau \sqrt{\sin^2 \varphi (1 - \sin^2 \tau)} \right\}; \\ D = & \varepsilon_o \left\{ \left(\sin^2 \varphi + \frac{\varepsilon_o}{\varepsilon_e} \cos^2 \varphi \right) - \left(1 - \frac{\varepsilon_o}{\varepsilon_e} \right) \sin^2 \varphi \sin^2 \tau \right\} \times \\ & \times \{ \cos^2 \varphi + \sin^2 \tau \sin^2 \varphi \}, \end{aligned}$$

а $\sin \tau$ определяется по формуле (10).

Если частица движется параллельно или перпендикулярно оптической оси, то угол, определяющий направление скорости, следует положить равным $\alpha = 0$ и $\alpha = \pi/2$, что приводит без труда к результатам, полученным Гинзбургом.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Гинзбург В. Л., *J. Phys. (USSR)*, **3**, 95 (1940).
2. Гинзбург В. Л., *J. Phys. (USSR)*, **3**, 101 (1940).
3. Тамм И. Е., *J. Phys. (USSR)*, **1**, 439 (1939).
4. Тапак К., *Phys. Rev.*, **90**, 358 (1953).

ВСТРЕЧА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ С «ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ ЧЕРЕНКОВА»¹⁾

Ламперт

ВВЕДЕНИЕ

Хотя эффекту Черенкова посвящен ряд фундаментальных работ [1—7], излучение электромагнитной энергии электронами, равномерно движущимися в среде со скоростью, превосходящей скорость электромагнитных волн в этой среде (задача о взаимодействии приходящих извне электромагнитных волн с электронами Черенкова), до сих пор не было изучено²⁾. В статье исследуется частная задача подобного типа: рассматривается встреча плоской электромагнитной волны, распространяющейся в замедляющей среде (например, в диэлектрике), с электронным газом, движущимся в этой среде или в непосредственной близости от нее со скоростью, превосходящей скорость волны в данной среде. В дальнейшем изложении такая совокупность электронов называется электронным газом Черенкова.

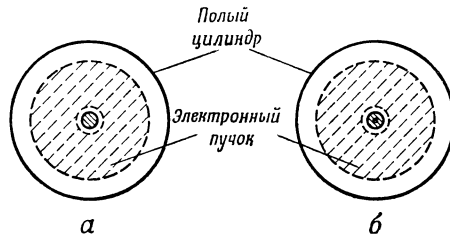
Рассмотрение этой задачи производится в рамках теоретического изучения возможностей использования эффекта Допплера для увеличения частоты доступной в настоящее время электромагнитной мощности путем отражения этой мощности от электронного потока. Можно надеяться, что такой способ позволит генерировать недоступную нам в настоящее время когерентную электромагнитную мощность на волнах длиной порядка 1 мм и меньше, используя при этом мощность, снимаемую на более низких частотах с обычных высокочастотных электровакуумных приборов. Эта идея была выдвинута в 1952 г. Ландэкером [8], предложившим использовать электронный поток в вакууме для отражения электромагнитной мощности, распространяющейся со скоростью $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/сек. При этом для получения существенного увеличения частоты необходимо применять электроны с релятивистскими скоростями. Так, например, для увеличения частоты в 100 раз необходимо осуществить отражение электромагнитной волны от пучка, обладающего энергией примерно 2 Мэв. Однако следует отметить, что эффект Допплера относится к скорости электромагнитной волны в данной среде, поэтому можно ожидать, что желаемое увеличение частоты может быть достигнуто путем использования нерелятивистского электронного пучка, движущегося в вакууме, но тесно связанного с электромагнитной волной, замедленной с помощью соответствующей среды³⁾. На фиг. 1 представлены две возможные экспериментальные схемы, предназначенные для этой цели. В обоих случаях используются вакуумные коаксиаль-

¹⁾ L a m p e r t M. A., *Phys. Rev.*, 102, № 2, 299—304 (1956).

²⁾ Взаимодействие электронного пучка с электромагнитными волнами, распространяющимися медленнее этого пучка, рассматривалось неоднократно в литературе, посвященной лампам с бегущей волной, лампам с волной пространственного заряда и другим аналогичным приборам. Эти исследования в основном посвящены вопросу о нарастании волны, который не входит в круг проблем, рассматриваемых в данной статье.

³⁾ В статье Гинзбурга [9] рассматривается возможность генерирования миллиметровых волн путем использования эффекта Допплера, связанного с излучением ускоренных электронов, движущихся вблизи диэлектрика. Рассматривается также непосредственно излучение Черенкова, происходящее при равномерном движении электронов вблизи диэлектрика. Первое предложение аналогично схеме «ондулятора», выдвинутой и разработанной независимо Кольманом и Моцом [10] в США.

ные устройства. В схеме фиг. 1, а замедление осуществляется диэлектрическим стержнем, а в схеме фиг. 1, б—проводом, окруженным диэлектриком. В обоих случаях электронный пучок обволакивает внутренний стержень и практически заполняет пространство между внутренним стержнем и наружным металлическим цилиндром. Предполагается, что пучок обладает более или менее плоским передним фронтом и что электромагнитная волна с частотой f_i , соответствующая основному типу, распространяющемуся в данной системе, падает



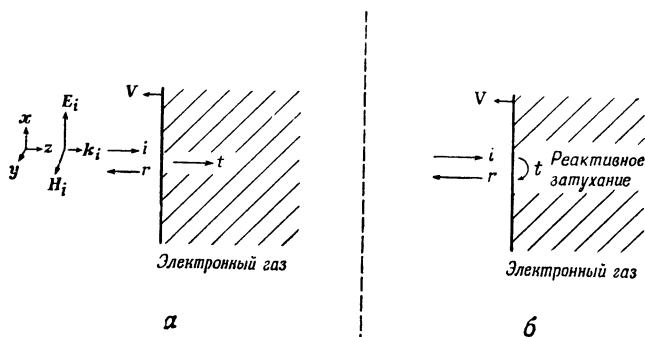
Фиг. 1. Схемы для лабораторных экспериментов с электронным пучком, движущимся в вакууме и связанным с электромагнитной волной, замедленной с помощью соответствующей среды; а—схема с диэлектрическим стержнем внутри цилиндра; б—схема с проводом, покрытым диэлектриком, внутри цилиндра.

на передний фронт пучка. Тогда частота f_r отраженной составляющей основного типа волны определяется соотношением $f_r/f_i = (1 + \zeta)/(1 - \zeta)$, где $\zeta = v/v_p$, v —скорость пучка, а v_p —фазовая скорость падающей электромагнитной волны. Эта формула совпадает с классическим выражением для эффекта Доплера в вакууме, если вместо ζ подставить $\beta = v/c$. При ζ , достаточно близком к единице, но не превосходящем ее, могут быть, по крайней мере в принципе, получены произвольно большие изменения частоты. В действительности имеются значительные практические трудности при использовании такой схемы для получения больших изменений частоты. Однако далее останавливаться на этом частном вопросе нецелесообразно.

Вполне естественным последующим этапом после рассмотрения эффекта Доплера для замедленной волны является исследование случая $\zeta > 1$, когда электромагнитная волна встречается с электронным газом Черенкова. Эта задача представляет значительный интерес, так как если плоская волна, распространяющаяся со скоростью $v_p = c$ при аналогичных обстоятельствах встречается с электронным газом, движущимся в вакууме, то этот газ действует на падающую на него волну как движущееся зеркало, если только концентрация электронов в газе достаточно высока. Падающая волна отражается в вакуум, и электромагнитное поле проникает в электронный газ только с реактивным затуханием. Это явление изображено схематически на фиг. 2, б, где при замене диэлектрика вакуумом i относится к падающей электромагнитной волне; r — к волне, отраженной в вакуум; t — к волне, прошедшей в электронный газ. Реактивному затуханию соответствует в случае, например, неподвижной среды зависимость от z и t в виде $e^{j\omega t - \Gamma z}$, где ω и Γ действительны, а система координат совпадает с изображенной на фиг. 2. В этом случае электромагнитная энергия не распространяется в среде, а действительная часть комплексного вектора Пойнтинга равна нулю.

При встрече электромагнитной волны с электронным газом Черенкова отраженная волна в обычном понимании отсутствует. Независимо от степени концентрации электронов электронный газ может поглощать и пропускать электромагнитную энергию. Действительно, нетрудно показать, что в случае

электромагнитных волн, амплитуда которых на границе электронного газа увеличивается или уменьшается по экспоненциальному закону, граничные условия не могут быть удовлетворены. Однако можно показать, что электронный газ Черенкова с достаточно высокой плотностью может все-таки обнаружить «зеркальные» свойства, изменяя внутри газа направление распространения падающей волны. Это явление изображено схематически на фиг. 3, б и более подробно

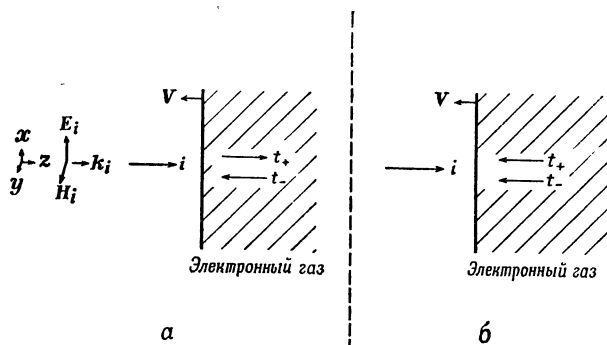


Ф и г. 2. Схематическое изображение двух случаев встречи однородной плоской электромагнитной волны с электронным газом, движущимся через диэлектрик, при наличии дочеренковских скоростей ($\zeta < 1$).

$$a-P < \frac{1+\zeta}{1-\zeta};$$

$$б-P > \frac{1+\zeta}{1-\zeta}.$$

описано в следующем разделе. Можно также пояснить это явление, основываясь на том, что «концентрированный» электронный газ Черенкова отражает электромагнитную энергию, обгоняя в то же время отраженные волны, так как обладает большей скоростью движения.



Ф и г. 3. Схематическое изображение двух случаев встречи однородной плоской электромагнитной волны с электронным газом Черенкова, движущимся через диэлектрик ($\zeta > 1$).

$$a-P < (\zeta+1)^2;$$

$$б-P > (\zeta+1)^2.$$

На фиг. 1 приведены две схемы, которые можно использовать для экспериментального исследования встречи электромагнитной волны с электронным газом Черенкова и кратко описаны выше. Теоретический анализ таких цилиндрических систем достаточно затруднителен. Вместо этого рассмотрим значительно более простой, но весьма идеализированный одномерный вариант такой задачи, когда плоская однородная электромагнитная волна распространяется через безграничную диэлектрическую среду и встречается с электронным газом;

движущимся равномерно в этой среде. На фиг. 2, а и 3, а дано геометрическое представление этой задачи. Хотя в таком упрощенном виде она далека от действительных условий, так как электронный газ при движении через реальный диэлектрик быстро израсходует свою энергию на неупругие соударения, тем не менее решение этой идеализированной задачи имеет существенные общие свойства с решениями, соответствующими практическим условиям.

Ниже приводится решение одномерной плоской задачи для электронного газа, обладающего как черенковскими, так и дочеренковскими скоростями¹⁾.

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Геометрическое представление данной задачи, включая выбор координатных осей и пр., приведено на фиг. 2 (случай дочеренковских скоростей) и на фиг. 3 (случай черенковских скоростей). Диэлектрическая постоянная среды равна ε , а магнитная проницаемость вакуума — μ_0 . Предполагается, что электромагнитная волна, распространяющаяся в диэлектрике, не обладает дисперсией в рассматриваемом диапазоне частот, т. е. в этом диапазоне частот ε не зависит от частоты. Электронный газ не ограничен в поперечном направлении, имеет всюду одинаковую плотность N и движется в диэлектрике с постоянной скоростью $\mathbf{v} = -v\mathbf{z}$. Электронный газ имеет плоский передний фронт, перпендикулярный к направлению его скорости. Падающей плоской электромагнитной волне соответствуют угловая частота ω_i и постоянная распространения $\mathbf{k}_i = k_i\mathbf{z}$. Векторы поля падающей волны равны

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_i &= \text{Re} [\mathbf{x} E_i e^{i(\omega_i t - k_i z)}]; \\ \mathbf{H}_i &= \text{Re} \left[\mathbf{y} \frac{1}{\eta} E_i e^{i(\omega_i t - k_i z)} \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon}}; \quad k_i = \omega_i \sqrt{\mu_0 \varepsilon},$$

\mathbf{x} , \mathbf{y} и \mathbf{z} — единичные векторы, направленные по трем координатным осям. Фазовая скорость падающей волны равна $v_p = \omega_i/k_i = 1/\sqrt{\mu_0 \varepsilon}$, а ее групповая скорость совпадает с фазовой: $v_g = \partial \omega_i / \partial k_i = v_p$.

Во всех выводах используется система единиц MKS. Кроме того, в дальнейшем используются обычные комплексные обозначения, а символ Re , обозначающий вещественную часть, опущен.

Решения уравнений Максвелла — Лоренца в электронном газе, возбужденном падающей на него электромагнитной волной (1), представляют собой поперечные однородные плоские электромагнитные волны, условия распространения которых определяются магнитной проницаемостью μ_0 и «эффективной» диэлектрической постоянной ε_i , определяемой по формуле

$$\varepsilon_i = \varepsilon - \frac{\omega_p^2 \varepsilon_0}{\gamma \omega^2}; \quad \omega_p^2 = \frac{e^2 N}{m \varepsilon_0}, \quad (2)$$

где e и m — соответственно заряд и масса покоя электрона, γ — релятивистский коэффициент $1/\sqrt{1 - \beta^2}$, ω_p — угловая частота плазмы в обычном понимании, ω — угловая частота распространяющейся электромагнитной волны. Следует отметить, что в данном случае ω определяется в процессе решения задачи, как будет показано ниже. Формула (2) выведена непосредственно

¹⁾ Под дочеренковскими скоростями подразумеваются скорости, не превышающие скорость электромагнитной волны в среде. Остальные скорости автор называет черенковскими. — *Прим. ред.*

из выражения для $\operatorname{rot} \mathbf{H}$ в уравнении Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = -eN\mathbf{v} + j\omega\epsilon\mathbf{E},$$

где \mathbf{H} и \mathbf{E} — векторы соответственно переменного магнитного и электрического полей, а \mathbf{v} — переменная составляющая скорости электрона (как предполагалось вначале, переменная составляющая плотности заряда тождественно равна нулю), и из соотношения Лоренца для силы

$$-e\mathbf{E} = j\gamma m\mathbf{v}.$$

При записи этого соотношения пренебрегаем несколькими членами порядка v/c ($v = |\mathbf{v}|$). Исключение вектора \mathbf{v} приводит к формуле (2). При $\gamma = 1$ и $\epsilon = \epsilon_0$ формула (2) преобразуется в хорошо известное выражение для эффективной диэлектрической постоянной в стационарном электронном газе, находящемся в вакууме [11]. Поскольку при наличии использованных выше приближений $v/c = e|\mathbf{E}|/\gamma m\omega c$, формула (2) становится неприменимой при весьма больших напряженностях поля или на очень низких частотах. За пределами этих ограничений формула (2) справедлива при любых сколь угодно больших энергиях электрона. Наличие коэффициента γ означает, что обычное нерелятивистское приближение в данном случае отсутствует.

Фазовая v_{pt} и групповая v_{gt} скорости волны в соответствии с формулой (2) при $\epsilon_t > 0$ равны

$$v_{pt} = v_p \sqrt{\frac{\epsilon}{\epsilon_t}}; \quad v_{gt} = v_p \sqrt{\frac{\epsilon_t}{\epsilon}}, \quad (3)$$

поскольку $\epsilon_t < \epsilon$, $v_{pt} > v_p$ и $v_{gt} < v_p$.

Электромагнитная волна (1) при встрече с движущимся электронным газом образует две новые электромагнитные волны. В области дочеренковских скоростей ($\zeta = v/v_p < 1$) одна из этих волн отразится в диэлектрик, а вторая будет распространяться в электронном газе. В области черенковских скоростей ($\zeta > 1$) в диэлектрике отраженная волна отсутствует, так как она распространяется слишком медленно, и, следовательно, обе волны должны распространяться в электронном газе.

Граничные условия на переднем фронте электронного газа сводятся к непрерывности тангенциальных составляющих векторов $\mathbf{E}^* = \mathbf{E} + [\mathbf{v}\mathbf{B}]$ и $\mathbf{H}^* = \mathbf{H} - [\mathbf{v}\mathbf{D}]$. (Отметим, что в электронном газе $\mathbf{B} = \mu_0\mathbf{H}$ и $\mathbf{D} = \epsilon\mathbf{E}$.) Эти выражения представляют собой соотношения Лоренца для обыкновенных граничных условий, которые справедливы в системе координат, относительно которой электроны находятся в покое. Эти граничные условия накладывают ограничения не только на амплитуды электромагнитных волн, но и на их частоты. Для обеспечения непрерывности составляющих поля на движущейся границе необходимо равенство их фаз. Если движение границы описывается соотношением $z_B = -vt$, то фаза падающей волны на этой границе равна

$$\Phi_i(B) = \omega_i t - k_i z_B = \omega_i (1 + \zeta) t.$$

Амплитуды «прямой волны» (т. е. волны, распространяющейся в направлении возрастания z) в электронном газе и ее фаза $\Phi_{tf}(B)$ на движущейся границе имеют вид

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{tf} &= \mathbf{x} E_{tf} e^{j(\omega_{tf} t - k_{tf} z)}; \\ \mathbf{H}_{tf} &= \sqrt{\frac{\epsilon_{tf}}{\mu_0}} [\mathbf{z} \mathbf{E}_{tf}]; \quad k_{tf} = \omega_{tf} \sqrt{\epsilon_{tf} \mu_0}; \\ \Phi_{tf}(B) &= \omega_{tf} t \left(1 + \zeta \sqrt{\frac{\epsilon_{tf}}{\epsilon}} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где ϵ_{tf} определяется по формуле (2), в которую следует подставить $\omega = \omega_{tf}$.

Аналогично амплитуды «обратной волны» в электронном газе (т. е. волны, распространяющейся в направлении убывания z) и ее фаза $\Phi_{tb}(B)$ на движущейся границе имеют вид

$$\begin{aligned} E_{tb} &= x E_{tb} e^{j(\omega_{tb}t + k_{tb}z)}; \\ H_{tb} &= -\sqrt{\frac{\varepsilon_{tb}}{\mu_0}} [z E_{tb}]; \quad k_{tb} = \omega_{tb} \sqrt{\varepsilon_{tb} \mu_0}; \\ \Phi_{tb}(B) &= \omega_{tb} t \left(1 - \zeta \sqrt{\frac{\varepsilon_{tb}}{\varepsilon}} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

где ε_{tb} определяется по формуле (2), в которую следует подставить $\omega = \omega_{tb}$.

Равенство фаз $\Phi_i(B)$, $\Phi_{tf}(B)$ и $\Phi_{tb}(B)$ на движущейся границе приводит к соотношениям

$$\omega_i (1 + \zeta) = \omega_{tf} \left(1 + \zeta \sqrt{1 - P \frac{\omega_i^2}{\omega_{tf}^2}} \right); \quad (6a)$$

$$\omega_i (1 + \zeta) = \omega_{tb} \left(1 - \zeta \sqrt{1 - P \frac{\omega_i^2}{\omega_{tb}^2}} \right), \quad (6b)$$

где $P = \omega_p^2 \varepsilon_0 / \gamma \omega_i^2 z$. Равенства (6a) и (6b) приводят к одинаковым квадратным уравнениям относительно ω_{tf} и ω_{tb} , корни которых ω_- и ω_+ определяются в виде

$$\frac{\omega_-}{\omega_i} = -\frac{\zeta \sqrt{Q} + 1}{\zeta - 1}; \quad \frac{\omega_+}{\omega_i} = \frac{\zeta \sqrt{Q} - 1}{\zeta - 1}, \quad (7)$$

где

$$Q = \frac{\zeta - 1}{\zeta + 1} P + 1.$$

Частоты, определяемые по формулам (7), могут быть отнесены к тем или иным волнам в зависимости от ζ и P . Области черенковских и дочеренковских скоростей удобно рассматривать отдельно.

Область дочеренковских скоростей электронов ($\zeta < 1$)

В этом случае падающая волна (1) вызывает на движущейся границе появление волны, отражаемой обратно в диэлектрик

$$\begin{aligned} E_r &= x r E_i e^{j(\omega_r t + k_r z)}; \\ H_r &= -\sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu_0}} [z E_r]; \quad k_r = \omega_r \sqrt{\varepsilon \mu_0}; \end{aligned}$$

и волны, распространяющейся в электронном газе

$$\begin{aligned} E_t &= x t E_i e^{j(\omega_t t - k_t z)}; \\ H_t &= \sqrt{\frac{\varepsilon_t}{\mu_0}} [z E_t]; \quad k_t = \omega_t \sqrt{\varepsilon_t \mu_0}. \end{aligned}$$

Величины r и t являются соответственно комплексными коэффициентами отражения и прохождения. В этих выражениях $\omega_t = \omega_+$ определяется по формуле (7), а ε_t — по формуле (2) при $\omega = \omega_t$. Если значение ω_t действительно (т. е. если Q положительно), то ω_t положительно, что и следовало ожидать.

Если скорость электронов и частота падающей электромагнитной волны фиксированы, или, иными словами, если ζ и ω_i остаются постоянными, то при увеличении концентрации электронов N от нуля величина ω_i/ω_i монотонно возрастает, начиная с единицы и достигая значения $(1 - \zeta)^{-1}$, соответствующего критической концентрации $P_c = (1 + \zeta)/(1 - \zeta)$.

Если $P > P_c$, то Q отрицательно, но формула (7) справедлива по-прежнему и ω_i комплексно

$$\frac{\omega_t}{\omega_i} = \frac{1 + j\zeta \sqrt{-Q}}{1 - \zeta};$$

k_i тоже комплексно

$$\frac{k_t}{k_i} = -\frac{\zeta + j\sqrt{-Q}}{1 - \zeta}.$$

Фаза распространяющейся волны равна

$$(\omega_i t - k_i z) = \omega_i \frac{t + (\zeta z/c) + j\zeta \left(t + \frac{z}{v} \right) \sqrt{-Q}}{1 - \zeta}.$$

Эта фаза описывает волну с реактивным затуханием, «переносимую» вместе с движущимся концентрированным электронным газом. На движущейся границе $t + (z/v) = 0$. Поэтому на границе фаза действительна, а амплитуды поля постоянны, что необходимо для удовлетворения граничных условий. Составляющая фазы, характеризующая распространение, соответствует распространению в обратном направлении с фазовой скоростью c/ζ , превосходящей c .

Приравнивание фаз позволяет определить частоту отраженной волны

$$\frac{\omega_r}{\omega_i} = \frac{1 + \zeta}{1 - \zeta}.$$

Коэффициенты r и t определяются по формулам

$$r = \frac{(1 + \zeta)(1 - \sqrt{Q})}{(1 - \zeta)(1 + \sqrt{Q})};$$

$$t = \frac{2(1 - \zeta)\sqrt{Q}}{(1 - \zeta)(1 + \sqrt{Q})}.$$

Эти соотношения справедливы как для отрицательных, так и для положительных Q . По мере увеличения P от нуля до P_c величина r монотонно возрастает от нуля до $(1 + \zeta)/(1 - \zeta)$, а величина t монотонно возрастает от 1 до $2/(1 - \zeta)$. После прохождения P через критическое значение P_c величина $|r|$ остается постоянной и равной $(1 + \zeta)/(1 - \zeta)$; электронный газ «отбрасывает» падающую волну, и энергия этой волны увеличивается в дальнейшем за счет работы, совершаемой электронным газом при изменении направления момента падающей волны. Если P увеличивается от значения P_c до ∞ , то фаза величины r изменяется на π радиан. Эти результаты схематически представлены на фиг. 2.

Если скорость электронов стремится к черенковской скорости ($\zeta \rightarrow 1$), то значение критической концентрации электронов P_c , при которой электронный газ приобретает свойство зеркала, устремляется в бесконечность. Этот результат не является неожиданным, так как электронный газ Черенкова не может отразить (в принятом выше смысле) падающую волну, как бы велика ни была его плотность. В то же время при $\zeta \rightarrow 1$ величина $\omega_r/\omega_i \rightarrow \infty$, как следствие того, что эффект Доплера относится к скорости света в данной среде.

Область черенковских скоростей электронов ($\zeta > 1$)

В идеализированном случае, рассмотренном выше и изображенном на фиг. 3, электронный газ не дает излучения Черенкова, несмотря на то, что движется с черенковской скоростью.

Из соображений симметрии очевидно, что излучение Черенкова в этом случае невозможно. Если бы газ был ограничен в поперечном направлении,

то излучение Черенкова существовало бы и испускалось «боковыми фронтами» газа.

Электромагнитная волна (1), встречающаяся с электронным газом, вызывает появление двух волн, распространяющихся в электронном газе. Поэтому существенны обе частоты (ω_- и ω_+), определяемые формулами (7). Исследование соотношений (7) сразу указывает на принципиальное различие между областями черенковских и дочеренковских скоростей. В самом деле, при $\zeta > 1$ частоты ω_- и ω_+ действительны для любых сколь угодно больших электронных концентраций. В соответствии с индексами ω_+ положительно, а ω_- отрицательно для любых концентраций электронов (при $\zeta > 1$).

Остается распределить частоты ω_- и ω_+ между соответствующими волнами. В области дочеренковских скоростей при $P < P_c$ прошедшая волна распространяется в прямом направлении. В области черенковских скоростей падающая волна может возбудить на движущейся границе газа обратную волну, распространяющуюся в электронном газе, так как скорость газа больше групповой скорости волны. Подробное рассмотрение, аналогичное проведенному выше, показывает, что существует критическая концентрация электронов $P_c^C = (\zeta + 1)^2$, ниже которой возможно распространение волн в электронном газе как в прямом, так и в обратном направлениях, но выше которой происходит распространение только в обратном направлении. При $P < P_c^C$ частота ω_- соответствует обратной волне $\omega_- = \omega_{ib}$, а ω_+ соответствует волне, распространяющейся в прямом направлении $\omega_+ = \omega_{if}$. При $P > P_c^C$ обе частоты ω_- и ω_+ соответствуют обратным волнам. Частоты, эффективные диэлектрические постоянные и относительные амплитуды двух распространяющихся волн в случае предельных концентраций $P \ll 1$ и $P \gg 1$, а также при критической концентрации P_c^C приведены в таблице.

Интервал $P < P_c^C$ аналогичен интервалу $P < P_c$ в области дочеренковских скоростей. При $P \ll 1$ почти вся энергия падающей волны проникает в газ в виде волны, распространяющейся в прямом направлении и обладающей почти прежней частотой. На движущейся границе возбуждается «отраженная» волна, но так как эта волна распространяется медленнее, чем движется граница, оказывается, что она эквивалентна обратной волне в электронном газе. Следует отметить, что при $P \ll 1$ частота этой обратной волны определяется тем же выражением, что и в случае дочеренковских скоростей: $\omega_-/\omega_i \simeq (1 + \zeta)/(1 - \zeta)$. При переходе к системе координат, движущейся вместе с электронным газом, направление распространения этой обратной волны изменяется на противоположное. Это связано с появлением в аналитических выражениях отрицательной частоты. Понятие отрицательной частоты применялось и ранее при рассмотрении эффекта Черенкова Ёхом и Ватсоном [6, 7]. В данном случае отрицательная частота представляет собой чисто математическое понятие. Ее использование не вызывает никаких физических затруднений, так как все величины, поддающиеся измерению, имеют вид $\text{Re}[e^{i(\omega t \pm k z)}]$.

Интервал $P > P_c^C$ аналогичен интервалу $P > P_c$ в случае вакуума. В этом интервале вся приходящая электромагнитная энергия изменяет направление распространения на противоположное, не выходя за пределы электронного газа. Обе преломленные волны являются обратными волнами. Если исключить возможность неустановившихся процессов, то наблюдатель, неподвижный относительно электронного газа, при встрече с волной не обнаружит никакой электромагнитной энергии. При $P \gg 1$ «отраженная» энергия делится поровну между двумя распространяющимися волнами, как показано в таблице. На первый взгляд кажется странным, что в этом интервале значений P преломленные волны не обладают реактивным затуханием, как в аналогичном

Значения частот, эффективных диэлектрических постоянных и относительных амплитуд преломленных волн в области черенковских скоростей ($\zeta > 1$) при критической и предельных концентрациях электронов

Условия концен- трации	$\frac{\omega_+}{\omega_1}$	$\frac{\varepsilon_+}{\varepsilon}$	$t_+ = \frac{E_+}{E_i}$	$\frac{\omega_-}{\omega_1}$	$\frac{\varepsilon_-}{\varepsilon}$	$t_- = \frac{E_-}{E_i}$
$P \ll 1$ положительная пря- мая волна, отрицаель- ная обратная волна	$1 + P \frac{\zeta}{2(\zeta + 1)}$	$1 - P$	$1 + \frac{1}{4} P$	$-\frac{\zeta + 1}{\zeta - 1} - P \frac{\zeta}{2(\zeta + 1)}$	$1 - P \frac{(\zeta - 1)^2}{(\zeta + 1)^2}$	$-\frac{1}{4} P$
$P = P_C = (\zeta + 1)^2$	$\zeta + 1$	0	$\frac{(\zeta + 1)^2}{2\zeta}$	$-\frac{\zeta^2 + 1}{\zeta - 1}$	$\frac{4\zeta^2}{(\zeta^2 + 1)^2}$	$-\frac{\zeta^2 + 1}{2\zeta}$
$P \gg 1$ положительная обрат- ная волна, отрицаель- ная обратная волна	$\frac{\zeta}{\sqrt{\zeta^2 - 1}} \sqrt{P}$	$\frac{1}{\zeta^2} \left[1 - \frac{2\sqrt{\zeta^2 - 1}}{\zeta(\zeta - 1)} \sqrt{P} \right]$	$\frac{\zeta}{2} \frac{\sqrt{P}}{\zeta^2 - 1}$	$-\frac{\zeta}{\sqrt{\zeta^2 - 1}} \sqrt{P}$	$\frac{1}{\zeta^2} \left[1 + \frac{2\sqrt{\zeta^2 - 1}}{\zeta(\zeta - 1)} \sqrt{P} \right]$	$-\frac{\zeta}{2\sqrt{\zeta^2 - 1}} \sqrt{P}$

случае при дочеренковских скоростях. Однако нетрудно заметить, что такое реактивное затухание в данном случае невозможно, так как приходящая электромагнитная энергия непрерывно передается в среду, и если бы преломленные волны претерпевали реактивное затухание, то их амплитуды должны были бы расти на границе со скоростью, соответствующей поглощению энергии в электронном газе. Но поля с нарастающей амплитудой не могут быть сопряжены на границе с полем приходящей волны, обладающим постоянной амплитудой.

При $P = P_c^C$ величина $(\varepsilon_+/\varepsilon_-) = 0$ и соответствующая фазовая скорость равна бесконечности. Это согласуется с тем, что P_c^C является точкой перехода для положительной волны. Эта волна при $P < P_c^C$ распространяется в прямом направлении, а при $P > P_c^C$ — в обратном направлении. Непрерывный переход в точке P_c^C возможен только в том случае, когда ε_+ равно нулю, а не бесконечности.

Рассмотренная выше задача аналогична случаю, когда «падающая» волна является обратной волной, т. е. волной, распространяющейся в направлении убывания z . В этом случае электронный газ «догоняет» электромагнитную волну. При этом также критическая концентрация $P_c^{C'}$ разделяет две области решений; но в этом случае $P_c^{C'} = (\zeta - 1)^2$. При $P < P_c^{C'}$ одна волна в электронном газе распространяется в прямом направлении, а вторая — в обратном направлении, но на этот раз отрицательная частота соответствует первой волне, а положительная частота — второй. При $P \rightarrow 0$ обратная волна непрерывно переходит в «падающую» волну, что фактически имеет место. При $P > P_c^{C'}$ обе преломленные волны, как и следовало ожидать, являются обратными.

ПРАКТИЧЕСКИЕ СООБРАЖЕНИЯ

Как указано во введении, лабораторный эксперимент, основанный на соображениях, изложенных выше, должен быть, по-видимому, выполнен так, чтобы значительная часть электромагнитной энергии находилась вне замедляющей среды, как, например, в случае цилиндрической системы, изображенной на фиг. 1 б. В такой замедляющей системе, когда электромагнитное поле распространяется вблизи стержня или провода, всегда имеется продольная составляющая электрического поля. Поэтому решения для электромагнитных волн являются более сложными по сравнению с плоскими волнами, использованными в идеализированной одномерной задаче. Но если замедление волны мало, то продольная составляющая поля E также мала по сравнению с поперечной составляющей, почти вся энергия сосредоточена вне диэлектрика и взаимодействие основного типа волны с электронным пучком близко к случаю, рассмотренному выше. При обеспечении непрерывности тангенциальных составляющих полей на переднем фронте пучка, несомненно, возникает необходимость в использовании преломленных и отраженных волн высших типов, но при указанном выше условии в этих высших типах волн будет содержаться лишь небольшая часть общей энергии. Чем сильнее замедление волны, тем дальше лабораторный эксперимент отходит от идеализированного расчета.

Связывая лабораторный эксперимент с теоретическими результатами, полученными при аналитическом решении задачи, следует отметить, что рассмотренные выше решения относятся только к установившимся процессам. В действительности же после встречи электромагнитной волны с электронным пучком происходит, по-видимому, значительный переходный процесс, обусловленный сильной дисперсией электронного газа. Частота преломленной волны в газе совершает некоторые нерегулярные затухающие колебания относительно своего установившегося значения.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Черенков П. А., *ДАН СССР*, **2**, 451 (1934).
2. Черенков П. А., *ДАН СССР*, **3**, 413 (1936).
3. Черенков П. А., *ДАН СССР*, **14**, 99 (1937).
4. Черенков П. А., *Phys. Rev.*, **52**, 378 (1937).
5. Франк И. М., Тамм И. Е., *ДАН СССР*, **14**, 107 (1937).
6. Jauch J. M., Watson K. M., *Phys. Rev.*, **74**, 950, 1485 (1948).
7. Jauch J. M., Watson K. M., *Phys. Rev.*, **75**, 1249 (1949).
8. Ландескер К., см. стр. 179 настоящего сборника.
9. Гинзбург В. Л., *Изв. АН СССР*, сер. физ., **9**, 165 (1947).
10. Motz H., см. стр. 194 настоящего сборника.
11. Minto H. R., *Revs. Mod. Phys.*, **9**, 1 (1937).

К ВОПРОСУ ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ЧЕРЕНКОВА¹⁾

Балац

ВВЕДЕНИЕ

Излучение Черенкова подробно обсуждалось во многих работах, например в [1, 2]²⁾. Обычный метод основан на предположении, что электроны движутся через покоящуюся среду, и для этого случая решаются уравнения Максвелла. Этот метод дает достаточно полные сведения относительно поля. Однако именно поэтому он имеет ряд недостатков, перечисленных ниже.

1. Математический аппарат довольно громоздок.

2. Трудно уловить, каким образом появляются те соотношения между относительными скоростями электрона и света, при которых начинается происходить излучение.

3. Решение дифференциальных уравнений записывается в двух различных формах; одна для случая, когда скорость электронов в среде меньше скорости света, другая — для противоположного случая. Первая форма соответствует обычным запаздывающим (или опережающим) потенциалам, тогда как вторая форма имеет совершенно иной вид. Желательно иметь единое аналитическое выражение, которое изменяется по мере того, как параметры принимают различные значения.

4. Рассмотрение ограничено покоящимися средами. Хотя это, по-видимому, несущественно, так как преобразования Лоренца позволяют перейти к движущимся средам. Однако если исследуемая величина (например, угол раскрытия конуса Маха) плохо поддается этим преобразованиям, то выполнить поставленную задачу весьма затруднительно.

Поэтому принят другой путь исследования, изложенный ниже.

Вначале выведено из простых соображений выражение для четырехмерного потенциала, которое описывает поле точечного заряда, произвольно движущегося в среде.

Затем показано, что наличие или отсутствие поля излучения зависит от существования действительных корней определенного квадратного уравнения. Условие, при котором поле излучения, если оно существует, находится только в пределах конуса (конуса Маха) является как раз условием, связанным с наличием действительных корней. Таким образом, можно показать наличие конуса Маха, не прибегая к подробному описанию поля.

Наконец, дается выражение для конуса Маха в движущихся средах.

ПОСТРОЕНИЕ ПОЛЯ ЧЕТЫРЕХМЕРНОГО ПОТЕНЦИАЛА

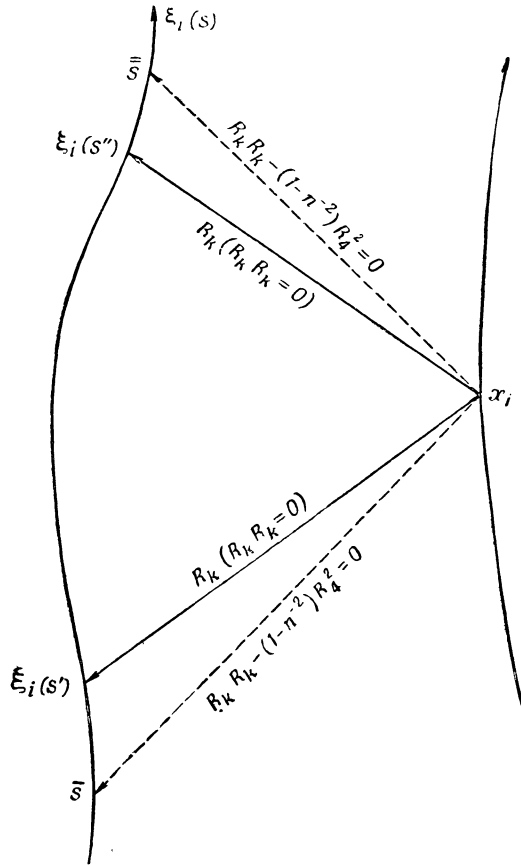
По Минковскому [3] и Дираку [4], можно построить поле четырехмерного потенциала электрона следующим образом.

Рассмотрим мировую линию электрона $\xi_i(s)$ и точку x_i на мировой линии, соответствующую наблюдателю ($i = 1, 2, 3, 4$; $x_4 = it$, $c = 1$, s — длина дуги, от-

¹⁾ В а л а з с Н. Л., *Am. J. Phys.*, **24**, № 4, 185—188 (1956).

²⁾ Наш метод в некоторых отношениях аналогичен методу, рассмотренному Зоммерфельдом [2].

считываемая вдоль мировой линии; суммирование производится по повторяющимся индексам). Наблюдатель в точке x_i будет наблюдать поле в том и только в том случае, если точка x_i лежит на световом конусе, выходящем из $\xi_i(s)$, т. е.



Ф и г. 1. Пространственно-временная диаграмма при наличии наблюдателя и электрона.

если $R_i = x_i - \xi_i$ является нулевым вектором; $R_i R_i = 0$ (фиг. 1). Кроме того, известно, что в покоящейся системе координат первые три составляющие четырехмерного потенциала равны нулю, а четвертая представляет собой обычный кулоновский потенциал. Таким образом, четырехмерный потенциал должен быть пропорционален некоторому четырехмерному вектору, который характеризует движение электрона и у которого первые три составляющие в покоящейся системе координат равны нулю. Таким вектором является четырехмерная скорость $d\xi_i/ds$. Кроме того, это выражение должно всегда равняться нулю, если $R_i R_i = 0$. Коэффициент пропорциональности может быть впоследствии определен так, чтобы в покоящейся системе координат четвертая составляющая соответствовала кулоновскому потенциалу. Определяя этот коэффициент таким образом, получаем для четырехмерного потенциала $A_i(x_k)$ выражение

$$A_i(x_k) = 2e \int \frac{d\xi_i}{ds} \delta(R_p R_p) ds = 2e \int \frac{d\xi_i}{ds} \frac{\delta(R_p R_p)}{d(R_k R_k)/ds} d(R_r R_r) = - \left. \frac{e \frac{d\xi_i}{ds}}{R_k \frac{d\xi_k}{ds}} \right|_{\xi(P)} \quad (1)$$

широко применявшееся Дираком и определенное для такой точки $\xi(P)$, в которой $R_k R_k = 0$. Функция $\delta(x)$ является δ -функцией Дирака. Интегрирование производится вдоль мировой линии электрона. Если, начав интегрирование при $s = -\infty$, приостановить его, не доходя до точки, в которой $R_k R_k = 0$, то A_i равно нулю. Если же пройти через эту точку и только через эту точку (точка $\xi_i(s')$ на фиг. 1), то определенный при этом потенциал является запаздывающим. Если начать интегрирование с точки $s > s'$ и продолжать его за точку $\xi_i(s'')$ (которая также удовлетворяет условию $R_k R_k = 0$), то получается опережающий потенциал. Таким образом, A_i отлично от нуля только в тех точках x_k , где квадратичное выражение $R_k R_k$ равно нулю. Поскольку это выражение является квадратичным, возможны две такие точки при любом выборе ξ_i . Если бы это выражение было не квадратичным, а, например, четвертого порядка, то мы бы имели четыре различных потенциала. (Из построения следует, в чем нетрудно убедиться, что соотношение (1) действительно удовлетворяет уравнениям Максвелла.)

Теперь распространим этот результат на поле в недиспергирующей среде. (Дисперсия не вносит ничего существенно нового в это обобщение, а только усложняет выводы.)

Если поле должно распространяться в покоящейся среде, то скорость распространения равна $n^{-1} < 1$ ($c = 1$), где n — коэффициент преломления среды. Таким образом, наблюдатель в точке x_i на фиг. 1 встретится с полем, вышедшим из таких точек $\xi_i(\bar{s}), \xi_i(\bar{\bar{s}})$, которые могут быть связаны с x_i с помощью более медленного светового сигнала, т. е.

$$R_k R_k - (1 - n^{-2}) R_4^2 = 0. \quad (2)$$

Это соотношение не является инвариантным, потому что оно отнесено к особой системе координат, в которой среда находится в покое. Отбросим теперь это условие и введем w_i — поле четырехмерных скоростей в среде. Тогда уравнение (2) можно записать в более удобной форме.

$$R_k R_k + (1 - n^{-2}) (R_k w_k)^2 = 0. \quad (3)$$

Это соотношение является общим, так как оно представляет собой инвариантное выражение, которое в системе координат, связанной со средой, превращается в уравнение (2).

Подставляя затем выражение (3) в аргумент δ -функции в формуле (1), получим общее выражение для потенциала.

Подытоживая, выясним, к каким выводам приводит это выражение в следующих двух случаях:

а) $n = 1$;

$$A_i = 2e \frac{d\xi_i/ds}{d(R_k R_k)/ds} = -e \frac{d\xi_i/ds}{R_k \frac{d\xi_k}{ds}}. \quad (4)$$

Эта величина рассчитана в точке x_i , для которой уравнение $R_k R_k = 0$ имеет вещественное решение в виде функции от $x_1, x_2, x_3, -ix_4$ при фиксированном $\xi_i(s)$. Имеются два таких решения. Одно из них с большим $-ix_4$ соответствует запаздывающим потенциалам, а другое — опережающим потенциалам.

б) $n = \text{const} > 1$;

$$A_i = \frac{-e \frac{d\xi_i}{ds}}{\frac{d\xi_k}{ds} [R_k + (1 - n^{-2}) w_p R_p w_k]}. \quad (5)$$

Эта величина рассчитана в точке x_i , для которой

$$R_k R_k + (1 - n^{-2}) (\omega_k R_k)^2 = 0 \quad (6)$$

имеет вещественное решение в виде функции от $x_1, x_2, x_3, -ix_4$ при фиксированных остальных переменных.

РАССМОТРЕНИЕ ЧЕТЫРЕХМЕРНОГО ПОТЕНЦИАЛА

Рассмотрение уравнения (5) может быть произведено двумя отдельными этапами: 1) исследование пространственно-временных точек x_k , в которых величина A_i отлична от нуля [что требует анализа корней уравнения (6)] и 2) определение величины A_i , если она не равна нулю, для чего следует подставить корни уравнения (6) в уравнение (5).

Существование конуса Маха может быть показано на первом этапе вне зависимости от второго этапа. Именно это и проделано ниже.

Вначале предположим, что среда находится в покое: $\omega_\mu = 0$, $\omega_4 = i$ ($\mu = 1, 2, 3$). Таким образом, следует найти все те точки $x_i(x_\mu, -ix_4)$, которые удовлетворяют уравнению (6) при данном ξ_i .

Предположим, что электрон движется вдоль оси x_1 с постоянной скоростью $v > 0$ ($\xi_1 = x_1$, $\xi_2 = \xi_3 = 0$). Затем проведем плоскость через траекторию электрона и точку наблюдения. Если в качестве x_2 использовать координату, расположенную в этой плоскости, то точка наблюдения определится в виде x_1, x_2 . Наконец, условимся, что время наблюдения равно $x_4 = 0$.

Введем полярные координаты в плоскости x_1, x_2 с началом координат в точке, где электрон находится в момент времени $x_4 = 0$. Положение электрона за τ сек. до этого момента определяется величиной $-v\tau$, отсчитываемой вдоль оси x , т. е.

$$\begin{aligned} \xi_1 &= -v\tau; & x_1 &= -r \cos \alpha; \\ \xi_2 &= \xi_3 = 0; & x_2 &= r \sin \alpha; \\ \xi_4 &= -i\tau; & x_3 &= x_4 = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Угол отсчитывается от отрицательной полуоси x_1 . Поэтому x_1 отрицательно. Отметим также, что $\tau > 0$ относится к прошедшему времени, так как понятие «раньше» было учтено с помощью отрицательного знака при ξ_1 . Таким образом, физически возможны только положительные τ и α .

Подставив теперь выражения (7) и $\omega_\mu = 0$ в уравнение (6), получим

$$\tau^2(v^2 - p^2) - 2\tau r v \cos \alpha + r^2 = 0, \quad (8)$$

где $p = 1/n$ — скорость света в среде. Теперь требуется определить такие вещественные значения r, α и τ , которые удовлетворяли бы уравнению (8) и в то же время условиям $r > 0$, $0 \leq \alpha \leq 2\pi$, $\tau > 0$. Это условие, накладываемое на τ , необходимо в том случае, если желательно определить запаздывающие потенциалы. Затем, решив уравнение (8) относительно τ при фиксированном $r > 0$, проверим, можно ли найти такое значение $\tau > 0$, которое является вещественным при $0 \leq \alpha \leq 2\pi$.

Два корня уравнения (8) имеют вид

$$\tau = \frac{rv}{v^2 - p^2} \left[\cos \alpha \pm \sqrt{\frac{p^2}{v^2} - \sin^2 \alpha} \right]. \quad (9)$$

Величина τ может оказаться действительной и положительной в двух случаях.

1. Если $v < p < 1$, то τ всегда действительно и знак, соответствующий положительным значениям этой величины, приводит к запаздывающим

потенциалам поля в среде с коэффициентом преломления n . (Если наложить условие $\tau < 0$, то знак, при котором значение τ отрицательно, соответствует такому корню, для которого потенциалы являются опережающими.)

2. Если $p < v < 1$, то τ принимает отрицательные значения при α , расположенном между $-\pi/2$ и $+\pi/2$. В этом случае оба знака приводят к отрицательному значению τ . Для получения вещественного значения τ необходимо наложить дополнительное условие: $\sin \alpha \leq (p/v)$. Таким образом, поле отлично от нуля в конусе, описанном вокруг направления движения с вершиной в мгновенной точке местонахождения электрона (конусе Маха). Энергия концентрируется внутри угла $\tilde{\alpha} = \arcsin(p/v)$ при отрицательном направлении движения. (При условии $\tau < 0$, которое соответствует в случае (1) опережающим потенциалам, получится конус Маха в прямом направлении.)

Предположим, что $\omega_\mu \neq 0$. С точки зрения физики интересен тот случай, когда линия движения среды совпадает с траекторией электрона, движущегося в том же или в противоположном направлении, что и среда. Таким образом, $\omega_1 = b$, $\omega_2 = \omega_3 = 0$, $\omega_4 = i\sqrt{1+b^2}$. (Если линия движения среды перпендикулярна скорости электрона, то появится только боковое искажение конуса Маха.)

Для упрощения выводов рассмотрим только два предельных случая: $b \leq 1$ (b^2 пренебрежимо мало) и $b \rightarrow \infty$, т. е. скорость среды приближается к скорости света в вакууме (b — составляющая четырехмерной скорости. Поэтому $b \rightarrow \infty$ соответствует стремлению скорости к значению $c=1$). Если использовать ту же систему координат и прежние обозначения, то уравнение (6) для малых значений b записывается в виде

$$\tau^2 [v^2 - p^2 - 2bv(1 - n^{-2})] - 2\tau r \cos \alpha [v - b(1 - n^{-2})] + r^2 = 0. \quad (10)$$

С той же степенью точности можно записать

$$\tau^2 [(v - b(1 - n^{-2}))^2 - p^2] - 2\tau r \cos \alpha [v - b(1 - n^{-2})] + r^2 = 0. \quad (11)$$

Если ввести новую скорость $v' = v - b(1 - n^{-2})$, то уравнение (11) преобразуется в уравнение (8) при $v = v'$. Следовательно, все предыдущие выводы остаются в силе.

Условие вещественности τ записывается в виде

$$\frac{p}{v - b(1 - n^{-2})} \geq \sin \alpha,$$

а угол Маха определяется из выражения

$$\tilde{\alpha} = \arcsin \frac{p}{v - b(1 - n^{-2})}.$$

Если $b > 0$ (среда и электрон движутся в одном и том же направлении), то угол Маха больше, чем в случае покоящейся среды; если $b < 0$, то угол Маха меньше, чем в случае покоящейся среды. Это вполне очевидно, если учесть, что скорость электрона относительно среды в первом случае меньше, а во втором случае больше, чем при покоящейся среде.

Однако следует отметить, что коэффициент $(1 - n^{-2})$ входит в рассматриваемые выражения несколько необычным образом. Если среда находится в состоянии медленного движения, то принято считать, что это движение обусловит изменение скорости света в движущейся среде, согласно известной формуле Френеля, на величину $b(1 - n^{-2})$. В данном случае это кажущееся изменение претерпевает не скорость света p в среде, а скорость электрона.

Сверхрелятивистский случай не представляет существенного интереса и может быть легко рассмотрен. Если среда движется со скоростью света, то излучение может рассматриваться как содержащееся внутри данной среды и переносимое. Таким образом, в этом случае поле переносится средой в пространстве со скоростью света в направлении движения среды. С помощью уравнения (6) можно легко прийти к такому же выводу, если учесть, что в предельном случае следует принимать во внимание только члены, содержащие величину b .

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Тамм И. Е., *J. Phys. (USSR)*, 1, 439 (1939).
2. Зоммерфельд А., Оптика, Издательство иностранной литературы, 1953.
3. Minkowski H., *Phys. Zs.*, 10, 104 (1909).
4. Dirac P. A. M., *Proc. Roy. Soc.*, 167, 148 (1938).

ЭФФЕКТ ЧЕРЕНКОВА В ДИАПАЗОНЕ С. В. Ч.¹⁾

Линхарт

В статье показано, что эффект Черенкова в диапазоне с. в. ч. может быть представлен как возбуждение поверхностных волн в диэлектрических волноводах. Описывается лампа, которая работает аналогично генератору с бегущей волной с использованием в качестве замедляющей системы полого диэлектрического цилиндра.

Излучение Черенкова в широком смысле представляет собой электромагнитное излучение зарядов, движущихся прямолинейно и почти равномерно.

Нетрудно показать, что в свободном пространстве равномерно движущийся заряд самопроизвольно излучать не может. Это вытекает из условий сохранения энергии и сохранения количества движения. Релятивистская энергия ω частицы, обладающей массой покоя m , равна

$$\omega = \sqrt{m^2 c^4 + c^2 p^2}. \quad (1)$$

Любое уменьшение энергии ω сопровождается уменьшением количества движения p , согласно соотношению

$$2\omega d\omega = 2c^2 p dp$$

или

$$d\omega = \frac{pc^2}{\sqrt{m^2 c^4 + c^2 p^2}} dp.$$

Отсюда следует, что при $m \neq 0$

$$d\omega < c dp. \quad (2)$$

Но если испускается фотон с энергией $d\omega'$ и количеством движения dp' , то

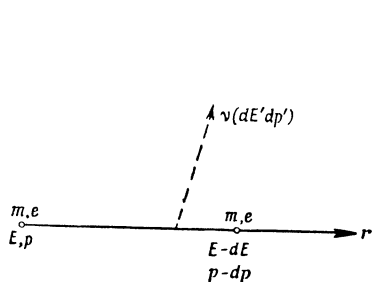
$$d\omega' = c dp'. \quad (3)$$

Таким образом, если энергия системы остается неизменной, т. е. $d\omega = d\omega'$, то $dp < dp'$ и условие сохранения количества движения не выполняется. Следовательно, самопроизвольное излучение, схематически изображенное на фиг. 1, невозможно, потому что при этом количество движения частицы окажется больше, чем следует из формулы (1). Но если этот избыток количества движения $dp - dp'$ может быть передан другой частице M , то испускание фотона с энергией $d\omega'$ и количеством движения dp' становится возможным (фиг. 2).

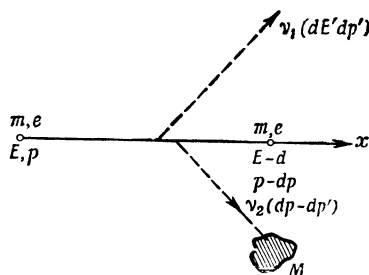
Для обеспечения непрерывного отбора избытка количества движения $dp - dp'$, необходимо сделать систему M однородной в направлении движения частицы (m, e). Таким образом, для осуществления взаимодействия частицы с системой необходимо использовать структуру, изображенную на фиг. 3.

¹⁾ Linhart J. G., *L'onde électrique*, 36, № 356, 979—988 (1956).

Здесь уместно показать, что аргументация, основанная на волновой теории электромагнитного излучения, требует наличия таких же условий. В данном случае излучаемая энергия определяется соотношением



Ф и г. 1.



Ф и г. 2.

$d\omega' = eE(x, t) dx$, где $E(x, t)$ — поле излучения. Можно предположить, что это поле соответствует плоской волне

$$E(x, t) = E_0 e^{i(\nu t - kx)}.$$

Очевидно, что

$$\frac{d\omega'}{dt} = \text{const}$$

только при условии

$$k = \frac{\nu}{v_e}$$

(где $v_e = dx/dt$) и

$$E_0 = \text{const},$$

т. е. фазовая скорость $v_p = \nu/k$ волны E должна равняться скорости v заряженных частиц, а амплитуда волны E_0 должна быть постоянной. Очевидно, что это невыполнимо в свободном пространстве, где

$$v_e < c \quad (4)$$

и

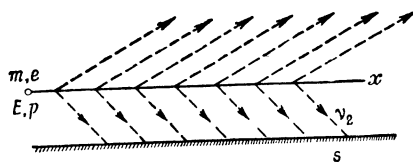
$$v_p = c. \quad (5)$$

Соотношения (4) и (5) равносильны формулам (2) и (3).

Таким образом, необходимо замедлить волну E до скорости v_e с помощью системы, аналогичной системе, изображенной на фиг. 3. Поскольку $E_0 = \text{const}$, эта система должна быть однородной в направлении движения частицы (m, e).

Очевидно, что система, предназначенная для отбора количества движения эквивалентна по своему действию замедляющей системе, хорошо известной физикам и инженерам, работающим в диапазоне с. в. ч. Следовательно, эффект Черенкова в принципе весьма аналогичен процессу излучения в лампе с бегущей волной. Разница заключается в том, что при излучении Черенкова замедляющая система представляет собой не периодическую структуру, аналогичную спирали, а однородный диэлектрик.

Любая замедляющая система осуществляет различное замедление электромагнитных волн на различных частотах. Этот разброс по скоростям связан обычно с периодичностью системы (фиг. 4). В диэлектрике имеет место аналогичная дисперсия, но явления, связанные с периодичностью, начинают проявляться на длинах волн, соответствующих видимому свету и ультрафиолетовому излучению.



Ф и г. 3.

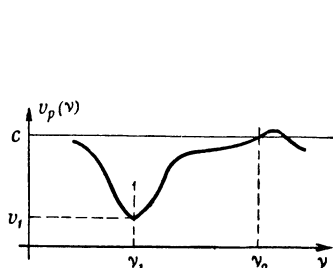
Рассмотрение эффекта Черенкова начинается обычно со следующего рассуждения. Заряженная частица влетает в среду с диэлектрической проницаемостью ϵ . Если заряд движется со скоростью

$$v_e < \frac{c}{\sqrt{\epsilon}},$$

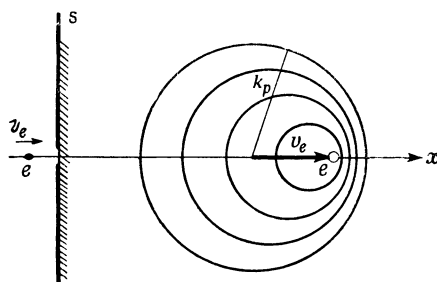
то эквипотенциали для запаздывающих потенциалов распределяются так, как изображено на фиг. 5. Но если

$$v_e > \frac{c}{\sqrt{\epsilon}},$$

то система сферических эквипотенциалей имеет коническую огибающую P



Ф и г. 4.

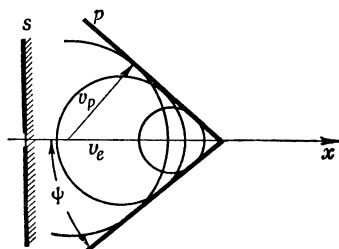


Ф и г. 5.

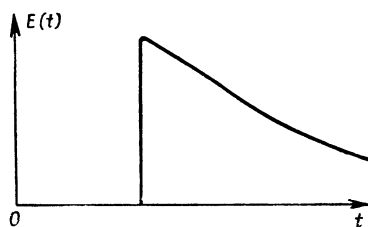
(фиг. 6), известную под названием конуса Черенкова. Угол раствора конуса ψ определяется по формуле

$$\sin \psi = \frac{1}{\sqrt{\epsilon}}. \quad (6)$$

Качественное рассмотрение эффекта Черенкова производится следующим образом. Детектор, расположенный вблизи траектории частицы (m, e),



Ф и г. 6.



Ф и г. 7.

регистрирует внезапный электрический импульс $E(t)$, изображенный на фиг. 7. Поскольку $E(t)$ имеет ступеньку, очевидно, что разложение $E(t)$ в спектр Фурье содержит составляющие, частота которых

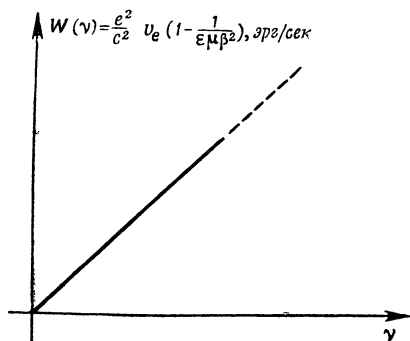
$$\nu \rightarrow \infty.$$

Строгий анализ, основанный на теории взаимодействия частицы с волной, приводит к формуле для распределения мощности по частотам (фиг. 8)

$$W(\nu) = \frac{e^2}{c^2} v_e \nu \left(1 - \frac{1}{\epsilon \beta^2} \right), \text{ эрг/сек.} \quad (7)$$

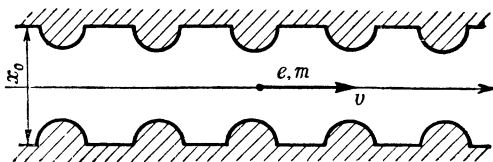
По этой формуле, при $\nu = \infty$ мощность бесконечна. Такая расходимость в доквантовой физике была известна под названием ультрафиолетовой

катастрофы. В нашем случае расхожимость обусловлена тем, что диэлектрик считается абсолютно однородным. В действительности это конечно не так, потому что всегда наблюдаются явления, связанные с периодичностью и проявляющиеся на длинах волн λ , соизмеримых с междумолекулярным расстоянием X_0 (фиг. 9). В результате действительное распределение мощно-



Ф и г. 8.

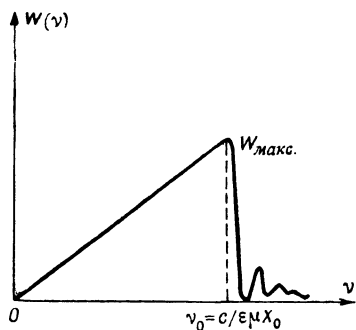
сти по частотам происходит так, как показано на фиг. 10. Даже для газов $\lambda \sim \varepsilon X_0$, $\lambda \sim 0$ (10^{-6} см), и, таким образом, максимальная мощность излучения лежит в видимой части спектра. В случае более



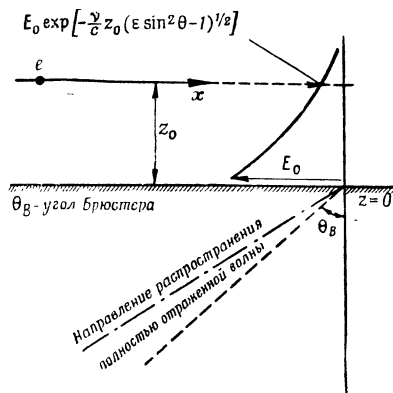
Ф и г. 9.

плотных веществ она лежит в области ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучений.

Если заряд e движется параллельно поверхности диэлектрика, то рассмотренный процесс излучения Черенкова в основном сохраняется. Волны, с которыми заряд может взаимодействовать, относятся к числу полностью



Ф и г. 10.



Ф и г. 11.

отраженных волн. Они проникают через поверхность диэлектрика, но их амплитуда быстро убывает с возрастанием z (фиг. 11)

$$E(z) = E_0 e^{-\frac{\nu}{c} \sqrt{\varepsilon^2 \sin^2 \theta - 1} z}. \quad (8)$$

Суммируя составляющие мощности, соответствующие всем таким возбуждающимся волнам, получаем

$$W(\nu) = 2 \frac{e^2}{c^2} v_e \nu \left(1 - \frac{1}{\varepsilon^2 \beta^2} \right) e^{-2 \frac{\nu z_0}{c} \sqrt{\varepsilon^2 \sin^2 \theta - 1}}, \text{ эрг/сек} \quad (9)$$

при условии, что $1 - (1/\varepsilon^2 \beta^2) \ll 1$, а $\varepsilon \gg 1$. (фиг. 12).

Максимум $W(\nu)$ соответствует длине волны

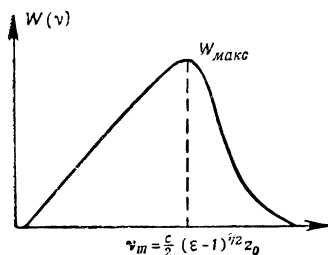
$$\lambda_m = 4\pi z_0 \sqrt{\varepsilon}. \quad (10)$$

Так, например, при $\lambda_m = 1,5$ мм и $\varepsilon = 100$ имеем $z_0 \approx 0,001$ см.

Кривая распределения мощности по частотам в данном случае имеет много общего по форме с соответствующей кривой для рассмотренного выше эффекта Черенкова внутри диэлектрика, особенно вблизи от $\lambda = \varepsilon X_0$, так как физические условия в данном случае весьма близки к условиям движения заряда e между двумя параллельными поверхностями диэлектрика (см. фиг. 9).

При необходимости осуществления эффективного возбуждения поверхностных волн в диэлектрике, при котором возбуждающие заряды оставались бы за пределами диэлектрика, вместо плоской поверхности следует использовать цилиндрический канал в диэлектрике. Такая система также была исследована, и оказалось, что поле в ней убывает медленнее, чем

$$\exp\left(-\frac{4\pi z_0}{\lambda} \sqrt{\varepsilon}\right),$$



Ф и г. 12.

и что поверхностные волны в этом случае возбуждать легче, чем на той же длине волны в плоской системе. В цилиндрической системе коэффициент связи больше, поэтому было решено работать с лампами, имеющими цилиндрический диэлектрик.

Использование диэлектрических замедляющих систем в устройствах для с. в. ч. имеет ряд недостатков. Отметим два из них:

1) на диэлектрике могут накапливаться поверхностные заряды, которые трудно отвести;

2) взаимодействующее поле, вообще говоря, слабо.

Для устранения первого недостатка трудно что-либо предпринять. Можно только удерживать электронный пучок на некотором расстоянии от поверхности диэлектрика и работать при достаточно сильных высокочастотных полях. Однако можно увеличить взаимодействующее поле, превратив данное устройство в осциллятор, а диэлектрическую замедляющую систему — в составную часть высокочастотного резонатора. Это очень легко осуществить, поместив диэлектрическую трубку между двумя металлическими дисками. Диэлектрические резонаторы такого типа уже рассматривались ранее (фиг. 13). Уравнение, описывающее распространение волны E_{01} в твердом диэлектрическом цилиндре имеет вид

$$\zeta \frac{K_0(\zeta)}{K_1(\zeta)} = -\frac{\eta}{\varepsilon} \frac{J_0(\eta)}{J_1(\eta)}, \quad (11)$$

где

$$\zeta^2 = a^2 \left[\left(\frac{2\pi}{\lambda_g} \right)^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \right], \quad (12)$$

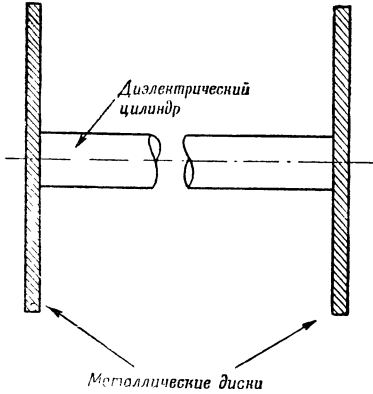
$$\eta^2 = a^2 \left[\varepsilon \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 - \left(\frac{2\pi}{\lambda_g} \right)^2 \right], \quad (13)$$

a — радиус диэлектрического цилиндра. Структура поля для волны этого типа изображена на фиг. 14. Кривая, соответствующая уравнению (11), может быть представлена графически в координатах (ζ, η) (фиг. 15). Любая пара значений (ζ_1, η_1) , соответствующая некоторой точке на этой кривой, определяет λ и λ_g определенной волны типа E_{01} . В этом можно убедиться, исключив λ или λ_g из уравнений (12) и (13). Исключая λ_g , по-

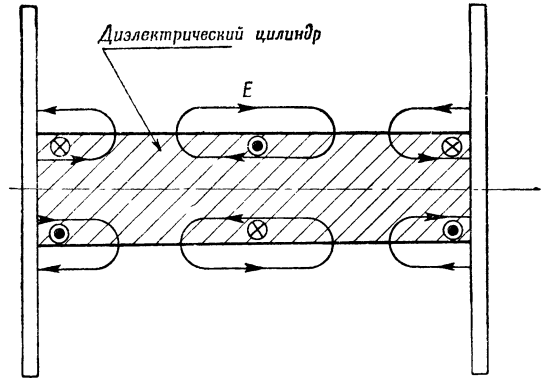
лучим уравнение

$$\zeta^2 + \eta^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 a^2 \sqrt{\varepsilon - 1}, \quad (14)$$

которое представляет собой геометрическое место точек, соответствующее длине волны λ .



Ф и г. 13.

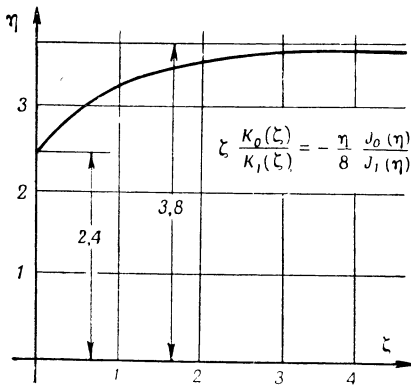


Ф и г. 14.

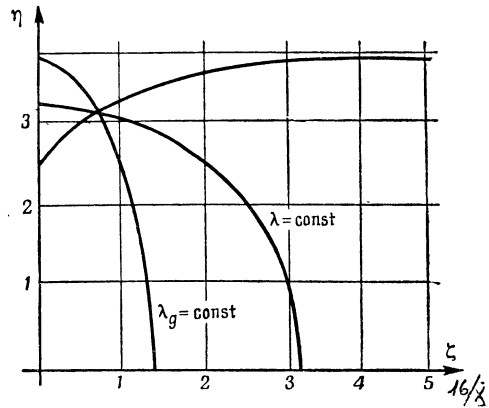
Аналогично, исключая λ , получим уравнение

$$\varepsilon \zeta^2 + \eta^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_g}\right)^2 a^2 \sqrt{\varepsilon - 1}, \quad (15)$$

которое представляет собой геометрическое место точек, соответствующее длине волны в волноводе λ_g (фиг. 16).



Ф и г. 15.



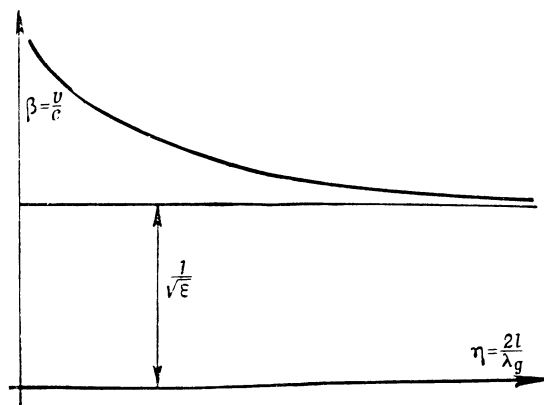
Ф и г. 16.

Следует подчеркнуть, что выбор радиуса a диэлектрического цилиндра определяет спектр, в котором этот цилиндр осуществляет замедление волны E почти с такой же эффективностью, что и безграничная диэлектрическая среда. Действительно, можно выразить графически зависимость между λ и λ_g или между λ и $\beta = \lambda_g/\lambda$. Наиболее удобным является график зависимости $\beta = \lambda_g/\lambda$ от вариации волны $n = 2l/\lambda_g$, где l — длина диэлектрического цилиндра. Этот график приведен на фиг. 17. После выбора подходящего резонатора с диэлектриком следует уточнить, каким образом будет происходить возбуждение резонатора электронным пучком. В нашем случае следует выбрать радиус r канала в диэлектрическом цилиндре. Основной

принцип, которым следует руководствоваться в данном случае, может быть сформулирован в виде неравенства

$$\rho < \frac{\lambda_g}{2}. \quad (16)$$

Вторая задача связана с пусковым током в диэлектрическом осцилляторе. Этот ток может быть определен с помощью методов, разработанных для лампы с бегущей волной. Но если осциллятор обладает достаточно высоким Q , то из двух дифференциальных уравнений — для высокочастотного



Ф и г. 17.

поля E и для высокочастотного тока I — можно рассматривать только уравнение для I , так как распределение поля E полностью определяется свойствами резонатора с диэлектриком и не зависит от распределения источников тока I . Уравнение для I записывается в виде

$$\frac{\partial^2 I}{\partial z^2} - 2jk_0 \frac{\partial I}{\partial t} + k_0^2 I = \frac{U_0}{I_0} E_0 e^{jkz}, \quad (17)$$

а его решение равно

$$I = \frac{E_0}{U_0} I_0 z^2 e^{jk_0 z}. \quad (18)$$

Выходная мощность равна

$$W = \frac{1}{2} \int_0^l E^* I dz, \\ W = \alpha \frac{E^2}{U_0} I_0 l^3 \quad \left(\alpha = 0,074 \frac{\omega}{u_0} \right). \quad (19)$$

Потери в лампе равны

$$W' \approx \pi \varepsilon E^2 B^{-2} l (r_2^2 - r_1^2) \frac{\omega}{Q}, \quad (20)$$

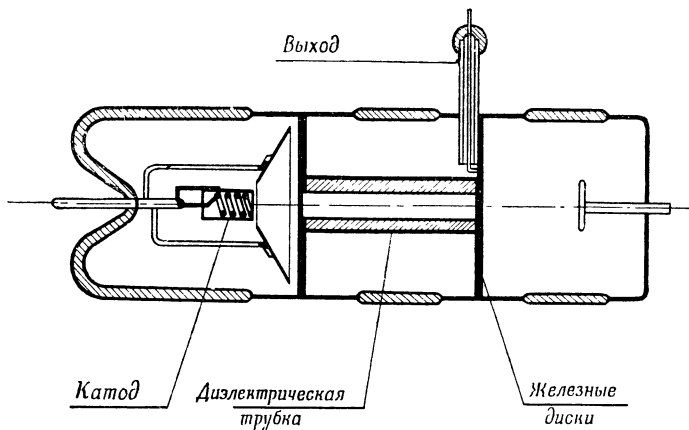
где B — коэффициент связи электронного пучка с замедляющей системой: $B = \exp [-(2\pi/\lambda) \sqrt{\varepsilon - 1} (r_1 - rb)]$, а r_1 — средний радиус электронного пучка. Из предыдущего вывода следует, что пусковой ток равен

$$I_{\text{пуск.}} \approx 10^{-5} \varepsilon \frac{U_0^{3/2} r_2^2}{B^2 Q l^2} (A, U). \quad (21)$$

На основе этих расчетов были сконструированы две лампы. В первой лампе используется обычная стеатитовая керамика, диэлектрическая проницаемость которой равна $\varepsilon = 9$. При этом напряжение на электронной пушке должно составлять от 40 до 50 кВ, а электронный пучок должен обеспечивать

излучение в диапазоне 8 мм. Пусковой ток, согласно расчету, оказался равным $I_{\text{пуск}} = 160$ ма.

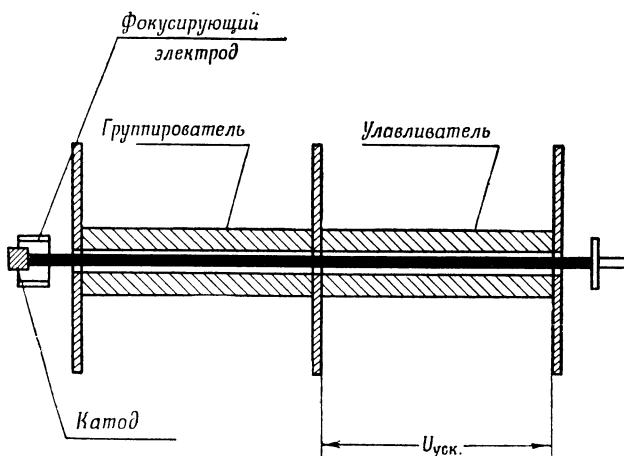
Во второй лампе использовалась керамика из TiO_2 , диэлектрическая проницаемость которой равна $\epsilon = 90$. При этом напряжение на электронной пушке должно составлять примерно 5—6 кв, а высокочастотное излучение



Ф и г. 18.

должно находиться главным образом в диапазоне 3,2 см. Основные конструктивные особенности этих ламп изображены на фиг. 18.

На первый взгляд кажется, что диэлектрические замедляющие системы не имеют никаких преимуществ по сравнению с обычными спиральными и гребенчатыми системами. Однако это не так. Имеется два возможных преимущества резонатора с диэлектриком. Первое заключается в том, что в диапазоне



Ф и г. 19.

миллиметровых волн изготовление полого диэлектрического цилиндра не представляет затруднений, тогда как трудности, связанные с равномерной намоткой спирали, весьма значительны. Кроме того, в случае диэлектрика можно применять более высокие напряжения, чем в случае спирали. Второе преимущество заключается в возможности непосредственного превращения энергии постоянного поля в энергию высокочастотного поля. Действительно, вдоль оси диэлектрического цилиндра можно приложить постоянное электрическое

поле (фиг. 19). Это может, по-видимому, повысить к. п. д. устройств с бегущей волной от нескольких процентов до 20—30%.

К числу недостатков, постоянно сопутствующих диэлектрическим генераторам, относится малое сопротивление связи, обусловленное тем, что энергия, накапливаемая в диэлектрике, велика по сравнению с энергией, сосредоточенной в пространстве взаимодействия.

Можно ожидать в ближайшее время опубликования некоторых экспериментальных данных, относящихся к таким лампам с диэлектрическим осциллятором.

ИЗЛУЧЕНИЕ ЧЕРЕНКОВА В ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ¹⁾

Моц, Шифф

Зоммерфельд в своей недавно опубликованной книге по оптике [1] утверждает, что если под скоростью света в среде понимать не фазовую скорость, а групповую, то направление распространения излучения Черенкова в диспергирующей среде определяется по обычным формулам (см., например, [2], или [4]). Это противоречит общепринятому мнению, согласно которому в расчете должна быть использована фазовая скорость. Различие между этими двумя точками зрения имеет важный физический смысл в связи с экспериментами, аналогичными недавно выполненному Матэром [3]. Можно без труда убедиться в том, что использование фазовой скорости действительно является оправданным. Для простоты ограничимся бесконечно малым диапазоном частот; на практике это соответствует использованию узкополосного фильтра. В этом случае обычные расчеты показывают, что вектор Пойнтинга для любой монохроматической составляющей имеет направление, которое рассчитывается исходя из фазовой скорости. Все эти векторы Пойнтинга бесконечно близки друг к другу, так что направление распространения всей полосы частот бесконечно близко к направлению, рассчитываемому для каждой отдельной частотной составляющей в данном диапазоне с использованием фазовой скорости.

Представляет, однако, интерес выяснение с максимально возможной четкостью роли групповой скорости. Этот вопрос уже рассматривался Таммом [4] в его классической статье по теории излучения Черенкова. Он показал, что в узком диапазоне частот излучение в любой момент времени сконцентрировано в тонкой конической оболочке, вершина которой совпадает с положением движущегося заряда, а половина угла раскрыва этого конуса определяется по формуле

$$\operatorname{ctg} \theta = \sqrt{\left(n_0 \frac{v}{c}\right)^2 - 1} + \frac{\omega_0 n_0 \left(\frac{v}{c}\right)^2 \left(\frac{dn}{d\omega}\right)_0}{\sqrt{\left(n_0 \frac{v}{c}\right)^2 - 1}}, \quad (1)$$

где v — скорость заряда, c — скорость света в вакууме, $n(\omega)$ — коэффициент преломления среды для угловой частоты ω , диапазон частот устремлен к ω_0 , а $n_0 \equiv n(\omega_0)$. Если излучение распространяется в направлениях, перпендикулярных к плоскостям, касательным к поверхности этого конуса, то это не противоречит строгой теории только для недиспергирующей среды ($dn/d\omega = 0$). В действительности излучение распространяется в направлениях, составляющих угол θ_0 с траекторией заряда, где

$$\operatorname{tg} \theta_0 = \sqrt{\left(n_0 \frac{v}{c}\right)^2 - 1}, \quad (2)$$

так что этот конус можно рассматривать как конус со «скользящей поверхностью», перемещающийся вместе с зарядом.

¹⁾ Motz H., Schiff L. I., *Am. J. Phys.*, 21, № 4, 258—259 (1953).

По-видимому, целесообразно представить аргументацию Тамма в несколько иной форме, исходя из аналогии с хорошо известным выводом групповой скорости одномерного волнового пакета [5]. Считаем для простоты, что поле изменяется только в плоскости, проходящей через траекторию заряда, с тем чтобы использовать только две координаты. Тогда общее решение, соответствующее волновому пакету, для любой составляющей поля запишется в виде

$$u(x, y, t) = \iint A(k_x, k_y) \exp[j(k_x x + k_y y - \omega t)] dk_x dk_y, \quad (3)$$

где $\omega = c \sqrt{k_x^2 + k_y^2}/n(\omega)$; интегрирование, как и прежде, производится по узкому интервалу частот или волновых векторов. Разложим подынтегральное выражение вокруг средней точки интервала ω_0, \mathbf{k}_0 и перепишем выражение (3) в виде произведения медленно изменяющейся амплитуды и быстро изменяющегося фазового множителя

$$u(x, y, t) = B(x, y, t) \exp[j(k_{0x}x + k_{0y}y - \omega_0 t)],$$

$$B(x, y, t) = \iint a(k_{1x}, k_{1y}) \exp[j(k_{1x}x + k_{1y}y - \omega_1 t)] dk_{1x} dk_{1y}, \quad (4)$$

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_1, \quad \omega = \omega_0 + \omega_1,$$

$$a(k_{1x}, k_{1y}) = A(k_x, k_y).$$

Амплитуда B является медленно изменяющейся функцией x, y и t , так как значения \mathbf{k}_1 и ω_1 заключены в узком интервале. Энергия концентрируется в тех областях, где B велико; движение этих областей определяется из условия, что $B = \text{const}$, которое в дифференциальной форме имеет вид

$$B_x dx + B_y dy + B_t dt = 0, \quad (5)$$

где $B_x \equiv \partial B / \partial x$ и т. д.

Уравнение (5) определяет ряд параллельных прямых с наклоном $-B_x/B_y$; точка пересечения любой из этих прямых с осью x движется со скоростью $-B_t/B_x$, а точка пересечения с осью y — со скоростью $-B_t/B_y$.

Из равенства (4) следует, что

$$B_x = j \iint k_{1x} a \exp(\dots) dk_{1x} dk_{1y};$$

$$B_y = j \iint k_{1y} a \exp(\dots) dk_{1x} dk_{1y}; \quad (6)$$

$$B_t = -j \iint \omega_1 a \exp(\dots) dk_{1x} dk_{1y}.$$

До сих пор рассмотрение волнового пакета проводилось в самой общей форме. В случае эффекта Черенкова $A(k_x, k_y)$ равно нулю, если не выполняется условие $k_y = k_x \sqrt{(nv/c)^2 - 1}$, так что $\omega = k_x v$. Это вытекает из обычной теории и из физических соображений, связанных с тем, что структура излучения должна оставаться неизменной по отношению к заряду, движущемуся в направлении оси x . Это означает, что составляющая фазовой скорости в этом направлении ω/k_x должна равняться v .

Затем в первое равенство (6) можно подставить ω_1/v вместо k_{1x} , а во второе равенство (6) подставить приближенное выражение

$$\begin{aligned} \omega_1 \left[\frac{d}{d\omega} \left\{ \frac{\omega}{v} \sqrt{\left(n \frac{v}{c} \right)^2 - 1} \right\} \right]_0 = \\ = \frac{\omega_1}{v} \left\{ \sqrt{n_0^2 \left(\frac{v}{c} \right)^2 - 1} + \omega_0 n_0 \left(\frac{v}{c} \right)^2 \left(\frac{dn}{d\omega} \right)_0 \left(\sqrt{\left(n_0 \frac{v}{c} \right)^2 - 1} \right)^{-1} \right\} \end{aligned}$$

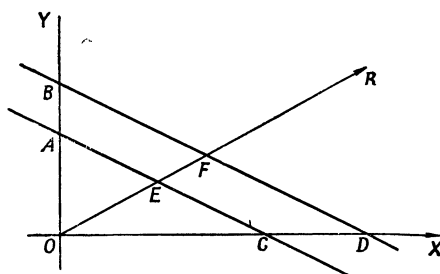
вместо k_{1y} . После этих подстановок имеем

$$B_x = -\frac{B_t}{v},$$

$$B_y = -\frac{B_t}{v} \left[\sqrt{\left(n_0 \frac{v}{c}\right)^2 - 1} + \omega_0 n_0 \left(\frac{v}{c}\right)^2 \left(\frac{dn}{d\omega}\right)_0 \times \left(\sqrt{\left(n_0 \frac{v}{c}\right)^2 - 1}\right)^{-1} \right].$$

Таким образом, линии постоянной амплитуды (действительные образующие конуса) наклонены к оси x под углом θ , определяемым формулой (1).

Направление потока энергии может быть найдено с помощью построения, приведенного на фиг. 1. Заряд движется в направлении OX , а линия постоянной амплитуды, занимавшая в определенный момент времени положение AC , спустя интервал времени Δt займет положение BD . Обращаясь



Ф и г. 1. Геометрическое построение, определяющее направление потока излучаемой энергии.

к уравнению (5), получим: $AB = -(B_t/B_y)\Delta t$ и $CD = -(B_t/B_x)\Delta t$. Излучаемая энергия должна распространяться в направлении OR , которое выбирается так, чтобы точка пересечения этого направления с линией постоянных амплитуд двигалась с групповой скоростью u излучения, т. е. расстояние EF должно равняться $u\Delta t$. Далее, $\omega n(\omega) = ck$, где k — величина волнового вектора, а $u = d\omega/dk$, следовательно, $u = c/[n_0 + \omega_0(dn/d\omega_0)]$. Далее, можно без труда показать, что угол ROX на фиг. 1 совпадает с углом θ_0 , определяемым по формуле (2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Зоммерфельд А., Оптика, Издательство иностранной литературы, 1953.
2. Шифф Л., Квантовая механика, Издательство иностранной литературы, стр. 303, 1957.
3. Mather R. L., *Phys. Rev.*, **84**, 181 (1951).
4. Тамм И. Е., *J. Phys. (USSR)*, **1**, 439 (1939).
5. Born M., *Atomic Physics*, p. 295, Glasgow, 1946.

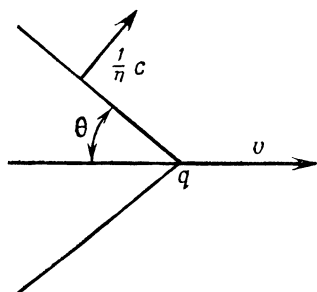
ЭФФЕКТ ЧЕРЕНКОВА В ОПТИКЕ И В ОБЛАСТИ МИКРОВОЛН¹⁾

Абель

Электрический заряд, движущийся в диэлектрической среде со скоростью, превосходящей скорость света, излучает электромагнитную энергию. Это явление было открыто Черенковым [1] в 1934 г. опытным путем. Если изменение скорости мало и среда не обладает дисперсией, то электромагнитная волна распространяется в сторону движения заряда, причем фронт волны имеет форму конуса с вершиной, находящейся на траектории заряда и совпадающей с точкой расположения заряда. Угол раскрытия конуса определяется соотношением

$$\sin \theta = (\beta n)^{-1}, \quad (1)$$

где n — показатель преломления среды, а β — отношение между скоростью заряда v и скоростью света c в вакууме (фиг. 1). Для $\beta < n^{-1}$ угол θ становится мнимым; это соответствует отсутствию излучения, и имеет место



Ф и г. 1.

при постоянной скорости. Рассматриваемое явление в области электромагнитных колебаний аналогично явлению конуса Маха в механике жидкостей при сверхзвуковых скоростях. Некоторые явления, встретившиеся в опытах Черенкова, затрудняют непосредственное истолкование первых результатов и приводят к смешению этого явления с хорошо известным эффектом излучения при ускорении. Действительно, лишь несколько лет спустя Франк и Тамм развили теорию этого явления [2]. Они предположили существование точечного электрического заряда q , движущегося прямолинейно и равномерно со скоростью v в среде

с показателем преломления n , являющегося вещественной функцией частоты $\omega/2\pi$. При заданной системе цилиндрических координат (ρ, φ, z) ось z совпадает с траекторией заряда и направлена в сторону движения, а электрический ток, соответствующий движущемуся заряду, может быть представлен в виде непрерывного спектра распределения плотности тока

$$j_r j_\varphi = 0; \quad j_z = \frac{q}{2\pi^2 \rho} \delta(\rho) \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-i\omega\tau] d\omega, \quad (2)$$

где τ задано (в зависимости от времени t и координаты z) отношением $\tau = t - z/v$, а $\delta(\rho)$ — функция Дирака, удовлетворяющая условию

$$\int_0^{\bar{\rho}} \delta(\rho) d\rho = \frac{1}{2} \quad \text{при} \quad \bar{\rho} \neq 0.$$

¹⁾ A b e l e M., *Nuovo Cimento (Supplemento)*, IX ser. IX, № 3, 207—213 (1952).

Интегрируя уравнение Максвелла для $\rho \neq 0$ и налагая на магнитное поле граничные условия

$$\lim_{\rho \rightarrow 0} (2\pi\rho H_\varphi) = \frac{q}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-i\omega\tau] d\omega,$$

находим конфигурацию поля, образованного зарядом, а затем энергию W , излучаемую на единице длины пробега. Получим

$$W = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 c^2} \int \omega \left[1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)} \right] d\omega, \quad (3)$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость для вакуума в единицах MKS. В этом выражении интеграл берется в пределах частот, для которых

$$\beta n(\omega) > 1. \quad (4)$$

Нетрудно убедиться, что заряд вызывает появление непрерывного спектра частот и что дисперсия любой физической среды обеспечивает сходимость формулы (3), которая становится расходящейся, если предположить, что диэлектрик не рассеивает энергии. Допустим, например, в предельном случае, что n постоянно и удовлетворяет условию (4) для частоты ω , которая ниже, чем заданная величина $\bar{\omega}$, и $n=1$ для $\omega > \bar{\omega}$, тогда спектральное рассеяние излучаемой энергии линейно возрастает с частотой для $\omega < \bar{\omega}$ и равно 0 для $\omega > \bar{\omega}$.

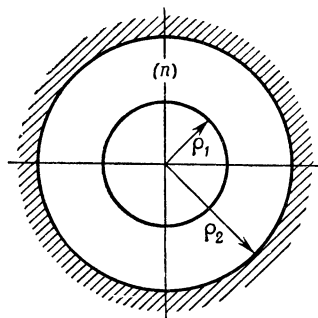
Более поздние теоретические исследования позволили определить влияние эффекта Черенкова на потерю энергии заряженными частицами, проходящими через материальную среду, и проанализировать процесс образования конуса, заданного отношением (1) [3]. Одним из наиболее блестящих применений эффекта Черенкова является возможность измерять скорость протонов высокой энергии, определяя непосредственно угол конуса [4]. Наконец, Гинзбург [5] доказал, что если пропускать электрические заряды вблизи от поверхности диэлектрической среды, то можно получить очень сильное излучение в области радиочастот, соответствующих диапазону микроволн.

Для использования эффекта Черенкова в целях получения спектра сантиметровых или миллиметровых волн рассмотрим металлический волновод цилиндрической формы с радиусом ρ_2 . Допустим, что в пространстве $\rho < \rho_1$ — вакуум, а в пространстве $\rho_1 < \rho < \rho_2$ — диэлектрическая среда с показателем преломления n .

Для упрощения предположим, что металл является идеальным проводником, а диэлектрик не имеет потерь и не обладает дисперсией. Заряд q на оси волновода перемещается с постоянной скоростью v .

С помощью системы координат, в которой написаны выражения для тока (2), можно показать, что для $\beta n > 1$ заряд излучает спектр волн и энергия, излучаемая на единице длины пробега, имеет вид

$$W = \sum_{h=1}^{\infty} W_h = \frac{q^2}{4v\epsilon_0} (\beta^2 - 1)^{1/2} \times \sum_{h=1}^{\infty} \left\{ \left(\frac{\delta\Delta}{\delta\omega} \right)^{-1} \left[n^2 \left(\frac{\beta^2 - 1}{n^2 \beta^2 - 1} \right)^{1/2} Y_0(k_e \rho_1) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times W_0(\omega) - Y_1(k_i \rho_1) W_1(\omega) \right] \right\}_{\omega=\omega_h}, \quad (5)$$



Ф и г. 2.

где

$$k_i = \frac{\omega}{v} (\beta^2 - 1)^{1/2}; \quad k_e = \frac{\omega}{v} (n^2 \beta^2 - 1)^{1/2};$$

и

$$\left. \begin{aligned} \psi_1(\omega) &= J_0(k_e \rho_1) Y_0(k_e \rho_2) - J_0(k_e \rho_2) Y(k_e \rho_1); \\ \psi_0(\omega) &= J_1(k_e \rho_1) Y_0(k_e \rho_2) - J_0(k_e \rho_2) Y_1(k_e \rho_1); \\ \Delta(\omega) &= \frac{1}{k_i} \psi_1(\omega) J_1(k_i \rho_1) - \frac{n^2}{k_e} \psi_0(\omega) J_0(k_i \rho_1). \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Функции J и Y — соответственно функции Бесселя первого и второго рода; ω_h — h -й корень уравнения

$$\Delta(\omega) = 0. \quad (7)$$

Наоборот, если $n\beta < 1$, получим

$$W = 0. \quad (7a)$$

Таким образом, заряд под действием диэлектрической среды и металлической поверхности вызывает появление спектра линий, которые соответствуют частотам свободных колебаний волновода, определяемых уравнением (7) и имеющих фазовую скорость, равную v . При $n\beta < 1$ излучение отсутствует, так как минимальная величина фазовой скорости волны в волноводе равна скорости света в среде с показателем преломления n .

Проанализируем некоторые свойства спектра. В формуле (5) излучаемая энергия W_h , соответствующая h -й линии, зависит исключительно от параметров β , n , ρ_1/ρ_2 . Рассмотрим самый простой случай, при котором порядок величины

$$\left(\frac{1 - \beta^2}{n^2 \beta^2 - 1} \right)$$

равен единице, и предположим вначале, что

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} \ll 1.$$

В этом случае для

$$h \ll \frac{1}{\pi} \frac{\rho_2}{\rho_1} \quad (8)$$

имеем

$$W_h \approx \frac{q^2}{4n^2 \varepsilon_0 v \rho_2} (n^2 \beta^2 - 1)^{1/2} \omega_h \left\{ 1 - \frac{k^2 \rho_1^2}{2} \left[\left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \ln \frac{2}{\gamma k_e \rho_1} + \frac{1}{2} \frac{1 - \beta^2}{n^2 \beta^2 - 1} \right] \right\} \omega = \omega_h, \quad (9)$$

где

$$\omega_h \approx \left(2h - \frac{1}{2} \right) \frac{\pi v}{2\rho_2} \left[1 - h \frac{\pi^2}{4} \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \frac{\rho_1^2}{\rho_2^2} \right] (n^2 \beta^2 - 1)^{-1/2}.$$

Из формулы (9) следует, что в предельном случае, когда $\rho_1 = 0$, энергия W_h должна возрасти линейно с ростом частоты. Существование же полого цилиндра в луче ρ_1 приводит к тому, что W_h возрастает медленнее вследствие наличия в уравнении (9) корректирующего члена, который для рассматриваемых величин h практически изменяется как квадрат частоты. Для

$$h \gg \frac{1}{\pi} \frac{\rho_2}{\rho_1}$$

получим

$$W_h = \frac{q^2}{n^2 \varepsilon_0 v \rho_2} \frac{(1 - \beta^2)^{1/2} \omega_h}{1 + \frac{1}{n^4} \cdot \frac{n^2 \beta^2 - 1}{1 - \beta^2}} \exp \left[-2 \frac{\omega_h \rho_1}{v} (1 - \beta^2)^{1/2} \right], \quad (10)$$

где ω_h дано уравнением

$$\operatorname{tg} k_e (\rho_2 - \rho_1) \approx n^2 \left(\frac{1 - \beta^2}{n^2 \beta^2 - 1} \right)^{1/2}.$$

Следовательно, энергия W_h увеличивается в первой части спектра неравенства (8) и, достигнув максимума, соответствующего значениям h порядка $\rho_2/\pi\rho_1$, уменьшается очень быстро с частотой, согласно формуле (10).

Сказанное выше имеет значение для случая $\rho_1/\rho_2 \ll 1$. Если же предположить, что отношение ρ_1/ρ_2 имеет величину порядка единицы, то неравенство (8) для h не удовлетворяется и, следовательно, первая часть спектра, в которой энергия увеличивается с частотой, исчезает.

Предположение о постоянстве скорости v , которое привело к полученным выше результатам, оправдано физически для случая, когда заряд q не испытывает воздействия какой-либо силы. Это условие может быть выполнено, если компенсировать реакцию излучающего поля; для этого достаточно допустить наличие электростатического поля E_0 , направленного вдоль оси z и определяемого выражением

$$qE_0 = W.$$

Кинетическая энергия заряда остается постоянной, и излучаемая энергия равна потенциальной энергии, теряемой зарядом во время движения. Это простое обстоятельство становится особенно важным для применения эффекта Черенкова к усилению электромагнитной волны.

Действительно, предположим, что в целях модуляции непрерывного пучка зарядов с помощью монохроматической волны в волновод подаются импульсы точечных зарядов q с частотой $\omega_0/2\pi$. Предположим, кроме того, что заряды поступают в волновод в точке $z = -\bar{z}/2$ и выходят из него в точке $z = +\bar{z}/2$. Если скорость v постоянна, то распределение тока имеет вид

$$j_z = j_\varphi = 0, \\ j_z = \frac{q\omega_0}{4\pi^2 i \rho} \delta(\rho) \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \exp[-im\omega_0\tau] \times \\ \times \left\{ \left[\int_{\sigma} \frac{1}{\zeta} \exp \left[\zeta \left(z + \frac{\bar{z}}{2} \right) \right] d\zeta - \int_{\sigma} \frac{1}{\zeta} \exp \left[\zeta \left(z - \frac{\bar{z}}{2} \right) \right] d\zeta \right] \right\}, \quad (11)$$

где контур интегрирования σ обходит в направлении мнимой оси комплексной плоскости ζ и окружает источник полуокружностью, расположенной в полуплоскости с положительной вещественной частью.

Ограничимся определением аксиальной составляющей ε_z электрического поля, образуемого распределением тока (11) для $\rho < \rho_1$. Асимптотическая величина ε_z для $z \rightarrow +\infty$ определяется формулой

$$\varepsilon_{z \rightarrow +\infty} = \frac{q}{8\pi^2 \varepsilon_0} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{m} \exp[-im\omega_0\tau] \times \\ \times \lim_{z \rightarrow +\infty} \int_{\sigma} \frac{k_i^2 \operatorname{sh}(\zeta\bar{z}/2)}{\zeta \Delta(m\omega_0, \zeta)} \left[\frac{1}{k_i} Y_1(k_i \rho_1) \psi_1 - \frac{n^2}{k_e} Y_0(k_i \rho_1) \psi_0 \right] J_0(k_i \rho) \exp[\zeta z] d\zeta, \quad (12)$$

где $\Delta(m\omega_0, \zeta)$, ψ_0 , ψ_1 даны в зависимости от k_i , k_e отношениями (6) с величинами

$$k_i = \left[\left(\zeta + im \frac{\omega_0}{v} \right)^2 + m^2 \omega_0^2 \frac{1}{c^2} \right]^{1/2}; \\ k_e = \left[\left(\zeta + im \frac{\omega_0}{v} \right)^2 + m^2 \omega_0^2 \frac{n^2}{c^2} \right]^{1/2}.$$

Рассмотрим в (12) основную гармонику ($m = \pm 1$) и предположим, что ω_0 удовлетворяет уравнению

$$[\Delta(m\omega_0\zeta)]_{m=1, \zeta=0} = 0. \quad (13)$$

Это приводит к предположению, что фазовая скорость свободного [колебания частоты $\omega_0/2\pi$ равна скорости зарядов v . Тогда для этого вида колебаний в волноводе амплитуда электрического поля (при $z \rightarrow +\infty$) равна

$$(E_z)_{m=1} = \frac{\bar{q}\bar{z}}{4\pi\epsilon_0} \left| k_i \left(\frac{\delta\Delta}{\delta\bar{z}} \right)^{-1} \left[Y_1(k_i\rho_1) \psi_1 - n^2 \left(\frac{\beta^2 - 1}{n^2\beta^2 - 1} \right)^{1/2} Y_0(k_i\rho_1) \psi_0 \right] J_0(k_1\rho) \right|_{\zeta=0}.$$

Амплитуда поля основной гармоники возрастает линейно с ростом \bar{z} , а энергия увеличивается пропорционально квадрату \bar{z} . Следовательно, можно выбрать параметры волновода так (в частности, взять для \bar{z} достаточно большую величину), чтобы энергия, передаваемая другим видам колебаний, была мала по отношению к энергии колебаний вида, удовлетворяющего уравнению (13). В этом случае электростатическое поле E_0 на оси волновода возрастает линейно с ростом z в направлении движения зарядов. К. п. д. может в таком случае достигать очень больших величин при условии, что потенциальная энергия, теряемая зарядами, может быть намного больше, чем начальная кинетическая энергия.

Таким образом, становится очевидным различие между этим процессом и процессом, происходящим в усилителе с бегущей волной классического типа, где заряды в пространстве взаимодействия испытывают воздействие одного лишь электромагнитного поля [6]. В этом случае к. п. д. мал, так как энергия, передаваемая волне, составляет лишь незначительную часть кинетической энергии зарядов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Черенков П. А. ДАН СССР, новая серия, 2, 8. 451—454, 1934.
2. Тамм И. Е. *J. Phys. (USSR)*, 1, 439, (1939).
3. В е с к G., *Phys. Rev.*, 74, 795 (1948); A b e l M., *Com. E.S.A.*, C2 (1952).
4. M a t h i e r R. L. *Phys. Rev.*, 84, 181 (1951).
5. Г и н з б у р г В. Л., ДАН СССР, новая серия, 56, № 3, 253—254, 1947.
6. К о т р ф н е r R., *Rep. Progr. Phys.*, 15, 275 (1952).

УВЕЛИЧЕНИЕ ЧАСТОТЫ И УСИЛЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ С ПОМОЩЬЮ НЕКОТОРЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭФФЕКТОВ¹⁾

Ландэкер

В данной статье показана возможность генерации весьма коротких электромагнитных волн с помощью некоторых релятивистских эффектов²⁾ на основе развития электронных ускорителей (таких, как генератор Ван-де-Граафа и бетатрон).

РЕЛЯТИВИСТСКИЙ ЭФФЕКТ ДОППЛЕРА

Рассмотрим вначале выражение для релятивистского эффекта Допплера, представленное в виде

$$\nu' = \nu \frac{1 + \frac{v}{c} \cos \varphi}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}, \quad (1)$$

где v —скорость электрона в пучке ускорителя, c — скорость света в вакууме, ν' — частота электромагнитной волны в системе координат S' , находящейся в покое по отношению к наблюдателю, ν —частота электромагнитной волны в системе координат S , движущейся вместе с электронным пучком, а φ —угол между нормалью в системе S к сферической волне, возникающей в точке расположения электрона, и направлением относительной скорости v .

Таким образом,

$$\nu' = \nu F \quad \text{при} \quad \varphi = 0; \quad (2)$$

$$\nu' = \nu f \quad \text{при} \quad \varphi = \pi, \quad (3)$$

где

$$F = \sqrt{\frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}}} = f^{-1}. \quad (4)$$

Значения F для различных ускоряющих напряжений U , типичных для современной техники, приведены в таблице.

Множители F и f в формулах (2) и (3) могут быть названы «коэффициентами преобразования», так как частота электромагнитных колебаний, излучаемых движущимся электроном, с точки зрения неподвижного наблюдателя, оказывается, по формуле (2) в F раз больше, а по формуле (3) в F раз меньше истинной, т. е. воспринимаемая частота зависит от «направления наблюдения», на что указывает наличие зависимости от φ . Если скорость v изменяет свой знак на обратный, то F и f меняются местами.

¹⁾ Landecker K., *Phys. Rev.*, 86, № 6, 852—855 (1952).

²⁾ Со времени подготовки данной работы к опубликованию вышла в свет статья Моца (русский перевод см. стр. 194 настоящего сборника), в которой рассматривается аналогичная задача. Можно согласиться с выводами автора о том, насколько важно получить когерентное излучение электронного пучка. Однако даже в том случае, когда группирование или пакетирование электронов несовершенно, можно получить значительное увеличение мощности по сравнению с некогерентным излучением (см. разделы в данной статье, посвященные рассмотрению численного примера и теории Бэйли).

**Коэффициент преобразования F для обычных
ускоряющих напряжений**

$U, \text{ Мэв}$	0,1	1	2	5	10	25	100
F	1,85	5,75	9,7	21,5	41,1	97,7	394
$K = F^2$	3,44	33	94	463	1690	9570	154 800

Нетрудно видеть, что если $(v/c) \rightarrow 1$, то $F \rightarrow \infty$ в формуле (2) и $f \rightarrow 0$ в формуле (3). Для наших целей основной интерес представляет, конечно, первый случай.

Согласно приведенной выше таблице даже при ускоряющих напряжениях, соответствующих 5 Мэв, можно теоретически получить значительное увеличение частоты. Например, электроны, излучающие в системе S волну длиной 3 см, будут излучать в неподвижной системе волну длиной 1,5 мм.

Естественно, возникает вопрос: каким образом можно заставить электроны в пучке ускорителя колебаться с требуемой частотой? Может быть предложено несколько способов, но наиболее осуществимый из них основан на применении зеркала, движущегося с релятивистской скоростью.

ЗЕРКАЛО, ДВИЖУЩЕЕСЯ С РЕЛЯТИВИСТСКОЙ СКОРОСТЬЮ

Рассмотрим электромагнитную волну, возникающую в неподвижной системе S' и распространяющуюся навстречу электронному пучку ускорителя, а также электронную пластину, вырезанную из этого пучка плоскостями, перпендикулярными направлению пучка. В этой пластине волна поглощается, превращая свою энергию в энергию колебаний электронов с последующим возвращением этой энергии волне в результате вторичного излучения.

Нетрудно видеть, что это явление аналогично отражению зеркалом, движущимся с релятивистской скоростью.

Если такое зеркало движется по направлению к наблюдателю со скоростью v , то электромагнитная волна с частотой ν , падающая на зеркало под углом θ , отражается обратно с увеличенной частотой ν' . Эта частота определяется по известной формуле

$$\nu' = \frac{\nu \left[1 + 2 \frac{v}{c} \cos \theta + \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right]}{1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2}. \quad (5)$$

В данном случае направления падения и отражения перпендикулярны поверхности электронной пластины («зеркала»), угол $\theta = 0$ и формула (5) принимает вид

$$\nu' = \nu K, \quad (6)$$

где

$$K = \frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}} = F^2. \quad (7)$$

Очевидно, что когда v близко к c ,

$$K \approx \frac{2}{1 - \frac{v}{c}}.$$

Значения K также приведены в таблице. Нетрудно видеть, что если использовать этот способ, то даже при скоростях, соответствующих 1 Мэв, может быть обеспечено значительное увеличение частоты ($K \approx 30$).

РЕЛЯТИВИСТСКОЕ УСИЛЕНИЕ ВОЛНЫ

До получения хотя бы приблизительной оценки эффективности такой системы следует отметить, что реализацию такого метода преобразования частоты значительно облегчает еще одна релятивистская теорема. Как хорошо известно из теории относительности [1], амплитуды поля A и A' , измеренные двумя наблюдателями в двух различных системах координат S и S' , относятся друг к другу, как частоты, измеренные этими наблюдателями, т. е. преобразование амплитуд происходит согласно соотношению

$$\frac{A}{v} = \frac{A'}{v'}. \quad (8)$$

Применительно к данному случаю это означает, что если коэффициенты преобразования F и K велики, то амплитуда поля, действующая на электроны в пластине, значительно превосходит амплитуду, замеренную первоначально в неподвижной системе координат, а наблюдатель в неподвижной системе координат будет воспринимать поле с амплитудой, значительно большей, чем амплитуда волны вторичного излучения электронов, и превосходящей в еще большей степени (в K раз) амплитуду волны, первоначально возникшей в неподвижной системе. Таким образом, следует ожидать общего увеличения энергии волны в K раз.

ЧИСЛЕННЫЙ ПРИМЕР

Для приближенной оценки эффективности преобразования в таком устройстве [в соответствии с формулой (6)] рассмотрим конкретный пример. Пусть в неподвижной системе координат (S') длина волны равна 3 см, что соответствует частоте 10 000 МГц, а амплитуда волны в электронной пластине равна 100 в/см. Это условие можно обеспечить с помощью обычного радиолокационного магнетронного передатчика. Первоначально пренебрежем эффектом, описываемым уравнением (8), а также допустим, что в ускорителе отсутствуют фокусирующие силы, действующие на электроны в направлениях, перпендикулярных к пучку. Хотя в большинстве ускорителей имеется небольшое радиальное магнитное поле, предназначенное для фокусировки, это допущение вполне приемлемо, так как в этих условиях амплитуда a колебаний электрона, обусловленных волной, равна

$$a = \frac{e}{m} \frac{E}{\omega^2} \text{ см}, \quad (9)$$

где E —напряженность поля, а $\omega/2\pi$ —частота приходящей волны. В данном численном примере $a \approx 4,5 \cdot 10^{-5}$ см. Можно, следовательно, в случае необходимости ограничить наше рассмотрение теми областями, в которых поперечное магнитное поле мало или даже равно нулю (например, ближайшей окрестностью средней плоскости в бетатроне). К этому вопросу придется вернуться в следующем разделе, где будет показано, что это ограничение, накладываемое на магнитное поле, может быть снято с помощью релятивистской электромагнитно-ионной теории Бэйли [2].

Рассмотрим теперь концентрацию электронов в пучке ускорителя. Согласно данным, опубликованным для первого бетатрона, построенного в Иллинойском университете [3], общее число электронов на орбите составляет примерно 10^9 .

Окончательное решение нашей задачи зависит от того, какое количество этих электронов можно заставить генерировать когерентно как одну группу. Если с помощью каких-либо средств удастся добиться того, что волна возбуждает все 10^9 электронов как одну общую группу, то, согласно классической

теории излучения, энергия W , излучаемая за 1 сек., определяется выражением

$$W = \frac{1}{3} \frac{q^2}{c^3} \frac{e^2}{m^2} E^2$$

или

$$W = \frac{1}{3} \frac{(Ne)^2}{c^3} \left(\frac{e}{m} \right)^2 E^2 \text{ эрг/сек}, \quad (10)$$

где N — концентрация электронов, а $q = Ne$ — общий заряд группы электронов. В нашем примере $W \approx 10^2 \text{ эрг/сек} = 10^{-2} \text{ мвт}$. На практике такая группировка всех электронов может оказаться невозможной. В бетатроне, который конструируется в данной лаборатории (см. последний раздел) для исследования генерирования коротких волн по предложенному выше методу, электроны концентрируются в объемах, отстоящих друг от друга на расстоянии, равном 30 длинам волн.

ПРОЦЕСС УСИЛЕНИЯ ВОЛНЫ И ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЧАСТОТЫ НА ОСНОВЕ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕОРИИ БЭЙЛИ

Профессор Бэйли любезно обратил внимание автора на тот факт, что более подробный анализ рассматриваемого процесса преобразования волны может быть произведен с помощью разработанной им релятивистской теории [2]. Действительно, эта теория позволяет учесть влияние любого поперечного или продольного магнитного поля, существующего в объеме, занятом электронным пучком, и вызывающего появление электронной гиромангнитной частоты, которое раньше приходилось исключать из рассмотрения. Профессор Бэйли исследовал отражение волны с круговой поляризацией от однородного полубесконечного пространства, заполненного электронами, движущимися со скоростью V параллельно или перпендикулярно однородному магнитному полю H . Очевидно, что эти условия соблюдаются в большинстве ускорителей электронов. Ниже воспроизводятся эти выводы.

Пусть S соответствует системе координат, в которой электроны находятся в покое, а S' — системе координат, движущейся относительно K вдоль оси Ox со скоростью — V .

Пусть E_i , E_r и E_n — векторы электрического поля соответственно входящей, отраженной и прошедшей волн в системе S на границе с полупространством, заполненным электронами. Соответствующие векторы магнитного поля пропорциональны — E_i , E_r и — ME_n , где коэффициент преломления M определяется из некоторого дисперсионного уравнения.

Граничные условия на поверхности рассматриваемого полупространства приводят к следующим соотношениям между параллельными тангенциальными составляющими:

$$E_r = E_i = E_n; \quad E_r - E_i = -ME_n,$$

а следовательно,

$$\frac{E_r}{E_i} = \frac{1-M}{1+M}. \quad (11)$$

Если P_r и P_i — входящий и отраженный потоки вектора Пойнтинга, то коэффициент отражения ρ определяется в виде

$$\rho = \frac{P_r}{P_i} = \frac{|1-M|^2}{|1+M|^2}. \quad (12)$$

Фазы этих трех волн равны соответственно φ_i , φ_r и φ_n , где

$$\varphi_i = \omega t + \frac{\omega}{c} x,$$

$$\varphi_r = \omega t - \frac{\omega}{c} x, \quad (13)$$

$$\varphi_n = \omega t + M \frac{\omega}{c} x.$$

Поскольку фаза $\varphi = \omega t - lx$ любой волны инвариантна по отношению к преобразованию Лоренца, $(l, 0, 0, j\omega/c)$ представляет собой четырехмерный вектор и преобразуется аналогично $(x, 0, 0, jct)$. Следовательно, в системе S' имеем

$$\begin{aligned} l' &= \beta \left(l + \frac{\omega V}{c^2} \right), \\ \omega' &= \beta (\omega + Vl), \end{aligned} \quad (14)$$

где

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}.$$

Составляющие поля для этой волны определяются в виде

$$\begin{aligned} E'_2 &= \beta \left(E_2 + \frac{VH_3}{c} \right); & H'_2 &= \beta \left(H_2 - \frac{VE_3}{c} \right); \\ E'_3 &= \beta \left(E_3 - \frac{VH_2}{c} \right); & H'_3 &= \beta \left(H_3 + \frac{VE_2}{c} \right). \end{aligned} \quad (15)$$

Поток вектора Пойнтинга в системе S равен

$$P = \frac{E_2 H_3 - E_3 H_2}{4\pi};$$

и в соответствии с (15) поток вектора Пойнтинга в системе S' равен

$$P' = \beta^2 \left(1 + \frac{V}{c} \right)^2 \frac{P}{4\pi},$$

т. е.

$$P' = KP, \quad (16)$$

где

$$K = \frac{1 + \frac{V}{c}}{1 - \frac{V}{c}}.$$

Из (13) следует, что для рассматриваемых трех волн

$$\omega_i = \omega; \quad l_i = -\frac{\omega}{c};$$

$$\omega_r = \omega; \quad l_r = \frac{\omega}{c};$$

$$\omega_n = \omega; \quad l_n = -M \frac{\omega}{c}$$

и в соответствии с (14) в системе S' имеем

$$\begin{aligned} \omega'_i &= \beta \left(1 - \frac{V}{c} \right) \omega; & l'_i &= \beta \left(1 - \frac{V}{c} \right) \frac{\omega}{c}; \\ \omega'_r &= \beta \left(1 + \frac{V}{c} \right) \omega; & l'_r &= \beta \left(1 + \frac{V}{c} \right) \frac{\omega}{c}; \\ \omega'_n &= \beta \left(1 - M \frac{V}{c} \right) \omega; & l'_n &= \beta \left(-M + \frac{V}{c} \right) \frac{\omega}{c}. \end{aligned} \quad (18)$$

Следовательно,

$$\frac{\omega'_r}{\omega'_i} = K, \quad (19)$$

$$\frac{\omega'_n}{\omega'_i} = \frac{1 - M \frac{V}{c}}{1 - \frac{V}{c}}. \quad (20)$$

Согласно (16) и (17), имеем также

$$P'_i = \frac{P_i}{K}; \quad P'_r = K P_r.$$

Таким образом, используя (12), получим

$$\rho' = \frac{P'_r}{P'_i} = \left(\frac{1 + \frac{V}{c}}{1 - \frac{V}{c}} \right)^2 \left| \frac{1 - M}{1 + M} \right|^2 = K^2 \rho. \quad (21)$$

Рассмотрим теперь два важных случая, когда магнитное поле является соответственно продольным и поперечным по отношению к электронному пучку.

В первом случае, когда магнитное поле параллельно электронному пучку, коэффициент преломления M в системе S равен

$$M = \sqrt{1 - \frac{P_0^2}{\omega(\omega - k_n \Omega)}}, \quad (22)$$

где $P_0^2 = 4\pi N e^2 / m_0$, $\Omega = -He / m_0 c$, $k_n = \pm 1$, а ω — угловая частота волны в системе S .

Поскольку в соответствии с (21) ρ' — коэффициент отражения в системе S' для волны с частотой ω'_i , величина M на этот раз определяется по формуле (22), в которую следует подставить $\omega = \omega'_i \sqrt{K}$, т. е.

$$M = \sqrt{1 - \frac{P_0^2}{\omega'_i \sqrt{K} (\omega'_i \sqrt{K} - k_n \Omega)}}. \quad (23)$$

Для покоящегося наблюдателя в системе S' формулы (19) и (21) определяют увеличение частоты $\mu = \omega'_r / \omega'_i$ и усиление $\alpha = P'_r / P'_i$, обусловленные отражением от движущейся электронной завесы. Поскольку $\mu = K$, а $\alpha = K^2$, от ρ зависит только α .

Если M вещественно и значительно отличается от единицы или если M чисто мнимо, то $\alpha = K^2$ и электронная завеса обладает свойствами идеального движущегося зеркала.

Следует отметить, что если $M = V/c$, то $\rho' = 1$ и электронная завеса отражает, подобно идеальному покоящемуся зеркалу (т. е. без усиления), но увеличивает частоту в K раз. Таким образом, если $V \approx c$, то $M \approx 1$ и для увеличения частоты можно использовать электронный пучок небольшой плотности. Но данный случай из-за отсутствия усиления, по-видимому, не имеет большого практического значения.

Электронный пучок малой плотности может быть использован также и в случае наличия усиления ($\alpha = K^2$), когда $|M| \gg 1$, т. е., согласно (23), $k_n \Omega > 0$ и

$$\omega'_i \approx \frac{|\Omega|}{\sqrt{K}} = 1,77 \cdot 10^7 \frac{H}{\sqrt{K}}. \quad (24)$$

При этом требуется правильно выбрать направление магнитного поля H и его величину, которая в \sqrt{K} раз больше по сравнению с полем, соответствующим гиromaгнитной частоте, совпадающей с частотой приходящей

волны. Например, для приходящей 3-сантиметровой волны потребуется магнитное поле примерно $3300/\sqrt{K}$ эс; следовательно, K вполне может достигать 25. Если H_m и K_m соответствуют наибольшим практически возможным значениям H и K соответственно, то

$$\omega'_i = 1,77 \cdot 10^7 \frac{H_m}{\sqrt{K_m}}; \quad (25)$$

$$\omega'_r = 1,77 \cdot 10^7 H_m / \sqrt{K_m}.$$

Таким образом, если $H_m = 20\,000$ эс, а $K_m = 94$ (что соответствует электронам с энергией 2 Мэв), то имеем $\lambda'_i = 5,2$ см, $\lambda'_r = 0,55$ мм и усиление $\alpha = 8900$. Требуемый в данном случае резонанс тем менее критичен, чем выше концентрация электронов.

Равенство (20) указывает на то, что волна в среде имеет увеличенную частоту, если $|M|V$ значительно меньше или значительно больше c . Но измеряемая амплитуда волны в этом случае значительно уменьшена.

Во втором случае, представляющем интерес, когда магнитное поле перпендикулярно электронному пучку, дисперсионное уравнение (22) должно быть заменено соотношениями

$$M = \sqrt{1 - \frac{P_0^2}{\omega^2}}; \quad (26)$$

$$M = \sqrt{1 - \frac{P_0^2 (\omega^2 - P_0^2)}{\omega^2 (\omega^2 - P_0^2 - \Omega^2)}}. \quad (27)$$

Эти формулы относятся к линейно поляризованным волнам в системе S , электрические векторы которых соответственно параллельны и перпендикулярны магнитному полю.

Подставляя в формулы (26) и (27) $\omega = \omega'_i \sqrt{K}$, переходим к системе S' и находим, как и прежде, что увеличение частоты $\mu = K$ не зависит от коэффициента отражения ρ , тогда как усиление $\alpha = K^2 \rho$ зависит от ρ . Если M вещественно и значительно отличается от единицы или если M чисто мнимо, то, как и раньше, $\alpha = K^2$. Если $M = V/c$ и $V \approx c$, то для увеличения частоты снова можно использовать пучок малой интенсивности при одновременном проигрыше в усилении.

Пучки с малой плотностью могут быть применены при наличии усиления ($\alpha = K^2$), если электрический вектор волны перпендикулярен магнитному полю и $|M| \gg 1$, т. е., согласно (27), при условии, что

$$\omega'_i \approx \sqrt{\frac{\Omega^2 + P_0^2}{K}}.$$

Если $P_0^2 \ll \Omega^2$, т. е. $(4\pi Nec)^2 \ll H^2$, то это последнее условие превращается в соотношение (24), что приводит к формулам (25) и выводам, полученным в случае магнитного поля, параллельного электронному пучку.

Таким образом, одновременное увеличение частоты и усиление волны возможны как при наличии, так и при отсутствии магнитного поля. Но при наличии продольного или поперечного магнитного поля соответствующей напряженности можно применять пучки с более низкой концентрацией электронов.

ВЫВОДЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАБОТ

Независимо от представления процесса отражения, простыми методами невозможно установить количество энергии, отражаемое с увеличением частоты в лабораторной установке, так как это зависит от многих факторов, в том числе от полосы пропускания детектирующего устройства. Но некоторые простые соображения указывают на то, что полезная часть излучения

составляет приблизительно половину всего излучения¹⁾. Однако это обстоятельство не учтено в последующих рассуждениях.

Возвращаясь к рассмотренному выше численному примеру, теперь можно ввести релятивистское увеличение интенсивности и выбрать подходящее значение K по таблице. Если остановиться на весьма умеренном значении $K \approx 30$, что соответствует энергии 1 Мэв , то общее излучение пучка на частоте $3 \cdot 10^5 \text{ МГц}$ ($\lambda = 1 \text{ мм}$) составит около 10 мвт .

Такая оценка результатов показывает, что, используя преобразование частоты и усиление волны, теоретически рассмотренные выше, можно генерировать электромагнитные колебания такой интенсивности, которая представляет интерес для практики. Длина волны этих колебаний составляет небольшие доли миллиметра. Мы надеемся подтвердить теоретические выводы и генерировать столь короткие волны в лаборатории с помощью небольшого бетатрона, который в настоящее время еще не изготовлен. Очевидно, что генератор Ван-де-Граафа или линейный ускоритель, рассчитанный на соответствующие энергии, упростят эксперимент, так как концентрация электронов в пучке этих ускорителей значительно выше, чем у бетатрона. Однако эти устройства в настоящее время нам практически недоступны. С другой стороны, бетатрон обладает тем преимуществом, что нежелательное излучение γ -лучей может быть значительно уменьшено благодаря отсутствию мишени. Можно надеяться также, что после небольшого уточнения методов наблюдения, намеченных для этих экспериментов, можно будет исследовать поперечный эффект Допплера, который, насколько нам известно, до сих пор не изучен. Рассмотренная проблема возникла в связи с работой по усилению волн в ионизированных средах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрагам Беккер, Теория электричества, ГОНТИ, 1939.
2. Bailey V. A., *Phys. Rev.*, **78**, 428 (1950).
3. Kerst D.W., *Phys. Rev.*, **60**, 47 (1941).

¹⁾ Более точные расчеты, выполненные в упомянутой работе Моца, показали, что полезная часть излучения в 10%-ной полосе частот составляет $1/20$ всего излучения. Однако напряженность поля, принятая в рассмотренном численном примере для «исходной» волны (100 в/см), умышленно занижена. Эта напряженность может быть без труда увеличена по меньшей мере в сто раз.

КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ УСКОРЕННОМ ДВИЖЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ¹⁾

Шифф

ВВЕДЕНИЕ

В больших бетатронах и синхротронах происходит значительная потеря энергии на излучение, обусловленное поперечным ускорением релятивистских электронов. Важное значение этого явления как ограничивающего фактора при определении максимального размера бетатрона впервые отмечено Иваненко и Померанчуком [1]. Макмиллан в своей ранней работе по синхротрону [2] показал, что это излучение может усиливаться в результате частичной когерентности (синфазной интерференции) между электронами, обусловленной азимутальным группированием, которое типично для работы синхротрона. Арцимович и Померанчук [3], а также Швингер показали, что большая часть излучаемой энергии приходится на очень высокие гармоники частоты вращения электрона по орбите ускорителя²⁾. Для этих гармоник группирование вряд ли может привести к существенной когерентности. Хотя когерентность сильно увеличивает энергию, излучаемую на низких гармониках, но в работе [2] показано, что эта потеря может быть значительно уменьшена с помощью экранировки. Арцимович и Померанчук [3] также отмечали, что излучение ограничено главным образом конусом, направленным вперед, с углом раскрыва mc^2/E радиан и осью, совпадающей с мгновенным направлением движения электрона, где c — скорость света, а m и E — соответственно масса покоя и общая энергия электрона. Все эти результаты, в большинстве полученные независимо от других работ, рассматривались кратко автором [5] и Швингером [6]. Позднее Швингер опубликовал подробный анализ большинства вопросов, связанных с проблемой излучения [7].

Упомянутые выше работы полностью основаны на классической теории движения электрона. Используемый обычно критерий применимости этой теории заключается в том, что количество движения испускаемого фотона должен быть мал по сравнению с количеством движения электрона [7]. Для всех существующих в настоящее время или проектируемых бетатронов и синхротронов этот критерий явно выполняется. Совсем недавно Парзен [8] пытался показать, что для энергий, получаемых на действующих установках, квантовые эффекты имеют существенное значение. Однако Джад, Лепер, Рудерман и Вольф [9] и некоторые другие авторы [10] обнаружили в работе Парзена математические ошибки, которые делают его основные выводы необоснованными³⁾.

Основная цель настоящей статьи заключается в том, чтобы показать на основе анализа волнового пакета, что приведенный выше критерий применимости классической теории по существу правилен, но не вполне точен. В качестве предварительного вывода из простых классических рассуждений определяются порядок величин угла раскрыва конуса испускаемого излучения и

¹⁾ Schiff L. I., *Am. J. Phys.*, 20, № 8, 474—478 (1952).

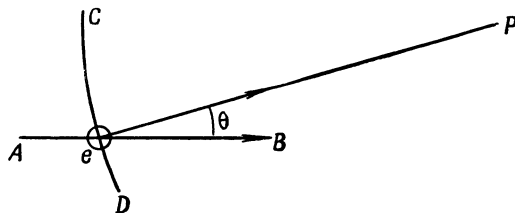
²⁾ Этот вывод содержится также в работе Шотта [4], хотя в свое время он не был достаточно широко известен.

³⁾ Позднее Парзен признал некоторые из этих ошибок, но он по-прежнему получает значительно меньшую предельную энергию для применимости классической теории, чем следует из соотношений (4), приведенных ниже.

длины волны, соответствующей максимуму излучения в пределах рассматриваемого спектра частот.

УГЛОВЫЕ И ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Угловые характеристики. При качественном рассмотрении угловой зависимости излучения можно пренебречь кривизной траектории электрона. Допустим, что состояние покоя электрона каким-то способом нарушено и что он непрерывно излучает. Величина излучения, испускаемого движущимся зарядом в прямом направлении, больше, чем в других направлениях, так как фронт излучаемой электромагнитной волны движется лишь незначительно быстрее электрона и непрерывно усиливается в прямом направлении волновыми фронтами, образовавшимися позднее. Это явление может быть рассмотрено с помощью фиг. 1. Предположим, что электрон представляет собой



Фиг. 1.

конечный заряженный объем, расположенный в точке e и движущийся вдоль линии AB со скоростью v . Удаленный наблюдатель, находящийся в точке P , измеряет потенциал, сосредоточенный на сферической поверхности CD , которая стягивается к точке P со скоростью света c . Время, требуемое для пересечения этой поверхностью заряда e , служит мерой потенциала, достигающего позднее точки P . Это время обратно пропорционально разности между скоростью, с которой стягивается рассматриваемая поверхность, и проекцией скорости электрона на радиус eP , т. е. $c - v \cos \theta$. Эта зависимость от угла наблюдения θ соблюдается даже для предельного случая точечного заряда.

Релятивистское соотношение между энергией и скоростью имеет вид

$$\frac{E}{mc^2} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \equiv \gamma,$$

где $\beta \equiv v/c$.

Поскольку значение β очень близко к единице, а рассматриваются только малые углы θ , можно ввести следующее приближение:

$$c - v \cos \theta \approx c \left(1 - \beta + \frac{1}{2} \beta \theta^2 \right) \approx \frac{1}{2} c (\theta_0^2 + \theta^2),$$

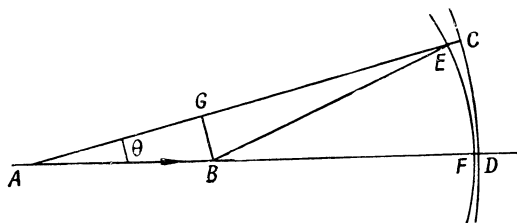
где $\theta_0 \equiv 1/\gamma$.

Таким образом, потенциал, который в определенный момент времени достигает точки P , измеряется величиной $1/(\theta_0^2 + \theta^2)$, отсчитываемой в более ранний момент времени, когда сферическая поверхность пересекает заряд. Это означает, что излучение должно быть наиболее интенсивным в пределах конуса с углом раскрытия порядка θ_0 и осью, совпадающей с мгновенным направлением движения электрона. Для электрона с энергией 300 МэВ $\theta_0 \approx 0,1^\circ$; вообще θ_0 обратно пропорционально E .

Частотные характеристики. Излучение, испускаемое электроном за промежуток времени t , проходит мимо удаленного наблюдателя в прямом направлении за промежуток времени, который значительно короче t благодаря релятивистскому эффекту Допплера. На фиг. 2 излучение, испускаемое в момент нахождения электрона в точке A , оказывается на сферической поверхности CD

через $t+T$ сек., а излучение, испускаемое в момент нахождения электрона в точке B (расстояние AB равно vt), достигает поверхности EF через T сек. Таким образом, излучение, испускаемое электроном при движении из точки A в точку B , в более поздний момент времени оказывается в пространстве между поверхностями CD и EF . Для удаленного наблюдателя ($T \gg t$), учитывая, что BG перпендикулярно AC , можно с достаточной точностью положить

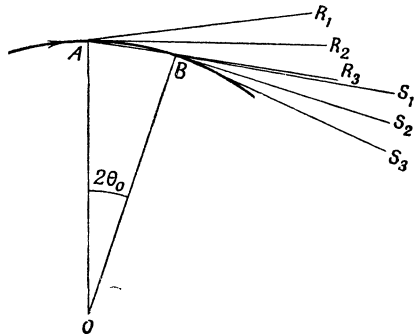
$$\begin{aligned} CE &= AC - AG - GE \approx AC - AG - BE = c(t+T) - vt \cos \theta - cT = \\ &= ct(1 - \beta \cos \theta) \approx \frac{1}{2} ct(\theta_0^2 + \theta^2). \end{aligned} \quad (1)$$



Ф и г. 2.

Таким образом, в пределах максимума интенсивности в прямом направлении ($\theta < \theta_0$) ширина импульса, проходящего мимо наблюдателя, примерно $\theta_0^2 = 1/\gamma^2$ раз меньше расстояния, проходимого электроном в процессе излучения этого импульса.

До сих пор не определялся характер возмущения, вызывающего излучение электрона. Допустим теперь, что имеется поперечное ускорение, которое преобразует мгновенную траекторию в дугу окружности с радиусом R и центром в точке O (фиг. 3). Рассмотрим сегмент AB этой дуги, которая стягивает центральный угол $2\theta_0$. Из предыдущего рассмотрения следует, что центральный луч AR_2 , выходящий из точки A , касается в этой точке дуги и что излучение испускается главным образом между лучами AR_1 и AR_3 , из которых каждый образует с центральным лучом AR_2 угол θ_0 . Аналогично крайние лучи BS_1 и BS_3 образуют угол θ_0 с центральным лучом BS_2 , который касается дуги в точке B . Далее, из фиг. 3 следует, что AR_3 и BS_1 параллельны. (В действительности они совпадают, хотя для удобства чтения графика они показаны раздельно.) Удалим наблюдателя в этом направлении на большое расстояние. Тогда наблюдатель будет видеть излучение, возникающее только на сегменте AB , так как только в этом случае он будет находиться в пределах угла раскрытия θ_0 конуса излучения электрона.



Ф и г. 3.

Как было показано, длина импульса излучения в удаленной точке равна примерно ct/γ^2 , где t — время перехода электрона из точки A в точку B . Согласно фиг. 3, это время примерно равно $R\theta_0/c = R/c\gamma$, т. е. импульс излучения при прохождении мимо наблюдателя имеет длину порядка R/γ^3 . Длительность импульса во времени вблизи наблюдателя имеет, таким образом, порядок $R/c\gamma^3$, а разложение этого импульса в ряд Фурье дает угловые частоты в интервале от весьма низких значений примерно до $c\gamma^3/R$. Это означает, что излучение содержит приведенные длины волн λ (длины волн,

деленные на 2π) в интервале от весьма больших значений примерно до

$$\lambda_0 = \frac{R}{\gamma^3}. \quad (2)$$

Для электрона с энергией 300 Мэв в магнитном поле, равном 10^4 эрстед , расстояние $R \approx 100 \text{ см}$ и $\lambda_0 = 2\pi\lambda_0 \approx 300 \text{ \AA}$. Вообще длина волны λ_0 обратно пропорциональна E^3 при фиксированном R и обратно пропорциональна E^2 при фиксированной напряженности магнитного поля.

КРИТЕРИЙ ПРИМЕНИМОСТИ КЛАССИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ

Так как классическая теория предполагает, что электрон представляет собой точечный заряд, применение ее возможно только в случае выполнения расчета методами квантовой механики в такой форме, при которой электрон наделен свойствами локализованного заряда. Однако для расчета локализации в точке не нужна, а также практически невозможна. Достаточно построить квантомеханический волновой пакет, все размеры которого были бы малы по сравнению с величиной, обратной соответствующей составляющей волнового вектора испускаемого излучения. В данном случае основная часть излучения испускается в пределах угла θ_0 в прямом направлении; причем величина волнового вектора равна $1/\lambda_0$. Таким образом, продольный размер волнового пакета должен быть мал по сравнению с λ_0 , а поперечные размеры должны быть малы по сравнению с λ_0/θ_0 .

Из рассмотрения продольного размера очевидно, что волновой пакет не может быть меньше приведенной волны де Бройля $\hbar/mc\gamma$ для электрона, так как в противном случае потребовались бы составляющие с более короткими волнами, а количество движения и энергия электрона увеличились бы. Условие

$$\frac{\hbar}{mc\gamma} \ll \lambda_0$$

эквивалентно условию

$$\frac{\hbar}{\lambda_0} \ll mc\gamma,$$

которое является обычным критерием малости каждого испускаемого фотона по сравнению с количеством движения электрона. С помощью соотношения (2) непосредственно получаем

$$\gamma^2 \ll \frac{R}{\lambda_c}, \quad \lambda_c \equiv \frac{\hbar}{mc} \approx 4 \cdot 10^{-11} \text{ см}, \quad (3)$$

где λ_c — приведенная комптоновская длина волны электрона. При магнитном поле, равном 10^4 эрстед , это означает, что для применимости классической теории E должно быть мало по сравнению с $2 \cdot 10^{15} \text{ эв}$. Вообще говоря, эта предельная энергия обратно пропорциональна напряженности магнитного поля.

Недостаток предыдущих рассуждений заключается в том, что в них не рассматривалась скорость расползания волнового пакета. В дальнейшем изложении этот фактор учтен, а также рассмотрены поперечные размеры пакета.

Примем прямоугольную систему координат, у которой ось x совпадает с мгновенным направлением движения электрона, а плоскость xz является мгновенной плоскостью движения, в которой расположен центр кривизны. Размеры волнового пакета должны укладываться в указанные выше пределы в течение всего процесса излучения.

В предыдущем разделе показано, что этот промежуток времени примерно равен $R\theta_0/c = R/c\gamma$, так как только излучение, испускаемое за такой интервал времени, достигает любого наблюдателя. Таким образом, размер пакета по оси x должен быть мал по сравнению с $\lambda_0 = R/\gamma^3$ в течение времени $R/c\gamma$.

Кроме того, размеры пакета по осям y и z должны быть малы по сравнению с $\lambda_0/\theta_0 = R/\gamma^2$ также в течение времени $R/c\gamma$. Исследуем каждый из этих трех размеров волнового пакета в отдельности.

Продольный размер волнового пакета. Пусть начальный продольный разброс пакета равен δx . Тогда принцип неопределенности требует, чтобы разброс продольной составляющей количества движения был равен $\delta p_x \approx \hbar/\delta x$. Затем, $p_x = mc\beta/\sqrt{1-\beta^2}$ и дифференцирование показывает, что $\delta p_x = mc\delta\beta/\sqrt{1-\beta^2}$. Таким образом, разброс продольных скоростей равен

$$\delta v_x = \frac{\delta p_x}{m\gamma^3} \approx \frac{\hbar}{m\gamma^3\delta x}.$$

Это вызывает дополнительный разброс в размере пакета по оси x , равный произведению δv_x на время испускания

$$\frac{\delta v_x R}{c\gamma} \approx \frac{\hbar R}{mc\gamma^4} \delta x.$$

Таким образом, если допустить, так же как при выводе соотношения (3), что $\delta x \approx \hbar/mc\gamma$, то обнаруживается, что за время испускания пакет удлинится на величину R/γ^3 , т. е. достигает излучаемой длины волны λ_0 , что указывает на неприменимость классической теории. Трудность обусловлена выбором слишком малой начальной длины δx волнового пакета.

Зато можно свести к минимуму конечную длину Δx пакета, которая примерно равна $\delta x + \hbar R/mc\gamma^4\delta x$, путем подбора оптимального значения δx . Нетрудно видеть, что обе эти оптимальные длины δx и Δx примерно равны $\sqrt{\hbar R/mc\gamma^4}$. (При этих оценках порядка величин пренебрегаем численными коэффициентами порядка единицы.) Теперь полагаем, что классическая теория применима в том случае, когда

$$\Delta x \ll \lambda_0, \quad \sqrt{\frac{\hbar R}{mc\gamma^4}} \ll \frac{R}{\gamma^3},$$

$$\gamma \ll \sqrt{\frac{mcR}{\hbar}} = \sqrt{\frac{R}{\lambda_c}}. \quad (4)$$

Неравенство (4) представляет собой квадратный корень из неравенства (3), т. е. эти два критерия в основном эквивалентны, хотя и не идентичны. Скорректированный критерий (4) является несколько более ограничивающим, чем обычный критерий (3). Следует отметить, что величина Δx является средним пропорциональным между приведенной длиной волны де Бройля $\hbar/mc\gamma$ для электрона и приведенной длиной волны λ_0 испускаемого излучения.

Размер, перпендикулярный плоскости движения. Пусть начальный поперечный размер волнового пакета в направлении, перпендикулярном мгновенной плоскости движения, равен δy . Тогда принцип неопределенности требует, чтобы разброс количества движения был равен $\delta p_y \approx \hbar/\delta y$. Угловой разброс в направлении расползания пакета, обусловленный этим разбросом поперечного момента, равен $\delta p_y/p_x$ рад, а скорость дальнейшего поперечного расползания пакета равна произведению продольной скорости c на угловой разброс. Таким образом, за время излучения $R/c\gamma$ размер пакета в направлении оси y увеличивается на величину

$$\frac{\delta p_y}{p_x} c \frac{R}{c\gamma} \approx \frac{\hbar R}{mc\gamma^2} \delta y.$$

Если выбрать δy так, чтобы свести к минимуму конечный размер пакета Δy , примерно равный $\delta y + \hbar R/mc\gamma^2\delta y$, то оптимальные значения δy и Δy примерно

равны $\sqrt{\hbar R/mc\gamma^2}$. Таким образом, классическая теория применима при условии

$$\Delta y \ll \frac{\lambda_0}{\theta_0}, \quad \sqrt{\frac{\hbar R}{mc\gamma^2}} \ll \frac{R}{\gamma^2},$$

$$\gamma \ll \sqrt{\frac{R}{\lambda_c}},$$

что согласуется с соотношением (4).

Поперечный размер в плоскости движения. Пусть начальный поперечный размер волнового пакета в мгновенной плоскости движения равен δz . Имеется два различных фактора, благодаря которым размер Δz в конце времени излучения отличается от δz . Первый из них, рассмотренный в предыдущем разделе, вызывает увеличение размера примерно на $\hbar R/mc\gamma^2 \delta z$. Вторым фактором обусловлен тем, что продольный разброс момента $\delta p_x \approx \hbar/\delta x$ вызывает разброс в направлении радиуса кривизны волнового пакета. Этот радиальный разброс определяется соотношением $\delta R = \delta p_x/p_x$, поскольку R пропорционально p_x . Таким образом, если две коротких дуги окружностей с радиусами R и $R + \delta R$ выходят из одной и той же точки, касаясь друг друга, и имеют одинаковую длину s , то их концы разойдутся в радиальном направлении примерно на величину $\delta(s^2/2R) \approx (s^2/2R^2)\delta R$ ¹⁾. Поскольку $s \approx R/\gamma$, происходит дополнительное расползание в направлении оси z , примерно равное $\hbar R/mc\gamma^3 \delta x$, где в соответствии с выводом соотношений (4) δx должно иметь порядок $\sqrt{\hbar R/mc\gamma^4}$. Поэтому δz следует выбрать так, чтобы свести к минимуму конечный разброс

$$\Delta z \approx \delta z + \frac{\hbar R}{mc\gamma^2} \delta z + \sqrt{\frac{\hbar R}{mc\gamma^2}}.$$

Нетрудно видеть, что оптимальные значения δz и Δz примерно равны $\sqrt{\hbar R/mc\gamma^2}$; а условие $\Delta z \ll \lambda_0/\theta_0$, так же как для размера в направлении оси y , непосредственно приводит к соотношению (4).

Следует отметить, что оптимальный волновой пакет имеет, грубо говоря, форму сплюсненного сфероида, поперечные размеры которого в γ раз больше продольного размера. Такая форма пакета образуется в результате суперпозиции собственных функций энергии (с временными множителями, соответствующими колебаниям) для электрона в магнитном поле. Вообще говоря, собственные функции, которые участвуют в суперпозиции, имеют соизмеримые значения своих параметров, а следовательно, описывают излучение с аналогичными свойствами. Таким образом, можно заключить, что излучение определенной группы собственных функций энергии весьма близко к излучению рассмотренного волнового пакета с тем отличием, что в первом случае структура излучения, рассчитанная для пакета, усредняется по периоду вращения электрона в магнитном поле. Таким образом, поскольку при удовлетворении критерия (4) излучение пакета в основном совпадает с классическим излучением, это же относится и к излучению энергетических собственных функций. Нет необходимости в непрерывном преобразовании волнового пакета в процессе своего расползания или даже в самом существовании пакета. Необходимо только, чтобы образование волнового пакета с описанными выше свойствами было возможным. Если же это действительно реализуемо, то квантомеханический расчет излучения должен согласовываться с расчетом на основе классической теории.

¹⁾ Блэйр обратил внимание автора на то, что этот фактор вызывает также дополнительное увеличение продольного размера волнового пакета, которое имеет тот же порядок величины, что и остальные члены. Поэтому критерий, выражаемый соотношениями (4), остается неизменным.

ЛИТЕРАТУРА

1. И в а н е н к о Д., П о м е р а н ч у к И., *Phys. Rev.*, **65**, 343 (1944).
2. М с М и л л а н Е. М., *Phys. Rev.*, **68**, 144 (1945).
3. А р ц и м о в и ч Л., П о м е р а н ч у к И., *J. Phys. (USSR)*, **9**, 267 (1945).
4. S h o t t G. A., *Electromagnetic Radiation*, 109—110, Cambridge, 1912.
5. S c h i f f L. I., *Rev., Sci. Instr.*, **17**, 6 (1946).
6. S c h w i n g e r J., *Phys. Rev.*, **70**, 798 (1946).
7. S c h w i n g e r J., *Phys. Rev.*, **75**, 1912 (1949).
8. P a r z e n G., *Phys. Rev.*, **84**, 235 (1951).
9. J u d d, L e p o r e, R u d e r m a n, W o l f f, *Phys. Rev.*, **86**, 123 (1952).
10. O l s e n H., W a r g e l a n d H., *Phys. Rev.*, **86**, 123 (1952).

ПРИМЕНЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ¹⁾

Моц

ВВЕДЕНИЕ

Электрон, движущийся через последовательный ряд электрических или магнитных полей разной полярности, излучает. Частотный спектр испускаемого излучения зависит от скорости электрона. Как показано ниже, весь спектр электромагнитного излучения от сверхвысоких частот до жестких рентгеновых лучей может быть легко получен при использовании электронов с энергиями в интервале от 1 до 100 Мэв.

Перечислим некоторые применения этого излучения, которые рассмотрены в настоящей статье:

1. Получение энергии в малодоступных областях спектра, а именно в диапазоне от миллиметровых волн до инфракрасных лучей²⁾.

2. Определение скорости электронных пучков, создаваемых линейными или другими ускоряющими устройствами.

3. Быстрые измерения характеристик отдельных электронов или других частиц (мезонов, протонов).

Кратко рассмотрено также излучение электрона, движущегося сквозь электромагнитную волну, распространяющуюся в противоположном направлении, например в линейном ускорителе, где волна, отражаясь от выходного конца ускорителя, распространяется в обратном направлении.

Распределение постоянных полей, которое имеется в виду, представляет собой последовательность электрических или магнитных полей противоположной полярности, расположенных в чередующемся порядке, как показано на фиг. 1. Излучение в поперечных полях значительно превышает излучение, испускаемое электроном, пересекающим последовательность продольных полей. Поэтому основное внимание уделено случаю поперечных полей, соответствующему фиг. 1. Пространственное распределение поля можно проанализировать с помощью разложения Фурье. Пусть основная длина волны равна l_0 . Как показано ниже, частота испускаемого излучения изменяется в зависимости от угла наблюдения. Основная составляющая излучения, испускаемого под углом θ , имеет частоту

$$\omega = \Omega_0 = \frac{2\pi\beta c}{l_0(1 - \beta \cos \theta)}. \quad (1)$$

В предельном релятивистском случае, когда скорость электрона близка к скорости света, а ускорения и замедления, испытываемые электронами в периодическом поле, велики, значительная часть излучаемой энергии приходится на высшие гармоники этой основной частоты и определяется максимальным мгновенным ускорением или замедлением [2]. Однако если отклоняющие поля малы, т. е. порядка Мв/см, то даже для предельных релятивистских скоростей электрона преобладающая часть энергии излучается на основной частоте.

Подтвердим это следующим качественным доказательством. Предположим, что электроны в периодическом поле описывают дуги окружности, напоминая

¹⁾ Motz H., *J. Appl. Phys.*, 22, № 5, 527—535 (1951).

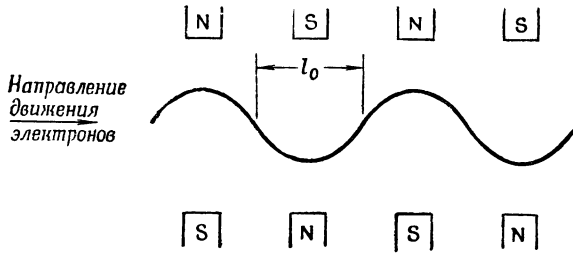
²⁾ Первая статья, посвященная этой проблеме, принадлежит Гинзбургу [1].

щие синусоидальную волну. Излучение направлено главным образом вперед и сосредоточено в узком конусе с раствором

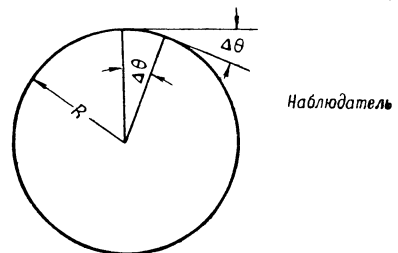
$$\Delta\theta = \frac{m_0 c^2}{E}, \quad (2)$$

где E — энергия пучка. При движении электронов вдоль траектории конус колеблется в соответствии с их движением и может временами выходить из поля зрения наблюдателя, расположенного на оси. Таким образом, этот наблюдатель может воспринимать только короткие импульсы излучения, соответствующие излучению энергии на высших гармониках.

Рассмотрим фиг. 2. Когда электроны движутся вдоль дуги окружности радиуса R , конус излучения скользит мимо наблюдателя и выходит [из] его



Фиг. 1. Схематическое изображение устройства магнитного ондулятора.



Фиг. 2. Графическое представление конуса излучения, * испускаемого электроном при движении по круговой орбите.

поля зрения после прохождения электроном дуги $\Delta\theta$ рад. Таким образом, время, в течение которого принимается излучение электрона, равно

$$\tau = \left(\frac{1}{c}\right) R \Delta\theta (1 - \beta) \approx \frac{1}{2} \left(\frac{1}{c}\right) (1 - \beta^2) R \Delta\theta, \quad (3)$$

а радиус окружности определяется из формулы

$$\frac{m \beta^2 c^2}{R} = e \epsilon,$$

где ϵ — отклоняющее поле.

Следовательно

$$\tau = \frac{(1 - \beta^2)^{3/2} m \beta^2 c^2}{2 c e \epsilon}. \quad (4)$$

Тогда длина волны излучения получается приблизительно равной

$$\lambda_1 = \frac{1}{2} \frac{(1 - \beta^2)^{3/2} \beta^2 m c^2}{e \epsilon} = \frac{1}{2} \frac{(1 - \beta^2) \beta^2 m_0 c^2}{e \epsilon}. \quad (5)$$

Основная частота (1) соответствует длине волны

$$\lambda_2 = \frac{l_0 (1 - \beta)}{\beta} \quad (6)$$

в прямом направлении (при $\theta = 0$).

Если длина волны λ_1 мала по сравнению с λ_2 , то излучение действительно сосредоточено главным образом на высших гармониках.

Если же

$$\lambda_1 \geq \lambda_2, \quad (7)$$

то наибольшая часть излучения приходится на основную частоту. Таким образом, большую часть энергии можно получить на основной частоте, если

$$\frac{e \epsilon l_0}{m_0 c^2} < 1. \quad (8)$$

В следующем разделе излучаемая энергия и частоты определены исходя из предположения, что неравенство (8) выполняется. Вначале это проделано простым способом, из которого ясен физический принцип. Затем проводится более полный анализ частотного спектра.

ЧАСТОТА, НАБЛЮДАЕМАЯ В ЛАБОРАТОРНОЙ СИСТЕМЕ

Эффект Допплера

Для определения наблюдаемых частот применим теорию релятивистского эффекта Допплера, вкратце рассмотренную ниже. Обозначим координаты в движущейся системе E штрихами и предположим, что в этой системе испускается сферическая волна с амплитудой

$$S' = \left(\frac{A'}{r'} \right) \exp \left[2\pi j\nu' \left(t' - \frac{r'}{c} \right) + j\delta' \right]. \quad (9)$$

Пусть наблюдатель принадлежит к лабораторной системе L с координатами x, y, z, t и пусть направления z и z' параллельны относительной (постоянной) скорости систем. Обозначим эту скорость через v и положим $\beta = v/c$.

Пусть наблюдатель находится в начале координат O лабораторной системы L и пусть направление OO' составляет угол θ (в системе L) с направлением движения системы, т. е. положительным направлением оси z . Обозначим соответствующий угол между OO' и z в системе E через θ' .

Тогда имеем

$$r' = z' \cos \theta' + y' \sin \theta'$$

и

$$S' = \left(\frac{A'}{r'} \right) \exp \left\{ 2\pi j\nu' \left[t' - \frac{z' \cos \theta' + y' \sin \theta'}{c} \right] + j\delta' \right\}. \quad (10)$$

Наблюдатель, находящийся в системе L , воспринимает сферическую волну

$$S = \left(\frac{A}{r} \right) \exp \left\{ 2\pi j\nu \left[t - \frac{z \cos \theta + y \sin \theta}{c} \right] + j\delta \right\}. \quad (11)$$

Координаты, отмеченные штрихами и без штрихов, связаны формулами преобразования Лоренца

$$z' = \frac{z - vt}{(1 - \beta^2)^{1/2}}, \quad t' = \frac{\left(t - \frac{vz}{c^2} \right)}{(1 - \beta^2)^{1/2}},$$

$$y = y', \quad x = x'. \quad (12)$$

Таким образом, координаты в выражении (10), отмеченные штрихами, можно исключить.

Сравнение уравнений (10) и (11) дает соотношения, которые применимы для любого момента времени и в любой точке пространства; таким образом, коэффициенты при z, y, t должны быть равны.

В результате получим

$$\nu = \frac{\nu' (1 + \beta \cos \theta')}{(1 - \beta^2)^{1/2}}, \quad (13)$$

$$\cos \theta = \frac{(\cos \theta' + \beta)}{(1 + \beta \cos \theta')}, \quad (14a)$$

$$\nu = \frac{\nu' (1 - \beta^2)^{1/2}}{1 - \beta \cos \theta}. \quad (14b)$$

Частота, наблюдаемая в системе, жестко связанной с движущимся электроном

Случай движения электрона через последовательность магнитных или электрических полей переменной полярности (см. фиг. 1). Основная составляющая разложения поля в ряд Фурье имеет длину волны l_0 в системе L . Длина периодического электрического или магнитного поля равна l , и, следовательно, число полных основных волн равно $n = l/l_0$.

Неподвижный наблюдатель в системе E (система, связанная с электроном) проходит расстояние l за время $t' = l/v$ и воспринимает $n = l/l_0 = l'/l'_0$ основных волн; следовательно, частота (число волн в единицу времени), принимаемая им, равна

$$\nu' = \frac{l'v}{l'_0 l'} = \frac{v}{l'_0},$$

но так как

$$l'_0 = (1 - \beta^2)^{1/2} l_0,$$

получаем, что частота, с точки зрения наблюдателя, покоящегося в системе E , равна

$$\nu' = \frac{v}{l_0 (1 - \beta^2)^{1/2}}. \quad (15)$$

Явления в секциях линейного ускорителя в случае движения электрона относительно системы L со скоростью v и встречи его с бегущей волной, движущейся со скоростью v относительно той же системы L . Пусть от конца ускорителя отражается ν^* волн в единицу времени системы L .

Найдем выражения для координат и времени в системе W , связанной с волной, и обозначим их двумя штрихами.

За время dt'' волна прошла расстояние

$$dz'' = -\beta c dt'' = -\beta c \frac{dt}{(1 - \beta^2)^{1/2}}.$$

За то же время неподвижный наблюдатель в системе W принял $\nu^* dt$ полных волн, отраженных от конца ускорителя, следовательно, длина волны, которую он принимает, равна

$$\frac{\beta c}{\nu^* (1 - \beta^2)^{1/2}}.$$

Относительная скорость движения электрона и волны, определенная по теореме сложения скоростей Эйнштейна, равна

$$\frac{v}{c} = \left\{ 1 - \left[\frac{(1 - \beta^2)}{(1 + \beta)^2} \right]^2 \right\}^{1/2}. \quad (16)$$

Таким образом, за время dt' электрон пройдет вдоль волны расстояние, равное

$$dz_1'' = -u dt_1'' = \frac{u dt'}{\left(1 - \frac{u^2}{c^2} \right)^{1/2}},$$

и встретит за это время число волн, равное

$$\nu' dt' = \frac{u dt' (1 - \beta^2)^{1/2} \nu^*}{\left(1 - \frac{u^2}{c^2} \right)^{1/2} \beta c}.$$

С учетом формулы (16) последнее выражение можно записать в виде

$$\nu' dt' = \frac{2\nu^* dt'}{(1 - \beta^2)^{1/2}}.$$

Следовательно, частота, принимаемая в системе, связанной с электроном, равна

$$\nu' = \frac{2\nu^*}{(1-\beta^2)^{1/2}}. \quad (17)$$

Частота, принимаемая в системе L

В первом из рассмотренных случаев частота, испускаемая электроном в его собственной системе, равна ν' . Она много больше интересующей нас частоты микроволн. Поэтому ее можно рассматривать как световую волну, распространяющуюся со скоростью c , и рассчитать частоту ν , принимаемую наблюдателем в системе L , пользуясь формулой Доплера (13),

$$\nu = \frac{\nu (1 + \beta \cos \theta')}{l_0 (1 - \beta^2)} = \frac{\nu}{l_0 (1 - \beta \cos \theta)}. \quad (18)$$

Во втором случае, применяя ту же формулу Доплера (13), получаем

$$\nu = \frac{2\nu^* (1 + \beta \cos \theta')}{(1 - \beta^2)} = \frac{2\nu^*}{(1 - \beta \cos \theta)}. \quad (19)$$

ЭНЕРГИЯ, ИЗЛУЧАЕМАЯ ЭЛЕКТРОНОМ

Полная энергия, вычисленная в системе E и преобразованная к системе L . Рассчитаем энергию, излучаемую электроном, движущимся через последовательность электрических или магнитных полей чередующейся полярности.

Назовем такое устройство ондулятором.

Сначала вычислим энергию излучения, которую принимает наблюдатель, движущийся вместе с электроном в системе E .

Применим хорошо известную формулу для вектора Пойнтинга

$$S = \frac{e^2 \dot{\nu}'^2 \sin^2 \psi'}{4\pi c^3 r'^2}, \quad (20)$$

которая определяет энергию, излучаемую в единицу времени через единицу площади элемента сферической поверхности на расстоянии r' от источника, нормаль которого составляет угол ψ' с вектором ускорения.

Для получения полной излучаемой энергии надо умножить выражение (20) на время излучения электрона l'/v и проинтегрировать выражение (20) по сфере. В результате получим

$$W' = 4\pi \frac{2}{3} \left(\frac{e^2 \dot{\nu}'^2}{4\pi c^4} \right) \frac{l'}{\beta} = \frac{2}{3} \left(\frac{e^2 \dot{\nu}'^2}{c^4} \right) \frac{l'}{\beta}. \quad (21)$$

Следует указать, что в предыдущих выражениях использовались величины, отмеченные штрихами, так как энергия рассчитывалась в системе E .

Ондулятор, состоящий из последовательности магнитных полей напряженностью H и чередующейся полярности, назовем магнитным ондулятором. Можно также рассматривать аналогичный электрический ондулятор; в этом случае пусть максимальная напряженность электрического поля равна E . (Точнее, E и H — амплитуды основной составляющей пространственного распределения поля.)

Выражения для полей в системе, связанной с электроном, получаются при помощи релятивистских формул преобразования

$$H'_z = H_z; \quad H'_y = \frac{H_y + \beta E_x}{(1 - \beta^2)^{1/2}}; \quad H'_x = \frac{H_x - \beta E_y}{(1 - \beta^2)^{1/2}}; \quad (22a)$$

$$E'_z = E_z; \quad E'_y = \frac{E_y - \beta H_x}{(1 - \beta^2)^{1/2}}; \quad E'_x = \frac{E_x + \beta H_y}{(1 - \beta^2)^{1/2}}. \quad (22b)$$

Из рассмотрения этих выражений видно, что продольные составляющие поля не изменяются, тогда как поперечные возрастают с увеличением β .

Соответственно и ускорение электрона в системе E гораздо больше для поперечных полей.

Поэтому рассмотрим вначале ондулятор с чисто поперечным полем: в первом случае — электрическим, во втором — магнитным.

Первый случай. Поперечное поле $E_y = E$. Следовательно,

$$E' = \frac{E}{(1-\beta^2)^{1/2}}, \quad (23)$$

а ускорение равно

$$\dot{v}' = \frac{(e/m_0) E}{(1-\beta^2)^{1/2}}, \quad (24)$$

где m_0 — масса покоя.

Длина ондулятора l кажется наблюдателю, находящемуся в системе E , укороченной

$$l' = l(1-\beta^2)^{1/2}. \quad (25)$$

Используя выражения для l' и \dot{v}' , формулу для энергии, излучаемой в системе E , можно записать в виде

$$\frac{\frac{2}{3} e^4 E^2 l}{m_0 c^2 (1-\beta^2)^{1/2} \beta}. \quad (26)$$

Энергия излучения должна быть преобразована для системы L при помощи формул преобразования для тензора энергии и количества движения

$$W = \frac{(W' - \beta p'_z)}{(1-\beta^2)^{1/2}}; \quad p_z = \frac{(p'_z - \beta W')}{(1-\beta^2)^{1/2}}. \quad (27)$$

Количество движения в системе E равно нулю. Следовательно,

$$W = \frac{\frac{2}{3} (e^2/m_0 c^2)^2 E^2 l}{\beta (1-\beta^2)}. \quad (28)$$

Следует отметить, что это и есть энергия поля, создаваемая электроном с классическим радиусом $e^2/m_0 c^2$.

Второй случай. Предположим, что имеется магнитное поле $H = H_x$. Поле H_x не создает силы, действующей на неподвижный электрон в системе E . Но имеется электрическая сила $E'_y = -\beta H_x/(1-\beta^2)^{1/2}$, которая вызывает ускорение

$$\dot{v} = \frac{-e\beta H}{m_0 (1-\beta^2)^{1/2}},$$

а энергия равна

$$W = \frac{\frac{2}{3} (e^2/m_0 c^2)^2 \beta H^2 l}{(1-\beta^2)}. \quad (29)$$

ИЗЛУЧЕНИЕ ВСЕГО ПУЧКА. КОГЕРЕНТНОСТЬ

Покажем кратко, что для больших значений β энергия, излучаемая N -электронами, в N раз больше энергии, излучаемой одним электроном, но

не в N^2 раз, как в случае пучка, излучающего когерентно. Поле, созданное N электронами, получается путем суперпозиции индивидуальных полей каждого из их: $E = E_1 + E_2 + E_3 + E_4 + \dots$, а энергия пропорциональна квадрату этой суммы: $(E = E_1 + E_2 + \dots)^2$. Однако взаимодействия между отдельными электронами беспорядочны по фазе и, следовательно, перекрестные члены в скобках исчезают, а остается сумма N квадратных членов $E_1^2 + E_2^2 + E_3^2 + \dots$, которая равна энергии, излучаемой отдельными электронами, увеличенной в N раз. Это относится к случаю, когда невозможно сгруппировать электроны таким образом, чтобы весь пакет проходил одновременно элементы ондулятора. Осуществить такую группировку довольно трудно. В системе E расстояние l_0 кажется укороченным и равным $l_0(1 - \beta^2)^{1/2}$; для получения эффективного взаимодействия пакеты электронов должны быть малы по сравнению с этим расстоянием.

Однако имеется узкая область спектра, отличающаяся тем, что в ней можно получить требуемое группирование электронов. Это область миллиметровых волн.

ЧИСЛЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ

Допустим, что рассматривается магнитный ондулятор с $H = 15\,000$ гаусс и пусть основная длина волны поля ондулятора равняется 1 см. Тогда полная энергия, излучаемая некогерентно, достигает значений, указанных в таблице.

Энергия пучка, Мэв	Ток пучка, мка	Производимая мощность, мет	Минимальная основная длина волны, А
1000	1	2,8	25
100	100	2,8	2 500
10	10 000	2,8	250 000

Излучение максимальной частоты (минимальной длины волны) направлено вперед ($\theta = 0$).

Другой метод получения этих результатов состоит в том, чтобы выразить излучение, испускаемое электронами, в квантах максимальной основной частоты. В этом случае можно считать, что полная илучаемая энергия составляет 3 таких кванта.

Напряженность поля E электрического ондулятора, вероятно, не может практически намного превышать 1 Мэв/см; при этом условии энергия выхода составляет приблизительно $1/_{25}$ часть энергии, получаемой при использовании магнитного ондулятора, рассмотренного выше.

ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ ПРОДОЛЬНЫХ ПОЛЕЙ

Продольные поля одинаковы в системах E и L , и, следовательно, излучаемая энергия уменьшается на множитель $(1 - \beta^2)$. Без сомнения, в этом заключается преимущество линейного ускорителя по сравнению с другими устройствами, обеспечивающими круглые электронные орбиты, в которых используются поперечные поля. Для случая продольного электрического поля энергия равна

$$W = \frac{2}{3} \left(\frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 \frac{E^2 l}{\beta} \quad (30)$$

УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗЛУЧАЕМОЙ ЭНЕРГИИ

Излучение электрона при произвольном движении определяется формулами, приведенными в [3]

$$\frac{\mathbf{H}}{e} = \frac{[\mathbf{r}\dot{\mathbf{v}}](\mathbf{r} \cdot \mathbf{v}) - (c\mathbf{r}) - [\mathbf{r}\mathbf{v}](\mathbf{r} \cdot \dot{\mathbf{v}})}{(cr - \mathbf{r} \cdot \mathbf{v})^3}; \quad (31a)$$

$$\frac{\mathbf{E}}{e} = \frac{(c\mathbf{r} - \mathbf{r}\dot{\mathbf{v}})(\mathbf{r} \cdot \mathbf{v}) - \dot{\mathbf{v}}\mathbf{r}(\mathbf{r} \cdot \mathbf{v} - cr)}{(cr - \mathbf{r} \cdot \mathbf{v})^3}. \quad (31b)$$

Так как

$$\mathbf{H} = \left[\mathbf{r} \frac{\mathbf{E}}{r} \right] \quad \text{и} \quad \mathbf{r}\mathbf{E} = 0,$$

то очевидно, что оба вектора \mathbf{E} и \mathbf{H} взаимно-перпендикулярны и перпендикулярны \mathbf{r} . Предположим, что вектор \mathbf{v} параллелен z , а $\dot{\mathbf{v}}$ параллелен y (в случае поперечного поля). С помощью соотношений

$$\begin{aligned} \frac{[ry]}{y} &= r \cos \phi, & \frac{rz}{z} &= r \cos \theta, \\ \frac{[ry]}{y} &= r \sin \phi, & \frac{rz}{z} &= r \sin \theta \end{aligned} \quad (32)$$

найдем выражение для вектора Пойнтинга, имеющего размерность мощности

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E}\mathbf{H}] = \frac{re^2 |\dot{\mathbf{v}}|^2}{4\pi rc^3 r^2} \left[\frac{1}{(1 - \beta \cos \theta)^4} - \frac{(1 - \beta^2) \cos \phi}{(1 - \cos \theta)^6} \right]. \quad (33)$$

Для случая, когда электрон движется в направлении вектора ускорения (продольные поля ондулятора), имеем

$$S = \frac{e^2 \dot{v}^2 \sin^2 \theta}{4\pi c^3 r^2 (1 - \beta \cos \theta)^6}. \quad (34)$$

Для проверки предыдущего расчета излучаемой энергии, выполненного в системе E , найдем полную энергию излучения, для чего проинтегрируем (34) по поверхности сферы, и умножим полученный результат на длительность принимаемого излучения, зависящую от угла наблюдения.

Рассмотрим формулу (5) для частоты с учетом эффекта Допплера. Принимаемая частота изменяется с углом θ , образованным направлением наблюдения и осью z . Однако электрон встречает n полных волн и наблюдатель принимает такое же число колебаний основной частоты излучающего электрона. Следовательно, время, в течение которого излучение принимается наблюдателем, изменяется в зависимости от угла θ и равно

$$T_\theta = \frac{l(1 - \beta \cos \theta)}{\beta c}. \quad (35)$$

Это иллюстрируется фиг. 3, где параллельные стрелки указывают направление удаленного наблюдателя. Из графика видно, что излучение, идущее под углом θ , запаздывает на промежуток времени, равный $-(l/c\beta) \cos \theta$.

Для интегрирования по углам удобно ввести азимут χ в плоскости x, y (фиг. 4). Теорема косинусов дает

$$\cos \phi = \cos \chi \sin \theta. \quad (36)$$

Таким образом, для полной энергии, излучаемой ондулятором с поперечными полями, получим выражение

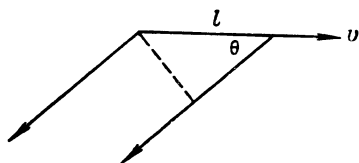
$$\frac{le^2 \dot{v}^2}{4c^4 \beta} \left[\int_{-1}^{+1} \frac{2du}{(1 - \beta u)^3} - (1 - \beta^2) \int_{-1}^{+1} \frac{(1 - u^2)}{(1 - \beta u)^5} du \right], \quad (37)$$

из которого имеем

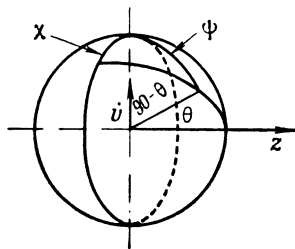
$$\frac{\frac{2}{3} e^2 v^2 l}{c^4 \beta (1 - \beta^2)^2} \quad (38)$$

Соответствующая полная энергия, излучаемая при прохождении электроном последовательности продольных полей, равна

$$\frac{\frac{2}{3} e^2 v^2 l}{c^4 \beta (1 - \beta^2)^3} \quad (39)$$



Ф и г. 3. График, иллюстрирующий запаздывание излучения, испускаемого движущимся электроном.



Ф и г. 4. График, иллюстрирующий соотношения между сферическими углами.

В случае поперечного поля необходимо использовать поперечную массу

$$\frac{m_0}{(1 - \beta^2)^{1/2}}, \quad (40)$$

а в случае продольных полей — продольную массу

$$\frac{m_0}{(1 - \beta^2)^{3/2}}. \quad (41)$$

После подсчета ускорения получим формулы (28) и (29), а также выражение (30).

РАСЧЕТ ЧАСТОТНОГО СПЕКТРА, ИЗЛУЧАЕМОГО ОНДУЛЯТОРОМ

Основная формула излучения

Для более подробного расчета частотного спектра можно использовать два способа: разложение в ряд Фурье плотности тока либо напряженности поля. Остановимся на первом из них. В этом случае удобно воспользоваться выражением для средней энергии $P_{k\omega}(\mathbf{r}') d\omega$, испускаемой в области частот между ω и $\omega + d\omega$ потоком электронов с распределением плотности $J(\mathbf{r}')$: Предположим, что наблюдатель находится в точке с радиусом-вектором \mathbf{r} , проведенным из начала координат. Пусть расстояние $|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|$ велико по сравнению с протяженностью излучающего пучка и пусть \mathbf{k} — вектор, имеющий абсолютную величину $k = \omega/c$ и указывающий направление от элемента тока в пределах \mathbf{r}' к наблюдателю в точке с радиусом-вектором \mathbf{r} . Тогда средняя энергия выразится

$$A_{k\omega}(r) d\omega = \left(\frac{k^2}{2\pi r^2 c} \right) \left| \int J_{\perp k\omega}(\mathbf{r}') e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}'} d\tau' \right|^2 d\omega, \quad (42)$$

где $J_{\perp k\omega}(\mathbf{r}')$ — амплитуда разложения в ряд Фурье вектора плотности тока,

спроектированного на плоскость, перпендикулярную к вектору \mathbf{k} . Вывод этой формулы см. [4].

Траектории электрона в ондуляторе

Для расчета излучения, испускаемого быстрыми электронами, пересекающими ондулятор, определим вначале движение электронов в поле, обусловленном основными составляющими разложения в ряд Фурье поля ондулятора. Рассмотрим электрическое поле в поперечном направлении x

$$E_x = \epsilon \sin \left(\frac{2\pi}{l_0} \right) z = \epsilon \sin \left(\frac{2\pi\beta c}{l_0} \right) t = \epsilon \sin \omega_0 t, \quad (43)$$

где $\omega_0 = 2\pi\beta c/l_0$.

Решение точных уравнений релятивистского движения электрона

$$\begin{aligned} \frac{d(mv_x)}{dt} &= e\epsilon \sin \left(\frac{2\pi}{l_0} \right) z, \quad v_x = \frac{dz}{dt}, \\ \frac{d(mv_z)}{dt} &= 0, \quad m = \frac{m_0}{\left[1 - \frac{v_x^2 + v_z^2}{c^2} \right]^{1/2}}, \\ v_z &= \frac{dx}{dt} \end{aligned}$$

затруднительно. Поэтому допустим, что поперечная скорость мала по сравнению с продольной, а изменение продольной скорости незначительно. Тогда для поперечной скорости получим

$$v_x = -e\epsilon \frac{(1-\beta^2)^{1/2}}{m_0\omega_0} \cos \omega_0 t, \quad (44)$$

а для поперечного отклонения

$$x = \frac{e\epsilon(1-\beta^2)^{1/2} \sin \omega_0 t}{m_0\omega_0^2} = -A \sin \omega_0 t. \quad (45)$$

Наилучшее приближение получается в предположении, что абсолютная величина скорости постоянна вдоль траектории. При постоянстве $v = \beta c$ и полагая вначале $z = vt$ получим для v_x

$$v_x = \frac{e(1-\beta^2)^{1/2} \cos \omega_0 t}{m_0\omega_0},$$

а для продольной скорости имеем

$$v_z = v \left(1 - \frac{v_x^2}{v^2} \right)^{1/2} = \beta c \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v_x^2}{v^2} \right) = v \left[1 - \frac{(1-\beta^2)^{1/2} e^2 \epsilon^2 \cos^2 \omega_0 t}{2\beta^2 c^2 \omega_0^2 m_0^2} \right]. \quad (46)$$

Проинтегрировав предыдущее выражение по t , получим

$$z = (v - a^2) t - \frac{a^2}{2\omega_0} \sin 2\omega_0 t,$$

где

$$a^2 = \frac{1}{4} \frac{(1-\beta^2) e^2 \epsilon^2}{\beta^2 c^2 m_0^2 \omega_0^2} \ll \beta^2. \quad (47)$$

Положим теперь

$$t = \left(\frac{z}{v} \right) - \alpha f(z), \quad (48)$$

где α — малая величина, $f(z)$ — неизвестная искомая функция. Подставив выражение (48) в (47), получим

$$\left(\frac{za}{v} \right) f(v - a^2) \alpha f(z) + \left(\frac{a^2}{2\omega_0} \right) \sin 2\omega_0 \left[\left(\frac{z}{v} \right) - \alpha f(z) \right] = 0. \quad (49)$$

Отсюда, разложив синус в ряд по малой величине α , получим

$$-\alpha f(z) = \frac{1}{v - a^2} \left\{ \frac{za^2}{v} + \frac{a^2}{2\omega_0} \sin \frac{2\omega_0 z}{v} \right\} \left\{ 1 + \frac{a^2}{v} \cos 2\omega_0 \frac{z}{v} \right\}. \quad (50)$$

Основной член этого выражения имеет порядок $a^2/2\omega_0 v$. Отметим, что теперь следовало бы пересчитать v_x . Однако нетрудно убедиться, что это не изменит членов порядка $a^2/2\omega_0 v$ в уравнении (50).

Продолжая расчет излучения, пренебрежем в дальнейшем членами этого порядка малости. Затем можно рассчитать поправку. Однако, как известно, продольные колебания электронов вызывают более слабое излучение, чем поперечные.

Расчет излучения

Составляющие плотности тока J_z и J_x , обусловленные отдельным электроном, можно записать в виде произведений δ -функций

$$J_x = ev_x \delta(y) \delta \left(x + A \sin \frac{\omega_0 z}{\beta c} \right) \delta(z - c\beta t), \quad (51)$$

$$J_z = e\beta c \delta(y) \delta \left(x + A \sin \frac{\omega_0 z}{\beta c} \right) \delta(z - \beta ct). \quad (52)$$

Составляющие Фурье плотности тока угловой частоты ω , т. е. амплитуды $J_{x\omega}$, $J_{z\omega}$ интегралов Фурье

$$J_z(\mathbf{r}, t) = \int_0^\infty (J_{z\omega}(\mathbf{r}) e^{j\omega t} + \text{к. с.}) d\omega, \quad (53)$$

$$J_x'(\mathbf{r}, t) = \int_0^\infty (J_{x\omega}(\mathbf{r}) e^{j\omega t} + \text{к. с.}) d\omega, \quad (54)$$

где к. с. — комплексно сопряженные величины.

Уравнения (51) и (52) выражаются в виде

$$J_{x\omega} = \left(\frac{ev_x}{2\pi\beta c} \right) \delta(y) \delta \left(x + A \sin \frac{\omega_0 z}{\beta c} \right) e^{j\omega z/\beta c}, \quad (55)$$

$$J_{z\omega} = e [\delta(y)/2\pi] \delta \left(x + A \sin \frac{\omega_0 z}{\beta c} \right) e^{j\omega z/\beta c}. \quad (56)$$

Это можно проверить, подставив выражения (55), (56) в (53), (54) и используя хорошо известные правила операций с δ -функциями.

Пусть вектор \mathbf{k} , указывающий направление наблюдения, образующий полярные углы φ и θ с осью z . $J_{\perp k\omega}$, выражается следующим образом:

$$J_{\perp k\omega} = J_{x\omega} (1 - \cos^2 \varphi \sin^2 \theta)^{1/2} \mathbf{u}_1 + J_{z\omega} \sin \theta \mathbf{u}_2, \quad (57)$$

где \mathbf{u}_1 и \mathbf{u}_2 — единичные векторы по направлениям составляющих $J_{x\omega}$ и $J_{z\omega}$, перпендикулярным к вектору \mathbf{k} .

Подставив выражение (57) в (42), получим

$$\begin{aligned} P_{k\omega} = & \frac{k^2 e^2}{8\pi^3 r^2 c} \left| \int \int \delta \left(x' + A \sin \frac{\omega_0 z'}{\beta c} \right) \times \right. \\ & \times \exp \left[-jk(x' \sin \theta \cos \varphi + z' \cos \theta) + \frac{j\omega z'}{\beta c} \right] \times \\ & \left. \times [\mathbf{u}_1 \sin \theta + \mathbf{u}_2 (u_x/\beta c)(1 - \cos^2 \varphi \sin^2 \theta)^{1/2}] dx' dz' \right|^2, \quad (58) \end{aligned}$$

где тривиальное интегрирование по dy' уже выполнено. Далее получим

$$P_{k\omega} = \frac{k^2 e^2}{8\pi^3 r^2 c} \left| \int \left(\exp \left\{ -jk \left[-A \sin \frac{\omega_0 z'}{\beta c} \sin \theta \cos \varphi - z' \left(\frac{1}{\beta} - \cos \theta \right) \right] \right\} \right) \times \right. \\ \left. \times \left[\mathbf{u}_1 \sin \theta + \mathbf{u}_2 \left(\frac{v_x}{\beta c} \right) (1 - \cos^2 \varphi \sin^2 \theta)^{1/2} dz' \right]^2 \right|. \quad (59)$$

Пределы интегрирования берутся от $-(l/2)$ до $+(l/2)$, где l — общая длина ондулятора. Введя другие переменные

$$\xi = \frac{2\pi z'}{l_0} = \frac{\omega_0 z'}{\beta c} \left(\omega_0 = \frac{2\pi \beta c}{l_0} \right), \quad (60a)$$

$$\Omega_0 = \frac{\omega_0}{1 - \beta \cos \theta} \left(\Omega_0 = \frac{\omega_0}{1 - \beta} \approx \frac{\omega^2 \beta}{1 - \beta^2} \approx \frac{2\omega_0}{1 - \beta^2} \right), \quad (60b)$$

$$Z = \frac{\omega}{\Omega_0} \frac{e \in (1 - \beta^2)^{1/2} l_0 \sin \theta \cos \varphi}{2\pi \beta m_0 c^2 (1 - \beta \cos \theta)}, \quad (60b)$$

уравнение (59) можно выразить в виде

$$P_{k\omega} = C \int_{-\pi l/2}^{\pi l/2} \left(\exp \left\{ -jZ \sin \xi + j \frac{\omega}{\Omega_0} \xi \right\} \right) \times \\ \times \left[\mathbf{u}_1 \sin \theta + \mathbf{u}_2 \sin X \frac{l_0 e \in (1 - \beta^2)^{1/2}}{\beta^2 m_0 e^2 2\pi} \cos \xi \right] d\xi \Big|^2, \quad (61)$$

где

$$\sin X = (1 - \cos^2 \varphi \sin^2 \theta)^{1/2}$$

и

$$C = \left(\frac{e^2 \beta^2}{8\pi^3 r^2 c} \right) \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2.$$

Используя равенство

$$e^{-jZ \sin \xi} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(Z) e^{-jn\xi}, \quad (62)$$

получим

$$C \left| \mathbf{u}_1 \sin \theta \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(Z) \int \exp \left[j \left(\frac{\omega}{\Omega_0} - n \right) \xi \right] d\xi - \right. \\ \left. - \mathbf{u}_2 \sin X \frac{l_0 e \in (1 - \beta^2)^{1/2}}{\beta^2 m_0 c^2 2\pi} \sum J_n(Z) \int \exp \left[j \left(\frac{\omega}{\Omega_0} - n \right) \xi \right] \cos \xi d\xi \right|^2. \quad (63)$$

После элементарных тригонометрических преобразований получим

$$C \left| \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(Z) \left[\mathbf{u}_1 \sin \theta \int \exp \left[j \left(\frac{\omega}{\Omega_0} - n \right) \xi \right] d\xi - \right. \right. \\ \left. - \frac{\mathbf{u}_2}{2} \sin X \frac{e \in l_0 (1 - \beta^2)^{1/2}}{\beta^2 m c^2 2\pi} \left(\int \exp \left\{ j \left[\frac{\omega}{\Omega_0} - (n - 1) \right] \xi \right\} d\xi + \right. \right. \\ \left. \left. + \int \exp \left\{ j \left[\frac{\omega}{\Omega_0} - (n + 1) \right] \xi \right\} d\xi \right) \right] \right|^2. \quad (64)$$

Отметим, что интегралы вида

$$S_q = \int_{-\pi l/l_0}^{\pi l/l_0} \exp \left[j \left(\frac{\omega}{\Omega_0} - q \right) \xi \right] d\xi = \frac{2 \sin \left[\frac{\omega}{\Omega_0} - q \right] \frac{l\pi}{l_0}}{\left(\frac{\omega}{\Omega_0} \right) - q}, \quad (65)$$

где $q = n, n-1, n+1 \dots$, хорошо известны в теории дифракции. Они имеют основной максимум в узкой полосе частот

$$|\partial\omega| < \left(\frac{l_0}{2l}\right) \Omega_0$$

и, кроме того, дополнительные максимумы. Как видно, частота ω ограничена узкими полосами частот с центрами на гармониках основной частоты Ω_0 .

Энергия, излучаемая через единичную поверхность на p -й гармонике частоты Ω_0 , выражается следующим образом:

$$\frac{1}{(1-\beta \cos \theta)^2} \left(\frac{\omega}{\Omega_0}\right)^2 \frac{e^2 \beta^2 S_p^2}{4\pi^2 r^2 c} \left\{ \sin^2 \theta [J_p(Z)]^2 + \right. \\ \left. + \frac{1}{4} \sin^2 \theta [J_{p+1}(Z) + J_{p-1}(Z)]^2 \frac{e^2 \epsilon^2 l_0^2 (1-\beta^2)}{4\pi^2 \beta^2 (m_0 c^2)^2} \right\}. \quad (66)$$

Энергия излучения, которая получается при $p=0$, заслуживает специального рассмотрения. Хотя в данном случае она весьма незначительна, тем не менее она представляет собой энергию, добавляющуюся к полной излучаемой энергии вследствие эффекта Черенкова, если ондулятор заполнен веществом с показателем преломления $\epsilon^{1/2}$. В этом случае скорость света c , которая является скоростью распространения излучения, должна быть заменена на $c/\epsilon^{1/2}$, в результате чего Z в уравнение (66) должно быть заменено на $\epsilon^{1/2} \cdot Z$, а все выражение (66) умножено на $\epsilon^{1/2}$. Тогда для Ω_0 получим

$$\Omega_0 = \frac{\omega_0}{(1-\beta \epsilon^{1/2} \cos \theta)}. \quad (67)$$

Интеграл S_0 представляет часть полной излучаемой энергии, когда $\omega/\Omega_0 = 0$, т. е. когда

$$\beta (\epsilon)^{1/2} \cos \theta = 1. \quad (68)$$

Угол θ , определяемый уравнением (68), является вещественным, если

$$\beta > \frac{1}{\epsilon^{1/2}}. \quad (69)$$

Таким образом, эффект Черенкова не может наблюдаться в свободном пространстве. В настоящей статье эффект Черенкова не рассматривается.

Прежде чем приступить к рассмотрению уравнения (66), отметим, что в случае электрического ондулятора всегда имеет место соотношение

$$e \in l_0 \ll \pi m c^2. \quad (70)$$

Поэтому $J_p(Z)$ можно заменить на $Z^p/p! 2^p$. Тогда получим, что энергия, излучаемая на высших гармониках, мала по сравнению с энергией, излучаемой на основной частоте Ω_0 .

Для энергии, излучаемой в области основной частоты ($p=1$) под углом, изменяющимся от 0 до θ , получим

$$\frac{e^2 \beta^2}{4\pi^2 c} \int_0^\theta d\theta \int d\varphi \left(\frac{\omega}{\Omega_0}\right)^2 \left[\int S_p^2 d\omega \right] \times \\ \times \left\{ \frac{\sin^4 \theta \cos^2 \varphi}{(1-\beta \cos \theta)^4} + \frac{1 - \sin^2 \theta \cos^2 \varphi}{(1-\beta \cos \theta)^2} \right\} \frac{e^2 \epsilon^2 (1-\beta^2) l_0^2 \sin \theta}{4 \cdot 4\pi^2 \beta^2 (m_0 c^2)^2}. \quad (71)$$

Вначале выполним интегрирование по $d\omega$, что дает

$$\int S_p^2 d\omega = \int_{\omega/l_0=1}^\infty \frac{4 \sin^2 \left[\left(\frac{\omega}{\Omega_0}\right) - 1 \right] \frac{\pi l}{l_0}}{\left[\left(\frac{\omega}{\Omega_0}\right) - 1 \right]^2} d\omega = 4 \frac{l \pi^2}{l_0} \Omega_0. \quad (72)$$

Интерес представляет главным образом результат интегрирования выражения

$$\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)\beta l \epsilon^2 \left(\frac{1-\beta^2}{8\pi}\right) \times \\ \times \left\{ \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\theta} d\theta \left[\frac{\sin^5 \theta \cos^2 \varphi}{(1-\beta \cos \theta)^4} + \frac{\sin \theta - \sin^3 \theta \cos \varphi}{(1-\beta \cos \theta)^2} \right] \left(\frac{\omega}{\Omega_0}\right)^2 \right\} \quad (73)$$

для малых углов θ .

Разброс частоты зависит от угла θ , при котором принимается излучение. Предположим, что желательного получить разброс частоты 10%, тогда

$$\frac{d\omega}{\Omega_0} = \beta \frac{\sin \theta d\theta}{1-\beta \cos \theta} \approx \frac{\beta \theta^2}{1-\beta} = \frac{1}{10}, \\ \theta^2 \approx \frac{1}{10} \frac{1-\beta^2}{2\beta}. \quad (74)$$

Положив в подынтегральном выражении $\cos \theta = 1$, получим, что первым интегралом можно пренебречь по сравнению со вторым. Интегрируя по φ , найдем, что энергия, излучаемая внутри конуса с углом раскрытия θ , составляет приблизительно $1/20$ часть полной энергии (27).

Учет непостоянства скорости вдоль траектории

Нетрудно установить, какие изменения следует внести в расчет для того, чтобы включить члены порядка $a^2 l_0 / v^2$, учитывающие непостоянство скорости вдоль траектории. Подынтегральное выражение в (73) умножается на

$$\exp \left\{ j\omega \left[\left(\frac{a^2 z'}{2v^2} \right) + \left(\frac{l_0 a^2}{4\pi v^2} \right) \sin 2 \frac{\omega_0 z'}{v} \right] \right\}.$$

Выражение

$$\exp \left[j\omega \left(\frac{l_0 a^2}{4\pi v} \right) \sin 2\omega_0 \frac{z'}{v} \right]$$

запишем

$$\sum_{r=-\infty}^{\infty} J_r \left(\frac{l_0 a^2}{4\pi v^2} \right) e^{2j r \frac{\omega_0 z'}{v}}. \quad (75)$$

Однако, если аргумент функции Бесселя мал, бесконечный ряд ограничивается членом $r=0$, который в нашем случае равен 1.

Член $\exp(j\omega a^2 z' / 2v^2)$ вызывает малое изменение частоты Ω_0 , для которой получим

$$\Omega'_0 = \frac{\omega_0}{\left[1 + \left(\frac{a^2}{2v^2} \right) - \beta \cos \theta \right]}. \quad (76)$$

ВЫВОДЫ

Получение энергии в инфракрасном и миллиметровом диапазонах. Эффективность превращения энергии всецело зависит от того, излучается ли энергия когерентно, а это в свою очередь обусловлено возможностью сгруппировать электроны так, чтобы длина этих групп в системе координат L была не больше половины длины волны излучения, принимаемого в той же системе координат.

В ондуляторе, рассмотренном выше, каждому электрону соответствует 3 кванта энергии на основной частоте. В миллиметровой области это соответствует $2 \cdot 10^{-15}$ эрг полной энергии, излучаемой одним электроном. Пред-

положим, что ток пучка равен 1 кулон/сек, что соответствует $(3/5) \cdot 10^{19}$ эв/сек. Мощность, излучаемая сгруппированными электронами, зависит от числа электронов в пакете и от скорости повторения пакетов.

Если предположить, что все электроны, приходящиеся на 1 мм длины пучка, можно сгруппировать в пределах половины этой величины и повторять эти полумиллиметровые пакеты через каждый миллиметр вдоль пучка, то число электронов в пакете будет равно $N = (1/5) \cdot 10^8$, а энергия, излучаемая таким пакетом, равна $N^2 \cdot 2 \cdot 10^{-15}$ эрг.

Следовательно, мощность, излучаемая пучком, сгруппированным как указано выше, равна

$$[(1/5) \cdot 10^8]^2 \cdot 2 \cdot 10^{-15} \cdot 3 \cdot 10^{11} = 2,4 \cdot 10^{11} \text{ эрг/сек} = 2,4 \cdot 10^4 \text{ вт},$$

тогда как мощность, излучаемая некогерентно несгруппированным лучом, была бы равна $1,2 \cdot 10^{-3}$ вт. Однако если бы можно было сгруппировать все электроны, приходящиеся на 1 см длины пучка, в полумиллиметровые пакеты, то мощность когерентного излучения равнялась бы $2,4 \cdot 10^5$ вт. Это и есть полная излучаемая энергия.

Как указывалось выше, энергия, содержащаяся в 10%-ной полосе частот и принимаемая под углом θ , выраженным формулой (74), составляет $1/20$ часть полной излучаемой энергии, что соответствует в рассматриваемом случае $0,6 \cdot 10^{-4}$ вт при некогерентном излучении электронов или $1,2 \cdot 10^4$ вт во втором и $1,2 \cdot 10^3$ вт в первом случаях при когерентном излучении электронов.

Мощность, излучаемая сгруппированным потоком электронов, в первом случае в $2 \cdot 10^7$ раз, а во втором в $2 \cdot 10^8$ раз больше мощности, излучаемой несгруппированным пучком электронов.

Так как полная энергия пучка равна $1,15 \cdot 10^6$ вт, то, следовательно, энергия, излучаемая во втором случае, составляет 21% энергии пучка. Очевидно, что здесь достигнут предел теоретических допущений. В дальнейшем действием излучения на электрон пренебречь нельзя по сравнению с действием внешних магнитных сил на пучок и поэтому необходимо рассматривать динамику электрона.

Отметим, что рассмотрение можно начать с ондулятора, имеющего период $l_0 = 16$ мм, используя пучок с энергией 1,5 Мэв, и получить в системе координат E $l'_0 = 4$ мм. Тогда для когерентного излучения длина пакетов, рассматриваемых в системе координат E , должна быть не больше 2 мм, в то время как при сделанных предположениях пакеты не превышают 0,5 мм в системе координат L .

Систему группирования следует выбирать такой, чтобы изменения скорости внутри пакета были малы.

Максимальная частота колебаний выражается формулой

$$\nu = (l_0/v) \frac{1}{1-\beta}.$$

Следовательно, разброс частоты, вызванный разбросом скорости, равен

$$\frac{d\nu}{\nu} = - \frac{d\beta}{1-\beta}.$$

Очевидно, что изменения скорости в пакете приводят к увеличению разброса частоты используемого излучения.

Определение скорости всего пучка. Если испускаемое излучение может быть обнаружено и его частота определена с достаточной точностью, то целесообразно осуществить измерение скорости пучка. Имея в виду даже некогерентное излучение электронов, можно увидеть, что полученная энергия достаточна для этой цели.

Полученные мощности достигают нескольких милливатт в миллиметровом диапазоне, а при использовании пучков с более высокими энергиями они могут быть значительно больше.

Каждый электрон, пересекающий ондулятор длиной 1 м, испускает 3 кванта, если $l_0=1$ см. Пучок, соответствующий току 1 мка, содержит $0,6 \cdot 10^{13}$ электрон/сек, или $0,6 \cdot 10^7$ электрон/мксек. В этом случае получим приблизительно $2 \cdot 10^7$ квантов, испускаемых в 1 мксек или 10^6 квантов, испускаемых в 10%-ной полосе частот, рассмотренной выше.

Можно использовать прибор, который непосредственно определяет величину $(1-\beta^2)$, а при 100 длинах волн, укладывающихся по длине прибора, определение длины волны обеспечивается с вполне достаточной точностью.

Определение скорости отдельных частиц. В данном случае величина 3 квант/электрон кажется весьма малой. Очевидно, необходимо увеличивать длину ондулятора. В ондуляторе длиной 10 м излучение составляет 30 квант/электрон и может быть обнаружено посредством сцинтилляционного счетчика.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. А. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, **9**, 165 (1947).
2. Schiff L. I., *Rev. Sci. Instr.*, **17**, 6 (1946); Schwinger J., *Phys. Rev.*, **75**, 1912 (1949).
3. Frank P., Mises R., *Differential- und Integralgleichungen der Mechanik und Physik*, Band II, S. 788.
4. Шифф Л., *Квантовая механика*, Издательство иностранной литературы, стр. 303, 1957.

ЭФФЕКТ ЧЕРЕНКОВА И ИЗЛУЧЕНИЕ ОНДУЛЯТОРА¹⁾

Моц

ВВЕДЕНИЕ

За последние годы несколькими авторами было предложено использование излучающей способности электронных пучков для генерирования миллиметровых волн и были поставлены соответствующие экспериментальные работы. Некоторые исследователи успешно генерировали когерентные колебания на волнах короче 1 мм. Эти волны предложено называть «промежуточными», поскольку они занимают диапазон между инфракрасными лучами и с. в. ч.²⁾ Для этих волн целесообразно иметь отдельное название, поскольку способы генерирования и детектирования в этом диапазоне должны, по-видимому, существенно отличаться от соответствующих способов в диапазоне с. в. ч.

Использование излучения Черенкова предложено Абелем [1], Дэносом [2] и Линхартом [3] и проверено экспериментально [4]³⁾. Излучение быстрыми электронными пучками исследовано теоретически (Гинзбург [5], Кольман [23], Моц [7], Комб и Фейкс [8], Ландэкер [9]) и экспериментально [10].

В статье рассмотрена с единой точки зрения теория, лежащая в основе работы этих устройств, а также выявлено соотношение между различными приближениями. Можно надеяться, что в результате такого рассмотрения эта быстро развивающаяся область науки продвинется вперед. Затронута также смежная область, связанная с генерированием когерентного света.

ИЗЛУЧЕНИЕ ЧЕРЕНКОВА В ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

В 1934 г. Черенков открыл, что чистые жидкости, включая воду, в присутствии радиоактивного источника дают видимое излучение [11, 12]. В результате тщательных наблюдений он убедился в том, что это явление не может быть объяснено флуоресценцией. Правильное объяснение было найдено Франком и Таммом в 1937 г. [6].

Можно показать [22], что электроны в свободном пространстве излучать не могут, так как в противном случае законы сохранения энергии и количества движения не соблюдались бы одновременно. Излучение возможно в том случае, когда происходит взаимодействие с другими зарядами, сопровождающееся передачей количества движения или энергии. Роль этих зарядов могут выполнять поляризованные заряды в диэлектрике или наведенные заряды в каких-либо металлических предметах.

Если электрон проходит через диэлектрическую среду, то мгновенно возникает поляризация и среда излучает переданную ей энергию. Из простого построения Гюйгенса, изображенного на фиг. 1, можно видеть, что волновой фронт образуется под углом θ и излучение распространяется от A к C . Для диэлектрической среды скорость частицы v может быть больше скорости волны u , равной c/n , где c — скорость света в свободном пространстве, а n — показатель преломления.

¹⁾ Motz H., *Trans. IRE*, AP-4, № 3, 374—384 (1956).

²⁾ В соответствии с принятой терминологией радиоволны короче 1 мм в дальнейшем называются субмиллиметровыми. — *Прим. ред.*

³⁾ Здесь автор допускает неточность. Эффект Черенкова впервые предложил применить для генерации миллиметровых и субмиллиметровых волн советский физик В. Л. Гинзбург. Его статьи, посвященные этому вопросу, опубликованы в 1947 г., тогда как работы, на которые ссылается автор, появились значительно позже. — *Прим. ред.*

В соответствии с построением Гюйгенса, изображенным на фиг. 1, имеем

$$\frac{c}{n} = v \cos \theta. \quad (1)$$

Формула (1) определяет чрезвычайно тонкую коническую оболочку, содержащую излучение. Толщина ее тем меньше, чем длиннее путь частицы в среде. Это явление аналогично ударной волне, возникающей при движении снаряда со сверхзвуковой скоростью, или волнам, отходящим от носовой части корабля. (В последнем случае под скоростью волны следует понимать скорость поверхностных волн.) Энергия излучается во всем диапазоне частот, для которых $n = \sqrt{\varepsilon} > 1$. Этот диапазон заканчивается, немного не доходя до рентгеновых лучей, для которых $n < 1$. Скорость электрона v не остается абсолютно постоянной, потому что частица теряет часть энергии на излучение. Однако потеря энергии и изменение скорости малы. Действительно, если это явление происходит в соответствии с приведенным описанием, то промежутки времени, за которые электрон проходит последовательно расстояния, равные длине волны излучения, не должны отличаться друг от друга более чем на малую часть периода излучения. Поскольку электрон существенно не замедляется, влияние инерции ничтожно и, следовательно, излучаемая мощность не зависит от массы частицы. Она одинакова для всех частиц с одинаковым зарядом и скоростью (протонов, мезонов). Количество энергии, излучаемое в единицу времени, определяется выражением

$$W = \frac{e^2}{c^2} \int_{v\sqrt{\varepsilon} > c} \left(1 - \frac{c^2}{\varepsilon v^2}\right) \omega d\omega, \quad (2)$$

где интегрирование распространяется на все частоты, для которых $v\sqrt{\varepsilon(\omega)} > c$. Очевидно, что это выражение не зависит от массы частицы. Таким образом, излучение Черенкова существенно отличается от излучения, возникающего при ускорении или замедлении зарядов, когда интенсивность излучения зависит от $(e/m)^2$. Подведем итоги.

1. Излучение Черенкова в однородной среде происходит в том случае, когда скорость частицы равна или больше скорости волн.

2. Излучение сконцентрировано в тонкой конической оболочке с углом раскрытия

$$\theta = \frac{1}{\cos \frac{c}{nv}}.$$

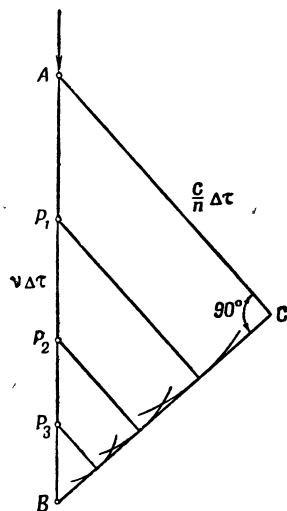
3. Излучаемая энергия не зависит от массы.

ИЗЛУЧЕНИЕ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ, ДВИЖУЩИХСЯ УСКОРЕННО В ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

Сравним рассмотренный выше случай со свойствами излучения быстро и неравномерно движущихся зарядов ($v \approx u$).

1. Излучение сконцентрировано в узком конусе, ось которого совпадает с направлением движения заряда, а угол раскрытия

$$\theta \approx \theta_0, \quad (3)$$



Фиг. 1. Построение Гюйгенса для конуса Черенкова. Сферические волны, выходящие последовательно из точек A, P_1, P_2 , лежащих вдоль пути электрона, образуют волновой фронт BC .

где $\theta_0 = 1/\gamma$, $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/u^2}$, а u — скорость распространения излучения.

2. Длины волн излучения электронов, движущихся по синусоидальным траекториям с пространственным периодом l_0 , имеют нижний предел

$$\lambda_0 \approx \frac{l_0}{\gamma^2}. \quad (4)$$

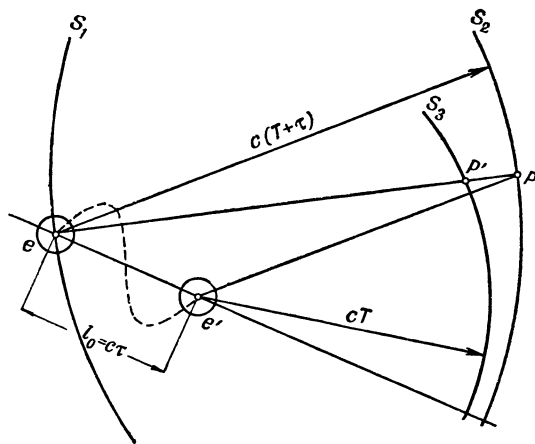
Излучение с самыми короткими длинами волн распространяется вдоль середины конуса. С увеличением длины волны угол, под которым происходит излучение, увеличивается.

3. Если заряд вращается по окружности радиуса R , то длины волн укладываются в интервале от больших величин до предельной волны

$$\approx \lambda_0 \frac{R}{\gamma^3}. \quad (5)$$

Прежде чем перейти к математическому анализу, полезно найти простое объяснение этих основных особенностей [13].

Рассмотрим излучение, которое принимается в точке P и испускается электроном, движущимся со скоростью v , за время его ускоренного движения в направлении $e - e'$ (фиг. 2). Если проекция $v \cos \theta$ скорости движения



Ф и г. 2. Геометрическое построение, определяющее длительность импульса излучения. Электрон движется от e к e' .

электрона на направление eP близка к скорости распространения излучения u , то излучение, испускаемое позже, складывается с излучением, возникшим ранее, и интенсивность результирующего поля возрастает. Время, в течение которого сферическая волна потенциала S_1 с центром в P проходит мимо заряда, является мерой импульса потенциала, наблюдаемого в момент, когда эта волна сходится в точке P . Это время пропорционально выражению

$$\frac{u}{u - v \cos \theta} \approx \frac{1}{1 - \frac{v}{u} + \frac{1}{2} \frac{v}{u} \theta^2} = \frac{2}{\theta_0^2 + \theta^2}. \quad (6)$$

Такой импульс сильно выражен при $\theta = \theta_0$. Отсюда следует положение (1). Для дальнейшего пояснения процесса возникновения излучения на фиг. 2 изображены две сферы: S_2 и S_3 . Центр сферы S_2 находится в точке e , а ее радиус равен $c(T+\tau)$; центр сферы S_3 находится в точке e' , а ее радиус равен CT . Если электрон проходит расстояние l_0 между точками e и e' за время τ , то излучение, которое возникало за этот промежуток времени, концентрируется между поверхностями S_2 и S_3 .

Нетрудно показать, что расстояние между поверхностями PP' равно

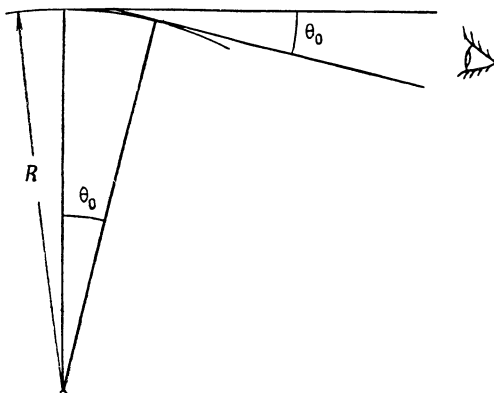
$$u\tau \left(1 - \frac{v}{u} \cos \theta\right) = \frac{1}{2} u\tau (\theta_0^2 + \theta^2). \quad (7)$$

Предположим, что электрон в своем периодическом движении пролетел за один период расстояние между точками e и e' . При этом в излучении будут преобладать компоненты Фурье с периодом τ/γ^2 или с длиной волны

$$\lambda_0 = \frac{u\tau}{\gamma^2} = \frac{l_0}{\gamma^2}.$$

Это соответствует положению (2).

Положение (3) следует из рассмотрения фиг. 3. Если заряд при вращении прошел путь между точками e и e' , то за время $R\theta_0/u$ наблюдатель увидит конус излучения с углом раскрыва $\theta_0 = 1/\gamma$. В течение одного оборота электрона возникает один такой импульс, длина которого равна



Фиг. 3. Схематическое изображение конуса излучения, испускаемого электроном при вращении его по окружности радиуса R .

$\frac{1}{2}u\tau\theta_0^2 = \frac{1}{2}(R/\gamma^3)$. Поэтому наблюдаются высшие гармоники по отношению к частоте вращения с длинами волн такого же порядка.

В свободном пространстве $u = c$. В диэлектрике

$$u = \frac{c}{n} = \frac{c}{V_\varepsilon}; \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (8)$$

Отсюда следует, что при $\varepsilon v^2/c^2 = 1$ возможны бесконечно большие частоты. Но, как отмечалось выше, свойства диэлектрика с увеличением частоты изменяются и на весьма высоких частотах значение ε не может превышать единицы.

ПРИМЕНЕНИЯ

Идея, лежащая в основе метода генерирования миллиметровых и субмиллиметровых волн, состоит в следующем. На коротких волнах становится все труднее использовать клистроны, магнетроны и ЛБВ, потому что размеры этих устройств и допуски на их изготовление становятся чрезмерно малыми. Для ондулятора не требуется применение конструкции с малыми размерами в целях отбора высокочастотной мощности. Электронный пучок пропускается через последовательность электрических или магнитных полей чередующейся полярности. В этом случае электроны движутся примерно по синусоидальным траекториям в поперечной плоскости. Длина волны короче периода l_0 магнитной системы в γ^2 раз. В случае излучения Черенкова системы с малыми

размерами также не требуются, если свойства среды гарантируют возможность коротковолнового излучения, т. е. если среда в миллиметровом диапазоне сохраняет диэлектрические свойства. Но при использовании этого метода встречается одно затруднение. Поскольку электроны могут двигаться только вне диэлектрика, их следует пропускать через отверстие, вырезанное в диэлектрике, или в непосредственной близости от поверхности диэлектрика. В результате эффективное излучение получается только при малых диаметрах электронного пучка.

МАТЕМАТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РАБОТЫ ОНДУЛЯТОРА И ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕНКОВА

Для количественного исследования задачи начнем с волнового уравнения для поперечной составляющей векторного потенциала \mathbf{A}

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{A} = -\frac{4\pi \mathbf{i}}{c}. \quad (9)$$

Электрон движется по синусоидальной траектории, и для электронов с высокими скоростями изменения продольной составляющей скорости ничтожны, так что траектория электрона приблизительно описывается выражением

$$x = B \sin \frac{2\pi}{l_0} z, \text{ где } z = vt, \quad (10)$$

а плотность тока \mathbf{i} выражается через δ -функции

$$\mathbf{i} = e\nu \delta(z - vt) \delta(x - B \sin \omega_0 t) \delta(y), \quad (11)$$

где $\omega_0 = 2\pi\nu/l_0$.

Используем разложение

$$\mathbf{A}_{tr} = \sum_{\lambda} q_{\lambda} \mathbf{A}_{\lambda} + q_{\lambda}^* \mathbf{A}_{\lambda}^*; \quad (12)$$

$$\mathbf{A}_{\lambda} = \sqrt{\frac{4\pi c^2}{V}} \mathbf{e}_{\lambda}^{ik_{\lambda} \mathbf{r}}, \quad (13)$$

где звездочкой обозначены комплексно-сопряженные величины. Предполагается, что поле сосредоточено в объеме V , а \mathbf{e}_{λ} — направление поляризации. Суммирование производится как по отрицательным, так и по положительным значениям λ . Запишем $-k_{\lambda} = k_{-\lambda}$, что справедливо также и для величин q_{λ} и $q_{-\lambda}$. Подставив (12), (13) и (11) в (9), умножив на \mathbf{A}_{λ}^* и произведя объемное интегрирование, находим

$$q_{\lambda} + q_{-\lambda}^* + \omega_{\lambda}^2 (q_{\lambda} + q_{-\lambda}^*) = \frac{e(\mathbf{e}_{\lambda} \nu)}{\epsilon c \sqrt{V}} e^{-ik_{\lambda}(vt \cos \theta + \sin \theta \cos \varphi B \sin \omega_0 t)}, \quad (14)$$

$$\omega_{\lambda} = \frac{ck_{\lambda}}{\sqrt{\epsilon}},$$

где вдоль направления z введены полярные углы θ и φ . Чтобы получить уравнение относительно q_{λ} , отметим, что зависимость q_{λ} от времени имеет противоположный знак по сравнению с $q_{-\lambda}^*$. Действуя оператором $(i/\omega_{\lambda}) d/dt$ на (14) и складывая результат с (14), получим

$$q_{\lambda} + \omega_{\lambda}^2 q_{\lambda} = \frac{\left(1 + \frac{i}{\omega_{\lambda}} \frac{d}{dt}\right) e(\mathbf{e}_{\lambda} \nu)}{\epsilon c \sqrt{V}} e^{-ik_{\lambda}(vt \cos \theta + \sin \theta \cos \varphi B \sin \omega_0 t)}. \quad (15)$$

Это равенство представляет собой уравнение для вынужденных колебаний осциллятора. В случае резонанса осциллятор непрерывно поглощает энергию. Энергия осциллятора выражает излучение ондулятора.

Производим следующее разложение:

$$e^{\pm i k_{\lambda} \sin \theta \cos \varphi B \sin \omega_0 t} = \sum_{p=-\infty}^{\infty} J_p(k_{\lambda} \sin \theta \cos \varphi B) e^{\pm i p \omega_0 t}, \quad (16)$$

где $J_p(x)$ — функции Бесселя p -го порядка.

Таким образом, резонансы получаются при

$$\omega_{\lambda} = \frac{c k_{\lambda}}{\sqrt{\varepsilon}} = k_{\lambda} v \cos \theta + s \omega_0, \quad (17)$$

т. е. при

$$\omega_{\lambda} = \frac{s \omega_0}{1 - \frac{v \sqrt{\varepsilon}}{c} \cos \theta}, \quad (17a)$$

где s — целое число ($s = p, p+1, p-1$).

Следует отметить, что в случае $s=0$ условие резонанса принимает вид $1 - \sqrt{\varepsilon}(v/c) \cos \theta = 0$. Таким образом, этот член представляет излучение Черенкова. Очевидно, что это соотношение выполняется только при $v > c$. Если амплитуду колебаний электрона свести к нулю, то останется только этот член.

Из выражений (17) и (17a) для частот ондулятора вытекают перечисленные выше характеристики излучения быстрых электронов. Если $\cos \theta \approx 1$, то

$$\omega \approx \frac{2\pi v}{l_0 (\theta_0^2 + \theta^2)},$$

$$\lambda = \frac{2l_0 v}{u \gamma^2} \approx \frac{2l_0}{\gamma^2}.$$

Зависимость от массы учитывается величиной B , входящей в аргумент функции Бесселя в равенстве (16). Для системы магнитов с максимальной напряженностью поля H

$$B = \frac{H v \sqrt{1 - (v/c)^2}}{m_0 \omega_0^2}. \quad (18)$$

Нетрудно заметить, что при $s=0$ величина q_{λ} зависит от m . Таким образом, член формулы для ондулятора, выражающий излучение Черенкова, является исключением из общего правила. Вопрос о том, следует ли ограничивать излучение Черенкова случаем $B=0$, относится к области терминологии. При увеличении номер ас функции Бесселя убывают, а вместе с ними убывают и высшие гармоники.

Для определения излучаемой мощности необходимо вначале рассчитать q_{λ} . Напряженность электрического поля

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \mathbf{A}(z=vt) \quad (19)$$

является практически единственной силой, которая совершает работу по перемещению частицы.

Эта работа, производимая за единицу времени, должна равняться излучаемой мощности. Таким образом,

$$W = -\frac{e}{c} \sum q_{\lambda} \{ \mathbf{v} \mathbf{A}_{\lambda}(vt) \} + q_{\lambda}^* \{ \mathbf{v} \mathbf{A}_{\lambda}^*(vt) \}. \quad (20)$$

Таким методом можно получить соотношение (2) для эффекта Черенкова [14]. Рассмотрение работы ондулятора в однородной среде излагается в работе [7], а в данной статье произведен подробный вывод для случая излучения в волноводе.

Вывод выражения для излучения электрона, описывающего в волноводе волнообразную траекторию, начнем с уравнения для вектора Герца $\mathbf{\Pi}$

$$\Delta \mathbf{\Pi} - \frac{\varepsilon}{c^2} \mathbf{\Pi} = -4\pi r' \dot{\mathbf{r}}(\mathbf{r} - \mathbf{r}'). \quad (21)$$

В волноводе имеются продольная и поперечная координаты. Координатный вектор разбивается на две составляющие

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_{tr} + z. \quad (22)$$

Координата электрона записывается в виде

$$\mathbf{r}' = \mathbf{r}'_{tr} + \mathbf{z}', \quad (23)$$

а $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ записывается в виде $\delta(\mathbf{r}_{tr} - \mathbf{r}'_{tr}) \delta(z - vt)$. Теперь для вектора \mathbf{P} можно использовать разложение

$$\mathbf{P} = \int d\Gamma \sum_{n, m} \mathbf{e}_v q_{n, m}(\Gamma, t) \varphi_{n, m, v}(\mathbf{r}_{tr}) e^{i\Gamma z} + \text{к. с.}, \quad (24)$$

где $\mathbf{e}_v = (e_x, e_y, e_z)$ — единичные векторы в направлении координатных осей, а к. с. — комплексно-сопряженная форма предыдущего выражения. В случае прямоугольного волновода с размерами a и b (при $a > b$) величины $\varphi_{n, m}$ удовлетворяют уравнению

$$\Delta_{tr} \varphi_{n, m, v} + \alpha_{n, m}^2 \varphi_{n, m, v} = 0, \quad (25)$$

где

$$\alpha_{n, m}^2 = \left(\frac{n\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{m\pi}{b} \right)^2. \quad (26)$$

Они удовлетворяют также граничному условию и ортонормированы в соответствии с выражением

$$\int \varphi_{n, m, r}(\mathbf{r}) \varphi_{n', m', v}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}' = \delta_{n', m'; n, m}. \quad (27)$$

В дальнейшем индексы n и m часто опускаются. Подставляя (24) в (21), получим

$$\begin{aligned} \int d\Gamma [-(\Gamma^2 + \alpha^2) q_{n, m, r}(\Gamma, t) - q_{n, m, v}(\Gamma, t)] \varphi_{n, m, r}(\mathbf{r}_{tr}) e^{i\Gamma z} + \text{к. с.} = \\ = -4\pi e r' \delta(\mathbf{r}_{tr} - \mathbf{r}'_{tr}) \delta(z - vt). \end{aligned} \quad (28)$$

Требуется рассчитать $q_{n, m, v}(\Gamma, t)$. Это осуществляется путем умножения на $\varphi_{n', m'}(\mathbf{r}_{tr}) e^{-i\Gamma' z}$ и интегрирования по объему волновода. Из равенства (27) и из соотношений

$$\int e^{i(\Gamma \pm \Gamma')z} dz = 2\pi \delta(\Gamma \pm \Gamma'), \quad (29)$$

$$\int q_v(\Gamma, t) \delta(\Gamma \pm \Gamma') d\Gamma = q_v(\pm \Gamma', t), \quad (30)$$

$$\int \varphi_v(\mathbf{r}_{tr}) \delta(\mathbf{r}_{tr} - \mathbf{r}'_{tr}) d\mathbf{r}' = \varphi_v(\mathbf{r}_{tr}) \quad (31)$$

находим

$$(\Gamma^2 + \alpha^2) q_v(\Gamma, t) + \frac{\varepsilon}{c^2} q_v(\Gamma, t) = \frac{2e}{c} \left\{ 1 + \frac{i}{\omega_\Gamma} \frac{d}{dt} \right\} r'_v \varphi(\mathbf{r}'_{tr}) e^{-i\Gamma' vt}, \quad (32)$$

где использована зависимость от времени

$$q_v(\Gamma, t) = q_v(\Gamma) e^{-i\omega_\Gamma t} \quad (33)$$

и исключена функция $q(-\Gamma, t)$ в соответствии с изложенным выше. Теперь

приступим к решению (32) для прямоугольного волновода. В этом случае

$$\varphi_{n, m, x} = \frac{\beta_m}{\sqrt{ab}} \cos \frac{n\pi x}{a} \sin \frac{m\pi y}{b}, \quad (34)$$

$$\varphi_{n, m, y} = \frac{\beta_m}{\sqrt{ab}} \sin \frac{n\pi x}{a} \cos \frac{m\pi y}{b}, \quad (35)$$

$$\varphi_{n, m, z} = \frac{\beta_m}{\sqrt{ab}} \sin \frac{n\pi x}{a} \sin \frac{m\pi y}{b}, \quad (36)$$

где

$$\beta_m = \begin{cases} \sqrt{2} & \text{при } m > 0 \\ 1 & \text{при } m = 0. \end{cases} \quad (37)$$

Это следует из граничных условий, по которым тангенциальные составляющие напряженности электрического поля E , определяемые по формуле $\mathbf{E} = \text{grad div } \mathbf{\Pi} - (1/c^2) \ddot{\mathbf{\Pi}}$, должны равняться нулю. Очевидно, что z -я составляющая E_z должна иметь ту же зависимость от x и y , что и функция $\varphi_{n, m, z}$. Используя соотношения (34)–(36), можно убедиться в правильности этого предположения.

В выражении для $\varphi_{n, m, v}(r')$ содержатся тригонометрические функции $\sin(n\pi x'/a)$ и $\cos(n\pi x'/a)$, которые при $x' = a/2 - B \sin \omega_0 t$ разлагаются в ряд. Применяя формулы разложения

$$e^{\pm i \frac{n\pi B}{a} \sin \omega_0 t} = \sum_{p=-\infty}^{\infty} J_p \left(\frac{n\pi B}{a} \right) e^{\pm p\omega_0 t}, \quad (38)$$

получим

$$\varphi_{n, m, x}(r') = \sum_p G_p e^{ip\omega_0 t}, \quad (39)$$

$$\varphi_{n, m, z}(r') = \sum_p F_p e^{ip\omega_0 t}, \quad (40)$$

где

$$G_p = J_p \left(\frac{\pi n B}{a} \right) \begin{cases} (-)^n \frac{\beta_m}{2\sqrt{ab}} i [1 - (-)^p] & \text{для нечетных } n; \\ (-)^{\frac{n}{2}+1} \frac{\beta_m}{2\sqrt{ab}} [1 + (-)^p] & \text{для четных } n; \end{cases} \quad (41)$$

$$F_p = J_p \left(\frac{\pi n B}{a} \right) \begin{cases} (-)^n \frac{\beta_m}{2\sqrt{ab}} [1 + (-)^p] & \text{для нечетных } n; \\ (-)^{\frac{n}{2}+1} \frac{\beta_m}{2\sqrt{ab}} i [1 - (-)^p] & \text{для четных } n. \end{cases} \quad (41a)$$

Таким образом, равенства (32) принимают вид

$$(\Gamma^2 + \alpha^2) q_{n, m, z} + \frac{\varepsilon}{c^2} q_{n, m, z} = 2 \frac{e}{c} \left(1 + \frac{i}{\omega_\Gamma} \frac{d}{dt} \right) \sum_p F_p v t e^{-i(\Gamma v - \omega_0 p)t}, \quad (42)$$

$$\begin{aligned} & (\Gamma^2 + \alpha^2) q_{n, m, x} + \frac{\varepsilon}{c^2} q_{n, m, x} = \\ & = -\omega_0 B \frac{e}{c} \left(1 + \frac{i}{\omega_\Gamma} \frac{d}{dt} \right) \sum_p G_p [e^{-i[\Gamma v - (p+1)\omega_0]t} + e^{-i[\Gamma v - (p-1)\omega_0]t}]. \end{aligned} \quad (43)$$

Решим вначале уравнение (42). Определив преобразование Фурье

$$q_z(\Gamma, \omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int q_z(\Gamma, t) e^{i\omega_\Gamma t} dt,$$

приходим к выводу, что поскольку

$$\int e^{-i(\Gamma v - \omega_0 p - \omega)t} dt = 2\pi \delta(\Gamma v - \omega_0 p - \omega) \quad (44)$$

и

$$\int t e^{-i(\Gamma v - \omega_0 p - \omega)t} dt = 0, \quad (45)$$

то

$$q_z = 2e \sqrt{2\pi} \frac{cv}{e(\Lambda^2 - \omega_\Gamma^2)} \sum F_p \left(\frac{i}{\omega_\Gamma} \right) \delta(\Gamma v - \omega_0 p - \omega_\Gamma), \quad (46)$$

где

$$\Lambda^2 = \frac{c^2(\Gamma^2 + \alpha^2)}{\varepsilon}. \quad (47)$$

Решение (46) может быть записано в виде

$$q_z = e \sqrt{2\pi} \frac{cv}{\varepsilon \Lambda} \frac{i}{\omega_\Gamma} \sum_p F_p f(\omega_\Gamma), \quad (48)$$

где

$$f(\omega_\Gamma) = \left\{ \frac{1}{\Lambda - \omega_\Gamma} + \frac{1}{\Lambda + \omega_\Gamma} + \right. \\ \left. + i\pi [\delta(\Lambda - \omega_\Gamma) - \delta(\Lambda + \omega_\Gamma)] \right\} \delta(\Gamma v - \omega_0 p - \omega_\Gamma). \quad (48a)$$

Знак перед последним членом отрицателен, потому что над действительной осью следует провести полуокружность, исключаящую $\omega_\Gamma = -\Lambda$. В самом деле, был использован временной множитель в виде $e^{-i\omega_\Gamma t}$. Волна с небольшим затуханием должна иметь положительную мнимую часть на отрицательной оси.

Первые два члена определяют первый член интеграла, возникающего при преобразовании Фурье

$$q_z = 2evc \int d\omega \sum_p \frac{F_p}{\varepsilon(\Lambda^2 - \omega^2)} e^{-i\omega t} \frac{i}{\omega} \delta(\Gamma v - \omega_0 p - \omega) - \\ - \pi evc \sum_p \frac{F_p}{\varepsilon \Lambda^2} \left\{ \frac{e^{-i\Lambda t}}{e^{i\Lambda t}} \delta[\Lambda - (\Gamma v - \omega_0 p)] \right\}. \quad (49)$$

Первый член должен рассматриваться как основная часть интеграла, и поэтому в выражении для Π_z он обращается в нуль

$$\Pi_z = \int \sum_{n, m} q_{n, m, z} \varphi_{n, m}(\mathbf{r}_{tr}) e^{i\Gamma z} d\Gamma + \text{к. с.} = \\ = \pi evc \sum_{n, m} \sum_p \int \frac{F_p}{\varepsilon(\Lambda) \Lambda^2} \delta[\Lambda - (\Gamma v - \omega_0 p)] \varphi(\mathbf{r}_{tr}) e^{i(\Gamma z \pm i\Lambda t)} + \text{к. с.} \quad (50)$$

Для δ -функции требуется, чтобы

$$\Lambda = c \sqrt{\frac{\Gamma^2 + \alpha^2}{\varepsilon}} = \Gamma v - p\omega_0. \quad (51)$$

Используя обозначение

$$1 - \varepsilon \frac{v^2}{c^2} = \frac{1}{\gamma^2},$$

получаем выражения для частот ондулятора $\omega_{n,m}$ и постоянных распространения $\Gamma_{n,m}$

$$\omega_{n,m} = -\gamma^2 \omega_0 p \pm \gamma^2 v \sqrt{\frac{\varepsilon \omega_0^2 p^2}{c^2} - \frac{\alpha_{n,m}^2}{\gamma^2}}, \quad (52)$$

$$\Gamma_{n,m,z} = -\frac{\gamma^2 \varepsilon \omega_0 p v}{c^2} \pm \gamma^2 \sqrt{\frac{\varepsilon \omega_0^2 p^2}{c^2} - \frac{\alpha_{n,m}^2}{\gamma^2}} \quad (53)$$

и выражение для Π_z

$$\begin{aligned} \Pi_z = & -\pi e v c \sum_{n,m} \sum_p \frac{F_p}{\varepsilon(\omega_{n,m}) \omega_{n,m}^2} \times \\ & \times e^{i(\Gamma_{n,m} z \pm \omega_{n,m} t)} \varphi_{n,m}(\mathbf{r}_{tr}) + \text{к. с.} \end{aligned} \quad (54)$$

Целое число p может быть положительным, отрицательным или равным нулю.

Последний случай заслуживает особого внимания. При $p=0$

$$\omega_{n,m} = i \alpha_{n,m} \gamma v = \frac{i \alpha_{n,m} v}{\sqrt{1 - \varepsilon \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (55)$$

$$\Gamma_{n,m} = i \alpha_{n,m} \gamma = \frac{i \alpha_{n,m}}{\sqrt{1 - \varepsilon \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (56)$$

Эти частоты остаются мнимыми, пока не начинает выполняться неравенство

$$\varepsilon \frac{v^2}{c^2} > 1. \quad (57)$$

В последнем случае

$$\omega_{n,m} = \frac{\alpha_{n,m} v}{\sqrt{\varepsilon \frac{v^2}{c^2} - 1}}. \quad (58)$$

Если соотношение (57) выполняется, то имеет место излучение Черенкова. Очевидно, что для каждого типа волны (n, m) скорость распространения $u_{n,m}$ равна

$$u_{n,m} = \frac{\omega_{n,m}}{\Gamma_{n,m}} = v, \quad (59)$$

т. е. скорость волны равна и параллельна скорости частицы. В предыдущем разделе отмечалось, что излучение Черенкова в однородной среде имеет непрерывный спектр. В настоящем разделе показано, что в волноводе оно имеет дискретный спектр (58). Согласно соотношениям (54) и (41), излучение Черенкова происходит также и в том случае, когда поперечное движение электронов отсутствует, т. е. когда

$$B=0, \quad J_0(0)=1, \quad J_p(0)=0, \quad p \neq 0.$$

В более общем случае излучение ондулятора возникает как при $\varepsilon=1$, так и при $\varepsilon \neq 1$. Переходя к другим значениям p , отметим, что зависимость решения (54) от z и t имеет вид

$$e^{i(\Gamma_{m,n} z \pm \omega_{m,n} t)}. \quad (60)$$

Решения с положительным знаком соответствуют приходящим волнам, не удовлетворяющим условию излучения, и поэтому исключаются. Выраже-

ние (60) может быть записано в виде

$$\exp i\gamma^2 \left[-\frac{z\varepsilon\omega_0 p v}{c^2} - \omega_0 p t \pm \sqrt{\frac{\varepsilon\omega_0^2 p^2}{c^2} - \frac{\alpha^2}{\gamma^2}} (z - vt) \right]. \quad (61)$$

Для больших значений n и m корень, стоящий перед $z - vt$, становится мнимым, а волновод — запердельным.

Следует отметить, что волны, запердельные в системе координат, связанной с электроном, затухают в неподвижной системе координат. Это определяет выбор знака перед корнем в формулах (52) и (53): при $z > vt$ следует выбрать положительный знак, при $z < vt$ — отрицательный.

Определение поперечной составляющей Π_x осуществляется гораздо проще, чем Π_z . Постоянные распространения и частоты определяются в виде

$$\Gamma_{n,m,q} = -\frac{\gamma\omega_0^2 v \varepsilon (p \pm 1)}{c^2} \pm \gamma^2 \sqrt{\frac{\varepsilon\omega_0^2 (p \pm 1)^2}{c^2} - \frac{\alpha_{n,m}^2}{\gamma^2}}, \quad (62)$$

$$\omega_{n,m,q} = -\gamma^2 \omega_0 (p \pm 1) \pm \gamma^2 \sqrt{\frac{\varepsilon\omega_0^2 (p \pm 1)^2}{c^2} - \frac{\alpha_{n,m}^2}{\gamma^2}}, \quad (63)$$

где $q = 1$ соответствует положительному знаку, а $q = 2$ — отрицательному.

Следует отметить, что амплитуда поперечной составляющей

$$\Pi_x = 2i\pi c e \omega_0 B \sum_{n,m} \sum_{q=1,2} \sum_p \frac{G_{p,q}}{\varepsilon\omega_{n,m,q}} \varphi_{n,m}(\mathbf{r}_{tr}) e^{i(\Gamma_{n,m,q} z - \omega_{n,m,q} t)} \quad (64)$$

содержит в знаменателе $\omega_{n,m,q}$ в первой степени, тогда как составляющая Π_z равна

$$\Pi_z = -\pi e c \sum_{n,m} \sum_p \frac{F_p}{\varepsilon(\omega_{n,m})^2} \varphi_{n,m}(\mathbf{r}_{tr}) e^{i(\Gamma_{n,m} z - \omega_{n,m} t)}. \quad (65)$$

Излучаемая мощность может и на этот раз определяться как работа, произведенная собственной силой, действующей на электрон в единицу времени. Напряженность электрического поля равна

$$\mathbf{E} = \text{grad div } \Pi - \frac{1}{c^2} \ddot{\Pi},$$

а мощность определяется в виде

$$P = e [E_z(vt) v + E_x(vt) v_x], \quad (66)$$

где E_z и E_x определены в точке нахождения электрона с координатами

$$z = vt, \quad x = \frac{a}{2} - B \sin \omega_0 t.$$

Формулы в этом разделе были выведены для бесконечно длинного ондулятора. В случае ондулятора конечной длины L вместо (44) следует записать

$$\frac{\sin(\Gamma v - \omega_0 p - \omega) \frac{L}{2u}}{\Gamma v - \omega_0 p - \omega} \quad (44a)$$

и вместо последней δ -функции в формуле (48a) соответственно подставить выражение (44a), деленное на 2π . Таким образом, спектр оказывается непрерывным. Рассмотрение этого случая дано в работах, которые будут опубликованы позднее.

ИЗЛУЧЕНИЕ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ

Как показано выше, излучение Черенкова в волноводе происходит только при условии $\varepsilon > 1$. Если волновод нагружен диафрагмами или гофрирован, то это условие не является необходимым. Такие волноводы, широко извест-

ные под названием замедляющих систем, используются в лампах с бегущей волной и ускорителях. При доказательстве возможности излучения Черенкова в периодических системах с $\varepsilon = 1$ будем опять исходить из уравнения (22) относительно Π . Согласно теореме Флокета (дополненной Блохом), решения имеют вид

$$\Pi_z(r, T) = e^{i\Gamma_0 z} f(z) \varphi(\mathbf{r}_{tr}) + \text{к. с.}, \quad (67)$$

где $f(z)$ — периодическая функция z с периодом D данной системы

$$-\frac{\pi}{D} < \Gamma_0 < \frac{\pi}{D}. \quad (68)$$

Для $f(z)$ можно записать выражение

$$f(z) = \sum_{m=0}^{\infty} g^{(m)} e^{\frac{2\pi i m}{D} z}, \quad (69)$$

где

$$g^{(m)} = \frac{i}{D} \int_0^D f(z) e^{-\frac{2\pi i m}{D} z} dz. \quad (70)$$

Для конкретизации задачи рассмотрим цилиндрический волновод радиуса $r = a$ со щелями шириной d , прорезанными в глубину до радиуса b . Расстояние между двумя последовательными щелями равно D . Упрощенное рассмотрение (по Уолкиншоу [15]) распространения волны в таком волноводе можно найти в работе Моца [16]. Для $r < a$ решение имеет вид

$$\Pi_z = \Sigma g^{(n)} e^{i(\Gamma z - \omega t)} J_0(\alpha_m r) + \text{к. с.}, \quad (71)$$

$$\alpha_m^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \Gamma^2, \quad (72)$$

$$\Gamma = \Gamma_0 + \frac{2\pi m}{D}. \quad (73)$$

Поле в щелях при $r > a$ описывается выражениями

$$\Pi_z = \sum_p P_p \left[J_0(\alpha_p r) - \frac{N_0(\alpha_p r) J_0(\alpha_p b)}{N_0(\alpha_p b)} \right] \sin \frac{2\pi p z_n}{d} e^{i\omega t} + \text{к. с.}, \quad (74)$$

$$\alpha^2 p = \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{p^2 \pi^2}{d^2}, \quad (75)$$

где z_n — осевая координата n -й щели. Выражение (74) удовлетворяет граничным условиям при $z = b$ и на стенках щелей. Остается обеспечить непрерывность составляющих поля в месте сопряжения щелей с основным волноводом. Это можно осуществить, считая, что поле на входе n -й щели является квазистатическим

$$E_z = C e^{\pm i\lambda_0 n D} \sqrt{1 - (2z_n/d)^2}. \quad (76)$$

Выражение для электрического поля, справедливое при $r < a$, следует приравнять (76) и определить $g^{(m)}$ в зависимости от C . Величины $g^{(m)}$ следует подставить в выражение для магнитного поля H_r . Затем выражение для электрического поля, справедливое при $a < r < b$, приравнивается (76) и определяются постоянные P в зависимости от C . После этого в области $a < r < b$ определяется выражение для магнитного поля в функции от C и приравнивается среднему значению поля для области $r < a$. После некоторых упрощений приходим к уравнению

$$\frac{F_1(\alpha_{p=0} a)}{F_0(\alpha_{p=0} a)} = \frac{d}{D} \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha_{p=0}}{\alpha_m} \frac{J_1(\alpha_m a)}{J_0(\alpha_m a)} J_0\left(\frac{\gamma_m d}{2}\right) \frac{\sin(\gamma_m d/2)}{\gamma_m d/2}, \quad (77)$$

где

$$F_1(ar) = N_0(ab) J_1(ar) - N_1(ar) J_0(ab) \dots \quad (78)$$

$$F_0(ar) = J_0(ar) N_0(ab) - J_0(ab) N_0(ar) \dots \quad (79)$$

Из изложенного выше следует, что вынужденные частоты равны Γv . Подставляя эти частоты в (72) и (75), получаем

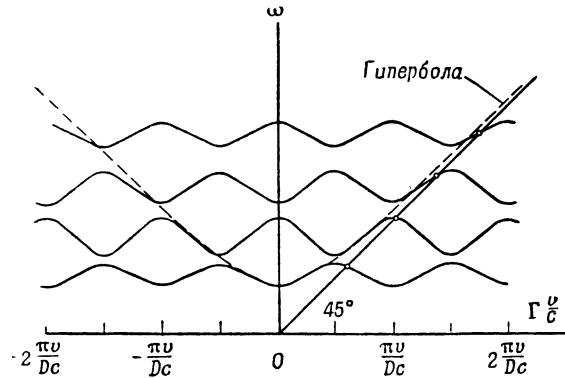
$$\alpha_m^2 = \Gamma^2 \left(\frac{v^2}{c^2} - 1 \right), \quad (80)$$

$$\alpha_p^2 = \Gamma^2 \frac{v^2}{c^2} - p^2 \frac{\pi^2}{d^2}, \quad (81)$$

где Γ определяется по формуле (73), а Γ_0 — из трансцендентного уравнения (77) с использованием (73). Корни Γ_0^i определяют частоты излучения Черенкова

$$\omega_{i,m}^c = \left(\Gamma_0^i + \frac{2\pi m}{D} \right) v. \quad (82)$$

Уравнение (77) является приближенным. Полные условия сопряжения поля на границах более сложны.



Ф и г. 4. Модифицированная диаграмма Бриллюэна, иллюстрирующая пересечение прямых, наклоненных под углом 45° , с кривыми фазовых сдвигов, нанесенными в определенном масштабе. Точки пересечения определяют частоты излучения.

Зависимость фазового сдвига от частоты для периодической системы в общем случае можно выразить с помощью известной диаграммы Бриллюэна. Если изобразить модифицированную диаграмму, откладывая по оси абсцисс $\Gamma(v/c)$, а по оси ординат— ω , то частоты излучения будут определяться пересечением прямых, наклоненных под углом 45° , с кривыми фазового сдвига (фиг. 4).

ИЗЛУЧЕНИЕ В ВОЛНОВОДЕ, ЧАСТИЧНО ЗАПОЛНЕННОМ ДИЭЛЕКТРИКОМ

Излучение Черенкова может также происходить в волноводе, который частично заполнен диэлектриком, обеспечивающем свободный пролет электронного пучка. Для конкретизации задачи рассмотрим снова цилиндрический волновод радиуса b . Пусть пространство $0 < r < a$ не имеет заполнения, а область $a < r < b$ заполнена диэлектриком. В пространстве $0 < r < a$ решение записывается в виде

$$\Pi^2 = -jAe^{i(\Gamma z - \omega t)} J_0(qr) + \text{к. с.}, \quad (83)$$

$$\alpha^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \Gamma^2. \quad (84)$$

В области $a < r < b$ электромагнитное поле определяется выражением

$$\Pi_z = -jBe^{i(\Gamma z - \omega t)} [J_0(\alpha_1 r) - N(\alpha_1 r) \frac{J_0(\alpha_1 b)}{N_0(\alpha_1 b)}, \quad (85)$$

$$\alpha_1^2 = \varepsilon \frac{\omega^2}{c^2} - \Gamma^2. \quad (86)$$

Азимутальные составляющие магнитного поля H_θ и продольные составляющие электрического поля E_z в обеих областях следует приравнять друг другу на границе $r = a$. Эти условия приводят к уравнению (которое дано Абелем [1] без вывода)

$$\frac{J_0(\alpha a)}{J_1(\alpha a)} = \frac{\alpha_1}{\varepsilon \alpha} \frac{F_0(\alpha_1 a)}{F_1(\alpha_1 a)}, \quad (87)$$

где F_0 и F_1 определяются по формулам (78) и (79). Очевидно, что частота вынужденных колебаний, как и прежде, равна $\omega = \Gamma v$, так что

$$\alpha^2 = \Gamma^2 \left(\frac{v^2}{c^2} - 1 \right), \quad (88)$$

$$\alpha_1^2 = \Gamma^2 \left(\varepsilon \frac{v^2}{c^2} - 1 \right). \quad (89)$$

Подставляя (88) и (89) в (87), получаем трансцендентное уравнение относительно Γ .

Поскольку $\alpha = \Gamma [(v/c)^2 - 1]^{1/2}$ мнимо, запишем вместо (87) уравнение

$$\frac{I_0(x)}{I_1(x)} = \frac{\sqrt{\varepsilon \frac{v^2}{c^2} - 1}}{1 - \varepsilon \frac{v^2}{c^2}} \frac{F_0\left(\frac{x\gamma_1}{\gamma i}\right)}{F_1\left(\frac{x\gamma_1}{\gamma i}\right)}, \quad (90)$$

где

$$\frac{1}{\gamma} = \sqrt{1 - \varepsilon \frac{v^2}{c^2}}, \quad (8)$$

и по аналогии

$$\frac{1}{\gamma_1} = \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}.$$

Частотный спектр излучения Черенкова выражается через решения ξ_i уравнения (90) в виде

$$\omega_i^c = \xi_i \frac{v}{a} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (91)$$

Следует отметить, что аргументы функций F_0 и F_1 вещественны, а появление i связано с использованием тех обозначений, которые были введены выше. Обращаясь непосредственно к уравнению (90), можно убедиться в том, что при $\varepsilon < 1$ решения отсутствуют.

НЕКОТОРЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

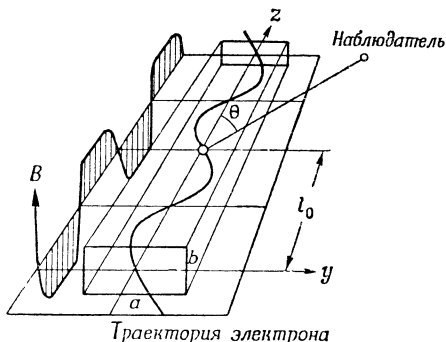
Теория ондулятора впервые была проверена с помощью оптического эксперимента, в котором использовался магнитный ондулятор. Он состоял из системы магнитов, установленных вдоль главной оси таким образом, что поля их были перпендикулярны этой оси и вдоль нее периодически изменяли свое направление (фиг. 5). Если поле содержит только нечетные гармоники относительно z , то электрон, движущийся вдоль этой оси и введенный в плоскости, перпендикулярной полю (плоскости yz), под некоторым углом к оси,

описывает периодическую траекторию. Неполностью собранный ондулятор показан на фиг. 6. Электронный пучок с энергией 100 Мэв ускорялся в стэнфордском линейном ускорителе. Согласно формуле (18), такие электроны при прохождении через ондулятор должны генерировать колебания в диапазоне видимого света. Это и наблюдалось в действительности. Поляризация и цвет светового излучения совпали с ожидаемыми.

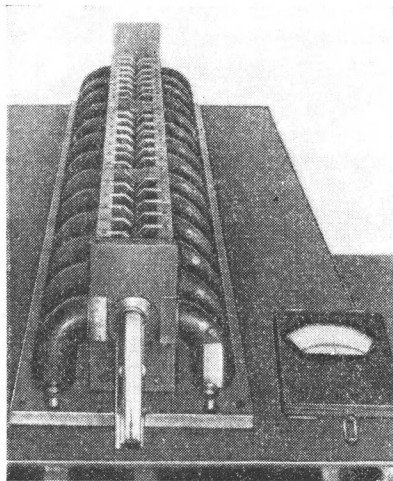
Аналогичный эксперимент был проведен Смитом и Парселлом [17]. Свет генерировался электронным пучком с энергией 300 кэв, проходящим вблизи поверхности металлической решетки. Нами была дана теория излучения Черенкова в случае гофрированного цилиндра. В аналогичном плоском случае теория приводит к формуле ондулятора для основной длины волны

$$\lambda = dc \left[1 - \frac{v}{c} \cos \theta \right] \frac{1}{v}.$$

Параметр решетки d в этом эксперименте был равен 1,67 мк. Смит и Пар-



Ф и г. 5. Схема устройства магнитного ондулятора. На графике показаны кривая магнитного поля B и траектория электрона, движущегося в плоскости yz , перпендикулярной полю.



Ф и г. 6. Общий вид конструкции ондулятора (неполная сборка).

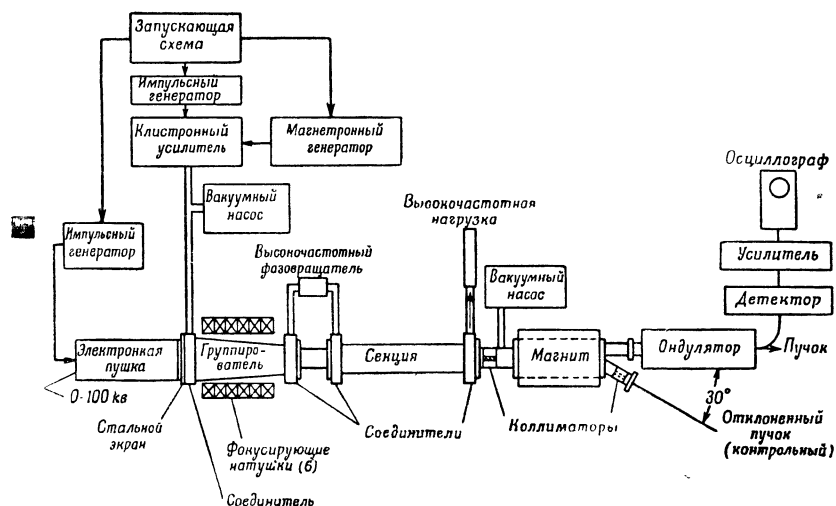
селл сумели зарегистрировать спектр излучаемого света и убедились в том, что зависимость его от энергии пучка и поляризация света совпадали с теоретическими предположениями. Пучок совершал слабое волнообразное движение, но свет обуславливался главным образом колебаниями наведенных поверхностных зарядов и поэтому мог рассматриваться как особый случай излучения Черенкова.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ГЕНЕРИРОВАНИЮ МИЛЛИМЕТРОВЫХ И СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН

Представляло интерес экспериментальное исследование вопросов генерирования миллиметровых волн. Как известно, в диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых волн нет источников когерентного излучения, пригодных для практического использования. Некоторые исследователи получили некогерентное излучение с помощью так называемого массового излучателя. Следует, по-видимому, отметить работы Глаголевой-Аркадьевой [18], несколько более позднюю работу Кулея и Рорбау [19] и др. Это излучение является некогерентным в том смысле, что оно не может быть принято с помощью гетеродинного детектирования, или, иными словами, в том смысле, что излучения двух массовых излучателей при наложении друг на друга не приводят к интерференционным явлениям. Излучение ондулятора отличается

в этом отношении тем, что оно когерентно. Излучение одного ондулятора интерферирует с излучением другого. В миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах когерентное излучение находит много возможных применений. Естественно, оно может найти применение в области связи и в радиолокации. Изучение свойств вещества в этом диапазоне частот несомненно представляет большой интерес. Возможность получения такого излучения открывает совершенно новую область микроволновой спектроскопии.

Первые опыты, поставленные в Стэнфорде, предназначались для проверки общего принципа. Для них была изготовлена магнитная система. Как показывает теория, интенсивность излучения возрастает пропорционально квадрату магнитного поля. Поэтому желательно было получить возможно более сильное поле ондулятора. Выполнение этого требования обеспечило применение магнетронных магнитов и системы стальных полюсных наконечников, расположенных между полюсами магнитов так, чтобы получить переменный магнитный поток.



Ф и г. 7. Блок-схема ондуляторной установки.

При весьма коротких пакетах излучающих электронов выходное излучение значительно возрастает. Следует пояснить, что если пакеты достаточно коротки по сравнению с длиной волны, принимаемой в неподвижной системе координат, то интенсивность излучения пропорциональна уже не току, а квадрату тока. Таким образом, в случае хорошо группированного электронного пучка излучение в 10^3 — 10^4 раз больше по сравнению с негруппированным пучком. Такое группирование, по-видимому, возможно в миллиметровом и до некоторой степени в субмиллиметровом диапазонах. В экспериментах по генерированию в этом диапазоне применялся специальный группирующий ускоритель, сконструированный для использования совместно с 67-метровым линейным ускорителем марки III Стэнфордского университета. Этот группирователь или линейный ускоритель может сообщать электронам энергию 3—5 Мэв при достаточно хорошем группирующем воздействии. Он представляет собой систему, в которой фазовая скорость на длине около 0,9—1,2 м изменяется от 0,5 с почти до скорости света. В период проведения этих ранних экспериментов еще не имелось спектрометра, с помощью которого можно было различать колебания различной частоты в миллиметровом и субмиллиметро-

вом диапазонах. Детектирование производилось при помощи кристаллических детекторов с очень тонкими вольфрамовыми «волосками». Эти детекторы находились в вакууме, так что излучению не приходилось проходить через окна с неопределенными пропускающими свойствами. Мощность, полученная в миллиметровом диапазоне волн, согласно произведенной оценке, составляла около 1 вт и более. Для оценки интенсивности использовался также прибор с термистором. Блок-схема установки для проведения этих опытов показана на фиг. 7. Поскольку эти опыты прошли успешно, а применявшийся группирователь понадобился для ускорителя марки III, было решено изготовить отдельный ускоритель, специально предназначенный для опытов с ондулятором.

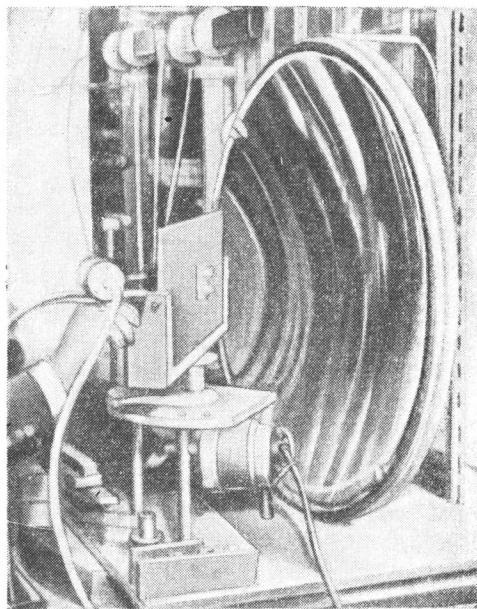
Из первых опытов было сделано несколько выводов. Прежде всего было установлено, что желательнее дальнейшее улучшение процесса группирования. Было установлено также преимущество электромагнитов перед системой постоянных магнитов, так как невозможность выключения постоянных магнитов представляла в первых опытах значительное неудобство. Кроме того, через такую систему нелегко пропускать пучок. Было установлено, что пучок не проникал на всю глубину ондулятора первоначальной конструкции, равную $0,9 \text{ м}$. Поэтому вначале опыты производились на короткой модели электромагнитного ондулятора, а затем был сконструирован длинный ондулятор с хорошей фокусировкой. Был изготовлен также специальный предгруппирователь, состоявший из двух низковольтных резонаторов и одного высоковольтного, предназначенного для ускорения пучка. Предгруппирователь формировал пакеты в пределах приблизительно 30° ; затем электроны захватывались ускорителем, который осуществлял их дальнейшее пакетирование в пределах до нескольких градусов. Подробная теория такого предгруппирователя описана Тоном [20]. Эксперименты по генерированию миллиметровых волн и видимого света описаны ранее [7].

Более новая серия опытов выполнена на ускорителе, первоначально предназначенном для радиологических целей. Устройство должно было обеспечивать на выходе энергию 3 Мэв при мощности на входе, равной $0,5 \text{ Мвт}$, получаемой от магнетрона. К сожалению, оказалось, что труба была повреждена, что вызывало затухание, вносимое на каком-то участке системы. В результате максимальная энергия, которую удалось получить при мощности на входе $0,5 \text{ Мвт}$, составляла около $0,7 \text{ Мэв}$. Было решено подать на вход ускорителя 1 Мвт от 10-сантиметрового клистрона типа 272. При таком уровне входной мощности выход несколько превышал 2 Мэв , однако 3 Мэв достигнуть не удалось. Простой теоретический анализ, изложенный выше, показывает, что для возникновения какого-нибудь излучения в данном, уже сконструированном, ондуляторе потребуется $2,5 \text{ Мэв}$. Период этого ондулятора равен 40 мм . При энергии 2 Мэв этот период, с точки зрения наблюдателя, движущегося вместе с электроном, равен 8 мм . Электроны, проходя через ондулятор, перемещались в волноводе. Критическая длина волны волновода равнялась $7,4 \text{ мм}$. Волновод не должен был пропускать излучения с длинами волн, превосходящими $7,4 \text{ мм}$ в системе координат, движущейся вместе с электроном. Однако существовала надежда, что кривая магнитной индукции ондулятора содержит гармоники и что получение выходной мощности может быть все же обеспечено. Действительно, было получено излучение при энергии электронов, равной 2 Мэв и менее. Для частотных измерений применялся эшелонный спектрометр, сконструированный Уайтхарстом в соответствии с материалом, изложенным в статье Стронга [21]. Этот эшелонный спектрометр (фиг. 8) позволял определять длину волны с точностью до 1% . Имелось четыре специально обработанных алюминиевых пластины. Первая пластинка перекрывала диапазон от $0,5$ до $1,0 \text{ мм}$, вторая — от 1 до 2 мм , третья — от 2 до 4 мм и четвертая — от 4 до 8 мм . Предварительно этот спектрометр был использован в некоторых опытах, выполнявшихся на гармониках генераторов, работавших

в диапазоне 1,25 см, и оказался вполне удовлетворительным. На нем измерялось также излучение, полученное от экспериментального генератора с обратной волной, работавшего в диапазоне от 4,5 до 6 мм. Прибор был свободен от паразитных линий в диапазоне частот, на котором он был опробован. Самая мелкая пластинка, рассчитанная на диапазон от 0,5 до 1 мм, тогда еще не опробовалась.

На этой пластинке можно было измерять и волны короче 0,5 мм, но в этом диапазоне терялись некоторые преимущества конструкции спектрометра. Спектрометр был сконструирован так, что при получении данного (например, n -го) порядка интерференции линии $(n-1)$ -го и $(n+1)$ -го порядка подавляются, потому что они попадают на минимум фраунгсферовой дифракционной кривой. (На коротких волнах, выходящих за пределы расчетного диапазона прибора, это явление, по-видимому, не должно наблюдаться.) Единственный результат этого явления, однако, должен заключаться в том, что мощность, отраженная от эшелонной пластинки, в этом диапазоне будет меньше, чем в рабочем диапазоне. Для использования спектрометра прежде всего необходимо обеспечить проход излучения из вакуумного волновода в волновод с воздушным заполнением. Это достигалось с помощью окна Майлера толщиной 0,05 мм. Хотя поглощающие свойства этого окна не были известны, но, по-видимому, оно не вызывало заметного ослабления сигнала. Тем не менее прохождение спектра через окно подлечит дальнейшему исследованию. Спектр, измеренный на эшелонном спектрометре, имел следующую структуру: для всех пластинок наблюдался ряд очень резких линий; для пластинки, предназначавшейся для 0,5—1 мм, наблюдалось много линий даже ниже 0,5 мм; на пластинке для диапазона 4—8 мм получен спектр, простиравшийся от 0,12 мм до самых длинных волн (6,55 мм). В настоящее время линейный характер этого спектра получил исчерпывающее объяснение. Имеются также области непрерывного спектра.

Ниже приведены в качестве примера данные серии измерений.



Ф и г. 8. Общий вид эшелонного спектрометра.

Энергия 1,64 Мэв; самая мелкая решетка; при наличии магнита

Длина волны, мм	0,147	0,211	0,270	0,310	0,340	0,372	0,397	0,418	0,447	0,475
Примерная относительная интенсивность	2	$3/2$	1	1	$3/2$	$13/4$	$11/4$	1	1	$1/2$

**Энергия 1,5 Мэв; самая крупная решетка;
с магнитом ондулятора¹⁾**

1-я серия измерений	2-я серия измерений	1-я серия измерений	2-я серия измерений
Длина волны, мм		Длина волны, мм	
0,970	0,883	4,95	4,88
1,65		5,85	
1,85		6,57	6,90
2,31	2,42	7,06	7,63
2,80		7,71	8,09
3,15			8,49
3,40	3,56	8,85	8,72
3,91			

¹⁾ Обе серии измерений, по-видимому, проводились при различной настройке спектрометра.—Прим. ред.

Для пластинки, рассчитанной на самые короткие волны, наиболее интенсивные линии наблюдались в том случае, когда пластинка была почти параллельна зеркалу. Это объясняется малой когерентной длиной излучения в коротком ондуляторе. При очень малых отклонениях все ячейки на пластинке могут интерферировать, но при более значительных отклонениях взаимодействуют только группы соседних поверхностей эшелона. Этим можно объяснить тот факт, что при более значительных углах отклонения между эшелонной пластинкой и плоскостью зеркала никаких линий не наблюдалось.

Оценки измеренной мощности излучения основаны на аргументации, уже использованной ранее Моцом [7]. Общая мощность высокочастотного излучения и на этот раз превосходила 1 *вт*. Она оценивалась путем сравнения с пороговыми сигналами, равными напряжению шумов и точно измеренными группой сотрудников Колумбийского университета. Когерентное излучение в диапазоне, например, от 0,1 до 1 *мм* ранее не было получено. Можно надеяться, что после проведения дальнейших экспериментов механизм возникновения генерации станет более понятным. Были произведены некоторые опыты по проверке эффективности группирования. Снималась на волне 6,55 *мм* зависимость сигнала от тока пучка, и оказалось, что сигнал возрастает пропорционально квадрату тока, что указывает на достаточно хороший процесс группирования. Подобные измерения на более коротких волнах были сопряжены с большими трудностями, но можно надеяться, что в дальнейшем эффективность группирования будет исследована также и в этом диапазоне. Для этого желательно использовать длинный ондулятор (0,9 *м*), который уже сконструирован.

Следует отметить, что после выключения электромагнитов и полного размагничивания наблюдались некоторые линии в субмиллиметровом диапазоне волн. Подробное объяснение наблюдавшегося спектра до сих пор не найдено. Работу в Стэнфорде пришлось прервать, но, по-видимому, ее будут продолжать в Оксфорде, так как характер распределения линий, а также причины появления линий в отсутствие магнитного поля остаются непонятными. Эти линии должны быть, очевидно, гармониками частоты повторений пакетов. Попытки объяснить эти явления идут по двум направлениям.

Возможно, что поверхностные свойства волновода, через который пролетают электроны, играют важную роль. Предположим, что стенки волновода покрыты пленкой диэлектрика. Для тонкого слоя диэлектрика толщиной

$(b-a)=\Delta$ уравнение (90) может быть упрощено. В этом случае

$$\frac{I_0(x)}{I_1(x)} = \rho x,$$

где

$$\rho = \frac{\Delta \left[\varepsilon \left(\frac{v}{c} \right)^2 - 1 \right]}{a \varepsilon \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right]}.$$

Это уравнение имеет решение

$$x = \xi_i.$$

Например, при $x \ll 1$, т. е. при

$$\left[1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right] \ll \Delta a \varepsilon \left[\varepsilon \left(\frac{v}{c} \right)^2 - 1 \right],$$

справедливо соотношение

$$\omega_r = \frac{v \xi_i}{\rho} = \frac{\varepsilon \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2} v}{\Delta \left[\varepsilon \left(\frac{v}{c} \right)^2 - 1 \right]}.$$

Аналогичное преобразование можно произвести применительно к выражению (77) для гофрированного волновода, показав этим важную роль поверхностных неоднородностей волновода. Таким образом, возможно, что некоторые из наблюдавшихся линий соответствовали излучению Черенкова. Исследуется также влияние проводимости стенок. Для выяснения этих вопросов нужны дальнейшие эксперименты.

Дэнос и др. [4] также поставили опыт по генерированию излучения Черенкова в диапазоне 1,25 см. Электронный пучок ускорялся до 10 кВ (0,2 мА), группировался в резонаторе с использованием мощности в диапазоне 1,25 см, а затем двигался вблизи диэлектрика (поликристаллического TiO_2) с диэлектрической постоянной $\varepsilon=105$. Было обнаружено излучение мощностью примерно 10^{-7} Вт.

ОБЩИЕ ВЫВОДЫ

Имело место обсуждение роли эффекта Черенкова в других микроволновых лампах типа клистронов и ЛБВ. Поле, излучаемое электронами в замедляющих системах, несомненно, имеет ту же природу, что и излучение Черенкова, рассмотренное в предыдущих разделах. Группирование пучка увеличивает мощность излучения. Однако в ЛБВ излучение поля тесно связано с динамикой самого электрона, так как электрон взаимодействует с волной. Излучаемое поле воздействует на группирование пучка. В резонансных приборах, т. е. в клистропах, важная роль воздействия поля на движение электрона сохраняется. В данной статье рассмотрение ограничено первоначальным процессом излучения и не распространяется на взаимодействие электрона с волной. Явление группирования является особым случаем взаимодействия. Если превратить ондулятор в резонансную систему, то стоячие волны будут в свою очередь взаимодействовать с пучком. Но частоты излучения быстрых электронов, происходящего в результате движения электронов, которое обусловлено этими стоячими волнами, значительно выше тех частот, которые излучаются под воздействием магнитной системы. Частоты, на которых осуществляется отбор мощности от хорошо группированного пучка, зависят от резонансов данной полости. Это справедливо и для резонансной диэлектрической системы, предназначенной для отбора излучения Черенкова от группированных пучков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Abele M., см. стр. 174 настоящего сборника.
2. Danos M., см. стр. 81 настоящего сборника.
3. Linhart J. G., см. стр. 113 настоящего сборника.
4. Danos M., Geschwind S., Lashinsky H., Van Trieg A.,
Phys. Rev., 92, 828 (1953).
5. Гинзбург В. Л., *Изв. АН СССР*, сер. физ., 9, 165—182 (1947).
6. Франк И., Тамм И. Е., *ДАН СССР*, 14, 109 (1937).
7. Motz H., см. стр. 194 настоящего сборника.
8. Combe R., Feix M., см. стр. 340 и 342 настоящего сборника.
9. Landecker K., см. стр. 179 настоящего сборника.
10. Motz H., Thon W., Whitehurst R. N., см. стр. 317 настоящего сбор-
ника.
11. Черенков П. А., *ДАН СССР*, 451 (1934).
12. Jelly J. V., *Progr. Nuclear Phys. (London)*, 3, 84 (1953).
13. Schiff L. I. см. стр. 187 настоящего сборника.
14. Bohr A., *Danske Vidensk. Selskab. Mat. Fys. Medd.*, 24, 1 (1948).
15. Walkinshaw W., *Proc. Phys. Soc.*, 61, 246 (1948).
16. Motz H., *Electromagnetic Problems of Microwave Theory*, p. 122, London, 1951.
17. Smith S. J., Purcell E. M., см. стр. 373 настоящего сборника.
18. Глаголева-Аркадьева А., *Nature*, 113, 640 (1924).
19. Cooley J. P., Rohrbauh J. H., *Phys. Rev.*, 67, 296 (1945).
20. Thon W., Ph. D. Thesis, Stanford Univ. (в печати).
21. Strong J., *J. Opt. Soc. Am.*, 39, 320 (1949).
22. Шифф Л., *Квантовая механика*, Издательство иностранной литературы, 1957.
23. Coleman P. D., Ph. D. Thesis, Phys. Dept. MIT, 1951; *Electr. Engng. Res.*
Lab. Rep., Univ. Illinois.

КОЛЕБАНИЯ ПЛАЗМЫ НА ВЕСЬМА ВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ¹⁾

Ламперт

ВВЕДЕНИЕ

Исследование колебаний плазмы, которому посвящена настоящая работа, было произведено в целях изучения возможных применений этих колебаний для генерации миллиметровых или даже субмиллиметровых радиоволн. Возможность таких применений вытекает из того, что частота колебаний электронов в плазме является «естественной» частотой, связанной непосредственно со свойствами электронов и не зависящей от каких-либо внешних радиотехнических устройств. Действительно, можно утверждать с достаточной степенью приближения, что эта частота связана только с плотностью электронов в плазме. В настоящее время распространению обычной электроники с. в. ч. на миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны волн препятствуют различные затруднения, связанные с механической сложностью радиоаппаратуры и высокими плотностями электронного пучка.

В связи с большими концентрациями плазмы, необходимыми для генерации на весьма высоких частотах, рассмотрим наряду с обычной газоразрядной плазмой также и плазму в полупроводниках с примесями. Возможность использования этих разновидностей плазмы в миллиметровом диапазоне радиоволн рассмотрена в последнем разделе.

Под словом «плазма» в настоящей статье понимается некоторая совокупность носителей свободных отрицательных и положительных зарядов, представленных в равном количестве, так что весь пространственный заряд в целом нейтрален. Колебания плазмы, состоящей из электронов и положительных ионов, впервые рассмотрены Тонксом и Ленгмюром [1], которые установили известное соотношение

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi n e^2}{m}, \quad \text{или} \quad f_p = \frac{\omega_p}{2\pi} = 9 \cdot 10^3 \sqrt[3]{n}, \quad (1)$$

где f_p — частота колебаний электронов в кГц; n — плотность электронов в см⁻³, а e и m — соответственно заряд и масса электрона. Тонкс и Ленгмюр в своих выводах пренебрегают тепловыми скоростями электронов. Кроме того, описанное ими излучение плазмы основано на перемещениях целиком всего электронного газа относительно решетки, состоящей из положительных ионов.

Основы современной теории колебаний плазмы изложены в трех статьях Бома и Гросса [2—4]. Авторы рассмотрели различные случаи колебаний электронов, в том числе и колебания, связанные с волнами электростатического потенциала, которым посвящена данная работа. Такая волна частотой $f = \omega/2\pi$ и длиной $\lambda = 2\pi/k$, распространяющаяся вдоль оси z , описывается выражением

$$\varphi = \text{Re} \{ \varphi_0 e^{j(z - \omega t)} \}, \quad (2)$$

где φ — электростатический потенциал, а Re — вещественная часть комплексного выражения. С волной потенциала связана волна напряженности элект-

¹⁾ L a m p e r t M. A., *J. Appl. Phys.*, 27, № 1, 5—11 (1956).

рического поля

$$\mathbf{E} = -\text{grad } \varphi = -z \text{Re} \{jk\varphi_0 e^{j(kz-\omega t)}\}, \quad (3)$$

где \mathbf{z} — единичный вектор, направленный вдоль оси z . Эта волна является чисто продольной: ее единственная составляющая имеет направление, совпадающее с направлением движения. Периодически изменяющееся электрическое поле, действуя на электроны, вызывают их колебания. Бом и Гросс [2] вывели для этих волн уравнение дисперсии

$$\frac{\omega_p^2}{\omega^2 - k^2 v_T^2} = 1, \quad (4)$$

где ω_p определяется из формулы (1), а v_T — среднеквадратичная скорость теплового движения, равная $v_T^2 = 3k_B T/m$, где k_B — постоянная Больцмана. Фазовая скорость волны равна $v = \omega/k$, а равенство (4) справедливо только при условии $v_T \ll v$ или $k^2 v_T^2 \ll \omega^2$. Кроме того, должны отсутствовать какие-либо отдельные группы электронов, движущиеся со скоростями, значительно превосходящими v_T . Предполагается также, что амплитуда потенциала φ_0 в равенстве (2) достаточно мала, для того чтобы группированием электронов можно было пренебречь (теория малых сигналов). Не учитываются также процессы, связанные с затуханием, например столкновения электронов.

Распространение продольных волн в неподвижной тепловой плазме возможно только в сравнительно узкой полосе частот с нижней отсечкой при ω_p . Действительно, из формулы (4) непосредственно следует, что при частотах, меньших ω_p , рассмотренные выше продольные возмущения быстро затухают реактивным образом (аналогичная нижняя отсечка при ω_p имеет место при поперечных возмущениях плазмы). Хотя резкая верхняя отсечка отсутствует, тем не менее величина ω не может намного превосходить значение ω_p благодаря условию $v_T \ll v$, при соблюдении которого уравнение (4) справедливо.

Для использования колебания электронов в плазме в качестве источника электромагнитного излучения на весьма высоких частотах необходимо найти эффективный способ возбуждения колебаний электронов с достаточно высокой амплитудой или, иными словами, найти эффективный способ преобразования энергии постоянного поля в энергию колебаний электронов. Такой способ вытекает из рассмотрения волн электростатического поля, описываемых формулой (3), с точки зрения современной теории электронных приборов с. в. ч. Действительно, формула (3) соответствует распространяющемуся продольному электрическому полю, фазовая скорость которого v может иметь любую величину, значительно превосходящую v_T . Таким образом, если ввести в плазму электронный пучок со скоростью v_b , почти синхронной с v , но в то же время несколько превосходящей v , то следует ожидать передачи энергии пучка волне электростатического поля. Этот принцип лежит в основе работы усилителей на лампах с бегущей волной и с волной пространственного заряда. В рассматриваемом случае усиление может быть основано на том же принципе (см. раздел на стр. 235). Однако наряду с усилением необходимо обеспечить регенеративную обратную связь для поддержания колебаний электронов выше уровня шумов, т. е. выше уровня тепловых флуктуаций. Это достигается путем создания в плазме стоячей волны между двумя определенными отражающими поверхностями. Такая стоячая волна описывается выражением

$$\varphi = \text{Re} \{ \varphi_0 \cos kze^{-j\omega t} \}. \quad (5)$$

Электронный пучок взаимодействует с синхронно распространяющейся составляющей этой стоячей волны. Составляющая, распространяющаяся в противоположную сторону, обеспечивает регенеративную обратную связь. Условие, при котором между двумя отражающими поверхностями в плазме может

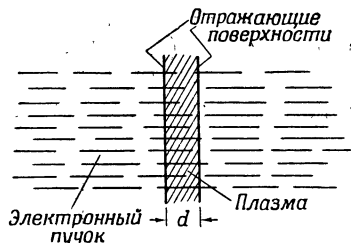
возникнуть стоячая волна, является в то же время условием регенерации, которое и устанавливает простую зависимость расстояния d между двумя отражающими пластинами от длины волны в плазме λ . Например, если сдвиг фазы при отражении волны составляет 0 или π радиан, то $d = N(\lambda/2)$, где N — целое число. Схема такого эксперимента приведена на фиг. 1.

Как указывалось выше, одним из условий справедливости уравнения дисперсии (4) является отсутствие в плазме группы электронов со скоростью, значительно превышающей v_T . Наличие возбуждающего электронного пучка нарушает это условие, поэтому уравнение дисперсии соответственно изменяется. К нему добавляется член, соответствующий электронному пучку

$$\frac{\omega_p^2}{\omega^2 - k^2 v_T^2} + \frac{\omega_b^2}{(\omega - kv_b)^2} = 1, \quad (6)$$

где ω_b — угловая частота колебаний электронного пучка, связанная с электронной плотностью пучка соотношением (1). Разброс скорости электронов в пучке в уравнении (6) не учитывается. Уравнение дисперсии (6) выведено Бомом и Гроссом [3], а также Ахиезером и Файнбергом [5], но оно недостаточно хорошо исследовано всеми этими авторами.

Основной целью настоящей работы является нахождение решений (6), соответствующих весьма высокочастотному излучению. Такое излучение связано с очень большими концентрациями плазмы. Например, частота колебания электрона $f_p = 300\,000$ МГц соответствует плотности плазмы $n = 10^{15}$ электрон/см³. Эта плотность на много порядков превышает любую практически достижимую плотность возбуждающего пучка n_b , поэтому $(\omega_b/\omega_p)^2 \ll 1$. Это неравенство является математической характеристикой «весьма высоких частот».



Фиг. 1. Схема эксперимента по возбуждению стоячей волны в плазме.

$$d = N \frac{\lambda}{2} \approx N \frac{v_b}{2f_p},$$

где λ — длина волны колебаний плазмы; f_p — частота Тонкса-Ленгмюра для электронов в плазме; v_b — скорость пучка; N — целое число.

СКОРОСТИ НАРАСТАНИЯ И ЗАТУХАНИЯ СТОЯЧИХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ

Скорость нарастания при возбуждении моноэнергетическим пучком

Уравнение (6) представляет собой уравнение дисперсии, описывающее взаимодействие плазмы с моноэнергетическим электронным пучком. В случае стоячей волны в плазме k определяется геометрией плазмы, а ω находится как функция k . В случае нарастания волны во времени должны существовать комплексные значения ω . Физическая основа для такого нарастания волны рассмотрена в предыдущем разделе, где были получены решения уравнения (6), соответствующие нарастающим волнам.

Остановимся на основных особенностях полученных результатов. Пусть стоячая волна, нарастающая во времени, описывается выражением

$$\varphi = \text{Re} \{ \varphi_0 e^{i\omega_p t} \cos kze^{-j\omega_r t} \}, \quad (7)$$

где ω_r — вещественная часть комплексной величины ω . Безразмерная величина s характеризует нарастание волны во времени и поэтому может быть названа «коэффициентом нарастания». Зависимость s от скорости пучка представлена на фиг. 2, где по осям отложены значения $s \sqrt[3]{n/n_b}$ и $(v_p - v_b)/v_p \sqrt[3]{n/n_b}$, а $v_p = \omega_p/k$. Решение имеет следующие основные особенности:

а) $s = 0$ при скоростях пучка, превышающих критическую скорость $v_b^c = v_p [1 + 0,5 \sqrt[3]{n_b/n}]$, т. е. нарастание волны отсутствует;

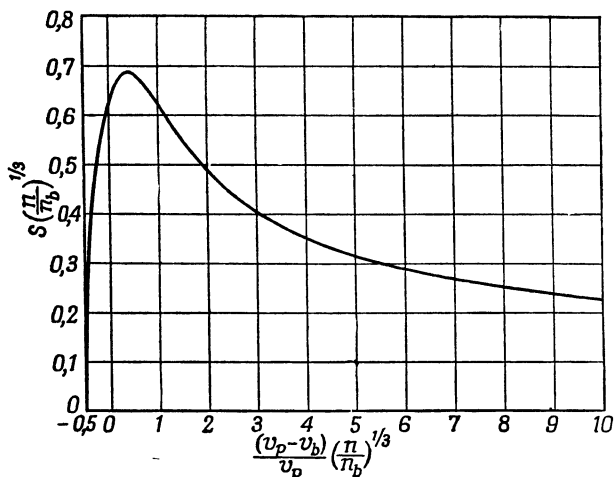
б) коэффициент нарастания принимает максимальное значение $s_{\text{макс.}} = 0,69 \sqrt[3]{n_b/n}$ при скорости пучка $v_b = v_p [1 - 0,4 \sqrt[3]{n_b/n}]$;

в) с уменьшением скорости пучка коэффициент нарастания после прохождения через максимум уменьшается в соответствии с формулой $s = (0,71/\sqrt[3]{k}) \sqrt[3]{n_b/n}$ при скорости пучка $v_b = v_p [1 - K \sqrt[3]{n_b/n}]$, при $K \geq 2$;

г) при скоростях пучка, близких к синхронной скорости ($v_b \approx v_p$), коэффициент нарастания близок к своему максимальному значению. Например, $s = 0,6 \sqrt[3]{n_b/n}$ при $v_b = 0,5 v_p$.

Можно утверждать с достаточной степенью приближения, что угловая частота $\omega_r = \omega_p$ в том интервале скоростей пучка, в котором s велико, т. е. вблизи $s_{\text{макс.}}$ (см. фиг. 2).

Наиболее существенной особенностью этого решения с точки зрения генерации миллиметровых волн является соотношение $s_{\text{макс.}} = 0,69 \sqrt[3]{n_b/n}$.



Ф и г. 2. Кривая нарастания во времени стоячей волны в плазме.

s — коэффициент нарастания [см. формулу (7)]; n — плотность электронов в неподвижной плазме; n_b — плотность электронного пучка; v_b — скорость электронов в пучке; $v_p = \omega_p/k$, где ω_p определяется по формуле (1), а $k = 2\pi/\lambda$ определяется геометрической конфигурацией плазмы (см., например, фиг. 1).

При $n \geq 10^{15}$ электрон/см³ рассмотренные выше средства позволяют получить очень малые коэффициенты нарастания. Следует также отметить, что приведенное выше решение задачи является весьма идеализированным, так как не учитывался разброс скоростей электронов в возбуждающем пучке. Такой разброс, неизбежно имеющийся в пучке, препятствует нарастанию волны [3].

СКОРОСТЬ ЗАТУХАНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННОГО СОУДАРЕНИЯМИ ЭЛЕКТРОНОВ

При записи уравнения (5) для стоячей волны в неподвижной плазме любые процессы, связанные с потерями, не учитывались. Такое приближение вряд ли соответствует действительности, так как постоянно происходят соударения электронов с ионами, нейтральными атомами и между собой, и именно за счет этого распределение электронов по скоростям приходит в стабильное состояние. В результате этих соударений часть энергии волны в плазме отбирается, или, иными словами, волна в плазме затухает во времени. Затухающая стоячая волна в плазме описывается выражением

$$\varphi = \text{Re} \{ \varphi_0 e^{-s_c \omega_p t} \cos kze^{-j\omega t} \}, \quad (8)$$

где

$$s_c \approx \frac{1}{2} \frac{f_c}{\omega_p},$$

а f_c — средняя частота соударений электронов в плазме.

Уравнение дисперсии (4) выведено без учета соударений электронов. Если произвести известную из теории дисперсии подстановку $\omega + j(f_c/2)$ вместо ω в уравнении (4), то получится обобщенная форма этого уравнения, учитывающая влияние соударений

$$\frac{\omega_p^2}{\left(\omega + j\frac{f_c}{2}\right) - k^2 v_T^2} = 1. \quad (9)$$

Решение уравнения (9) относительно ω в функции других параметров приводит к выражению для s_c , соответствующему формуле (8). Это выражение также может быть непосредственно и просто выведено из кинетики электронных соударений.

Изложенные выше результаты относятся, строго говоря, только к затуханию стоячей волны в неподвижной плазме. Аналогично расчет нарастания волны, строго говоря, относится только к случаю отсутствия потерь (плазма, свободная от соударений). В действительности же нарастание стоячих волн в плазме сопровождается потерями. Эта задача рассматривается упрощенно, предполагая взаимную независимость нарастания и затухания волн в плазме. Если s в формуле (7) и s_c в формуле (8) малы по сравнению с единицей, то это допущение вполне приемлемо. В этом случае полное решение для стоячей волны в плазме с электронным пучком записывается в виде

$$\varphi = \text{Re} \{ \varphi_0 e^{(s-s_c)\omega_p t} \cos k z e^{-j\omega_p t} \}. \quad (10)$$

Очевидно, что неравенство $s > s_c$ является условием нарастания волны.

УСИЛЕНИЕ И ОСЛАБЛЕНИЕ БЕГУЩИХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ¹⁾

Усиление при взаимодействии с моноэнергетическим пучком

Для исследования возможностей усиления следует решить уравнение дисперсии (6) при комплексном значении k , представленном в виде функции от действительного значения ω . В этом и заключаются основные особенности решения. Пусть усиливаемая бегущая волна описывается выражением

$$\varphi = \text{Re} \{ \varphi_0 e^{\theta k_b z} e^{j[(1+h)k_b z - \omega t]} \}, \quad (11)$$

где

$$k_b = \frac{\omega}{v_b}.$$

Безразмерная величина g характеризует непосредственное усиление и поэтому называется «коэффициентом усиления». Длина волны равна

$$\lambda = \frac{2\pi}{(1+h)k_b} = \frac{\lambda_b}{1+h},$$

где

$$\lambda_b = \frac{2\pi}{k_b} = \frac{2\pi v_b}{\omega}.$$

Кривые зависимости усиления от частоты представлены на фиг. 3, где по осям отложены значения $g(v_T/v_b)^{1/2}(n/n_b)^{1/4}$ и $[(\omega_p - \omega)/\omega_p](v_b/v_T)(n/n_b)^{1/2}$

¹⁾ Хотя результаты, приведенные в этом разделе, не используются при рассмотрении вопросов генерации миллиметровых волн в последнем разделе, однако они представляют общий интерес с точки зрения проблемы усиления.

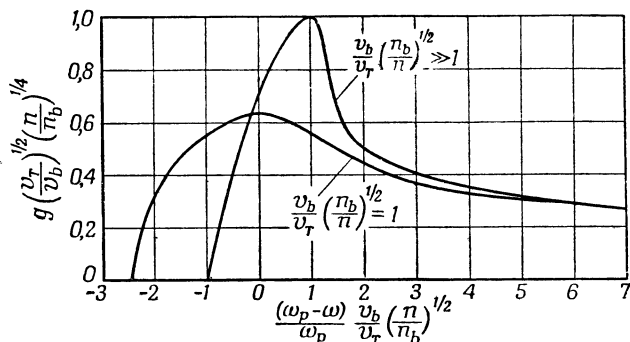
для двух случаев: $(v_b/v_T) (n_b/n)^{1/2} \gg 1$ и $(v_b/v_T) (n_b/n)^{1/2} = 1$. В случае $(v_b/v_T) (n_b/n)^{1/2} \gg 1$ решение обладает следующими основными особенностями:

а) при частотах, превышающих критическую частоту

$$\omega^c = \omega_p \{1 + (v_T/v_b) (n_b/n)^{1/2}\}, \quad g = 0,$$

т. е. усиление отсутствует. При критической частоте длина волны равна $\lambda^c = \lambda_b (v_T/v_b)^{1/2} (n/n_b)^{1/4}$;

б) если $\omega = \omega_p$, то $g = 0,70 (v_b/v_T)^{1/2} (n_b/n)^{1/4}$ и $\lambda = 1,4 \lambda_b (v_T/v_b)^{1/2} (n/n_b)^{1/4}$;



Ф и г. 3. Кривые зависимости усиления бегущей волны в плазме от частоты.

g —коэффициент усиления [см. формулу (11)]; n —плотность электронов в неподвижной плазме; n_b —плотность электронного пучка; v_b —скорость пучка; v_T —среднеквадратичная тепловая скорость в неподвижной плазме; ω —возбуждающая угловая частота; ω_p определяется по формуле (1).

в) коэффициент усиления имеет максимальное значение $g_{\text{макс.}} = (v_b/v_T)^{1/2} \times (n_b/n)^{1/4}$ при частоте $\omega = \omega_p \{1 - (v_T/v_b) (n_b/n)^{1/2}\}$, которой соответствует длина волны $\lambda = 1,7 \lambda_b (v_T/v_b)^{1/2} (n/n_b)^{1/4}$;

г) с уменьшением частоты коэффициент усиления, пройдя через максимальное значение, уменьшается в соответствии с формулой

$$g = (0,71/\sqrt{K}) (v_b/v_T)^{1/2} (n_b/n)^{1/4},$$

при угловой частоте $\omega = \omega_p \{1 - K (v_T/v_b) (n_b/n)^{1/2}\}$ и для $K \gg 2$. При этом длина волны $\lambda \approx \lambda_b$.

Следует отметить, что в диапазоне частот, соответствующих большому коэффициенту усиления, т. е. вблизи максимального значения g (см. фиг. 3), длина волны изменяется очень быстро.

В случае, когда $(v_b/v_T) (n_b/n)^{1/2} = 1$, величина, отложенная вдоль оси ординат на фиг. 3, равна непосредственно g , а величина, отложенная по оси абсцисс,

$$\frac{\omega_p - \omega}{\omega_p} \left(\frac{v_b}{v_T} \right)^2 = \frac{\omega_p - \omega}{\omega_p} \frac{n}{n_b}.$$

При этом зависимость коэффициента усиления от частоты аналогична зависимости при $(v_b/v_T) (n_b/n)^{1/2} \gg 1$. Однако в последнем случае коэффициенты усиления достигают значительно больших величин.

Решения уравнения (6), описанные в этом разделе, соответствуют положительным значениям g и h в формуле (11). Следовательно, формула (11) описывает волну, амплитуда которой увеличивается в направлении распространения. Поэтому при рассмотрении этой волны используется термин «усиление». Фактически не установлено, что в плазме можно возбудить волну, амплитуда которой возрастает по мере ее распространения. Возможно, что такая волна возбуждается только в точке максимальной амплитуды. В на-

стоящее время нет прямых экспериментальных данных, подтверждающих возможность усиления бегущей волны в плазме, рассмотренной в этой статье,

Затухание, обусловленное соударениями электронов

При рассмотрении вопроса об усилении в предыдущем разделе не учтены факторы, обуславливающие затухание волны, распространяющейся в плазме. Как показано выше, соударения электронов приводят к затуханию стоячей волны в плазме. В случае бегущей волны в плазме эти соударения также вызывают затухание. Для волны, распространяющейся в неподвижной плазме, учет соударений электронов осуществляется путем видоизменения уравнения дисперсии (4). Перепишем уравнение (11) из работы [3]

$$1 = \int f(v_0) dv_0 \left\{ \frac{\omega_p^2}{(\omega - kv_0 + jf_c)^2} + j \frac{f_c}{\omega - kv_0 + jf_c} \right\}, \quad (12)$$

где $f(v_0)$ — функция распределения электронов по скоростям в неподвижной плазме.

Из равенства (12) может быть выведено уравнение дисперсии¹⁾

$$\left\{ \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right)^2 - 1 - \frac{k^2 v_T^2}{\omega^2} + 3 \left(\frac{f_c}{\omega} \right)^2 - \left(\frac{f_c}{\omega_p} \right)^2 \right\} - \\ - j \left(\frac{f_c}{\omega} \right) \left\{ \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right)^2 - 2 \right\} = 0. \quad (13)$$

Затухающая бегущая волна в неподвижной плазме описывается выражением

$$\varphi = \text{Re} \{ \varphi_0 e^{-a_c z} e^{j(\bar{k}z - \omega t)} \}, \quad (14)$$

где \bar{k} и a_c определяются путем решения уравнения дисперсии (13) относительно комплексного значения $k = \bar{k} + ja_c$ как функции от вещественного ω . Для этого перепишем уравнение (13), полагая $\omega \approx \omega_p$,

$$k^2 = \frac{\omega^2}{v_T^2} [T + jR], \quad (15)$$

где

$$T = \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right)^2 - 1 + 2 \left(\frac{f_c}{f_p} \right)^2, \text{ а } R = \frac{f_c}{\omega_p}.$$

Основные данные, характеризующие затухание, приведены ниже в таблице.

Комплексная постоянная распространения k для волны, распространяющейся в неподвижной плазме с учетом затухания, обусловленного соударениями электронов

J	\bar{k}/β	a_c/β	a_c/\bar{k}	$a_c \bar{\lambda}$
$-2 (f_c/\omega_p)$	0,707	0,707	1	$2\pi = 6,3$
1	1,10	0,46	0,42	2,6
2	1,46	0,34	0,23	1,6
3	1,76	0,29	0,16	1,0
4	2,01	0,25	0,12	0,75
$J > 4$	\sqrt{J}	$1/2 \sqrt{J}$	$1/2 J$	π/J

¹⁾ Решение уравнения (13) относительно комплексного значения ω как функции от действительного k позволяет определить постоянную затухания $s_c = 1/2 (f_c/\omega_p)$. Было бы полезно определить отношение этой постоянной затухания к обычной форме уравнения дисперсии, учитывающего соударение электронов и связанное с ним поглощение энергии [уравнение (9)].

Отношение частот ω/ω_p удобнее выразить в зависимости от отношения f_c/ω_p следующим образом: $\omega/\omega_p = 1 + (J/2)(f_c/\omega_p)$, а результаты выражать через параметр $\beta = (\omega_p/v_T)(f_c/\omega_p)^{1/2}$, характеризующий плазму и имеющий размерность постоянной распространения. Отношение a_c/k является относительной мерой затухания, а $a_c\bar{\lambda} = 2\pi a_c/k$ является мерой затухания на длину волны. При $J < -2f_c/\omega_p$ величина T отрицательна и затухание очень велико. Этого и следовало ожидать, так как на частотах, меньших собственной частоты плазмы, даже при отсутствии потерь на соударения ($f_c = 0$) имеет место чисто реактивное затухание без распространения. Отметим, что при $J > 4$ можно записать

$$\bar{k} \approx \frac{\omega}{v_T} \sqrt{\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^2 - 1}; \quad a_c \approx \frac{f_c}{2v_T} \frac{1}{\sqrt{(\omega/\omega_p)^2 - 1}}$$

и

$$a_c\bar{\lambda} \approx \pi \frac{f_c/\omega_p}{(\omega/\omega_p)^2 - 1}.$$

При $J > 4$ уравнение, определяющее \bar{k} , превращается также в уравнение дисперсии (4), не учитывающее соударения электронов, так что фазовые характеристики распространения в первом приближении не зависят от затухания, обусловленного соударениями электронов.

Рассмотрим, как и выше, усиление и затухание отдельно и независимо друг от друга. Строго говоря, это неправильно; тем не менее постоянные затухания для волн в неподвижной плазме, которые рассчитаны в этом разделе, окажутся полезными, поскольку они указывают на величину затухания, обусловленного соударениями электронов, которое необходимо преодолеть какими-либо внешними воздействиями.

Косвенное влияние соударений на усиление, обусловленное воздействием этих соударений на возбуждающий пучок электронов, кратко рассматривается в последнем разделе.

СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ ВОЛНАМИ В ПЛАЗМЕ И ВОЛНАМИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

Исследования, представленные в настоящей статье, являются развитием идей Бома и Гросса [2—4] применительно к рассматриваемому случаю. Однако форма уравнения (6) свидетельствует о том, что данная работа очень тесно связана также с теорией волн пространственного заряда, разработанной Гаевым [6, 7], Ниргардом [8] и Пирсом [9, 10]. Согласно выводам этих авторов, уравнение дисперсии, описывающее распространение волны пространственного заряда $\rho = \text{Re}\{\rho_0 \exp j(kz - \omega t)\}$ в среде, состоящей из двух взаимно проникающих моноэнергетических электронных потоков со скоростями v_1 и v_2 , записывается в виде

$$\frac{\omega_1^2}{(\omega - kv_1)^2} + \frac{\omega_2^2}{(\omega - kv_2)^2} = 1, \quad (16)$$

где ω_1 и ω_2 — угловые частоты плазмы, относящиеся к первому и второму пучкам соответственно. Если один из пучков находится в покое ($v_1 = 0$), то уравнение (16) совпадает с уравнением дисперсии (6) для плазмы при нулевой температуре ($v_T = 0$).

Авторы, исследовавшие уравнение (16) [6—10], работали над вопросами усиления и поэтому решали это уравнение относительно комплексных значений k как функций от действительного ω . Они не рассматривали стоячие волны, нарастающие во времени, как это сделано в настоящей статье.

Решение уравнения (16) при $v_1 = 0$ в связи с вопросами усиления приводится в работе Пирса [10]

$$k = \frac{\omega}{v^2} \pm j \frac{\omega_2}{v_2} \frac{1}{\sqrt{\frac{\omega_1^2}{\omega^2} - 1}}. \quad (17)$$

Очевидно, что $\text{Im } k$ не обращается в нуль только при $\omega < \omega_1$. По мере возрастания ω от нуля $|\text{Im } k|$ монотонно увеличивается, обращаясь в бесконечность при $\omega = \omega_1$. В проведенных исследованиях максимум усиления оказался конечным, так как в уравнение (6) была введена тепловая скорость v_T (см. стр. 235).

Файнштейн и Сэн [11] кратко рассматривают уравнение, аналогичное уравнению (6), но они определяют только возможный диапазон усиления, не определяя его величины.

ПРИМЕНЕНИЯ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН; КОЛЕБАНИЯ ПЛАЗМЫ В ГАЗАХ И ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В настоящем разделе рассматривается круг вопросов, связанных с генерированием электромагнитной энергии на волне длиной 1 мм в вакууме, что соответствует частоте 300 000 МГц. Использование колебаний плазмы как возможное решение этой проблемы обсуждалось во введении и в первом разделе статьи. Хотя продольные колебания в однородной плазме бесконечного поперечного сечения не вызывают излучения электромагнитной энергии, однако это не мешает рассматривать эти колебания в связи с проблемой генерации миллиметровых волн.

Колебания плазмы в ионизированном газе

Для возбуждения колебаний в плазме нужно прежде всего создать эту плазму и поддерживать в ней ионизацию газа с помощью электрического разряда. Необходимая плотность электронов, согласно формуле (1), равна примерно 10^{15} электрон/см³. Поддержание столь высокой плотности составляет практически основное препятствие для использования газового разряда в целях генерации миллиметровых волн, так как получение требуемой для этого затрачиваемой мощности практически трудно реализуемо.

Минимальное значение затрачиваемой мощности может быть без труда оценено следующим образом. Допустим, что ионизирующим фактором является электронный пучок, характеризуемый током I и напряжением U . Максимальное число электронно-ионных пар, создаваемое одним первоначальным электроном, равно U/AU_i , где U_i — энергия ионизации нейтрального атома в газе, а A — постоянная, характеризующая «сопротивляемость» данного газа процессу ионизации; для инертных газов можно положить $A \approx 2$. Максимальная скорость возникновения электронно-ионных пар равна $(I/e)(U/AU_i)$. В установившемся режиме скорость образования электронно-ионных пар равна скорости их исчезновения. Абсолютная минимальная скорость деионизации обусловлена непосредственно электронно-ионной рекомбинацией и равна $\alpha n^2 v$, где α — коэффициент рекомбинации, а v — объем плазмы. Равновесие между наиболее эффективной ионизацией и наименее эффективной деионизацией соответствует минимальной затрачиваемой удельной мощности $P_{\text{зат.}} = IU/v = \alpha n^2 eAU_i$. Для разряда в гелии $eAU_i \approx 50$ эв и при $n = 10^{15}$ удельная мощность $P_{\text{зат.}} = \alpha \cdot 10^{10}$ квт/см³, если α выражено в см³/сек. Величина α зависит от температуры. Полагая для гелия при 300° К $\alpha = 10^{-8}$ см³/сек, записывая $\alpha T_e = \alpha \cdot 300 (300/T_e)$, где T_e — электронная температура, и допуская, что $kT_e \approx 0,1 U_i$ (или $T_e = 30\,000^\circ \text{К}$), а $\alpha T_e \approx 10^{-10}$, получаем $P_{\text{зат.}} \approx 1$ квт/см³. Этот расчет является в некоторых отношениях весьма

идеализированным. Оценка части мощности, расходуемой на ионизацию газа, явно завышена. В частности, предположение о том, что первичный электронный пучок полностью отдает свою энергию в газе, не соответствует действительности. В экспериментальных работах фирмы RCA по исследованию колебаний газоразрядной плазмы показано, что на ионизацию газа расходуется менее 1% входной мощности электронного пучка. Захват электронов отрицательно заряженными атомами газа в определенных условиях также может привести к большим потерям. В результате приведенная выше оценка $P_{\text{зат.}}$ является, по-видимому, заниженной по крайней мере на один порядок. Столь высокие удельные мощности связаны с очень жесткими требованиями, предъявляемыми к чистоте катода и используемого газа. Таким образом, не может быть и речи об уверенном освоении субмиллиметрового диапазона с помощью этих средств. Требования, предъявляемые к удельной мощности, представляются совершенно невыполнимыми, так как значение n пропорционально f_p^2 , а $P_{\text{зат.}}$ пропорционально f_p^4 . Зависимость $P_{\text{зат.}} \approx f_p^4$ проверена Карлом Хернквистом при исследовании плазменного генератора с геометрической конфигурацией, отличающейся от изображенной на фиг. 1.

Вопрос о потерях, обусловленных соударениями электронов, в случае газового разряда не является существенным. Для более легких инертных газов при давлении в 1 мм рт. ст. постоянная затухания s_c (см. предыдущие разделы) весьма мала: $s_c < 5 \cdot 10^{-4}$ на частоте $f_p = 300\,000$ МГц. Таким образом, хотя величина $n_b/n \approx n_b/10^{15}$ может оказаться весьма малой (порядка 10^{-8}), тем не менее условие возникновения колебаний $s_{\text{макс.}} = 0,7 \sqrt{n_b/n} > s_c$ может все же выполняться.

Более существенное значение имеют, по-видимому, потери или, точнее говоря, рассеивание электронов первичного пучка, сопровождающееся потерей его эффективности. Количественная оценка этого явления может быть произведена путем рассмотрения коэффициента плотности $\zeta = n_b/n$, зависящего от z ; $\zeta = \zeta(z)$, или, точнее, $\zeta = n_b(z)/n$. По мере того как рассеивание электронов приводит к уменьшению $n_b(z)$, коэффициент нарастания s вблизи максимума уменьшается, согласно соотношению $s(z)/s(0) \approx \{n_b(z)/n_b(0)\}^{1/3}$, основанному на адиабатическом приближении.

Колебания плазмы в полупроводниках

Трудности, связанные с весьма высокими плотностями электронов, заставляют перейти от газоразрядной плазмы к плазме в полупроводнике с примесями, например в германии. В полупроводнике электроны, находящиеся в зоне проводимости, являются носителями отрицательных зарядов в плазме, а неподвижные положительные донорные ионы являются носителями положительных зарядов. Если доноры обладают достаточно низкой энергией активации (например, примеси 5-й группы в германии), то уже при комнатной температуре доноры полностью ионизированы и плотность плазмы не зависит от изменения температуры. В этом случае нетрудно получить необходимую плотность плазмы; для этого требуется только ввести в полупроводник правильно подобранные примеси в соответствующих концентрациях. Плазма возникает в результате тепловой активации примесей без всяких затрат внешней энергии.

Формула Тонкса—Ленгмюра [1] применительно к полупроводнику несколько видоизменяется в результате введения эффективной массы m^* и диэлектрической проницаемости ϵ

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{\epsilon m^*}} \quad \text{или} \quad f_p = 9 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{nm}{\epsilon m^*}}. \quad (18)$$

В целях упрощения предполагается, что эффективная масса является скалярной величиной, соответствующей сферическим эквипотенциальным энергетическим поверхностям вблизи минимума зоны проводимости (для полупроводника типа n).

Хотя использование полупроводников решает задачу получения плазмы необходимой плотности, при этом возникают две очень серьезные проблемы: затухание колебаний, обусловленное соударениями, и торможение в твердом теле возбуждающего электронного пучка. Эти проблемы рассмотрены ниже.

На фиг. 1 представлена схема идеализированного эксперимента, иллюстрирующая возбуждение колебаний плазмы в полупроводнике с помощью пучка быстрых электронов. Электронный пучок бомбардирует тонкую пластинку полупроводника, создавая стоячую волну в плазме между двумя плоскими поверхностями образца. Как указывалось в первом разделе, условием существования стоячей волны является простое резонансное соотношение между длиной волны λ колебаний в плазме и толщиной образца d . Например, $d = N(\lambda/2)$, где N — целое число; λ определяется соотношением $\lambda = (v/c)\lambda_0$, где λ_0 — длина волны в свободном пространстве, v — фазовая скорость волны в плазме; в случае синхронного распространения пучка и волны $\lambda = (v_b/c)\lambda_0$. Поскольку максимально достижимые скорость нарастания во времени и усиление пропорциональны положительным степеням отношения v_b/n , желательно иметь возможно большие значения v_b . [n определяется по частоте плазмы f_p из формулы (18).] Таким образом, максимально возможный для использования ток пучка ограничен затрачиваемой мощностью, рассеянием тепла, эффективностью катода и фокусировкой пучка.

При возбуждении колебаний плазмы по такой схеме наиболее серьезное препятствие представляют собой торможение пучка в полупроводнике и его остановка. Зависимость глубины проникновения пучка в твердое тело \mathfrak{K} от напряжения пучка и плотности вещества ρ определяется законом Томсона — Уиддингтона [12]

$$\mathfrak{K} = v_b^2 (4 \cdot 10^{11} \rho)^{-1},$$

где \mathfrak{K} выражено в см, v_b — в в, а ρ — в г/см³. Для германия $\rho = 5,3$ г/см³ и, следовательно, $\mathfrak{K}_{Ge} = 4,8 \cdot 10^{-13} v_b^2$. Таким образом, пучок, движущийся при ускоряющем напряжении 50 кВ, полностью останавливается в слое германия толщиной 40 мк. Очевидно, что потребуются напряжения пучка, значительно превышающие 50 кВ. Эту трудность можно преодолеть путем прерывания одного или нескольких электронных пучков через отверстия в образце в непосредственной близости от стенок этих отверстий. Основной смысл этого заключается в том, чтобы электроны пролетали достаточно близко к плазме в полупроводнике для возникновения эффективного электростатического взаимодействия и появления колебаний. К сожалению, рассмотрение аналогичного случая в усилителях с волной пространственного заряда показывает, что для эффективного взаимодействия между электронным пучком и плазмой расстояние между пролетающими электронами и образцом должно быть чрезвычайно мало. Во всяком случае, оно не должно превышать одной десятой длины волны, соответствующей колебаниям плазмы. Если $v_b = 50$ кВ, $\beta = v_b/c = 0,411$ и $\lambda \approx \beta \lambda_0 \approx 0,407$ мм, то полезная часть электронного пучка должна находиться в пределах 0,04 мм от поверхности образца. Это ограничение является весьма серьезным. При уменьшении напряжения пучка допустимое расстояние от поверхности полупроводника становится соответственно еще меньше и проблема получения эффективного пучка становится еще более сложной. Кроме того, к образцу германия с достаточно большим количеством отверстий не применима использованная выше объемная теория из-за большого отношения поверхности образца к его объему, что приводит в этом случае к еще большим затруднениям. Например, затухание, обусловленное соударениями электронов, увеличится, так

как вблизи поверхности соударения происходят чаще. Кроме того, плотности свободных носителей вблизи поверхности и в глубине образца могут оказаться различными.

Наряду с серьезными трудностями, связанными с взаимодействием электронов с плазмой, существует также проблема весьма сильного затухания в результате соударений электронов. Частота соударений f_c связана с подвижностью электронов в полупроводнике μ_n соотношением $f_c = (e/m^*)(1/\mu_n)$. Если μ_n выражено в $\text{см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$, то f_c равно $f_c = (1,8 \cdot 10^{15}/\mu_n)(m/m^*)$ гц, а безразмерный коэффициент затухания, обусловленного соударениями, равен $s_c = 1/2f_c/\omega_p = (9,0 \cdot 10^{14}/\omega_p \mu_n)(m/m^*)$. При частоте плазмы 300 000 Мгц $s_c = (4,7 \cdot 10^2/\mu_n)(m/m^*)$, где μ_n выражено в $\text{см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$. Для электронов в германии $(m/m^*) \approx 4$ (предполагая m^* скаляром) и при комнатной температуре $\mu_n \approx 3500 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$, а $s_c \approx 0,5$. Такое затухание является слишком большим — примерно на 3 порядка выше допустимого, при котором колебания могут еще возбуждаться электронным потоком. Если $m^* = m$, то для получения достаточно слабого затухания потребуется подвижность, равная по меньшей мере $10^6 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек}$. Проблемы, связанные с получением таких подвижностей, осуществимых только при весьма низких температурах, соответствующих примерно жидкому водороду или жидкому гелию (например, для германия, подвергнутого тщательной химической очистке перед добавлением примесей), указывают на невозможность в настоящее время эффективно использовать методы, изложенные выше, для возбуждения колебаний в плазме.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tonks L., Langmuir I., *Phys. Rev.*, **33**, 195 (1929).
2. Bohm D., Gross E. P., *Phys. Rev.*, **75**, 1851 (1949).
3. Bohm D., Gross E. P., *Phys. Rev.*, **75**, 1864 (1949).
4. Bohm D., Gross E. P., *Phys. Rev.*, **79**, 992 (1950).
5. Ахизер А., Файнберг И., *ЖЭТФ*, **21**, 1262 (1951).
6. Haeff A., *Phys. Rev.*, **74**, 1532 (1948).
7. Haeff A., *Proc. IRE*, **7**, 4 (1949).
8. Nergaard L. S., *RCA Rev.*, **1**, 585 (1948).
9. Pierce J. R., Hebenstreit W. B., *Bell System. Techn. J.*, **28**, 33 (1949).
10. Pierce J. R., *J. Appl. Phys.*, **20**, 1060 (1949).
11. Feinstein J., Sen H. K., *Phys. Rev.*, **83**, 405 (1951).
12. Terrill T. M., *Phys. Rev.*, **22**, 101 (1923).
13. Pierce J. R., *Proc. IRE*, **37**, 980 (1949).

ЭЛЕКТРОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ПЛАЗМЫ¹⁾

Берц

ВВЕДЕНИЕ

Электронные волны плазмы представляют собой продольные электрические колебания высокой частоты, которые сопровождаются периодическим движением электронов. В самом простом случае, который рассматривается ниже, статическое поле отсутствует, плотность электронов в состоянии равновесия равномерна в пространстве и распределение скорости электронов, как обычно, определяется термодинамическими закономерностями. Такие условия примерно соответствуют ионизированным средам, в которых ионы не принимают участия в быстрых колебаниях, а также электронным пучкам в случаях, когда можно пренебречь статическими полями, образуемыми пространственным зарядом. Волны плазмы высокой частоты представляют интерес для исследования, так как, вероятно, с их помощью можно будет объяснить многие физические явления и использовать их для практических целей; не исключена возможность, что они могут найти широкое применение в технике. Полагают, что эти волны являются источником электромагнитной энергии, излучаемой звездами, исследованием которой занимаются радиоастрономы [1], что от них зависят некоторые характеристики разрядов в газе с низким давлением [2—4] и дискретные потери энергии, наблюдаемые в быстрых электронных пучках после прохождения тонких металлических пластинок [5]²⁾. Эти колебания также встречаются в лампах в. ч. в виде волн пространственного заряда [6]; известны попытки использовать эти волны в некоторых других устройствах в. ч. [7]. Как известно, они определяют в значительной степени шумовые характеристики в ЛБВ [8].

Несмотря на важность изучения волн в плазме, теория их находится в неудовлетворительном состоянии. Это можно констатировать на основании приведенной ниже таблицы, которая резюмирует основные исследования в этой области.

Авторы исследований	Высказанные гипотезы	Полученные результаты
Ленгмюр, Тонкс (1929) [9]	Все переменные величины изменяются по закону $e^{i(kx-\omega t)}$. При отсутствии колебаний электроны неподвижны	Только одна частота $\omega = \omega_0 = 2\pi \times 9000 \sqrt{n}$ (n —плотность электронов в см ³). Незатухающие колебания. k произвольно

¹⁾ Berz F., *Le vide*, № 65, 338—344 (September — October) 1956.

²⁾ Эти колебания возникали бы в таком случае в свободных электронах металла.

Авторы исследований	Высказанные гипотезы	Полученные результаты
Власов (1945) [10], Бом и Гросс (1949) [11]	Все колеблющиеся величины изменяются по закону $e^{i(kx-\omega t)}$. Электроны имеют распределение скорости термического происхождения	Непрерывный спектр частоты для $\omega_0 \leq \omega < 1,30\omega_0$. Незатухающие колебания. k определяет ω $\omega^2 \approx \omega_0^2 + 3k^2 \bar{u}^2$ $\sqrt{\bar{u}^2}$ — средняя квадратичная скорость электронов
Ландау (1946) [12]	Заданные начальные условия при $t=0$ изменяются по закону e^{ikx} . Электроны имеют распределение скорости термического происхождения	Непрерывный спектр частоты для $\omega_0 \leq \omega < 1,30\omega_0$. Затухающие колебания. k определяет ω $\omega^2 \approx \omega_0^2 + 3(\text{Re } k)^2 \bar{u}^2$ $\text{Re } k$ — вещественная часть k

Как видно из таблицы, результаты исследований не совпадают. Настоящая статья преследует цель объяснить эти расхождения и облегчить лучшее теоретическое понимание вопроса. За исключением следующего раздела, изложение отличается краткостью. Для ознакомления с деталями вопроса можно обратиться к работам [13] и [14].

ОБ ОТСУТСТВИИ ЕДИНОГО УРАВНЕНИЯ РАССЕЯНИЯ

Ландау [12] и Твисс [15], основываясь на довольно отвлеченных математических рассуждениях, отметили, что уравнение рассеяния должно очень сильно зависеть от начальных условий. Докажем это. Пусть имеется переменное продольное электрическое поле, характеризуемое уравнениями

$$E_x = E e^{i(\hbar x - \omega t)}, \quad E_y = E_z = 0. \quad (1)$$

Из этих уравнений следует, что $\text{rot } \mathbf{E} = 0$, следовательно, и $\mathbf{H} = 0$.

Основное уравнение для продольных волн представляет собой уравнение переноса Больцмана

$$\frac{\partial}{\partial t} (f_0 + \tilde{f}) + u \frac{\partial}{\partial x} (f_0 + \tilde{f}) - \frac{e}{m} \tilde{E} \frac{\partial}{\partial u} (f_0 + \tilde{f}) = \frac{\partial}{\partial t} (f_0 + \tilde{f})|_c, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial x} = -4\pi n e \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(u, x, t) du. \quad (3)$$

В дальнейших рассуждениях используется система единиц Гаусса. Буквенные обозначения имеют следующие значения:

$$\tilde{E} = E_x;$$

t, x, u — время, абсцисса и скорость в направлении x ;

e, m — заряд и масса электрона;

n — плотность электронов в состоянии равновесия;

$n f_0(u)$ — закон распределения электронов в состоянии равновесия, из которого определяется плотность электронов в интервале $u, u + du \times$
 $\times \int_{-\infty}^{\infty} f_0(u) du = 1.$

Эта формула выражает распределение Максвелла $f_0(u) \approx e^{-\frac{mu^2}{2kT}}$ в случае обычного термического равновесия;

$n \tilde{f}(u, x, t)$ — переменная составляющая распределения скорости;

$n \frac{\partial}{\partial t} (f_0 + \tilde{f}) \Big|_c$ — изменение $n(f_0 + \tilde{f})$, вызываемое столкновениями (см. последний раздел).

Уравнение (1) удовлетворяется при равновесии, т. е. для $\tilde{f} = 0$. Принимая во внимание, что \tilde{E} , так же как и \tilde{f} , имеет малую амплитуду, произведением $\tilde{E} \tilde{f}$ можно пренебречь. Наконец, действия толчков не будут учитываться до последнего раздела, где показано, что столкновения электронов с ионами и нейтральными молекулами газа во многих случаях не имеют существенного значения.

Итак, уравнения (2) и (3) приобретают форму

$$\frac{\partial \tilde{f}}{\partial t} + u \frac{\partial \tilde{f}}{\partial x} - \frac{e}{m} \tilde{E} \frac{df_0}{du} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \tilde{E}}{\partial x} = -4\pi ne \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}(u, x, t) du. \quad (5)$$

Электрическое поле \tilde{E} дано в уравнении (1). Предположим, что k вещественно и положительно.

Возьмем \tilde{f} равным

$$\tilde{f}(u, x, t) = f(u, t) e^{ikx}.$$

Уравнения (4) и (5) тогда приобретут вид

$$\frac{\partial f}{\partial t} + ikuf - \frac{e}{m} E e^{-i\omega t} \frac{df_0}{du} = 0, \quad (6)$$

$$ikE e^{-i\omega t} = -4\pi ne \int_{-\infty}^{\infty} f(u, t) du. \quad (7)$$

Уравнение (6) является линейным уравнением первого порядка, решение которого, полученное обычными методами, имеет вид

$$f(u, t) = -i \frac{e}{m} E \frac{f'_0(u)}{ku - \omega} e^{-i\omega t} - i \frac{e}{m} C(u) e^{-ikut}, \quad (8)$$

где $C(u)$ — функция, подлежащая определению.

Подставим в (7) $\omega_0 = \sqrt{4\pi ne^2/m}$ и, умножая обе части (7) на $(k/\omega_0^2)(e^{i\omega t}/iE)$, получим

$$\left(\frac{k}{\omega_0}\right)^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f'_0(u) du}{u - \frac{\omega}{k}} + \frac{k}{E} e^{i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} C(u) e^{-ikut} du. \quad (9)$$

Для справедливости этой формулы она должна быть независима от t . Возьмем

$$C(u) = \frac{EC_0}{\frac{\omega}{k} - u}, \quad (10)$$

где C_0 — постоянная, $\text{Im } \omega < 0$ (затухающие колебания).

Теорема вычетов, примененная к контуру, образуемому вещественной осью и полуокружностью σ в полуплоскости, меньшей u , радиус которой R стремится к бесконечности, приводит к известной теореме Йордана

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-ikut}}{\frac{\omega}{k} - u} du = 2\pi i e^{-i\omega t},$$

откуда для затухающих колебаний имеем

$$\left(\frac{k}{\omega_0}\right)^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f'_0(u)}{u - \frac{\omega}{k}} du + 2\pi i k C_0^{-1}. \quad (11)$$

Таким образом, любая величина ω , для которой $\text{Im } \omega < 0$, может удовлетворить уравнению (11) для любой заданной величины k , если C_0 выбрано надлежащим образом. Иными словами, волны, затухающие во времени, могут распространяться с частотой и затуханием, выбранными произвольно²⁾.

Бегущие волны могут рассматриваться как предельный случай затухающих волн.

Для усиленной волны $\text{Im } \omega > 0$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-ikut}}{(\omega/k) - u} du = 0$$

и можно записать лишь одно уравнение рассеяния, а именно (11), при $C_0 = 0$. Это уравнение имеет решение лишь для некоторых случаев распределения $f_0(u)$. Как увидим ниже, это уравнение не имеет решения в максвелловской форме для функций $f_0(u)$ (см. следующий раздел).

В дальнейшем показано, что усиленные волны полностью определяются характеристиками плазмы и, следовательно, не зависят от начальных условий.

Подобные результаты могут быть выведены также для случая, когда ω вещественна.

СЛУЧАЙ, КОГДА ПЕРЕМЕННАЯ СОСТАВЛЯЮЩАЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ИЗМЕНЯЮТСЯ ПО ЗАКОНУ $e^{i(kx - \omega t)}$

Наиболее простой случай был рассмотрен Власовым в 1945 г. [10], а также Бомом и Гроссом в 1949 г. [11]. В этом случае $C(u) = 0$ и уравнение (9) сводится к

$$\left(\frac{k}{\omega_0}\right)^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f'_0(u)}{u - \frac{\omega}{k}} du. \quad (12)$$

Интерпретация уравнения (12) довольно сложна для вещественных значений ω/k , так как в этом случае интеграл расходится, т. е. $f'_0(\omega/k) \neq 0$. Между тем, если выбрать соответствующим образом ω/k , интеграл стремится

¹⁾ Можно также получить уравнение рассеяния, не зависящее от t , с $C(u)$, отличным от уравнения (10), лишь бы $|C'(u)| \rightarrow 0$ вдоль σ и единственной особенностью на меньшей полуплоскости был бы полюс первого порядка в точке $u = \omega/k$.

²⁾ На практике величина $f_0(u)$ не бесконечна, и следовало бы выбрать форму C такую же, как и в выражении (10) для $|u| < u_M$, и равную нулю для $|u| > u_M$, где u_M — наивысшая предельная скорость. Это существенно не изменит результатов, приводимых выше, лишь бы $|\text{Im } \omega|/|\omega| \ll |\omega|/|k| \cdot 1/u_M \ll 1$.

ся к конечному пределу. Нетрудно показать, что

$$\left(\frac{k}{\omega_0}\right)^2 = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f'_0(u) du}{u - \frac{\omega}{k} \pm i\varepsilon} = P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f'_0(u) du}{u - \frac{\omega}{k}} \pm i\pi f'_0\left(\frac{\omega}{k}\right), \quad (13)$$

где P — основная величина интеграла Коши.

Упомянутые выше авторы не учитывали этих затруднений. Они пренебрегли вторым членом в правой части уравнения (13) и получили путем асимптотического разложения основной величины уравнение рассеяния, которое для изотропных распределений $f_0(u) = f_0(-u)$ имеет вид

$$\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 = 1 + 3\left(\frac{k}{\omega}\right)^2 u^2. \quad (14)$$

Они считали это уравнение справедливым до величин k/ω порядка $\sqrt{u^2}$, что давало постоянный спектр частот в области

$$\omega_0 < \omega < 1,30 \omega_0.$$

Форма уравнения (13) показывает, что это неправильно и что ω и k могут быть вещественны лишь в случае удовлетворения следующих уравнений:

$$f'_0\left(\frac{\omega}{k}\right) = 0, \quad P \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f'_0(u) du}{u - \frac{\omega}{k}} \geq 0. \quad (15)$$

Рассмотрим более подробно конечные постоянные распределения, такие, как

$$\begin{aligned} f_0(u) &= f_0(-u), \\ f'_0(u) &< 0 \text{ для } 0 < u < u_M, \\ f'_0(u) &\equiv 0 \text{ для } u > u_M. \end{aligned}$$

Конечное распределение Максвелла относится к этой группе. Как видно из уравнения (15), ω и k вещественны для распределений при $\omega/k > u_M$, где уравнение (14) вещественно, если $\sqrt{u^2}/u_M \ll 1$ и где вследствие этого $\omega \approx \omega_0$; $(2\pi/\omega)u_M < \lambda < \infty$ (λ — длина волны). Можно также доказать, что для таких распределений не существует иного решения для вещественного k и что решения с вещественным значением ω соответствуют $\omega < \omega_0$ и мнимому k , т. е. волнам, рассеивающимся в пространстве.

Так, строгий анализ уравнения (12) приводит к результатам, сильно отличающимся от выводов Бома и Гросса, приведенных выше в таблице.

ВОЛНЫ ПЛАЗМЫ, ВОЗБУЖДЕННЫЕ ЗАДАНЫМИ НАЧАЛЬНЫМИ УСЛОВИЯМИ

Как показано в первом разделе, характеристики волн плазмы сильно зависят от начальных условий. Подведем итоги результатам, полученным в случае, когда под $t=0$ подразумевалось распределение скорости, данное выражением

$$f_0(u) + g(u) e^{tkx}.$$

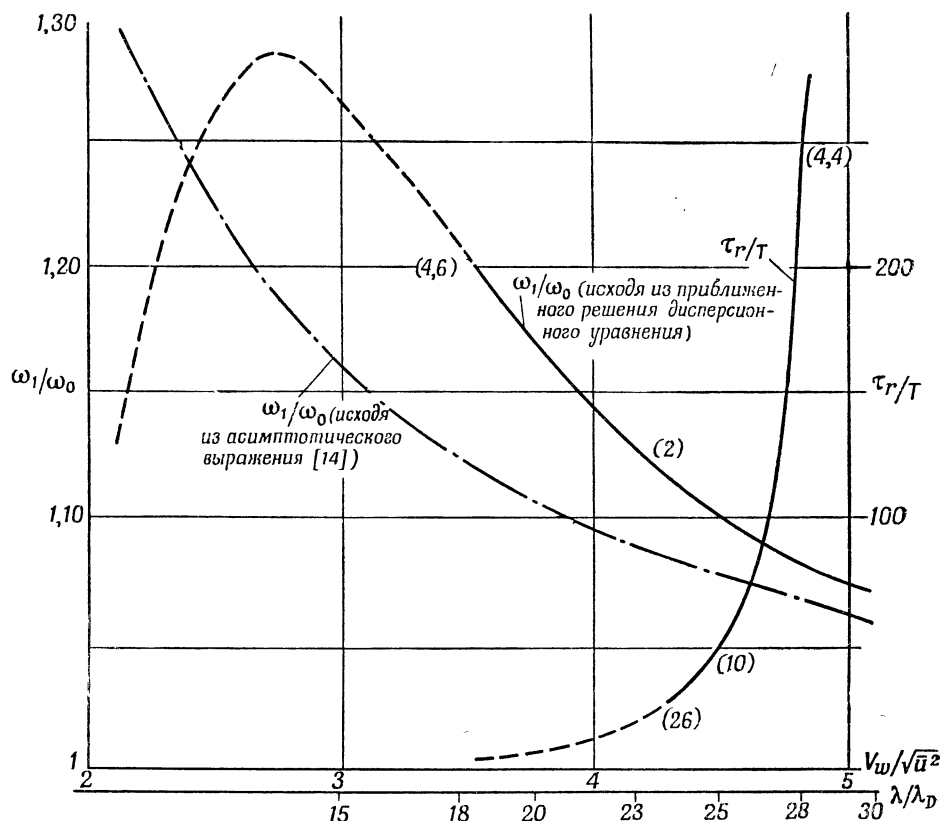
Анализ характеристики плазмы для $t > 0$ может быть произведен методом преобразований Лапласа (см. Ландау [12], Твисс [15], Берц [13, 14]). Полагаем, что электрическое поле выражается формулой

$$E = \sum_d A_j e^{(kx - \omega_j t)} + \sum_p B_p e^{i(kx - \omega_p t)},$$

где A_j и B_p — постоянные.

Первая сумма соответствует затухающим волнам, которые зависят от начальных возмущений $\Omega_j = k u_j$, где u_j — особые точки функции $g(u)$ на меньшей полуплоскости.

Вторая сумма соответствует волнам «собственно» плазмы, частоты которых определены условиями равновесия. Они удовлетворяют уравнению,



Ф и г. 1. Кривые, характеризующие собственные колебания плазмы с минимальным затуханием, когда функция распределения для состояния равновесия является максвелловской функцией.

Цифры в скобках указывают максимальную относительную ошибку (в процентах), вносимую приближенным методом решения уравнения рассеяния. Эти ошибки становятся значительными в области, где кривые обозначены штриховыми линиями. V_w — скорость волны; $\sqrt{u^2}$ — средняя квадратичная скорость электронов в направлении распространения; λ — длина волны; λ_D — длина Дебая; ω_1/ω_0 — частота колебания/частота плазмы; ω_1 — вещественная часть ω ; T — период колебания; $T = 2\pi/\omega_1$; τ_r — интервал релаксации, после которого квадрат амплитуды поля уменьшается за счет множителя e^{-1} .

имеющему форму, подобную выражению (9), при

$$\frac{k}{E} e^{i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} C(u) e^{-ikut} du = 0 \quad \text{для } \text{Im } \omega > 0$$

(нарастающие волны)

$$= i\pi f'_0 \left(\frac{\omega}{k} \right) \quad \text{для } \text{Im } \omega = 0$$

$$= 2i\pi f'_0 \left(\frac{\omega}{k} \right) \quad \text{для } \text{Im } \omega < 0$$

(затухающие волны).

Общие результаты были получены в отношении числа и характера решений. Укажем их для важного случая, когда распределение $f_0(u)$ — макс-

велловское, т. е.

$$f_0(u) \approx e^{-\frac{mu^2}{2kT}}.$$

Как показано в [13], для заданной величины существует бесконечное число затухающих волн. Приближенное решение позволило определить характеристики волны с минимальным затуханием. Явление затухания сказывается в изменении квадрата амплитуды поля за счет множителя с e^{-t/τ_r} и характеризуется, таким образом, временем релаксации τ_r , практическое значение которого зависит, очевидно, от обстоятельств. Однако, по-видимому, это явление будет значительным для $\tau_r \approx T$, где T — период колебания. Для скоростей распространения волны $V_w > 5 \sqrt{u^2}$, не изображенных на фиг. 1, затухание очень мало и уравнение (14) удовлетворяется в первом приближении, тогда как ω медленно изменяется в полосе частот $\omega_0 \leq \omega < 1,05 \omega_0$ и длина волны изменяется в области $30 \lambda_D < \lambda < \infty$ (λ_D — длина волны Дебая, $\lambda_D = (kT/4\pi ne^2)^{1/2} = \left(48 \frac{T}{n}\right)^{1/2}$ см.

Этот результат аналогичен полученному с помощью упрощенной теории в предыдущем разделе при $u_M = 5 \sqrt{u^2}$ и приближается к результатам, полученным при помощи теории Ленгмюра (фиг. 1), из которой видно, что затухание возрастает для $V_w < 5 \sqrt{u^2}$ и становится значительным для $\omega > 1,15 \omega_0$, $V_w < 4 \sqrt{u^2}$. В то же время соотношение между вещественными частями ω и k все более и более отличается от уравнения (14). Таким образом, на практике не следует рассчитывать на получение колебаний плазмы с частотой, сильно отличающейся от ω_0 , и с длиной волны, значительно меньшей $30 \lambda_D$.

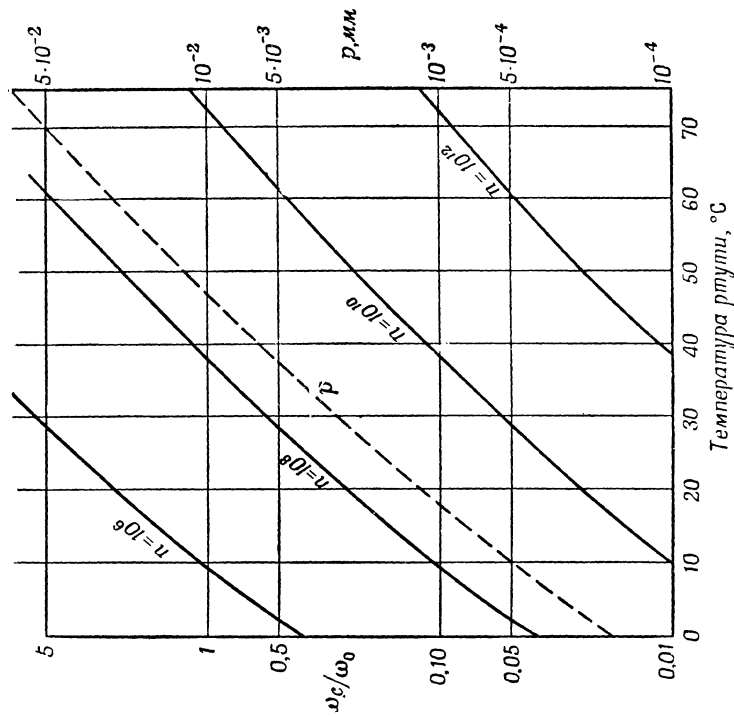
ВЛИЯНИЕ СТОЛКНОВЕНИЙ НА ВОЛНЫ ПЛАЗМЫ

В предыдущих разделах не учтено влияние столкновений электронов с ионами и нейтральными молекулами газа, а также электронов между собой, так как пренебрегалось членом $\partial \tilde{\eta} / \partial t|_c$ уравнения (2). Столкновения уменьшают общее взаимодействие между электронами и электрическим полем волны и вызывают затухание, которое добавляется к найденному в предыдущем разделе. Так, если k вещественно, то квадрат амплитуды поля изме-

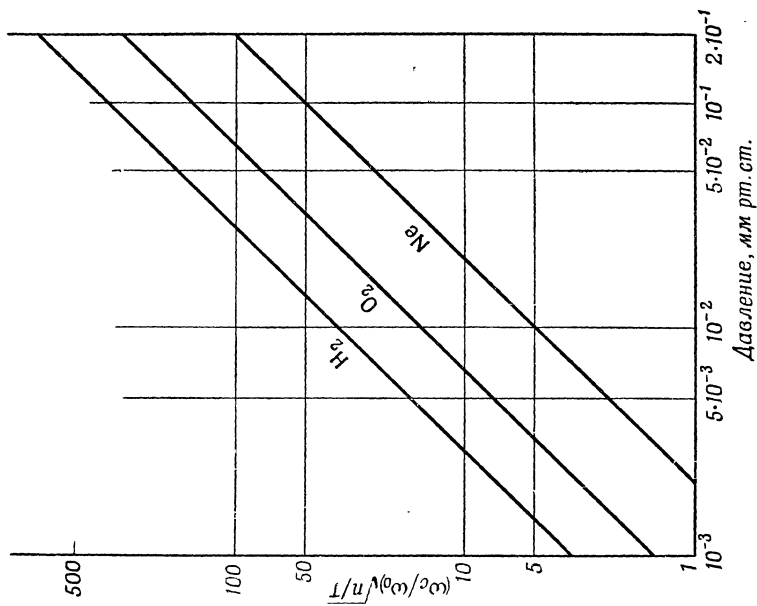
няется по закону $e^{-\frac{t}{\tau_R^*} - \frac{t}{\tau_R^*}}$, где τ_R^* — период релаксации, обусловливаемой столкновениями. Равным образом, если ω имеет вещественное значение, то в результате столкновений квадрат амплитуды увеличивается на $e^{-\frac{x}{\lambda_R^*}}$. Подробно теория для τ_R^* и λ_R^* дана в [13] с учетом динамики столкновений электронов с ионами и молекулами. Поэтому резюмировать ее здесь нецелесообразно. Достаточно сказать, что если τ_c — средний интервал между двумя столкновениями одного электрона со средней квадратичной скоростью и если T — период колебаний поля, то τ_R^*/T и λ_R^*/λ_D имеют порядок τ_c/T . Так, если пользоваться тем критерием, что и в предыдущем разделе, то можно считать, что затухание становится значительным для τ_c/T порядка единицы.

Рассмотрим вначале столкновения между ионами и электронами.

Известно, что практически индивидуальное действие электрона или иона ограничивается соседними зарядами с обратным знаком вне сферы радиуса λ_D с центром в точке расположения электрона или иона. Поэтому, если считать, что столкновения между электроном и ионом происходят лишь в случае,



Ф и г. 2. Кривая давления P в мм (пунктирная кривая) при разряде в ртути и кривые относительной частоты столкновений ω_c/ω_0 (сплошные кривые) одного электрона, имеющего среднюю квадратичную скорость, с атомами ртути. Предполагается, что эффективное сечение для ртути обратно пропорционально скорости электронов. ω_c/ω_0 — частота столкновений/частота плазмы, n — число электронов в см^3 .



Ф и г. 3. Кривые частоты столкновений электрона, обладающего средней квадратичной скоростью, с молекулами (или атомами) H_2 , O_2 , Ne .

Предполагается, что эффективное сечение для этих газов не зависит от скорости электронов. ω_c/ω_0 — частота столкновений/частота плазмы; C_0 — средняя квадратичная скорость электронов ($C_0^2 = 3u^2$); n — число электронов в см^3 ; T — температура электронов в °K.

когда расстояние между ними меньше λ_D , можно показать, что эти столкновения соответствуют обычно во всех случаях большим значениям τ_c/T , а следовательно, малым затуханиям. Это объясняется тем, что в нейтральной среде, где число ионов равно числу электронов, при возрастании плотности n длина λ_D и период колебания T уменьшаются¹⁾.

Разработка теории столкновений между электронами и ионами не была продолжена, но, по всей вероятности, можно предполагать, что соответствующие значения τ_c/T были бы большими.

Средний интервал столкновений между электронами и молекулами зависит, очевидно, от давления и природы газа, а также во многих случаях от средней скорости электронов, а следовательно, и от их температуры вследствие эффекта Рамзауера. Период колебаний T определяется плотностью n .

Фиг. 2 и 3 позволяют рассчитывать значения τ_c/T для некоторых газов, применяемых обычно в электронных разрядах. Как видно из графиков, величина τ_c/T имеет порядок единицы уже для сравнительно малых давлений, изменяющихся от 10^{-3} до 10^{-11} мм в зависимости от свойства газа и степени ионизации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Haeff A. V., *Phys. Rev.*, **75**, 1546—1551 (1949).
2. Langmuir I., *Phys. Rev.*, **26**, 585—613 (1925).
3. Merrill H. J., Webb H. W., *Phys. Rev.*, **55**, 1191—1198 (1939).
4. Gabor G., Ash E., Dracoll D., *Nature*, **176**, 916—919 (1955).
5. Bohm D., Pines D., *Phys. Rev.*, **92**, 609—625 (1953).
6. Ramo S., *Phys. Rev.*, **56**, 276—283 (1939).
7. Wehner G., *J. Appl. Phys.*, **22**, 761—765 (1951).
8. Walkins D. A., *Proc. IRE*, **41**, 1741—1746 (1953).
9. Tonks L., Langmuir I., *Phys. Rev.*, **33**, 195—210 (1929).
10. Власов А., *J. Phys. (USSR)*, **9**, 25—40 (1945).
11. Bohm D., Gross E. P., *Phys. Rev.*, **75**, 1851—1864 (1949).
12. Ландау Л., *J. Phys. (USSR)*, **10**, 25—35 (1946).
13. Berz F., Ph. D. Thesis, Univ. London, 1955.
14. Berz F., *Proc. Phys. Soc.* (готовится к печати).
15. Twiss R. Q., *Phys. Rev.*, **88**, 1392—1407 (1952).

¹⁾ Точнее, при столкновениях электронов с ионами $\tau_c/T = (4\pi/\omega) n (e^4/m^2) \lg[1 + \{3\lambda_D^2 \bar{u}^2/(e^4/m^2)\}]$. Для $n = 10^{12}$ и $T = 10^{-4}$ $\tau_c/T = 10^{-3}$.

МОЛЕКУЛЯРНОЕ УСИЛЕНИЕ И МОЛЕКУЛЯРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ НА С.В.Ч.¹⁾

Витке

ВВЕДЕНИЕ

В обычных приборах для с. в. ч., таких, как клистроны, магнетроны, лампы с бегущей волной, мощность постоянного тока преобразуется в мощность высокой частоты в результате взаимодействия движущихся заряженных частиц (электронов) с электромагнитным полем. Поле высокой частоты может взаимодействовать также с незаряженными материальными частицами (молекулами). При таком «молекулярном взаимодействии» поток зарядов, кинетическая или потенциальная энергия которых преобразуется в энергию высокой частоты, отсутствует. Вместо этого внутренняя энергия молекул непосредственно преобразуется в энергию электромагнитного поля. Этот процесс хорошо известен на очень коротких волнах, например при излучении видимого света в газовом разряде. Свет возникает в результате непосредственного преобразования внутренней энергии электронного возбуждения нейтральных атомов в энергию электромагнитного излучения. Но между этим оптическим излучением и микроволновым излучением, рассматриваемым в настоящей статье, имеется глубокое различие. Возбужденные атомы в газоразрядной лампе характеризуются в значительной мере спонтанным излучением света. Наличие поблизости аналогичных излучающих атомов оказывает ничтожное влияние на излучение, и атомы излучают независимо друг от друга некогерентным образом. В диапазоне с. в. ч. такое самопроизвольное испускание внутренней энергии в виде излучения является сравнительно несущественным. Молекулы побуждаются к отдаче своей внутренней энергии путем расположения их в поле в. ч., которое возбуждается соседними излучающими молекулами или прикладывается извне. Такое вынужденное (индуцированное) излучение является когерентным, т. е. синфазным по отношению к общему полю излучения.

Движение электронов в атомах и молекулах происходит таким образом, что энергии электронов при этом образуют дискретный ряд, т. е. в атомах и молекулах могут существовать только такие движения, которые характеризуются определенными дозволенными значениями внутренней энергии. Таким образом, внутренняя энергия, связанная с движением электронов в пределах молекул, квантована, электрон может существовать только в определенных энергетических состояниях. Распределение энергетических состояний молекулы обычно представляют в виде диаграммы, изображенной на фиг. 1. В результате такого представления возник термин «энергетический уровень», который употребляется наряду с термином «энергетическое состояние».

Энергия колебаний атомов, соединенных в молекулы, и энергия вращения молекул квантованы аналогичным образом и также могут быть схематически представлены с помощью энергетических уровней. Другие источники внутренней энергии, например ориентация молекулярных (и ядерных) дипольных моментов в приложенном электрическом или магнитном поле, также квантованы.

¹⁾ Wittke J. P., *Proc. IRE*, 45, № 3, 291—316 (1957).

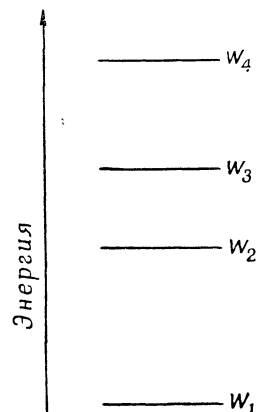
Различные энергетические состояния, соответствующие различной степени возбуждения электронного движения, обычно отстоят друг от друга на несколько электрон-вольт. Энергия колебаний молекул обычно значительно меньше и имеет порядок 10^{-3} эв, энергия вращения, а также энергия ориентации парамагнитных ионов в магнитных полях (в несколько тысяч гауссов) обычных лабораторных установок имеют еще меньшую величину, порядка 10^{-4} — 10^{-5} эв. Ядерные моменты имеют величину примерно на три порядка меньше, что соответствует энергии, равной приблизительно 10^{-7} эв.

Молекулы с определенным уровнем энергии могут взаимодействовать с полем микроволнового излучения определенной частоты и при этом или поглощать энергию поля излучения, переходя на более высокий уровень внутренней энергии, или под влиянием поля излучения могут отдавать часть своей внутренней энергии и переходить на более низкий энергетический уровень. Передаваемое при этом количество энергии $W_1 - W_2$, т. е. разность энергий между двумя энергетическими уровнями, связано с частотой поля излучения линейной зависимостью

$$W_1 - W_2 = h\nu,$$

где h — постоянная Планка, а ν — частота. Диапазон УКВ (примерно 100 МГц) соответствует разности энергий, примерно равной всего $4 \cdot 10^{-7}$ эв. Следовательно, поле в этом диапазоне может обусловить появление ядерного магнитного резонанса, т. е. поле, взаимодействуя с молекулами, может изменять ориентацию ядерных магнитных моментов в полях порядка нескольких тысяч гауссов. Сверхвысокие частоты порядка 10 ГГц соответствуют энергиям порядка $4 \cdot 10^{-5}$ эв, типичного для энергии вращения и для парамагнитной энергии электронов. Видимый свет, как отмечалось выше, соответствует сравнительно большой энергии, связанной с изменениями энергий движения электронов (несколько электрон-вольт). Из-за весьма слабых энергетических превращений на более низких частотах эффективные молекулярные усилители лучше всего работают на частотах, превышающих 1000 МГц.

Рассмотрим два энергетических уровня молекулы, между которыми разность энергии соответствует сверхвысокой частоте. Молекула в более низком энергетическом состоянии, находясь в электромагнитном поле этой частоты, поглощает энергию и переходит в более высокое энергетическое состояние. С другой стороны, атом в верхнем энергетическом состоянии отдаст энергию высокочастотному полю и перейдет на более низкий уровень. Вероятность обоих переходов одинакова. Поэтому результирующее поглощение или излучение энергии в системе, состоящей из многих молекул, зависит от того, в каком энергетическом состоянии находится больше молекул — в нижнем или в верхнем. Все молекулярные системы в состоянии теплового равновесия имеют больше электронов в нижнем состоянии (для каждой пары состояний) и поэтому поглощают энергию. Однако можно создать устройство, которое будет возмущать молекулярную систему и ставить ее в такие условия, при которых в верхнем состоянии (для каждой пары состояний) будет находиться больше молекул. Такая возмущенная излучающая система является «молекулярным усилителем»: попадающее в нее электромагнитное поле будет отбирать энергию от молекул. Путем подбора соответствующей обратной связи можно создать «молекулярный генератор».



Ф и г. 1. Диаграмма энергетических состояний (или уровней).

Имеется несколько способов получения условий для излучения. Один из них, проверенный экспериментально, представляет молекулярный усилитель (генератор) или Maser¹⁾ с пучками молекул [1], в котором пучок молекул аммиака разделяется физически на два пучка, из которых один содержит молекулы, находящиеся в верхнем состоянии, а второй — молекулы, находящиеся в нижнем состоянии. Пучок, соответствующий верхнему состоянию, затем используется в объемном резонаторе в качестве излучающей молекулярной системы микроволнового усилителя. Этот молекулярный генератор имеет чрезвычайно высокую чистоту спектра, тогда как аналогичный молекулярный усилитель имеет только очень узкую полосу усиления.

В другом устройстве — элементе с горячей сеткой — также используется аммиак. Но в противоположность лучевому молекулярному усилителю оно представляет собой «отпаянную» систему, не требующую непрерывной откачки. Состояние излучения поддерживается благодаря избирательному отражению молекул, находящихся в верхнем состоянии от одной из стенок. Кроме отсутствия насосов, преимущество такой системы связано с увеличением полосы на порядок величины по сравнению с молекулярным усилителем лучевого типа. Но полоса все-таки не превышает нескольких десятков килогерц.

Для увеличения полосы без потери в усилении нужны молекулярные системы с более высокой концентрацией. Предполагается, что использование твердых тел может обеспечить получение полосы порядка нескольких мегагерц. Используются два способа возбуждения таких систем путем взаимного обмена концентрациями между двумя уровнями: 1) возбуждение под воздействием короткого управляемого импульса с. в. ч. с частотой перехода; 2) возбуждение путем «быстрого адиабатического прохождения», когда сильное возбуждающее поле с. в. ч. раскачивается по частоте, проходя через частоту перехода.

Однако эти методы, по существу, являются импульсными и обеспечивают только прерывистое усиление. Поэтому был разработан метод возбуждения молекулярной системы твердого тела в непрерывном режиме. В соответствии с этим методом сильное поле с. в. ч. уравнивает концентрации на двух энергетических состояниях и обеспечивает усиление на более низкой частоте при помощи вынужденных переходов между одним из этих двух уровней и промежуточным невозможным уровнем. Тогда как для работы обычных ламп требуется затрата мощности постоянного тока, все данные методы возбуждения систем с использованием твердых тел связаны с затратой энергии на с. в. ч. В твердом теле продолжительность жизни возбужденного состояния, в течение которого может происходить взаимодействие вещества с излучением, частично определяется тепловыми движениями атомов решетки. Поэтому устройства с применением твердых тел работают, по-видимому, лучше всего при очень низких температурах (температурах жидкого гелия). Этот практический недостаток, вероятно, можно устранить путем применения вновь разработанных материалов с очень слабым взаимодействием с решеткой.

Ведется также разработка весьма узкополосного газового усилителя, возбуждаемого не энергией с. в. ч., а энергией видимого света. Эти работы должны обеспечить [как и в случае молекулярного усилителя (генератора)] получение перестраиваемого элемента с очень высоким значением Q для «атомных часов» или стандарта частоты.

Молекулярное усиление и генерация имеют два основных преимущества перед электронными приборами. Во-первых, при молекулярном усилении

¹⁾ Термин «Maser» [молекулярный усилитель (генератор)] произошел в результате сокращения выражения «Microwave Amplification by stimulated emission of radiation» («Усиление на с. в. ч. в результате стимулированного испускания излучения») и принят для широкого класса микроволновых усилителей, основанных на молекулярном взаимодействии. Он часто используется в более узком смысле применительно к одной разновидности молекулярного усилителя, использующей пучок возбужденных молекул.

отсутствуют многочисленные источники шумов, которые являются бичом электронного усиления (например, фликер-эффект, шумы за счет наведенного тока сетки, дробовой эффект и шумы распределения) [2, 3]. Поэтому молекулярные усилители могут иметь малые коэффициенты шума, а молекулярные генераторы могут обладать высокой чистотой спектра. Во-вторых, частоты определяются внутренним строением молекул. Поэтому при генерировании весьма коротких радиоволн в диапазоне с. в. ч. на частоту генерируемых колебаний не накладывается никаких ограничений, связанных с временем пролета в лампах обычного типа. Из недостатков молекулярного усилителя наиболее серьезным является, по-видимому, узкая полоса усиления.

В следующем разделе рассмотрены в общем виде основные физические процессы, происходящие в излучающих системах, и их молекулярные свойства. При достаточном знакомстве с основными представлениями о взаимодействии микроволновых колебаний с веществом этот раздел может быть при чтении опущен. Специфические требования, предъявляемые при усилении и генерировании, рассматриваются в разделе «Основные соотношения для усилителей и генераторов». В последующем разделе подробно обсуждаются рассмотренные ранее вопросы с точки зрения практики. Статью завершает раздел, в котором описано современное состояние этой области науки и намечены возможные направления развития в будущем.

ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА И ПРОЦЕССЫ В МОЛЕКУЛЯРНЫХ СИСТЕМАХ

Описание отдельной молекулы

Многочисленные эксперименты показали, что изолированная молекула не может иметь произвольную внутреннюю энергию и может находиться только в дискретном числе энергетических состояний, т. е. внутренняя энергия молекул квантована. Это свойство противоположно свойству свободного электрона, кинетическая или потенциальная энергия которого в электрическом поле может принимать любое значение в пределах непрерывного интервала величин¹⁾. Поэтому следует ожидать, что молекулы и электроны совершенно по-разному взаимодействуют с электромагнитным излучением. Для изучения молекулярных взаимодействий необходимо знать свойства молекул на различных уровнях внутренней энергии.

Согласно квантовой теории, состояние молекулы полностью определяется функцией состояния. Любое общее состояние молекулы может быть выражено с помощью линейной комбинации функций состояния, описывающих отдельные квантованные энергетические состояния. Обозначим функцию, соответствующую состоянию с внутренней энергией W_i , через ψ_i . Тогда любое общее состояние ψ может быть выражено в виде

$$\psi = \sum_i a_i \psi_i. \quad (1)$$

Коэффициенты a_i , которые могут быть комплексными, аналогичны коэффициентам в разложении Фурье и называются «вероятностными амплитудами». Их физический смысл заключается в том, что при измерении внутренней энергии вероятность получения величины W_i равна $|a_i|^2$. Равенство (1) можно истолковать следующим образом: если $a_i \neq 0$ при $i \neq j$ и $|a_j| = 1$, то энергия системы неопределенна, т. е. измерение энергии может дать любое значение W_i , для которого $a_i \neq 0$. Такая функция состояния описывает так

¹⁾ Кинетическая энергия молекулы и ее потенциальная энергия, зависящая от положения молекулы, также не квантованы. Однако рассматриваются только такие «молекулярные взаимодействия», при которых происходят изменения не кинетической и не потенциальной энергии молекулы, зависящей от ее положения, а внутренней энергии молекулы.

называемое состояние суперпозиции энергий, поскольку оно образуется в результате линейной комбинации абсолютных энергетических состояний ϕ_i . Очевидно, что для предварительной оценки результата измерения энергии существенна только величина коэффициента a_i . Однако другие свойства системы в состоянии суперпозиции, как, например, особенности взаимодействия с микроволновыми колебаниями, зависят от относительных фаз различных коэффициентов a_i , так же как и от их величин. Имеются также некоторые процессы, при которых энергия молекул не изменяется, но происходят изменения этих относительных фаз. Процесс взаимодействия между молекулами и излучением сильно зависит от таких явлений.

Описание многомолекулярных систем

До сих пор рассматривались только отдельные изолированные молекулы. Если некоторое количество таких молекул собрано вместе, то взаимодействие между этими элементами может быть слабым или спорадическим. Для предсказания свойств многомолекулярной макросистемы в отдельных случаях можно еще воспользоваться системой энергетических уровней отдельной молекулы с привлечением статистических методов. С другой стороны, в случаях сильного и непрерывного взаимодействия схема энергетических уровней отдельной молекулы нарушается и должна быть заменена другой схемой, описывающей макросистему в целом. Ниже рассматриваются системы со слабым или прерывистым взаимодействием между элементами. Даже среди твердых тел могут быть найдены системы, которые очень слабо связаны друг с другом и окружающей средой. Примером могут служить некоторые парамагнитные ионы, входящие в виде примесей в структуру кристаллической решетки.

Рассмотрим систему, состоящую из многих молекул. При измерении внутренней энергии одной из этих молекул оказывается, что эта энергия имеет одно из дискретных допустимых значений. Возникает вопрос о характере распределения молекул по этим допустимым энергетическим состояниям. Ответ на него может быть получен статистическими методами. Если система при абсолютной температуре T находится в тепловом равновесии, то в любом образце, содержащем много молекул, отношение числа молекул с энергией W_1 к числу молекул с энергией W_2 определяется выражением

$$\frac{N(W_1)}{N(W_2)} = \frac{N_1}{N_2} = \exp \left[-\frac{W_1 - W_2}{kT} \right], \quad (2)$$

где $k = 1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/}^\circ\text{К}$ ($1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/}^\circ\text{К}$) — постоянная Больцмана. Это больцмановское распределение характеризуется тем, что состояния с меньшей энергией населены более густо, чем состояния с более высокой энергией, и что отношение населенности любых двух уровней может быть увеличено путем понижения температуры и уменьшено путем ее повышения.

Релаксационные явления

Больцмановское распределение молекул по различным возможным энергетическим состояниям является равновесным. Это означает, что пока температура системы поддерживается постоянной, однажды установившееся равновесие сохраняется неопределенно долго¹⁾. Любое распределение, если оно не подвергается возмущению в течение достаточно длительного промежутка времени, будет самопроизвольно изменяться до тех пор, пока не станет равновесным. Процессы, вызывающие такие изменения, известны, как «процессы

¹⁾ Таким образом, оно должно соответствовать состоянию максимальной энтропии или наибольшей хаотичности.

релаксации». К таким процессам, играющим важную роль в молекулярных усилителях, относятся взаимодействие с полем излучения «черного тела», столкновения между молекулами, а также электрические и магнитные дипольные взаимодействия между молекулами.

Для удобства рассмотрения многих вопросов релаксационные процессы делятся на два класса, причем совсем не обязательно, чтобы они взаимно исключали друг друга. Эти классы соответствуют двум различным способам отклонения системы от состояния равновесия. Если известно общее число молекул в каждом энергетическом состоянии, то общая внутренняя энергия молекулярной системы определяется выражением

$$W = \sum_i N_i (W_i) W_i.$$

Если общая энергия молекулярной системы отличается от величины $W_{\text{рав.}}$, соответствующей тепловому равновесию, то будут происходить самопроизвольные изменения, которые приведут к абсолютному обмену энергиями между внутренними степенями свободы молекулярной системы и окружающей средой (тепловым резервуаром). Процессы, которые участвуют в этом обмене энергией, называются «продольными» релаксационными процессами. Во многих случаях, имеющих практическое значение, отклонение молекулярной внутренней энергии W от своего равновесного значения $W_{\text{рав.}}$ уменьшается во времени по экспоненциальному закону

$$\frac{d(W - W_{\text{рав.}})}{dt} = -\frac{1}{T_1}(W - W_{\text{рав.}}).$$

Величина, обратная постоянной затухания и имеющая размерность времени, известна под названием «продольного» («спин-решеточного») времени релаксации. Обычно она обозначается через T_1 ¹⁾.

Имеется и другая разновидность релаксационных процессов. Поскольку в равновесном состоянии имеет место полная беспорядочность или молекулярный хаос (максимум энтропии), любая когерентность или определенная фазовая взаимосвязь между различными молекулами, входящими в состав системы, соответствует (частично) упорядоченному, а следовательно, неравновесному состоянию. В этом случае для установления неравновесного состояния нет необходимости в том, чтобы энергия системы W отходила от своего равновесного значения $W_{\text{рав.}}$. Релаксационные процессы, которые стремятся нарушить такой порядок в системе, известны под названием «поперечных» процессов. В тех случаях, когда эти процессы могут адекватно описываться экспоненциальным убыванием упорядоченности, они характеризуются феноменологически «поперечным» (или «спин-спиновым») временем релаксации T_2 . Примеры релаксационных процессов такого типа показывают, что одновременный обмен энергиями может происходить или между системой и ее окружением, или только между элементами самой системы без энергетического обмена с тепловым резервуаром. Примером первого случая может служить столкновение между двумя молекулами газа, когда внутренняя энергия может быть преобразована в кинетическую энергию молекул. Примером второго случая может служить магнитное дипольное взаимодействие между двумя локализованными спинами в кристалле.

¹⁾ Не следует смешивать абсолютную температуру T и времена релаксации T_1 и T_2 . Эти обозначения стали стандартными в данной области науки, и поэтому они сохранены. Они возникли в науке о ядерном магнитном резонансе, когда внутренняя энергия является энергией магнитных диполей или ориентации спина в ядре, находящемся в приложенном магнитном поле. Термин «спин-решеточная» релаксация тоже возник в связи с ядерным магнитным резонансом, когда кристаллическая решетка представляет собой тепловой резервуар.

Молекулярное взаимодействие с полем излучения

Молекула может обмениваться энергией с электромагнитным полем только в том случае, когда частота колебаний связана с допустимыми значениями внутренней энергии молекулы условием Бора для частоты

$$W_i - W_j = h\nu, \quad (3)$$

где W_i и W_j — значения внутренней энергии i -го и j -го квантовых состояний, ν — частота излучения, $h=6,624 \cdot 10^{-27}$ эрг·сек ($6,624 \cdot 10^{-34}$ дж·сек) — постоянная Планка. Энергия монохроматической электромагнитной волны также квантована. Это означает, что энергия волны приходит в виде пакетов или фотонов и может изменяться только конечными скачками, соответствующими энергии фотона. Если ν — частота волны, то энергия фотонов равна $h\nu$. Взаимодействие может происходить в виде одного из следующих двух процессов: поглощение фотона молекулой с соответствующим увеличением внутренней энергии или испускание фотона с соответствующим уменьшением внутренней энергии. В соответствии с этими явлениями, приведенное выше условие (3) для частоты непосредственно вытекает из принципа сохранения энергии. Возникающее противоречие между квантованным полем излучения, состоящим из дискретных фотонов, и используемыми обычно электрическим и магнитным полями с непрерывным изменением, можно разрешить путем рассмотрения размеров фотона. На сверхвысокой частоте 10 Гц энергия фотона равна всего $6,6 \cdot 10^{-17}$ эрг ($6,6 \cdot 10^{-24}$ дж). На этой частоте волна, несущая 1 мквт мощности, соответствует потоку $1,5 \cdot 10^{17}$ фотонов/сек. Из-за того, что на практике приходится иметь дело с такими огромными количествами фотонов, дискретность энергии волн обычно не проявляется¹⁾.

Имеется три основных типа взаимодействия молекулы с полем излучения: поглощение, индуцированное (вынужденное) излучение и спонтанное (самопроизвольное) излучение. При поглощении, как показывает само название, фотон поглощается молекулой, которая поднимается до состояния, соответствующего более высокому уровню энергии. Вынужденное излучение является обратным процессом, когда под воздействием приложенного электромагнитного поля молекула испускает фотон с частотой приложенного поля и опускается на более низкий уровень внутренней энергии. При самопроизвольном излучении молекула в возбужденном энергетическом состоянии, т. е. в энергетическом состоянии, отличающемся от самого низкого, испускает фотон с характеристической частотой, определяемой условием Бора, даже не находясь под воздействием приложенного поля, и опускается на более низкий энергетический уровень. Взаимодействия этих типов были изучены Эйнштейном на феноменологической основе еще до того, как появилось соответствующее микроскопическое квантовое истолкование [6, 7]. Введенный им «коэффициент B » определяет вероятность поглощения или вынужденного излучения, а «коэффициент A » определяет вероятность самопроизвольного излучения. Очевидно, при усилении имеет место вынужденное излучение. В случае молекулярного генератора с. в. ч. основным процессом является когерентное самопроизвольное излучение. Иногда его можно рассматривать как самоиндуцированное стимулированное излучение, когда энергия индуцирующего поля поступает из самой молекулярной системы.

Переходы между *любыми* двумя внутренними энергетическими состояниями нельзя осуществить с помощью электромагнитного излучения. Помимо условия сохранения энергии, выраженного соотношением (3), приходится

¹⁾ Если считать, что поле излучения состоит из корпускулярных фотонов, то понятия фазы и другие вопросы, связанные с «двойственностью волновых и корпускулярных свойств» излучения, становятся слишком сложными для того, чтобы на них останавливаться. Заинтересованный читатель может обратиться за дальнейшим рассмотрением к руководствам по квантовой теории, например [4, 5].

учитывать закон сохранения количества движения и другие требования. Они накладывают ограничения на пары состояний, которые могут быть связаны посредством излучения. Эти ограничения известны как «правила отбора» и обычно выражаются в виде допустимых изменений квантовых чисел, характеризующих внутренние состояния. Например, вращательная энергия простой двухатомной молекулы может быть записана в виде

$$W_J = BJ(J+1),$$

где B — постоянная, зависящая от свойств молекулы, а J — вращательное квантовое число. Обычно правило отбора для переходов между состояниями с энергией W_J выражается в виде

$$\Delta J = J_{\text{конеч.}} - J_{\text{нач.}} = \pm 1,$$

т. е. при испускании или поглощении фотона вращательное квантовое число должно изменяться на единицу; причем знак плюс соответствует поглощению, а минус — излучению. Это обусловлено тем, что фотон является носителем единичного механического момента, который не может возникнуть из ничего.

Необходимо высказать очень важное замечание, относящееся к излучению и поглощению. Как микроскопическое квантовомеханическое, так и феноменологическое рассмотрение Эйнштейна указывают на то, что для данной напряженности приложенного поля с. в. ч. вероятность поглощения фотона молекулой, находящейся в нижнем энергетическом состоянии, в точности равна вероятности отдачи фотона молекулой в верхнем энергетическом состоянии в результате вынужденного излучения. В результате этого любая макросистема, в которой два энергетических уровня одинаково заполнены, будет абсолютно прозрачна для излучения с частотой, соответствующей разности энергий между этими уровнями. Если пренебречь обычно несущественными процессами самопроизвольного излучения, то наблюдаемое явление может быть обусловлено только несбалансированным заполнением уровней. Поэтому для расчетных целей можно не учитывать по возможности при рассмотрении переходов молекул между двумя энергетическими уровнями те молекулы, которые на другом уровне имеют соответствующую пару, и принимать во внимание только «избыток» молекул на уровне с большей населенностью.

В качестве примера рассмотрим газ, находящийся в тепловом равновесии. Поскольку интерес представляет излучение только на одной частоте, следует рассмотреть только два состояния, связанные посредством излучения на этой частоте. Присвоим верхнему энергетическому состоянию индекс 1, а нижнему состоянию — индекс 2. Пусть общее число молекул, находящихся в этих двух состояниях, равно N , т. е.

$$N_1 + N_2 = N.$$

Согласно соотношению (2),

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp \left[-\frac{W_2 - W_1}{kT} \right] = \exp \left[-\frac{h\nu}{kT} \right]. \quad (4)$$

Решая эти уравнения относительно N_1 и N_2 , получим

$$N_1 = \frac{N}{1 + \exp \left(-\frac{h\nu}{kT} \right)},$$

$$N_2 = \frac{\exp \left(-\frac{h\nu}{kT} \right) N}{1 + \exp \left(-\frac{h\nu}{kT} \right)}.$$

Если отбросить «парные» молекулы, то «избыточное заполнение» равно

$$N_1 - N_2 = N \operatorname{th} \left(\frac{h\nu}{2kT} \right). \quad (5a)$$

Обычно на сверхвысоких частотах $(h\nu/2kT) \ll 1$ и равенство (5a) принимает упрощенный вид

$$N_1 - N_2 \approx \frac{h\nu}{2kT} N. \quad (5б)$$

[При весьма низких температурах должно использоваться равенство (5a).] Если излучение с частотой ν попадает в газ, то он поглощает энергию (так как $N_1 > N_2$) с той же скоростью, что и газ, состоящий из $(h\nu/2kT)N$ молекул, из которых все находятся в нижнем энергетическом состоянии.

Как было показано, электромагнитное поле соответствующей частоты может индуцировать переходы между энергетическими уровнями. Но следует помнить, что одновременно с этими переходами действуют релаксационные явления, которые стремятся вернуть систему в состояние теплового равновесия. При слабых индуцирующих полях релаксационные явления достаточно сильны, чтобы удерживать систему в поглощающем состоянии, близком к состоянию теплового равновесия. Но если напряженность электромагнитного поля возрастает, то молекулы стремятся к вынужденным переходам в верхнее энергетическое состояние настолько быстро, что релаксационные процессы не могут вернуть их в нижнее состояние. При этом зона «спаренных» молекул смещается по отношению к равновесному распределению и все меньше молекул остается в поглощающем «избытке». Общая поглощаемая мощность не уменьшается, так как поглощение мощности на одну молекулу при более сильных полях возрастает. Однако оно достигает предела, определяемого максимальной скоростью, с которой релаксационные процессы могут отдавать из молекулярной системы внутреннюю энергию, пополняющуюся за счет поля с. в. ч. При этих условиях микроволновое поглощение вступает в фазу так называемого «насыщения». С аналогичными явлениями приходится сталкиваться и при рассмотрении усиления.

В предыдущих рассуждениях предполагалось, что энергетические уровни являются абсолютно линейными, т. е. что два энергетических уровня связаны только одной (мономатической) частотой. На самом деле это не совсем так: переходы могут индуцироваться в полосе частот, сгруппированных вокруг частоты, определяемой по формуле (3). Таким образом, спектральные «линии» поглощения или излучения имеют конечную ширину частотной полосы, которая может быть отнесена за счет ширины соответствующих энергетических уровней. Физическая причина, обуславливающая эту ширину, заключается в том, что благодаря релаксационным процессам молекула взаимодействует с полем излучения лишь в течение конечного интервала времени, прежде чем она «выходит из фазы», и (вследствие этого) взаимодействие мгновенно прекращается. Но за время взаимодействия, примерно равное T_2 , наблюдатель, связанный с молекулой, воспримет одно и то же число периодов поля с. в. ч. для всех частот в полосе $\Delta\nu \approx (1/T_2)$. Иными словами, в пределах полосы $\Delta\nu$ этот наблюдатель не сможет обнаружить, какая частота воздействует на молекулу за время T_2 , прежде чем взаимодействие прекратится. Ширина спектра молекулярного резонанса должна, таким образом, определяться соотношением $\Delta\nu T_2 \approx 1$. При этом короткие интервалы релаксации обуславливают широкие линии, и наоборот. Это совпадает и с результатами наблюдений: в газе, для которого значение T_2 обратно пропорционально давлению, наблюдавшаяся ширина линии была пропорциональна давлению. Процессы, связанные с выходом из фазы и не характеризующиеся временем релаксации T_2 , как, например, эффект Доплера, приводят к аналогичному результату. Такие явления обычно встречаются в микроволновой спектроскопии газов и обеспе-

чивают средства для подробного изучения процессов молекулярного взаимодействия [8, 9]. В случае твердого тела, когда молекулы расположены очень близко друг к другу, часто встречаются сильные взаимодействия, обуславливающие малые времена релаксации. Таким образом, резонансы в системах твердого тела могут перекрывать широкую полосу частот. (Резонансы с полосой порядка несколько сот мегагерц обычно слишком широки для использования в целях усиления, но могут быть найдены полосы, соответствующие примерно 1 Мгц.)

В некоторых случаях определенные частоты связывают более чем одну пару состояний. Это может быть вызвано тем, что два или более внутренних состояния соответствуют одной и той же энергии (случай «вырождения»), или же тем, что две или более пары уровней «случайно» оказываются отделенными друг от друга одним и тем же энергетическим интервалом. Из этих двух случаев первый встречается чаще. Но во многих системах, представляющих интерес, ни одно из этих явлений не имеет места. Чтобы упростить рассмотрение, в последующем изложении предполагается, что эти явления отсутствуют. Если пренебречь влиянием всех энергетических состояний, кроме двух, непосредственно связанных между собой, то такое приближение является достаточно хорошим. Это сводит задачу к сравнительно простому случаю двух состояний.

Свойства системы с двумя состояниями

В случае, когда имеют значение только два энергетических уровня, система молекул взаимодействует с полем излучения только при условии, что частота поля близка к резонансной частоте ν_0 . Такое поле излучения индуцирует переходы между данными двумя энергетическими состояниями: молекулы в нижнем энергетическом состоянии при переходе поглощают энергию поля излучения и поднимаются в верхнее энергетическое состояние, а молекулы в верхнем энергетическом состоянии отдают свою энергию полю и опускаются в нижнее энергетическое состояние. Как указывалось выше, вероятность поглощения фотона атомом, находящимся в нижнем состоянии, и перехода этого атома в верхнее состояние в точности равна вероятности испускания фотона атомом, находящимся в верхнем состоянии, и перехода этого атома в нижнее состояние. (При этом обычно слабые явления спонтанного излучения не принимаются во внимание.) Полуквантовомеханический расчет вероятностей этих переходов приводится в приложении. Основной результат, представляющий в данном случае интерес, заключается в том, что если в момент $t=0$ молекула находится в каком-то одном энергетическом состоянии, то в момент t вероятность того, что молекула подверглась переходу и находится в другом состоянии, определяется выражением

$$\text{Вероятность перехода} = \frac{\left(\frac{pE}{h}\right)^2}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{pE}{h}\right)^2} \sin^2 \left\{ \pi t \sqrt{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{pE}{h}\right)^2} \right\}. \quad (6)$$

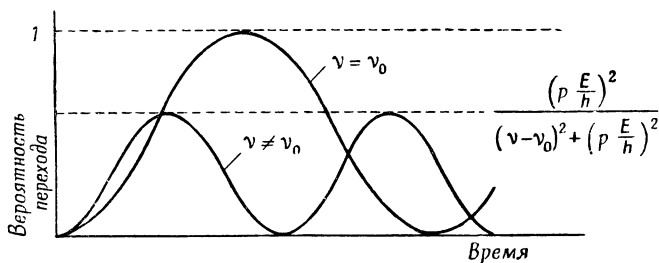
В данном случае рассматривался дипольный переход, где p — момент молекулярного электрического диполя, а E — амплитуда приложенного поля с. в. ч. (Хотя рассматривался электрический случай, все выражения остаются столь же справедливыми, если вместо E подставить магнитное поле с. в. ч. H^1), при условии, что в этом случае p — момент магнитного диполя.) Вели-

¹) Строго говоря, для поля с.в.ч. вместо H следовало использовать B . Но обычно пользуются вектором H . Чтобы избежать недоразумений, в данной статье всюду будет использоваться поле H .

чина ν представляет собой частоту приложенного поля, а $\nu_0 = (W_2 - W_1)/h$. Выражение (6) представлено графически на фиг. 2. Как показано на графике, вероятность перехода колеблется между нулем и величиной

$$\frac{\left(\frac{pE}{h}\right)^2}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{pE}{h}\right)^2}.$$

При резонансе ($\nu = \nu_0$) молекула колеблется между данными двумя состояниями, а вблизи от резонанса молекула, вышедшая из одного состояния, никогда в точности не попадает (с определенностью) на другое состояние прежде, чем произойдет обратный переход.



Ф и г. 2. График зависимости вероятностей перехода между энергетическими состояниями от времени для молекул, которые первоначально находятся в одном из двух состояний, связанных между собой сверхвысокой частотой, а затем подвергаются воздействию электромагнитного излучения на резонансной частоте или вблизи нее.

Средний поток мощности, передаваемый благодаря переходам полю излучения или отбираемый от него, зависит от соответствующего усреднения вероятностей перехода, а это усреднение зависит от физических условий, в которых протекает данное явление. К числу важных случаев относятся беспорядочно распределенные по времени столкновения, определяющие период взаимодействия. Из формулы (6) следует, что мгновенная скорость передачи энергии равна

$$P(t) = P(t - t_1) = h\nu_0 \frac{d}{dt} (\text{от вероятности перехода}) = \\ = \frac{\pi h \nu_0 \left(\frac{pE}{h}\right)^2}{\sqrt{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{pE}{h}\right)^2}} \sin \left\{ 2\pi \sqrt{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{pE}{h}\right)^2} (t - t_1) \right\}. \quad (7)$$

В данном случае последнее столкновение, соответствующее окончанию периода взаимодействия, происходит в момент t_1 . Вероятность того, что последнее столкновение молекулы произойдет в интервале между моментами времени t_1 и $t_1 + dt_1$, определяется выражением

$$\frac{1}{T_2} \exp \left[-\frac{t - t_1}{T_2} \right] dt_1.$$

Средняя мощность находится путем усреднения (7) по этому распределению моментов времени t_1

$$P_{\text{ср.}} = \int_{-\infty}^t P(t - t_1) \frac{1}{T_2} \exp \left[-\frac{t - t_1}{T_2} \right] dt_1; \\ P_{\text{ср.}} = \frac{h\nu}{2T_2} \left(\frac{pE}{h}\right)^2 \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{1}{2\pi T_2}\right)^2 + \left(\frac{pE}{h}\right)^2}.$$

В произведенном выше усреднении по моментам столкновения подразумевалось, что $T_1 = T_2$. Расчет, произведенный для случая $T_1 \neq T_2$, приводит к более общему результату

$$P_{\text{ср.}} = \frac{h\nu}{2T_2} \left(\frac{pE}{h} \right)^2 \frac{1}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{1}{2\pi T_2} \right)^2 + \frac{T_1}{T_2} \left(\frac{pE}{h} \right)^2}. \quad (8)$$

Это выражение описывает не что иное, как часто наблюдаемую форму кривой Лоренца (фиг. 3). Из рассмотрения последнего множителя в выражении (8) следует, что мощность, грубо говоря, не зависит от частоты до тех пор, пока

$$(\nu - \nu_0)^2 \ll \left(\frac{1}{2\pi T_2} \right)^2 + \frac{T_1}{T_2} \left(\frac{pE}{h} \right)^2,$$

и быстро падает при удалении от резонанса, когда

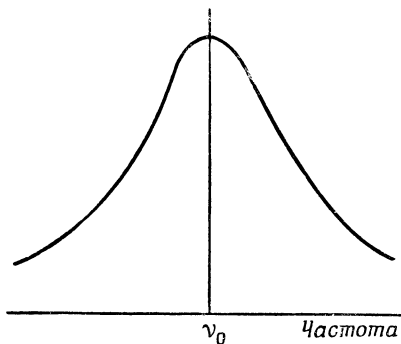
$$(\nu - \nu_0)^2 \gg \left(\frac{1}{2\pi T_2} \right)^2 + \frac{T_1}{T_2} \left(\frac{pE}{h} \right)^2.$$

Таким образом, ширина полосы взаимодействия приблизительно определяется выражением

$$(\nu - \nu_0)^2 \approx \left(\frac{1}{2\pi T_2} \right)^2 + \frac{T_1}{T_2} \left(\frac{pE}{h} \right)^2. \quad (9)$$

Это иллюстрирует общую особенность, свойственную всем физическим явлениям. При коротких временах релаксации взаимодействие распространяется на широкую полосу частот, и наоборот, а при высоких напряжениях поля с. в. ч. полоса частот взаимодействия аналогично расширяется (случай насыщения).

При других физических условиях, например в устройствах, использующих молекулярный пучок, когда время взаимодействия равно времени прохождения пучка через устройство, усреднение во времени отличается от изложенного выше и результирующая форма кривой не соответствует кривой Лоренца. Но основные идеи и общие результаты сохраняются при любом правильном усреднении.



Ф и г. 3. Кривая средней мощности передаваемой при взаимодействии между молекулами и электромагнитным полем на частотах, близких к резонансной. Зависимость имеет форму часто наблюдаемой кривой Лоренца.

Классическое рассмотрение

В предыдущем изложении применялся полуквантомеханический микроскопический подход, когда выводы по результатам экспериментов с большим количеством молекул производились на основе тех явлений, которые происходят с отдельными молекулами. В большинстве случаев, встречающихся при усилении, важны только макроскопические свойства и все результаты могут быть получены на феноменологической основе путем применения чисто классических приемов.

Связь между микроскопическим и макроскопическим подходами можно, например, проиллюстрировать на системе электронных спинов в магнитном поле. Элементарные диполи могут существовать только в двух энергетических состояниях, соответствующих их ориентации, грубо говоря, по направлению поля и против него. Из соотношения (5б) следует, что при тепловом равновесии избыточное число спинов в нижнем энергетическом состоянии, ориентированных по направлению поля, определяется выражением

$$N_1 - N_2 = \frac{h\nu}{2kT} N.$$

Но в данном случае

$$h\nu = 2\mu H,$$

где μ — величина составляющей элементарного диполя по направлению поля, так что

$$N_1 - N_2 = \frac{N\mu}{kT} H.$$

Макроскопический магнитный момент определяется по формуле

$$M = \mu (N_1 - N_2) = \frac{N\mu^2}{kT} H.$$

Отсюда следует, что статическая магнитная восприимчивость χ_0 определяется из соотношения

$$M = \chi_0 H,$$

где

$$\chi_0 = \frac{N\mu^2}{kT}.$$

(Расхождение в 3 раза между этим выражением и классической формулой Ланжевена является скорее кажущимся, чем действительным: μ является составляющей общего дипольного момента μ_0 , направленной параллельно полю, и, исходя из квантомеханических представлений, можно показать, что $\mu_0 = \sqrt{3}\mu$.)

Макроскопический момент \mathbf{M} параллелен и пропорционален общему механическому моменту \mathbf{A} системы

$$\mathbf{M} = \gamma \mathbf{A},$$

где γ известно под названием гиромагнитного отношения системы. Динамика системы может быть описана классическим соотношением между моментом силы, который приложен к системе, обладающей механическим моментом, и скоростью изменения механического момента.

$$\frac{d\mathbf{A}}{dt} = \text{Момент силы} = [\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}];$$

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma [\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}],$$

или

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma (M_y H_z - M_z H_y);$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma (M_z H_x - M_x H_z);$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma (M_x H_y - M_y H_x).$$

Направим сильное постоянное магнитное поле вдоль оси z и предположим, что магнитные поля с. в. ч. действуют в плоскости xy . Тогда энергия спинов системы записывается в виде

$$W = -M_z H_z,$$

а величина, соответствующая тепловому равновесию, равна

$$W_{\text{рав.}} = -M_{\text{рав.}} H_z.$$

Если в записанных выше уравнениях учесть влияние релаксационных про-

цессов, то эти уравнения принимают вид

$$\begin{aligned}\frac{dM_x}{dt} &= \gamma (M_y H_z - M_z H_y) - \frac{1}{T_2} M_x; \\ \frac{dM_y}{dt} &= \gamma (M_z H_x - M_x H_z) - \frac{1}{T_2} M_y; \\ \frac{dM_z}{dt} &= \gamma (M_x H_y - M_y H_x) - \frac{1}{T_1} (M_z - M_{\text{рав.}}).\end{aligned}$$

Это — известные уравнения, впервые введенные Блохом [10] для объяснения явлений ядерного магнитного резонанса.

Аналогичные классические рассуждения можно применить к системам молекулярного усиления, рассматриваемым ниже, вводя комплексную электрическую или магнитную восприимчивость с. в. ч., мнимая часть которой соответствует поглощению (или излучению) энергии молекулярной системой, а действительная часть — молекулярно индуцированной дисперсии. Но в этой статье применяется микроскопический подход, поскольку он более подробно описывает протекающие процессы.

ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ДЛЯ УСИЛИТЕЛЕЙ И ГЕНЕРАТОРОВ

В предыдущем разделе рассматривались основные физические процессы, играющие важную роль в микроволновом усилении за счет использования молекулярного взаимодействия между веществом и излучением. Ниже эти идеи применены непосредственно к процессам микроволнового усиления и генерирования, в частности к возможной зависимости усиления от времени, к возможностям выдержать ту или иную мощность, к возможному коэффициенту усиления, к коэффициенту шумов и к к. п. д. молекулярных усилителей.

Непрерывный и импульсный режим работы

Процесс усиления или излучения неизбежно сопровождается возбуждением молекулярной системы, в результате которого она переходит в излучающее состояние, т. е. в такое состояние, когда на верхнем энергетическом уровне находится больше молекул. Следовательно, если все молекулы в системе возбуждаются одновременно, то возможен только импульсный режим работы¹⁾ и каждый полезный период усиления или излучения должен сопровождаться «мертвым» периодом, в течение которого система подвергается возбуждению. Для обеспечения непрерывной работы различные молекулы, составляющие макросистему, должны возбуждаться не одновременно. Процесс возбуждения может происходить в той же области, что и процесс усиления, или же молекулы могут возбуждаться вне области взаимодействия, а затем переноситься в область, где происходит усиление. Каждая из этих возможностей используется в одном или нескольких устройствах, рассмотренных ниже.

Во всех молекулярных устройствах как в усилителях, так и в генераторах потери мощности в электромагнитных системах имеют существенное значение. Для получения усилителя (или генератора) достаточно, чтобы от молекулярной системы передавалось полю больше мощности, чем поглощалось в самой системе (в результате омических потерь). В импульсной системе состояние макросистемы является функцией времени, а следовательно, и соблюдение условия усиления также может зависеть от времени.

¹⁾ Необходимо в этом случае уточнить терминологию. Хотя непрерывно работающий усилитель (или генератор) всегда можно запира́ть и отпира́ть, добываясь таким образом прерывистой или «импульсной» работы, однако в этой статье термин «импульсная работа» относится не к такой «непрерывной работе с отпиранием и запира́нием», а только к системам, в которых передача энергии полю прерывается по внутренним причинам, связанным со способом возбуждения.

Насыщение

Как показано выше (8) для поглощения (а также и для излучения), передача энергии полю излучения пропорциональна приходящей мощности, в связи с чем усиление линейно до тех пор, пока

$$\frac{T_1}{T_2} \left(\frac{pE}{h} \right)^2 \ll \left(\frac{1}{2\pi T_2} \right)^2,$$

или

$$E \ll \frac{h}{2\pi p \sqrt{T_1 T_2}}. \quad (10)$$

Практически линейное усиление получается только в том случае, когда в результате вынужденного излучения отбирается лишь небольшая часть общей энергии молекулярной системы. Таким образом, если напряженность поля с. в. ч., индуцирующего переходы, не удовлетворяет указанному выше условию, то усилитель работает в нелинейном режиме (с насыщением). Из соотношения (9) следует, что ширина полосы частот взаимодействия (без насыщения) связана с временем релаксации условием

$$\text{Молекулярная полоса} \lesssim \frac{1}{\pi T_2}.$$

Следовательно, условием линейности усиления является неравенство

$$E \ll \frac{h}{2p} \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} \times \text{Молекулярная полоса}.$$

Для обычных электрических дипольных переходов, например в газовых системах, p имеет порядок 10^{-18} CGSE ($1,6 \cdot 10^{-29}$ кулон·м), для магнитных дипольных переходов, которые происходят в парамагнитном усилителе, p равно примерно 10^{-20} CGSM¹⁾ (10^{-23} дж·м²/вб). Таким образом, для линейного усиления необходимо, чтобы поля с. в. ч. удовлетворяли условиям

$$E \text{ (электрический диполь)} \ll 3 \cdot 10^{-9} \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} \times (\text{Молекулярная полоса}) \times$$

$$\times \text{статич. в/см} \ll 10^{-4} \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} \times (\text{Молекулярная полоса}) \text{ в/м}.$$

$$H \text{ (магнитный диполь)} \ll 3 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} \times (\text{Молекулярная полоса}) \times$$

$$\times \text{гаусс} \ll 3 \cdot 10^{-11} \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} \times (\text{Молекулярная полоса}) \text{ вебер/м}^2. \quad (11)$$

Эти условия линейности можно связать с потоком мощности, поступающим в объемный резонатор усилителя. В парамагнитном усилителе на твердом теле, работающем на частоте 10 Гц с полосой 1 МГц при $T_1 = T_2$, напряженность высокочастотного магнитного поля в резонаторе должна быть значительно меньше 1 гаусс, что соответствует входной мощности, значительно меньшей 1 вт. Поскольку рассмотренный для примера молекулярный усилитель относится к числу тех, которые сравнительно трудно поддаются насыщению, очевидно, что от молекулярных усилителей нельзя ожидать больших мощностей.

Коэффициент усиления

При рассмотрении усиления, которое может быть обеспечено молекулярным усилителем, снова должны быть учтены физические условия. Вначале

¹⁾ В статье используются гауссовы единицы, т. е. электростатические единицы CGS (CGSE) для электрических величин и электромагнитные единицы CGS (CGSM) для магнитных величин. Этот выбор сделан в соответствии с общепринятыми традициями.

следует произвести грубую оценку усилителя, работающего в непрерывном режиме и состоящего из волновода, содержащего молекулы, способные излучать. Молекулы в таком усилителе должны находиться в правильном фазовом соотношении с полем сигнала; в противном случае они будут поглощать, а не излучать энергию. Правильная фазировка может быть обеспечена путем взаимодействия молекул с полем сигнала в верхнем энергетическом состоянии ψ_2 , соответствующем молекулам, находящимся на верхнем энергетическом уровне, а не в энергетическом состоянии, определяемом суперпозицией различных уровней. Если допустить, что усиливаемый сигнал находится в резонансе ($\nu = \nu_0$) и достаточно слаб, чтобы явления насыщения отсутствовали, то средняя мощность, излучаемая каждой молекулой, в соответствии с формулой (8) определится выражением

$$P = \frac{2\pi^2 \nu p^2 E^2 T_2}{h}. \quad (12)$$

Если в процессе излучения участвует N молекул, то общая мощность равна

$$P_{\text{общ.}} = \frac{2\pi^2 N \nu p^2 E^2 T_2}{h}.$$

Мощность, поступающая в волновод, имеет порядок

$$P_{\text{вх.}} = \frac{c A E^2}{8\pi},$$

где c — скорость света, а A — площадь поперечного сечения волновода. Поскольку прирост мощности на бесконечно малом участке усилителя пропорционален поступающей мощности, волна, распространяясь по волноводу мимо излучающих молекул, экспоненциально возрастает. Таким образом, если пренебречь затуханием в волноводе, то усиление может быть представлено выражением

Усиление = $\exp(\alpha l)$, где l — длина усилителя, а коэффициент усиления α определяется формулой

$$\alpha = \frac{P_{\text{излуч.}/\text{см.}}}{P_{\text{вх.}}} \approx \frac{16\pi^3 \nu p^2 T_2 N_0}{hcA}, \quad (13)$$

где N_0 — число молекул на единицу длины, участвующих в излучении, т. е. «избыток» молекул в верхнем состоянии. Практически (например, в «элементе с горячей сеткой», рассматриваемом ниже) α имеет порядок 10^{-3} — 10^{-4} см^{-1} . Следовательно, для получения усиления порядка 10 требуется усилитель длиной в несколько десятков метров.

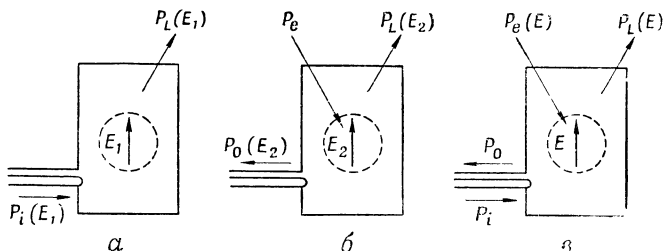
Физический смысл формулы (13) заключается в следующем. С возрастанием ν усиление увеличивается, так как энергия, отдаваемая каждой взаимодействующей молекулой («размер» каждого фотона), пропорциональна частоте. Более сильная связь между полем излучения и молекулами, определяемая дипольным моментом p , так же ведет к возрастанию усиления, как и увеличение «избытка заполнения» излучающих молекул N_0 . Наконец, чем продолжительнее время T_2 , в течение которого молекула взаимодействует с полем излучения до своего перехода, тем больше вероятность того, что она отдаст свою энергию, имеющуюся в виде фотона, участвуя таким образом в процессе усиления.

Чтобы избежать практических трудностей, связанных с использованием длинного усилителя, можно применить резонансную систему, например объемный резонатор, который обеспечивает достаточно длинный эффективный электрический путь на небольшой геометрической длине. Если молекулярная система расположена в объемном резонаторе, то к усилителю автоматически подсоединяется положительная обратная связь. Известно, что коэффициент усиления такого регенеративного усилителя может оказаться произвольно

большим и на пороге генерации обращается в бесконечность. В реальном случае может использоваться резонатор с произвольными связями, работающий на прохождение сигнала или его отражение. Особенно легко поддается анализу случай резонатора, который при согласовании с линией передачи работает на отражение; при этом проявляются многие особенности, представляющие интерес (фиг. 4). Выход усилителя определяется мощностью, выходящей из резонатора, а его вход — приходящей мощностью. Свойства такого усилителя могут быть продемонстрированы следующим образом.

Рассмотрим два случая:

1) Мощность P_i попадает в резонатор, содержащий молекулярную систему, но молекулярное взаимодействие полностью «отключается» путем сдвига



Фиг. 4. Графическое пояснение к соотношениям между мощностью и полем в усилителе с согласованным резонатором, работающим на отражение.

a—волна попадает в резонатор, возбуждая в нем переменное поле E_1 и рассеиваясь благодаря омическим потерям в стенках резонатора; *б*—излучающая молекулярная система передает в резонатор мощность P_e , возбуждая поле E_2 и образуя выходящую волну P_0 ; *в*—суперпозиция двух предыдущих случаев.

частоты взаимодействия (например, при помощи эффекта Штарка или Зеемана¹⁾). В резонаторе около молекулярной системы создается резонансное поле напряженностью E_1 , причем имеются потери в стенках P_L . Выходящая волна отсутствует, так как резонатор согласован (фиг. 4, *a*). В этом случае

$$P_i = P_L = \frac{\sqrt{V}\bar{E}_1^2}{4Q_0}, \quad (14)$$

где \bar{E}_1^2 — квадрат поля, усредненный по объему резонатора¹

$$\bar{E}_1^2 = k_0 \bar{E}_1^2, \quad (15)$$

V — объем резонатора; Q_0 — ненагруженная добротность резонатора; k_0 зависит от коэффициента заполнения.

2) В этом случае приходящая волна отсутствует, но молекулярная система в резонаторе передает энергию полю, возбуждая высокочастотное поле E_2 . Таким образом, имеются выходящая волна P_0 и потери в стенках $P_L(E_2)$ (фиг. 4, *б*), которые связаны с E_2 соотношением

$$P_0 = P_L = \frac{\sqrt{V}\bar{E}_2^2}{4Q_0}. \quad (16)$$

Мощность, излучаемую молекулярной системой, обозначим через P_e . Тогда $P_e = P_0 + P_L$.

Наконец, рассмотрим суперпозицию этих двух случаев, когда поля E_1 и E_2 находятся в фазе (фиг. 4, *в*). В соответствии с законом сохранения энергии требуется, чтобы

$$P_i + P_e = P_0 + P_L.$$

¹⁾ Сдвиг энергии молекулярного состояния, обусловленный приложенным электрическим полем, известен под названием эффекта Штарка по имени ученого, который открыл это явление. Аналогичный сдвиг энергетического уровня в магнитном поле известен под названием эффекта Зеемана.

Величины P_e и P_L являются функциями результирующего поля $E = E_1 + E_2$ в резонаторе, тогда как величина P_i связана только с частью E_1 , а P_0 — с частью E_2

$$P_i(E_1) + P_e(E) = P_0(E_2) + P_L(E). \quad (17)$$

Но из (14) — (16) следует, что

$$P_i(E_1) = \frac{k_0 \nu V}{4Q_0} E_1^2,$$

$$P_0(E_2) = \frac{k_0 \nu V}{4Q_0} E_2^2,$$

тогда как

$$P_L(E) = \frac{k_0 \nu V}{4Q_0} E^2.$$

Допустим, что кривая для P_e имеет форму кривой Лоренца, которая определяется выражением (8)

$$P_e(E) = \frac{k_1 E^2}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{1}{2\pi T_2} \right)^2 + \left(\frac{pE}{h} \right)^2}. \quad (18)$$

После определения величин

$$D \equiv \frac{k_0 \nu V}{4Q_0} \left(\frac{h}{p} \right)^2 \left[(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{1}{2\pi T_2} \right)^2 \right], \quad S \equiv \frac{k_1 h^2}{p^2},$$

$$e_i \equiv \frac{\left(\frac{p}{h} \right)}{\sqrt{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{1}{2\pi T_2} \right)^2}} E_i$$

условие сохранения энергии (17) приобретает вид

$$De_1^2 + \frac{Se^2}{1+e^2} = De_2^2 + De^2.$$

Если в дальнейшем ввести «параметр генерации» L

$$L \equiv \frac{S}{2D} = \frac{2k_1 Q_0}{k_0 \nu V \left[(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{1}{2\pi T_2} \right)^2 \right]},$$

то уравнение принимает форму

$$e^3 - e_1 e^2 + (1 - L) e - e_1 = 0, \quad (19)$$

где

$$e = e_1 + e_2.$$

При фиксированном значении L можно без труда найти решения этого уравнения, определяющие e , а следовательно, и e_2 в зависимости от e_1 . Коэффициент усиления находится по формуле

$$\text{Коэффициент усиления} = \frac{E_2^2}{E_1^2} = \frac{e_2^2}{e_1^2}.$$

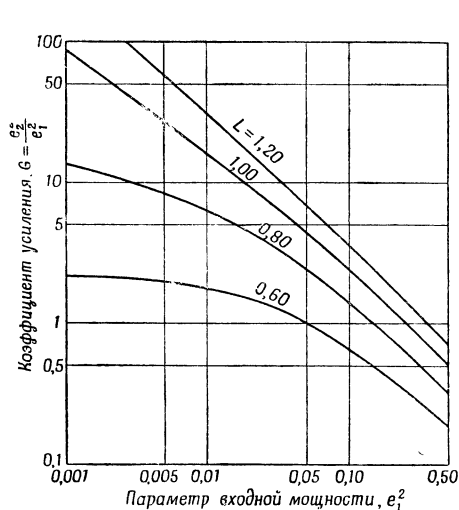
Зависимость коэффициента усиления от входной мощности (фактически от e_1^2) для различных значений L представлена графически на фиг. 5. На фиг. 6 дан график зависимости выходной мощности (e_2^2) от входной мощности (e_1^2). Рассмотрение графиков показывает, что оптимальные рабочие условия соответствуют малым значениям e_1 , т. е. отсутствию насыщения. При этом коэффициент усиления равен

$$\text{Коэффициент усиления (при отсутствии насыщения)} = \frac{L^2}{(1-L)^2}. \quad (20)$$

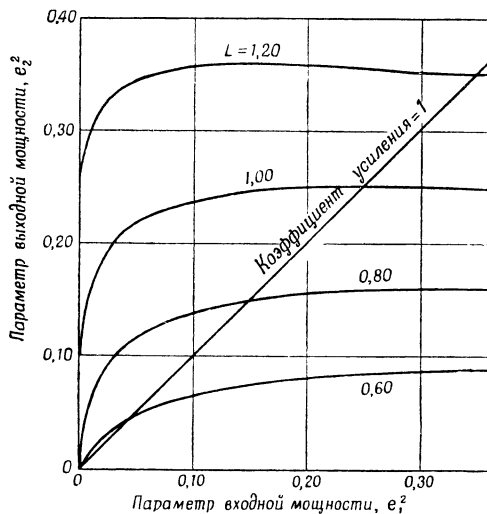
При отсутствии приходящей мощности уравнение (19) принимает вид

$$e^3 + (1 - L)e = 0.$$

Это уравнение имеет следующие решения: $e = 0$ и $e^2 = L - 1$. При значении $L < 1$ второе решение лишено смысла, но если $L > 1$, то в резонаторе может существовать реальное конечное поле, т. е. генерация может поддерживаться. Поэтому величина L названа «параметром генерации». Графики ясно показывают, что при мощных входных полях наступает насыщение и коэффициент усиления падает, становясь в конце концов меньше единицы,



Фиг. 5. Графики зависимости коэффициента усиления от параметра входной мощности e_1^2 при различных значениях параметра генерации L для усилителя с согласованным резонатором, работающим на отражение. Величина L равна отношению мощности, отдаваемой молекулярной системой (ненасыщенной), к удвоенной мощности, затраченной на омические потери в стенках.



Фиг. 6. Графики зависимости параметра выходной мощности e_2^2 от параметра входной мощности e_1^2 при различных значениях параметра генерации L для усилителя с согласованным резонатором, работающим на отражение.

когда мощность, подаваемая на молекулярную систему, перестает компенсировать большие потери в стенках, обусловленные сильными полями в резонаторе за счет большой входной волны. Формула (20) для коэффициента усиления при низком уровне мощности показывает, что при увеличении параметра генерации до единицы коэффициент усиления возрастает до бесконечности.

Можно также проанализировать случай резонатора с произвольной связью, работающего на прохождение, однако этот общий случай требует весьма громоздких математических вычислений. Аналогично в случае, когда зависимость излучаемой молекулами мощности P_e от напряженности высокочастотного поля E отличается от равенства (18), общая картина (за исключением отдельных деталей) остается неизменной.

Ширина полосы

На полосу усиления влияют два фактора: молекулярные релаксационные процессы и электромагнитная система. (Возможно, что последний фактор будет также определять и первый.) Релаксационные процессы определяют величину, которую называют «молекулярной полосой» и которая представляет

собой ширину резонансной кривой наблюдаемой при обычной спектроскопии с использованием поглощения. Эта ширина рассмотрена выше в предыдущем разделе. Но реальный усилитель имеет несколько более узкую полосу.

Чтобы убедиться в этом, рассмотрим случай нерезонансного волноводного усилителя с молекулярной спектральной характеристикой Лоренца;

$$\text{Коэффициент усиления} = \exp(\alpha l)$$

и

$$\alpha = \frac{\text{const}}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{1}{2\pi T_2}\right)^2}.$$

Понимая под полосой интервал частот между точками, в которых коэффициент усиления равен половине своего максимального значения, нетрудно показать, что

$$\begin{aligned} \text{Полоса усиления} &= \sqrt{\frac{\ln 2}{\ln \frac{(\text{Коэф. усил.})_{\text{макс.}}}{2}}} \cdot \frac{1}{\pi T_2} = \\ &= \sqrt{\frac{\ln 2}{\ln \frac{(\text{Коэф. усил.})_{\text{макс.}}}{2}}} \times \text{Молекулярная полоса}. \end{aligned}$$

Аналогично в случае усилителя на согласованном резонаторе с резонансом лоренцевого типа можно показать, что из формул для коэффициента усиления следует соотношение

$$\text{Коэффициент усиления} = \frac{L^2}{(1-L)^2},$$

а для параметра генерации L

$$L = \frac{\text{const}}{(\nu - \nu_0)^2 + \left(\frac{1}{2\pi T_2}\right)^2},$$

при больших коэффициентах усиления ($L \approx 1$)

$$\begin{aligned} \text{Полоса усиления} &= \sqrt{\frac{\sqrt{2}-1}{\sqrt{\text{Коэф. усил.}}}} \times \text{Молекулярная полоса} = \\ &= \frac{0,644}{\sqrt{\text{Коэф. усил.}}} \times \text{Молекулярная полоса}. \end{aligned}$$

Приведенные выше выражения показывают, что с увеличением коэффициента усиления произведение коэффициента усиления на полосу не остается постоянным, а возрастает. При реально осуществимых коэффициентах усиления (10—100) можно обеспечить полосу в пределах от одной пятой до одной трети «молекулярной полосы».

Одним из самых больших ограничений, накладываемых на молекулярные усилители, является трудность получения полосы, пригодной для практического использования. Из соображений, изложенных в предыдущем разделе, следует, что молекулярная полоса обратно пропорциональна времени релаксации. Согласно формуле (13), с увеличением частоты, дипольного момента, времени релаксации и концентрации «активных» молекул коэффициент усиления возрастает. Если каким-нибудь способом сократить время релаксации (или взаимодействия) и расширить, таким образом, полосу, то коэффициент усиления при этом падает, если не произойдут компенсирующие изменения или частоты, или дипольного момента, или концентрации молекул. В связи с этим следует рассмотреть возможные интервалы значений этих параметров.

В усилителе с газообразной молекулярной системой можно использовать электрические дипольные переходы, которые намного сильнее магнитных дипольных переходов. Но для газа дипольные моменты имеют порядок 10^{-18} CGSE ($1,6 \cdot 10^{-29}$ кулон·м). Замена молекул газа существенно не изменяет значения ρ . Может показаться, что если среди релаксационных процессов в газовом усилителе преобладают молекулярные столкновения, то путем увеличения концентрации можно добиться любой требующейся полосы, так как $T_2 N_0$ не зависит от давления,

$$T_2 \sim \frac{1}{N_0}, \text{ следовательно, полоса} \sim N_0.$$

Хотя теоретически это правильно, однако на практике процессы возбуждения не происходят при высоких давлениях газа. Благодаря этому в настоящее время верхний предел ожидаемой широкополосности не превосходит 100 кГц. При переходе на более высокие частоты молекулярного резонанса возможно некоторое улучшение. Но возрастание потерь в используемой цепи с. в. ч. ведет к уменьшению получаемого при этом усиления.

Второй из возможных способов расширения полосы заключается в применении твердых (или жидких) молекулярных систем с плотностями, намного большими, чем у газообразных систем, что компенсирует потерю в усилении, обусловленную распределением энергий молекулярного излучения в более широком диапазоне частот. Таким путем можно расширить полосу, учитывая при этом существенные противодействующие факторы. Один из них связан с использованием переходов магнитных диполей в плотных системах, так как электрические поля, существующие в жидкостях и твердых телах, настолько быстро освобождают системы связанных электрических диполей, что эти системы невозможно возбудить, применяя все существующие в настоящее время способы. Наибольшие из известных магнитных диполей имеют порядок магнетона Бора, или

$$10^{-20} \text{ CGSM } (10^{-23} \text{ дж} \cdot \text{м}^2/\text{вебер}).$$

Поскольку дипольный момент входит в выражение для коэффициента усиления в квадрате, тогда как время релаксации входит только в первой степени, для компенсации явлений, связанных с более слабым дипольным моментом, требуется увеличение плотности на 4 порядка.

Даже для магнитных диполей время релаксации может оказаться неприемлемо коротким. В настоящее время наиболее перспективными являются, по-видимому, парамагнитные вещества, в которых парамагнетизм обусловлен непарными электронными спинами. В этом случае энергетические уровни, определяющие резонансную частоту, вообще связаны с зеемановской энергией двух возможных спиновых ориентаций по отношению к внешнему приложенному магнитному полю. При этом частота перехода определяется по формуле

$$\nu = \frac{g \mu_B H}{h} \equiv \gamma H,$$

где g — фактор спектроскопического расщепления, а $\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-21}$ эрг/гаусс, ($9,27 \cdot 10^{-24}$ дж·м²/вб) — магнетон Бора. Для парамагнитных спиновых систем с приемлемыми временами релаксации $g \approx 2$. Это соответствует значению частоты $\nu = 2,8 H$ МГц, где H выражено в гауссах¹⁾. Чтобы избежать существенного расширения резонанса из-за неоднородностей магнитного поля, необходимо выдерживать однородность поля в образце с точностью до 1% от общего поля. Дополнительное преимущество парамагнитного усилителя перед газо-

¹⁾ Следует отметить, что вместо электронных моментов можно использовать ядерные магнитные моменты. Но значения γ , соответствующие ядерным моментам, на два или три порядка меньше, чем для электронов ($\gamma = 2,8$ МГц/гаусс). Поэтому требуются магнитные поля порядка 10^5 — 10^6 гаусс, чтобы частота перехода оказалась в диапазоне с.в.ч.

образным заключается в возможности простого управления частотой с помощью приложенного магнитного поля.

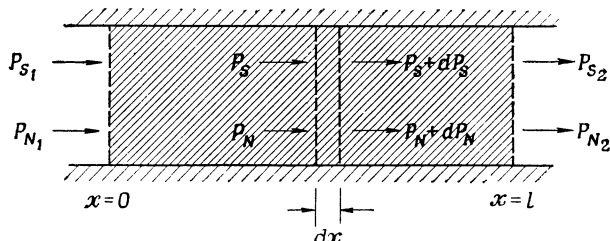
Коэффициент шумов

Во введении указывалось на одно из важных качеств молекулярного усиления, связанное с тем, что к сигналу добавляется очень небольшой дополнительный шум. Для иллюстрации этого выведем выражение коэффициента шумов для молекулярного генератора волноводного типа. Ряд других соображений, связанных с шумами молекулярного генератора, приведен в работах [1, 11].

Пусть мощность волны, распространяющейся вправо, в плоскости x равна P_s , а соответствующая мощность шумов (в единичном частотном интервале около частоты P_s) равна P_N (фиг. 7). Приращение dP_s мощности сигнала на участке усилителя длиной dx определяется выражением

$$dP_s = (N_2 - N_1) \Gamma P_s dx - \alpha_g P_s dx, \quad (21)$$

где N_2 — число молекул, находящихся в верхнем энергетическом состоянии, на единицу длины; N_1 — число молекул, находящихся в нижнем энергетическом



Фиг. 7. Схема прохождения сигнала и шумов в волноводном усилителе.

состоянии на единицу длины; α_g — коэффициент затухания в волноводе; Γ — постоянная, зависящая от элемента дипольной матрицы, соответствующего выбранному в данном случае типу перехода, геометрической конфигурации волновода и типу волны. Первый член правой части равенства (21) характеризует молекулярное усиление (увеличение мощности сигнала за счет преобладания стимулированного излучения над поглощением), второй член характеризует уменьшение мощности сигнала за счет омических потерь в стенках.

Для приращения мощности шумов можно составить аналогичное выражение

$$dP_N = (N_2 - N_1) \Gamma P_N dx - \alpha_g P_N dx + \alpha_g P_{N_0} dx + \beta N_2 dx. \quad (22)$$

Первые два члена правой части этого равенства совершенно аналогичны соответствующим членам в выражении (21). Имеется, однако, два дополнительных члена. Первый из них: $\alpha_g P_{N_0} dx$ характеризует излучение стенок волновода, соответствующее излучению черного тела. Индекс 0 указывает на наличие теплового равновесия при комнатной температуре стенок T_0 . Второй дополнительный член $\beta N_2 dx$ характеризует явление самопроизвольного некогерентного излучения и пропорционален числу молекул в верхнем энергетическом состоянии. (Коэффициент пропорциональности β , так же как и Γ , зависит от дипольного момента и геометрической конфигурации волновода.)

Соотношение между β и Γ выводится на основании специального рассмотрения условия теплового равновесия. Тогда $P_N = 0$ и равенство (22) принимает вид

$$0 = (N_{20} - N_{10}) \Gamma P_{N_0} dx - \alpha_g P_{N_0} dx + \alpha_g P_{N_0} dx + \beta N_{20} dx,$$

или

$$\beta = \left(\frac{N_{10}}{N_{20}} - 1 \right) \Gamma P_{N_0}.$$

Но из (4) следует, что

$$\frac{N_{20}}{N_{10}} = \exp \left(- \frac{h\nu}{kT_0} \right),$$

а из закона распределения Планка для излучения черного тела имеем

$$P_{N_0} = \frac{h\nu}{\exp \left(\frac{h\nu}{kT_0} \right) - 1}.$$

Отсюда находим соотношение между β и Γ

$$\beta = h\nu\Gamma.$$

Перепишем (22), используя это соотношение,

$$dP_N = [(N_2 - N_1)\Gamma - \alpha_g] P_N dx + (h\nu\Gamma N_2 + \alpha_g P_{N_0}) dx.$$

После непосредственного интегрирования получим равенство

$$\frac{P_{N_2} + \frac{h\nu\Gamma N_2 + \alpha_g P_{N_0}}{(N_2 - N_1)\Gamma - \alpha_g}}{P_{N_1} + \frac{h\nu\Gamma N_2 + \alpha_g P_{N_0}}{(N_2 - N_1)\Gamma - \alpha_g}} = \exp \{ [(N_2 - N_1)\Gamma - \alpha_g] l \},$$

где P_{N_2} — мощность шумов на выходе усилителя; P_{N_1} — мощность шумов на входе; l — длина усилителя. Интегрируя аналогично соотношение (21), получим выражение для усиления

$$\text{Усиление} = \frac{P_{S_2}}{P_{S_1}} = \exp \{ [(N_2 - N_1)\Gamma - \alpha_g] l \}.$$

Усиление может быть представлено также выражением

$$\text{Усиление} = \exp [(\alpha - \alpha_g) l],$$

где α — коэффициент усиления.

Вводим величину M

$$M \equiv \frac{h\nu\Gamma N_2 + \alpha_g P_{N_0}}{(N_2 - N_1)\Gamma - \alpha_g},$$

тогда

$$\text{Усиление} \equiv G = \frac{P_{N_2} + M}{P_{N_1} + M},$$

или

$$\frac{P_{N_2}}{P_{N_1}} = G + (G - 1) \frac{M}{P_{N_1}}.$$

Коэффициент шумов F усилителя определяется выражением

$$F \equiv \frac{P_{N_2}}{GP_{N_1}} \text{ при } P_{N_1} = P_{N_0}.$$

Таким образом,

$$F = 1 + \left(1 - \frac{1}{G} \right) \frac{M}{P_{N_0}}.$$

Выражение для M может быть записано в форме

$$M = \frac{h\nu}{1 - \frac{N_1}{N_2}} \left(1 + \frac{\alpha_g}{\alpha - \alpha_g} \right) + \frac{\alpha_g P_{N_0}}{\alpha - \alpha_g},$$

а

$$F = 1 + \left(1 - \frac{1}{G}\right) \left[\frac{h\nu}{P_{N_0}} \frac{1 + \frac{\alpha_g}{\alpha - \alpha_g}}{1 - \frac{N_1}{N_2}} + \frac{\alpha_g}{\alpha - \alpha_g} \right].$$

При $G \gg 1$ это выражение можно разбить на два множителя

$$F = \left[1 + \frac{N_2}{N_2 - N_1} \frac{h\nu}{P_{N_0}} \right] \left[1 + \frac{\alpha_g}{\alpha - \alpha_g} \right]. \quad (23)$$

Первый член в правой части характеризует влияние самопроизвольного некогерентного излучения на коэффициент шумов, а второй член характеризует влияние излучения черного тела в волноводе. Оба эти члена, однако, тесно связаны друг с другом, потому что как коэффициент усиления, так и выражение

$$\left(\frac{N_2}{N_2 - N_1} \right)$$

зависят от избытка населенности в верхнем энергетическом состоянии, возникшего благодаря процессу возбуждения. Это выражение ясно указывает также на существенную важность потерь, так как если условие $\alpha \gg \alpha_g$ не выполняется, то усилитель будет иметь большой коэффициент шумов. Очевидно также, что большое число «уравновешенных»¹⁾ молекул неблагоприятно влияет на коэффициент шумов, увеличивая N_2 и оставляя величину $N_2 - N_1$ без изменения. Однако если коэффициент усиления $\alpha \gg \alpha_g$ и в нижнем состоянии находится немного молекул N_1 , то

$$F \approx 1 + \frac{h\nu}{P_{N_0}} \approx 1 + \frac{h\nu}{kT_0},$$

что составляет примерно 1,004 и соответствует коэффициенту шумов, равному 0,02 дб.

Коэффициент полезного действия

Коэффициент полезного действия (к. п. д.) молекулярных усилителей, вообще говоря, низок. Если под полным к. п. д. понимать отношение приращения высокочастотной мощности в усилителе к общей мощности, затрачиваемой в имеющихся электронных цепях и т. п., а также в молекулярной системе, то к. п. д. неизменно низок (значительно меньше одного процента). Причины, снижающие к. п. д., зависят от способа возбуждения молекулярных систем и поэтому не могут быть рассмотрены независимо от этого способа. Но некоторые общие соображения показывают, что от молекулярных усилителей нельзя ожидать высоких значений к. п. д.

Энергия, грубо говоря, должна передаваться каждой молекуле со скоростью, определяемой выражением

$$P_{\text{вх.}} = \frac{h\nu}{T_1},$$

где ν — частота усиления. Мощность, отдаваемая молекулярной системой полю излучения, согласно формуле (12), равна

$$P_{\text{вых.}} = \frac{2\pi^2 \nu p^2 E^2 T_2}{h}.$$

Таким образом, к. п. д. имеет следующий порядок:

$$\text{К. п. д.} = \frac{P_{\text{вых.}}}{P_{\text{вх.}}} \approx 2\pi^2 T_1 T_2 \left(\frac{pE}{h} \right)^2.$$

¹⁾ Т. е. молекул, имеющих соответствующие пары на другом уровне.

Условие линейности усиления определяется соотношением (10)

$$\left(\frac{pE}{\hbar}\right)^2 \ll \frac{1}{4\pi^2 T_1 T_2}.$$

Итак,

$$К. п. д. \ll \frac{1}{2}.$$

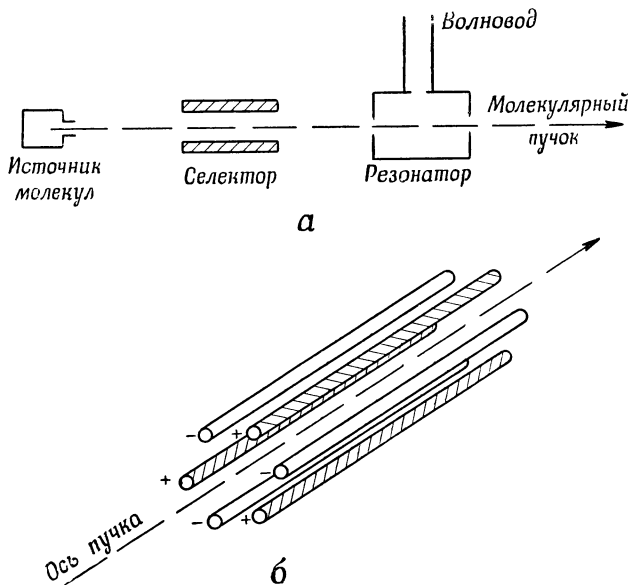
Из этого следует, что требование линейности усиления сильно ограничивает возможные значения к. п. д.

ПРАКТИЧЕСКИЕ ВАРИАНТЫ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СИСТЕМ

Обсудив общие свойства молекулярных усилителей, рассмотрим теперь различные устройства, в которых применяется идея излучающего молекулярного взаимодействия для решения практических задач усиления с низким уровнем шумов, генерирования микроволновых колебаний и получения стандартов частоты высокой стабильности («атомных часов»).

Усилитель с молекулярным пучком

Различные устройства, работающие на принципе молекулярного усиления, значительно отличаются друг от друга способами получения условий для



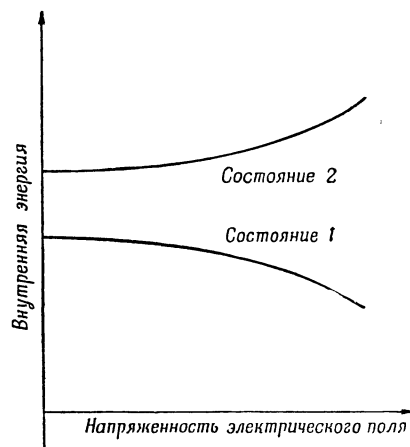
Ф и г. 8, а—схема усилителя (генератора) с молекулярным пучком; б—схематическое изображение селектора в перспективе.

излучения. Поэтому исследование усилителей сводится в известном смысле к рассмотрению методов возбуждения. К одному из хорошо известных типов молекулярных усилителей (генераторов) относится усилитель (генератор) с молекулярным пучком аммиака [1, 12, 13]. Метод возбуждения, применяемый в этом усилителе, сводится к физическому разделению молекулярного пучка газа на два пучка, из которых один содержит молекулы, находящиеся в нижнем состоянии, а второй — в верхнем состоянии. После разделения излучающий пучок используется в объемном резонаторе усилителя.

Схема такого молекулярного усилителя (генератора) показана на фиг. 8, а. Молекулы газа выходят из источника (камеры, в которой поддерживается

давление аммиака порядка нескольких миллиметров ртутного столба) в виде хорошо сфокусированного пучка. Направленность достигается с помощью выходного приспособления на источнике молекул, состоящего из каналов, длина которых велика по сравнению с их диаметром и мала по сравнению со средней длиной свободного пробега в газе. Этот пучок проходит вначале через селектор (фиг. 8,б) и заканчивает свой пробег в объемном резонаторе. Селектор отсеивает из пучка молекулы, находящиеся в нижнем энергетическом состоянии, оставляя в пучке, входящем в резонатор, только молекулы, находящиеся в верхнем состоянии.

Действие селектора поясняет фиг. 9, на которой показано изменение энергии внутренних состояний молекул в электрическом поле. Нетрудно видеть, что с возрастанием напряженности электрического поля энергия верхних состояний увеличивается, а нижних — уменьшается. В результате этого (квадратичного) влияния эффекта Штарка на энергетические уровни молекула, расположенная в области, где электрическое поле имеет градиент, находится под воздействием силы, направленной в сторону более слабого поля для молекулы в верхнем энергетическом состоянии и в сторону более сильного поля для молекулы в нижнем состоянии. Таким образом, в результате воздействия неоднородного поля на исходный пучок молекул происходит его расщепление на два физически разделенных пучка, из которых сфокусированный пучок состоит из молекул, находящихся в верхнем состоянии, а отсеянный пучок содержит молекулы в нижнем состоянии. Неоднородное поле в селекторе получается с помощью ряда длинных тонких электродов, параллельных оси пучка и расположенных вокруг нее (см. фиг. 8,б). Электроды переменной полярности заряжаются до высоких и низких потенциалов. В результате поле на оси равно нулю, а вблизи электродов имеет большое значение. Таким образом, молекулы пучка, находящиеся в верхнем состоянии, испытывают воздействие фокусирующей силы, направленной в сторону оси пучка, тогда как молекулы в нижнем состоянии расфокусируются и удаляются из пучка. Очевидно, что в молекулярном усилителе (генераторе) могут использоваться только молекулы, для которых эффект Штарка имеет описанный выше характер.



Ф и г. 9. Графическое пояснение к эффекту Штарка для молекулы аммиака.

Если излучаемая молекулами мощность превосходит потери в стенках, то данное устройство может работать как усилитель. Если излучаемая мощность превосходит сумму потерь в стенках и мощность, отбираемую от резонатора волноводами связи, то колебания нарастают до тех пор, пока явления, связанные с насыщением, не уравнивают излучаемую молекулами мощность и суммарные потери. Путем изменения плотности пучка можно управлять излучаемой мощностью. Поскольку можно получить достаточно большие значения плотности пучка для поддержания генерации, коэффициент усиления можно сделать сколь угодно большим, разумеется, с соответствующим уменьшением полосы усиления практически до нуля.

Полоса молекулярного усилителя (генератора) определяется процессом, который не рассматривался выше. Расширение полосы, обусловленное столкновениями молекул, отсутствует, и если используется волна типа TM_{010} в цилиндрическом резонаторе, то изменения высокочастотного поля в осевом направлении не происходят и эффект Доплера также отсутствует. Следовательно

но, время когерентного взаимодействия определяется временем пролета, т. е. временем, в течение которого молекула пролетает через резонатор. Величина «молекулярной полосы» имеет следующий порядок¹⁾:

$$\text{Молекулярная полоса} \approx \frac{1}{T_2} \approx \frac{v}{l},$$

где l — длина резонатора, v — средняя скорость молекул.

В усилителе (генераторе) с молекулярным пучком внутренняя энергия, излучаемая в виде высокочастотной энергии, приобретает в процессе столкновений молекул со стенками исходной камеры. В результате этих столкновений наступает тепловое равновесие между молекулами и камерой. Кинетическая энергия движения молекул приобретает тем же способом. Если газ, впускаемый в камеру, имеет при этом температуру камеры, то дальнейшего перехода энергии от камеры к газу не происходит.

Когда молекулярный усилитель работает в режиме линейного усиления, лишь небольшая часть (несколько процентов) общей внутренней молекулярной энергии превращается в высокочастотную энергию и поэтому к. п. д. усилителя низок. В режиме генерации излучение обладает некоторой нелинейностью и к. п. д. несколько выше. Кинетическая энергия молекул не превращается в высокочастотную энергию и теряется вместе с отработанным газом, который откачивается после прохождения через резонатор усилителя. Если это учитывать при расчете к. п. д., то значение к. п. д. действительно получается низким, так как кинетическая энергия молекулы, выходящей из камеры при комнатной температуре, обычно в сотни раз больше всей ее внутренней энергии, которая может быть передана высокочастотным колебаниям.

К числу газов, подходящих для использования в молекулярном усилителе (генераторе), относится аммиак. «Инверсионные» переходы в этом газе обеспечивают пары уровней, которые можно подвергнуть селекции. Самый «сильный» ряд уровней имеет частоту перехода 23 870 Мгц (1,26 см). Время пролета в резонаторе длиной примерно 10 см соответствует полосе около 6 кгц. Полоса усиления несколько меньше в зависимости от коэффициента усиления. Если допустить, что нагруженная добротность Q_L равна 5000, а ненагруженная добротность Q_0 равна 10 000, то условие линейности усиления (11), связанное с насыщением, показывает, что мощность приходящего сигнала должна быть порядка

$$P_{\text{прих.}} < 10^{-10} \text{ вт.}$$

Другим важным показателем молекулярного усилителя (генератора) является коэффициент шумов. Но для таких усилителей ожидаются настолько низкие коэффициенты шумов, что измерить их чрезвычайно трудно. Поэтому никаких результативных измерений не производилось. Проводившиеся измерения показали, что коэффициент шумов молекулярного усилителя (генератора) равен примерно единице, что соответствует 0 дб.

Молекулярный генератор имеет очень высокую чистоту спектра, что и следовало ожидать, исходя из очень узкой полосы усилителя. (Молекулярная полоса составляет всего $3 \cdot 10^{-7}$ от основной частоты, что соответствует полосе усиления, равной всего нескольким килогерцам.) Экспериментально в течение примерно 1 сек. была получена спектральная чистота порядка $4 \cdot 10^{-12}$. Оценка генерируемой мощности показала, что эта мощность имеет порядок нескольких единиц на 10^{-10} вт.

Возникает вопрос о методах улучшения различных рабочих характеристик или о возможности улучшать какую-то одну характеристику за счет ухудшения другой. Основные требования, предъявляемые к усилителю, связаны с высоким коэффициентом усиления, широкой полосой, низким коэффициен-

¹⁾ При этом должно быть произведено соответствующее усреднение по распределению скоростей, что добавит только численный коэффициент порядка единицы.

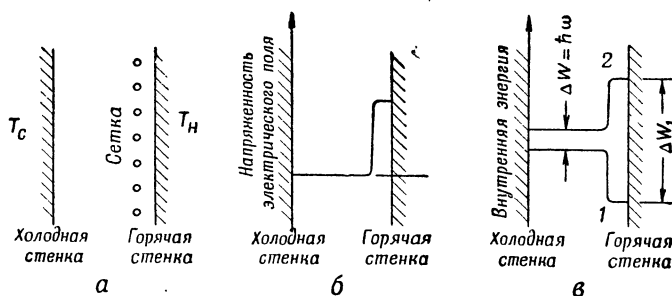
том шумов и способностью выдерживать по возможности большую мощность. От генератора требуются чистота спектра и мощность. В молекулярном усилителе легко обеспечить высокий коэффициент усиления. Полоса усиления может быть увеличена за счет сокращения времени пролета. Это можно без труда осуществить путем уменьшения длины резонатора в направлении движения пучка. Но если геометрия пучка не изменяется, то число молекул, находящихся в резонаторе в какой-то момент времени, уменьшается, что снижает мощность, излучаемую молекулами. Если потери в резонаторе не убывают пропорционально, то достижимый коэффициент усиления при этом снижается, а коэффициент шумов возрастает. Одним из способов удержания большого числа молекул в укороченном резонаторе является использование многолучевых систем, однако при этом возникают серьезные затруднения, связанные с откачкой и созданием резонатора с высокой добротностью. Коэффициент усиления можно также увеличить за счет широкополосности путем увеличения связи резонатора с волноводом (уменьшения нагруженной добротности Q_L). Если повысить интенсивность пучка, то полосу можно увеличить любым методом без потери в коэффициенте усиления. Путем повышения интенсивности пучка можно также увеличить мощность генератора. В настоящее время прилагаются значительные усилия, направленные на усовершенствование газовых источников для повышения плотности пучка.

Имеется несколько других проблем, связанных с молекулярным усилителем (генератором), которые заслуживают внимания. Одна из них связана с улучшением методов фокусировки. Кроме того, требуется высокий вакуум, поскольку выходящие из камеры молекулы должны пройти через селектор и резонатор без столкновения с другими молекулами. В связи с этим рассматриваются различные усовершенствования вакуумной системы. Молекулярный генератор со своей высокой чистотой спектра и с частотой, определяемой преимущественно молекулярными свойствами, представляет хороший атомный эталон частоты. Но точная частота колебаний может несколько «затягиваться» объемным резонатором или полями рассеяния. В настоящее время исследуются различные методы исключения таких явлений затягивания. Наконец, возникает вопрос о перестройке молекулярного усилителя (генератора). Как было показано выше, энергетический интервал между двумя состояниями, а следовательно, и частоту молекулярного перехода можно изменять с помощью электрического поля. Магнитное поле приводит к аналогичному результату. Но проблемы, связанные с неоднородностью перестраиваемого поля (и явления расщепления и вырождения), практически не позволяют изменять резонансную частоту этими методами более чем на 1 МГц. Усилитель (генератор) с молекулярным пучком по своей сущности является неперестраиваемым.

Сепаратор с горячей сеткой

«Элемент с горячей сеткой» представляет собой другой тип молекулярного усилителя. Фиг. 10 иллюстрирует способ, с помощью которого в этом устройстве поддерживаются условия излучения молекулами газа. На фиг. 10, а схематически представлен один из вариантов такого устройства. Электромагнитная система состоит из плоского пластинчатого волновода. Под пластинами стоят надписи «холодная стенка» и «горячая стенка», смысл которых поясняется ниже. Предполагается, что высокочастотное поле имеет форму волны, распространяющейся между этими двумя проводящими пластинами перпендикулярно к плоскости чертежа в сторону от читателя. К горячей стенке примыкает сетка из тонких проволок, параллельных горячей стенке и друг другу. На сетке поддерживается высокое напряжение по отношению к горячей стенке. В результате вокруг проволок и вдоль горячей стенки образуется область интенсивного электростатического поля. В дальнейшем для

упрощения изложения будем считать, что сетка абсолютно прозрачна для молекул газа. Это, конечно, только приближение. Но если подогреть сетку, то она сама превращается в «эквивалентную горячую стенку» и ведет себя, как настоящая горячая стенка. Пространство между стенками заполнено газом, аналогичным аммиаку, для которого эффект Штарка проявляется так, как показано на фиг. 6, и который находится под таким давлением, чтобы средняя длина свободного пробега с учетом столкновений между различными молекулами в несколько раз превосходила расстояние между стенками. Таким образом, этими столкновениями можно пренебречь. На фиг. 10,б показано распределение электрического поля в камере. На фиг. 10, в представлены графики зависимости внутренней энергии молекулы газа от ее положения в камере для молекул, находящихся в верхнем и нижнем энергетических состояниях. Нетрудно видеть, что в объеме камеры, заключенном между холодной



Ф и г. 10. Схематическое представление распределения температуры, напряженности электрического поля и внутренней энергии в сепараторном элементе с горячей сеткой.

стенкой и сеткой, электрическое поле отсутствует (не считая высокочастотного поля) и два энергетических уровня отстоят друг от друга на обычную величину $\Delta W = h\nu_0$, где ν_0 — частота высокочастотного поля при резонансе.

Молекулы газа, ударяющиеся о холодную стенку, стремятся воспринять ее температуру T_c . Это означает, что они покидают стенку со скоростями, распределенными по закону Максвелла для температуры T_c , и с распределением между двумя внутренними энергетическими уровнями, определяемыми по формуле (4) при $T = T_c$.

Таким образом, среди тех молекул, которые движутся вправо, после соударения с холодной стенкой содержится в нижнем энергетическом состоянии больше молекул, чем в верхнем, и в результате может произойти поглощение энергии. По мере того как молекулы движутся в сторону горячей стенки, те из них, которые находятся в верхнем энергетическом состоянии, встречают на своем пути в области высокого электростатического поля отталкивающий барьер, который стремится вернуть их обратно в сторону холодной стенки. Молекулы, находящиеся в нижнем состоянии, втягиваются в зону высокой потенциальной энергии, расположенную вдоль горячей стенки (фиг. 10,в) и соударяются с горячей стенкой (или с горячей сеткой).

Высота отталкивающего барьера для молекул, находящихся в верхнем состоянии, зависит от напряженности электрического поля. Но при наличии максвелловского распределения по скоростям некоторые молекулы, находящиеся в верхнем состоянии, будут обладать кинетической энергией, достаточной для преодоления барьера и соударения с горячей стенкой независимо от высоты барьера. Молекулы, отражающиеся обратно к холодной стенке, образуют вторую, меньшую группу молекул. Поскольку эта группа состоит только из молекул, находящихся в верхнем состоянии, она интенсивно излучает.

Третья группа состоит из тех молекул, которые покидают горячую стенку и возвращаются к холодной стенке. Эти молекулы покидают горячую стенку, находясь с ней в тепловом равновесии при ее температуре T_H . Но разность энергии ΔW_1 между двумя состояниями в сильном поле около стенки значительно больше, чем $\Delta W = h\nu_0$. В связи с этим, согласно формуле (4), горячую стенку покидает гораздо больше молекул, находящихся в нижнем состоянии. Теперь уже молекулы, находящиеся в нижнем состоянии, должны преодолеть барьер Штарка и вернуться на холодную стенку, тогда как молекулы, находящиеся в верхнем состоянии, на своем обратном пути ускоряются полем. В результате получается, что эта третья группа, содержащая молекулы, находящиеся как в верхнем, так и в нижнем состоянии, является поглощающей, т. е. имеет более высокую концентрацию молекул, находящихся в нижнем состоянии.

Результат, вытекающий из наличия этих трех групп молекул, зависит от T_C , T_H и высоты электростатического барьера. Если $T_C = T_H$, то газ в свободном от поля пространстве между холодной стенкой и сеткой находится в тепловом равновесии со стенками и, следовательно, является поглощающим независимо от наличия области с высоким полем. Но если температура холодной стенки понижается ($T_C < T_H$), то происходят два явления. Одно из них заключается в том, что, согласно формуле (4), среди молекул, покидающих холодную стенку, та часть, которая соответствует нижним состояниям, увеличивается. Это явление имеет сравнительно небольшое значение. Понижение T_C приводит и к более важному результату: кинетические энергии молекул, покидающих холодную стенку, уменьшаются и от потенциального барьера отражается большее количество этих замедленных молекул, что увеличивает число молекул, входящих в излучающую отраженную группу. Подъем температуры горячей стенки приводит к аналогичному результату по различным причинам. В результате увеличения T_H среди молекул, покидающих горячую стенку, больше молекул оказывается на верхнем энергетическом уровне, что следует из формулы (4). Кроме того, в результате подъема T_H молекулы, возвращающиеся от горячей стенки, движутся быстрее, и поскольку эта группа молекул является поглощающей, сокращение времени их пролета до холодной стенки приводит к снижению их концентрации, а следовательно, к уменьшению поглощения при постоянной интенсивности молекулярного потока. Итак, при правильном выборе T_C , T_H и высоты потенциального барьера условия излучения молекулами газа устанавливаются в основной части элемента.

Точный анализ такого элемента с сеткой чрезвычайно затруднителен, так как он зависит от правильных усреднений при определении таких параметров, как «эффективная высота потенциального барьера», а также от усреднения по неоднородному полю, создаваемому сеткой. Но качественные оценки показывают, что избыток населенности ($N_2 - N_1$) может иметь порядок 1% от общего числа молекул при температурах порядка $T_C \approx -100^\circ \text{C}$, $T_H \approx 200^\circ \text{C}$ и полях, создаваемых сеткой, находящейся под напряжением 15—20 кВ. Это соответствует коэффициенту усиления (13) порядка $\alpha \approx 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, что слишком мало, для того чтобы сделать безрезонансный волноводный усилитель пригодным для практического применения; чтобы обеспечить полезный коэффициент усиления, потребовался бы усилитель многометровой длины. Тем не менее этот коэффициент усиления достаточно велик, чтобы можно было сделать усилитель с низким уровнем шумов, используя электромагнитную систему типа объемного резонатора. Выше было показано, что в усилителе с резонатором коэффициент усиления можно сделать бесконечно большим (с неизбежным сокращением полосы).

Казалось бы, что полоса усиления должна определяться явлениями, связанными со временем пролета через элемент. На самом деле это не так. Для удовлетворительной работы элемента желательно, чтобы его поперечное сече-

ние имело прямоугольную форму. При такой геометрической форме для получения резонатора с очень малыми потерями нужно, чтобы его длина составляла несколько длин волн. В этом случае уже нельзя пренебречь эффектом Доплера, который является преобладающим среди факторов, расширяющих полосу.

Для аммиака, взятого в качестве активного газа, ширина молекулярных линий, обусловленная эффектом Доплера, имеет порядок 50 *кГц*, т. е. примерно на порядок больше, чем у усилителя (генератора) с молекулярным пучком. Расширение полосы достигается без потери в усилении, несмотря на слабое фракционное обогащение верхних состояний. Это обусловлено тем, что в элементе с горячей сеткой достигаются гораздо более высокие молекулярные концентрации по сравнению с усилителем (генератором), использующим молекулярный пучок.

Молекулярный лучевой генератор со своей более узкой полосой должен быть гораздо стабильнее, чем элемент с горячей сеткой. Таким образом, для использования в качестве эталона частоты следует предпочитать устройства лучевого типа. С другой стороны, элемент с горячей сеткой может работать в отпаянном состоянии без непрерывного введения газа и его последующего удаления, как в лучевом усилителе.

Коэффициент полезного действия элемента с горячей сеткой низок. Поскольку молекулы движутся от горячей стенки к холодной, кроме потерь, связанных с сохранением линейного режима, имеются также тепловые потери, которые весьма велики по сравнению с той энергией, которая передается высокочастотному полю. (В данном случае происходит то же самое, что и в усилителе (генераторе) с молекулярным пучком: внутренняя энергия приобретается за счет тепловой энергии стенок элемента.)

Усилитель, работающий на принципе разделения состояний с помощью горячей сетки, в настоящее время активно исследуется в лабораториях фирмы RCA.

Импульсная инверсия

Метод элемента с горячей сеткой, рассмотренный выше, с помощью которого создаются условия для излучения, связан с существенно непрерывными процессами. В другом методе, использующем разделение состояний в молекулярном пучке, хотя и происходит разделение областей возбуждения и излучения, тем не менее применяется непрерывный поток газа, обеспечивающий эффективную работу в непрерывном режиме. Имеются, однако, другие способы возбуждения молекулярной системы, в которых используются в явном виде импульсные методы. К числу этих способов относится «импульсная инверсия состояний». Из формулы (6) следует, что если систему подвергнуть воздействию импульсной высокочастотной мощности с резонансной частотой ($\nu = \nu_0$) и такой напряженностью и продолжительностью, что

$$\frac{pET}{h} = \frac{1}{2}, \quad (24)$$

то молекулы, находившиеся вначале в нижнем состоянии, поднимутся в верхнее состояние, и наоборот, т. е. населенности состояний обмениваются местами (инвертируются). В результате такой импульс превращает поглощающую систему в излучающую. Продолжительность импульса должна быть мала по сравнению с временами релаксации. В противном случае полная инверсия не происходит. Но это не является серьезным ограничением, потому что при вполне достижимых мощностях импульсы продолжительностью до 1 *мксек* удовлетворяют условию (24). Но при использовании этого метода для получения состояния излучения имеется два критических условия:

1) если частота импульса отклоняется от резонанса, то полная инверсия не происходит [см. (6)];

2) произведение напряженности импульса на его продолжительность должно быть установлено точно.

Можно получить усилитель, располагая молекулярную систему в соответствующей электромагнитной структуре типа объемного резонатора и возбуждая ее с помощью инвертирующего импульса. В течение определенного промежутка времени, определяемого релаксационными процессами, резонатор со своим излучающим заполнением будет усиливать приходящие к нему сигналы с.в.ч. в частотной полосе, соответствующей полосе пропускания усилителя.

Этот метод возбуждения дает возможность получать сравнительно высокий к.п.д. на молекулярной основе, если применяется система с $T_1 \gg T_2$ и допускается определенная зависимость усиления от времени. Если не учитывать омические потери в электромагнитной системе, то большая часть энергии, содержащейся в возбуждающем импульсе, может быть отобрана обратно за период усиления. Но если учитывать также мощности, затрачиваемые в электронных устройствах, необходимых для генерирования инвертирующих импульсов и управления ими, то даже этот способ возбуждения приводит к низкому к.п.д.

Такое устройство, работающее в качестве усилителя, имеет очевидные недостатки. Оно усиливает только в течение определенного периода времени и не усиливает во время возбуждения и установления равновесия до следующего инвертирующего импульса. В результате коэффициент усиления периодически изменяется. Если устройство работает при комнатной температуре, то коэффициент шумов, согласно формуле (23), превышает 3 дб. При переходе на низкие рабочие температуры он может быть улучшен. При температурах жидкого гелия минимальный коэффициент шумов не превосходит 0,1 дб. Серьезным недостатком этого метода инверсии населенности уровней является сильная зависимость от точной установки частоты, напряженности импульса и его продолжительности. Средства для преодоления этих трудностей рассмотрены в связи со вторым импульсным методом получения излучающего состояния.

Инверсия в результате адиабатического быстрого прохождения

Блох показал, что спиновые системы в постоянном магнитном поле могут быть подвергнуты инверсии в результате так называемого адиабатического быстрого прохождения [10]. Обобщая его результаты, можно показать, что населенности состояний в произвольной системе с двумя уровнями могут быть подвергнуты инверсии с помощью аналогичных приемов. При адиабатических быстрых прохождениях молекулярная система подвергается воздействию сильного высокочастотного поля с амплитудой E и изменяющейся частотой. Частота этого поля начинает изменяться вдали от резонанса и медленно проходит через резонансную частоту, удаляясь от резонанса по другую сторону от него. После этого населенности состояний подвергаются инверсии. Для этого должны быть соблюдены три условия.

1. Прохождение должно быть адиабатическим, т. е. частота должна изменяться медленно по сравнению с внутренними движениями молекул под воздействием вынуждающего поля E . Это условие может быть выражено в виде

$$\frac{d\nu}{dt} \ll \frac{pE}{h}.$$

2. Прохождение должно быть быстрым по сравнению с временем релаксации. Время τ_s , требующееся для прохождения частоты с одной стороны от резонанса на другую сторону от него, должно быть коротким по сравнению с временем релаксации τ_r для данной системы, т. е.

$$\tau_s \ll \tau_r.$$

3. Вынуждающее поле E должно быть больше максимального поля, излучаемого системой. Во время прохождения через резонанс в молекулярной

системе возникает колеблющийся дипольный момент. Максимальное поле, излучаемое этим моментом, должно быть меньше вынуждающего поля; в противном случае инверсия населенностей не происходит.

Для каждого из этих требований можно дать физическое объяснение. При адиабатическом быстром прохождении молекулярная система проходит через ряд квазистационарных состояний. Если скорость прохождения слишком велика, то система не может адиабатически следовать за этими изменениями и индуцируются нестационарные состояния, аналогичные тем состояниям, которые обуславливают импульсную инверсию. Второе условие обеспечивает просто полное завершение инверсии, прежде чем конкурирующие релаксационные процессы успеют вернуть систему в состояние теплового равновесия. Третье условие возникает в связи с тем, что, когда излучающиеся и вынуждающее поля приближаются друг к другу по своей величине, их фазы начинают расходиться и при равенстве этих полей их воздействия взаимно компенсируются.

Следует отметить еще два важных момента. Во-первых, не имеет значения, в каком направлении частота проходит через резонанс: исходная частота может находиться как выше, так и ниже резонансной частоты. Во-вторых, если резонансную частоту молекулярной системы можно изменять, например путем приложения электрического или магнитного поля или изменения его, то инверсию можно осуществить при фиксированной частоте приложенного электромагнитного поля путем раскачивания резонансной частоты вокруг частоты приложенного поля.

Адиабатическое быстрое прохождение как метод создания условий для излучения имеет два больших преимущества перед импульсной инверсией: нет необходимости в точной установке частоты электромагнитного возбудителя и в точном соблюдении продолжительности импульса и зависимости раскачиваемой частоты от времени. Остальные трудности, возникающие при импульсной инверсии и перечисленные выше, встречаются также и при адиабатическом быстром прохождении. Но, как указывалось выше, большинство из них, если не все, являются преодолимыми. Прежде чем переходить к их обсуждению, рассмотрим характеристики, которые желательно получить с помощью молекулярной системы, возбуждаемой путем адиабатического быстрого прохождения.

Из формулы (13) следует, что коэффициент усиления α возрастает с увеличением числа «избыточных» молекул N и дипольного момента p , а с расширением молекулярной полосы уменьшается согласно соотношению

$$\alpha \sim \frac{p^2 N}{(\text{Полоса})}.$$

Поскольку желательно получить широкую полосу усиления, очевидно, что требуются системы с большой избыточной населенностью: если используется инверсия населенностей уровней, то при тепловом равновесии желательно иметь большой избыток населенности. Согласно формуле (5а), большой избыток можно получить двумя способами: путем увеличения молекулярной концентрации или перехода на более низкие температуры.

Низкие температуры желательны также с точки зрения коэффициента шумов. В этом можно убедиться, обратившись к формуле (23). Пренебрегая потерями в волноводе, имеем

$$F_{\text{мин.}} = 1 + \left(\frac{N_2}{N_1 - N_2} \right) \frac{h\nu}{P_{N_0}}.$$

Исходя из состояния теплового равновесия при температуре молекулярной системы $T_{\text{молек.}}$, после инверсии уровней имеем

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp \left(+ \frac{h\nu}{kT_{\text{молек.}}} \right)$$

и

$$\frac{N_2}{N_1 - N_2} \approx + \frac{kT_{\text{молек.}}}{h\nu}.$$

Коэффициент шумов относится к комнатной температуре T_0 :

$$P_{N0} \approx kT_0$$

и

$$F_{\text{мин.}} = 1 + \frac{T_{\text{молек.}}}{T_0}. \quad (25)$$

Таким образом, снижая температуру молекулярной системы, можно довести коэффициент шумов до 3 дБ и ниже: при температурах сухого льда $T_{\text{молек.}} = 194^\circ \text{K}$, $F_{\text{мин.}} = 2,3$ дБ; при температурах жидкого азота $T_{\text{молек.}} = 77^\circ \text{K}$, $F_{\text{мин.}} = 1,1$ дБ; при температурах жидкого гелия $T_{\text{молек.}} = 4^\circ \text{K}$, $F_{\text{мин.}} = 0,06$ дБ.

С точки зрения использования низких температур и высоких плотностей могут оказаться полезными твердые молекулярные системы. Но $\alpha \sim \rho^2$ свидетельствует в пользу газа, для которого возможны дипольные переходы при $\rho \approx 10^{-18}$, и против твердых тел, у которых достаточно большие времена релаксации могут обуславливаться только парамагнитным резонансом, для которого $\rho \approx 10^{-20}$. Но в газе при практически полезной плотности времена релаксации малы, что сильно затрудняет применение частотной модуляции при адиабатическом быстром прохождении. Но если обратиться к твердым телам (или жидкостям), то возникает проблема, связанная с поисками молекулярной системы с достаточно большим временем релаксации, чтобы ее можно было использовать на практике. Известны, однако, системы со спин-решеточными временами релаксации порядка многих секунд [14]. Это системы парамагнитных электронов, локализованных в решетке кремния около донорных атомов. Времена релаксации измерялись для донорных атомов, которые соответствуют элементам, входящим в V группу (P, As, Sb), и литию. Времена релаксации зависят от температуры и концентрации доноров, но при концентрациях, меньших, чем $10^{17} - 10^{18}$ доноров на см^3 , и при температурах жидкого гелия T_1 имеет порядок 1 мин. Таким образом, кремний с соответствующими примесями при температурах жидкого гелия представляет собой материал высокой плотности с продолжительным временем релаксации, подходящий для создания усилителя с низким уровнем шумов, возбуждаемого адиабатическим быстрым прохождением [15].

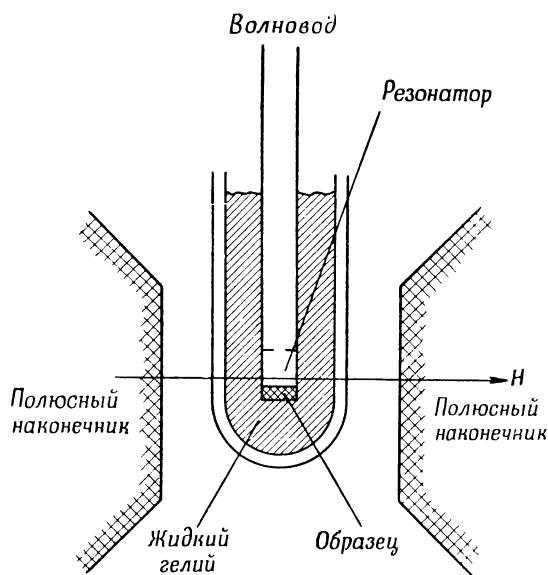
Усилитель, в котором возбуждение происходит путем адиабатического быстрого прохождения, должен содержать образец кремния с примесями, который находится внутри объемного резонатора, помещенного в гелиевом криостате и расположенного между полюсами электромагнита (фиг. 11). На фиг. 12 показан график изменения постоянного магнитного поля во времени для такого усилителя. В точке A при магнитном поле H_A образец находится в тепловом равновесии с окружающей средой. В интервале между A и B магнитное поле проходит через свое резонансное значение H_R , которое соответствует частоте возбуждающего электромагнитного поля. В результате этого адиабатического быстрого прохождения происходит инверсия населенностей спиновых уровней и создаются условия, необходимые для излучения. Между точками B и C поле поддерживается постоянным и равным H_B , а прибор работает как усилитель колебаний в диапазоне с. в. ч. на частоте

$$\nu = \gamma H_B = 2,8 H_B \text{ МГц.}$$

После точки C поле быстро возвращается к своему значению H_A , достигая его в точке D. Усиление на частоте ν прекращается, и системе предоставляют возможность прийти в тепловое равновесие с окружающей средой в поле H_A . Начиная с точки A', этот цикл повторяется. Благодаря этому получается импульсный усилитель, у которого период усиления охватывает интервал

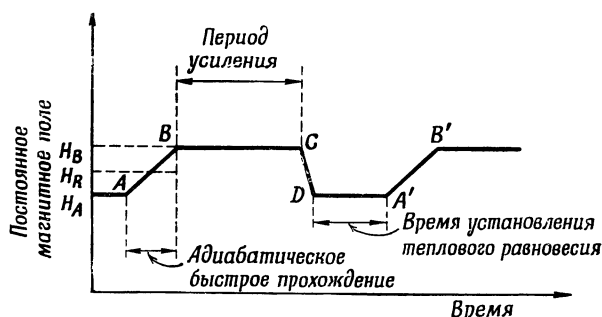
между точками B и C , а участок CB' представляет собой «бесполезное» время, в течение которого усилитель вновь возбуждается.

Вначале может показаться, что «бесполезное» время CB' значительно превосходит активное время, так как для установления теплового равновесия



Ф и г. 11. Схема устройства низкотемпературного парамагнитного усилителя.

с образцом требуется время DA' , большее по сравнению с T_1 . Однако образец кремния с примесями может быть подвергнут воздействиям, сильно сокращающим интервал DA' . Большое время релаксации этого материала (около 1 мин.) при температурах жидкого гелия обусловлено тем, что парамагнитные электроны связаны кулоновскими потенциалами, окружающими



Ф и г. 12. График зависимости магнитного поля от времени в парамагнитном усилителе, возбуждаемом путем адиабатического быстрого прохождения

H_B — значение поля в период усиления, H_R — поле, при котором молекулы резонируют с возбуждающей частотой электромагнитного поля, H_A — поле, при котором устанавливается тепловое равновесие.

донорные атомы, и что свободные электроны (проводимости) в образце отсутствуют. Если образец (при температуре жидкого гелия) осветить видимым светом, то появятся свободные носители и T_1 сократится примерно до 1 мксек. Таким образом, вспышка света может сократить время DA' до нескольких микросекунд. Если время адиабатического прохождения AB составляет не-

сколько миллисекунд, а период усиления BC равен нескольким секундам, то можно получить устройство, усиливающее почти в непрерывном режиме. (Следует отметить, что если возбуждение образца производить вне усилительного резонатора и обеспечить непрерывное прохождение возбужденного вещества через усилитель, то можно получить усилитель, работающий в абсолютно непрерывном режиме.)

Мощность, которую можно получить от молекулярной системы после ее возбуждения, определяется по формуле

$$P_{\text{изл.}} = \frac{4\pi^2 N \rho^2 \nu T_2 H^2}{h},$$

где N — избыточное число спинов в верхнем состоянии. Ширина спектральной линии примерно равна

$$\text{Полоса} \approx \frac{1}{\pi T_2}.$$

Если использовать высокие концентрации спинов, применять образцы с достаточно большим значением T_2 и резонаторы с хорошей добротностью, то можно сделать так, чтобы омические потери в резонаторе были меньше излучаемой мощности, и получить резонаторный усилитель с большим коэффициентом усиления.

Молекулярная полоса, соответствующая образцам кремния, содержащим примеси и рассмотренным выше, равна нескольким мегагерцам, что отвечает значениям $T_2 < 1$ мксек. Эти значения намного меньше, чем $T_1 \approx 60$ сек. Разница обусловлена магнитными взаимодействиями между парамагнитными спинами, а также между этими спинами и другими магнитными диполями в образце (ядерными моментами). Эти взаимодействия не совпадают по фазе с полем взаимодействия между электронным спином и излучением и поэтому расширяют резонанс, однако они не создают условий для обмена энергией с кристаллической решеткой и поэтому не уменьшают T_1 . Если удалить некоторые из ядерных моментов, находящихся не в фазе, и заменить их немагнитными изотопами, то T_2 может увеличиться, а вместе с ним увеличится и мощность молекулярного излучения, конечно, за счет некоторого сужения полосы усиления.

Исходную мощность при адиабатическом быстром прохождении получают из двух источников: от мощного высокочастотного поля возбудителя и, возможно, за счет энергии, обусловленной магнитным моментом системы при изменении приложенного поля. При реальных добротностях резонатора потери, обусловленные полем возбудителя, значительно больше, чем высокочастотная энергия, получаемая при усилении, так что к. п. д. этой системы мал.

Методы возбуждения систем с несколькими уровнями

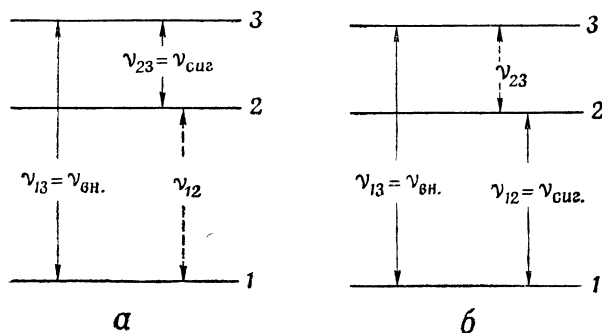
Выше рассматривались методы создания условий для излучения применительно к молекулярным системам, для которых существенны только два энергетических уровня¹⁾. Если рассматривать схемы с несколькими уровнями и считать возможным использование одной или более возбуждающих частот, отличающихся от частоты усиления, то возникают другие способы создания условий для излучения. Некоторые возможности системы с тремя состояниями были рассмотрены Басовым и Прохоровым [16]. Обращаясь к фиг. 13, рассмотрим один из основных способов реализации систем с тремя состояниями. В одном и том же веществе (фиг. 13, а) верхняя пара состояний 2 и 3 разделена усиливаемой сверхвысокой частотой $\nu_{23} = \nu_{\text{сиг.}}$. Энергетические состояния 1

¹⁾ В этих системах с двумя уровнями остальные уровни имеют практическое значение только для выяснения, какая часть молекул в образце находится на данных двух уровнях.

и 3 тоже связаны полем излучения с частотой $\nu_{13} = \nu_{\text{вн.}}$. При тепловом равновесии в состоянии 1 находится больше молекул ($N_{1 \text{ рав.}}$), чем в состоянии 2 ($N_{2 \text{ рав.}}$) и в состоянии 3 ($N_{3 \text{ рав.}}$), т. е.

$$N_{1 \text{ рав.}} > N_{2 \text{ рав.}} > N_{3 \text{ рав.}}$$

Но если резонанс при $\nu_{\text{вн.}} = \nu_{13}$ насыщается, то положение изменится. В данном случае «насыщение» означает, что поле излучения с частотой ν_{13} настолько велико, что явления вынужденных переходов полностью подавляют релаксационные явления и эти два состояния становятся одинаково населенными. Насыщение перехода при ν_{13} приводит к увеличению населенности N_3 уровня 3. Если в результате получается, что $N_3 > N_2$, то создаются условия для непрерывного излучения. Следует отметить, что, несмотря на сильное высокочастотное поле при ν_{13} , релаксационные явления могут играть очень важную роль в процессе установления конечных эффективных населенностей различных



Ф и г. 13. Схема энергетических уровней, иллюстрирующая методы возбуждения с использованием нескольких уровней.

уровней. Например, если релаксационные процессы, приводящие населенности N_2 и N_3 соответствующих состояний в условия теплового равновесия, слабы, тогда как эти процессы для населенностей N_1 и N_2 сильны, то так как населенность состояния 1 уменьшается под воздействием излучения, релаксационные процессы будут переводить молекулы из состояния 2 в состояние 1, стремясь установить равновесное отношение N_2/N_1 . Это приведет к тому, что эффективное значение N_2 окажется меньше величины, соответствующей условию теплового равновесия для всего образца. Очевидно, что для сложной системы уровней и релаксационных явлений возможны многочисленные видоизменения этой схемы, одно из которых показано на фиг. 13, б. В этом случае переход ν_{13} снова насыщается, но быстрая релаксация между состояниями 3 и 2 вместе со слабым релаксационным процессом между состояниями 1 и 2 на этот раз приводит к тому, что $N_2 > N_1$ и усиление происходит на частоте $\nu_{\text{сиг.}} = \nu_{12}$.

Этот общий метод получения излучающих молекулярных систем может обладать весьма важным свойством: если использовать твердые тела с соответствующими энергетическими уровнями и временами релаксации, то высокие молекулярные концентрации, существующие в твердых телах, сочетаются с непрерывным возбуждением, характерным для рассмотренных газовых приборов. Однако при использовании этого метода возбуждения возникают некоторые вопросы практического характера. Поскольку возбуждение является непрерывным процессом, один и тот же резонатор должен использоваться и для возбуждения и для усиления. Это означает, что резонатор должен работать одновременно на двух типах волн и на двух частотах. Кроме того, типы волн должны быть выбраны по возможности так, чтобы области сильного поля для процессов возбуждения и области сильного взаимодействия для процес-

сов усиления совпадали. Это требование, конечно, не может быть выполнено полностью из-за ортогональности волн в резонаторе. Но при малых размерах образца эта проблема является второстепенной. Если усилитель работает при температурах жидкого гелия, то влияние нагрева со стороны сильного поля возбудителя необходимо учитывать. Так же как при возбуждении путем адиабатического быстрого прохождения, наличие сильного поля возбудителя с присущими ему сравнительно высокими потерями приводит к тому, что методы возбуждения с использованием нескольких уровней обладают низким к.п.д.

Методы возбуждения, использующие несколько уровней, открывают еще одну возможность получить усиление с малым уровнем шума, не прибегая к низким температурам. Если пренебречь потерями в волноводе, то коэффициент шумов записывается в виде (25)

$$F_{\text{мин.}} = 1 + \frac{T_{\text{молек.}}}{T_0},$$

где $T_{\text{молек.}}$ — «внутренняя температура» молекулярной системы, определяемая из соотношения (2). Для методов возбуждения, которые сопровождаются обменом или инверсией населенностей уровней, условие $T_{\text{молек.}} < T_0$ может быть удовлетворено путем физического охлаждения молекулярной системы (T_0 — по определению, комнатная температура). Но если возбуждение происходит по схеме с несколькими уровнями, изображенной на фиг. 13, и если время спин-решеточной релаксации T_{12} , связывающей состояния 1 и 2, значительно меньше времени релаксации T_{23} , связывающей состояния 2 и 3, то внутренняя температура при резонансе между состояниями 2 и 3 определяется выражением

$$T_{\text{молек.}} = \left(\frac{\nu_{23}}{\nu_{12}} \right) \times \text{Действительная температура усилителя.}$$

Если ν_{23} значительно меньше ν_{12} , то действительная температура усилителя может быть комнатной и при этом можно все-таки получить низкие коэффициенты шумов.

Основная задача, связанная с этим методом возбуждения, использующим несколько уровней, заключается в подборе подходящей молекулярной системы. При этом накладываются довольно строгие требования: 1) система должна иметь три уровня, как показано на фиг. 13, которые должны отстоять друг от друга настолько, чтобы частота $\nu_{\text{вн.}}$ совпадала с частотой, на которой существуют генераторы определенной мощности, а частота $\nu_{\text{сиг.}}$ совпадала бы с частотой усиливаемого сигнала; 2) правило отбора должно допускать индуцирование переходов с частотами ν_{13} и ν_{23} под воздействием излучения; 3) время релаксации T_{13} должно быть достаточно велико для получения насыщения резонанса возбуждения; 4) время релаксации T_{23} должно быть значительно больше, чем T_{12} ; 5) молекулярные концентрации должны быть достаточно высоки, чтобы мощность, излучаемая молекулами, превосходила потери на частоте сигнала.

Требование (4) может быть выражено в следующем виде:

$$T_{23} > T_{12} \left(\frac{N_{2\text{рав.}} - N_{3\text{рав.}}}{N_{2\text{рав.}} + N_{3\text{рав.}}} \right) \left(\frac{N_{1\text{рав.}} + N_{2\text{рав.}}}{N_{1\text{рав.}} - N_{2\text{рав.}}} \right),$$

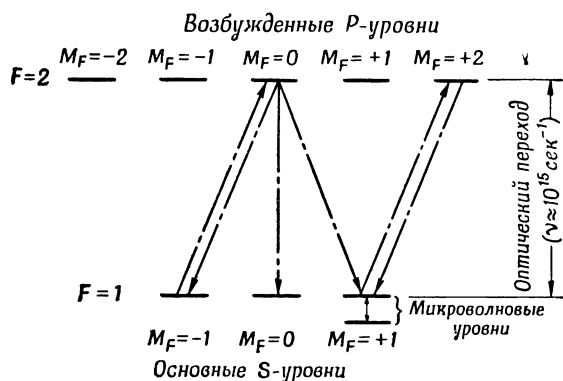
где $N_{i\text{рав.}}$ — населенность i -го уровня в условиях теплового равновесия (при отсутствии высокочастотного поля).

Эти пять требований можно выполнить только при использовании специальных систем. Такие системы могут быть найдены по спектрам энергетических уровней некоторых металлов с парамагнитными переходами. При этом следует применять соответствующие составы, чтобы добиться требуемых расщеплений обычно вырожденных уровней полем кристаллической структуры. Работа над усилителем, использующим схему возбуждения с несколь-

кими уровнями, выполняется в настоящее время в Гарвардском университете и других учреждениях [17, 18].

Оптическая подсветка

Еще один способ создания условий для излучения с использованием нескольких энергетических уровней известен под названием «оптической подсветки» [19—21]. При оптической подсветке система подвергается воздействию света с определенной поляризацией и с длиной волны, соответствующей оптическим переходам молекул. Поглощение этого поляризованного света и последующее самопроизвольное излучение неполяризованного света может привести к перераспределению молекул между несколькими состояниями, в результате чего создаются условия излучения для молекул, находящихся в двух состояниях, связанных между собой сверхвысокочастотным переходом. Для более подробного выяснения этих явлений рассмотрим атом (молекулу) с системой энергетических уровней, представленной для частного случая на фиг. 14. Две



Фиг. 14. Схема энергетических уровней, иллюстрирующая оптические переходы, применяемые при «оптической подсветке».

группы энергетических уровней представляют интерес: верхняя группа состоит из пяти вырожденных уровней и отделена от нижней группы, состоящей из трех вырожденных уровней, «оптическим переходом» ($\nu = 10^{14} - 10^{15}$ сек.⁻¹). Уровни обозначаются с помощью квантовых чисел F и M_F ; F — общий механический момент атома относительно оси Z , выраженный в единицах $\hbar/2\pi$, а M_F — проекция F на ось Z .

Рассмотрим, что происходит с атомом, который поглощает фотон из светового луча, обладающего круговой поляризацией и распространяющегося в направлении оси Z . Такой фотон несет с собой единичную Z -ю составляющую механического момента и единичный общий механический момент. Допустим, что поляризация имеет такое направление, что фотон обладает эффективным $M_z = +1$. Тогда правило отбора требует, чтобы при поглощении $\Delta M_F = +1$, при этом атом, находившийся сначала в состоянии $F=1, M_F=-1$, после поглощения фотона переходит в состояние $F=2, M_F=0$. Но атомы на уровнях верхней группы сильно возбуждены и самопроизвольно испускают фотон обратно в течение примерно 10^{-8} сек. Этот фотон, вообще говоря, не поляризован, так как правило отбора для самопроизвольного излучения гласит, что $\Delta M_F = \pm 1$ или 0. Это показано на фиг. 14 для состояния $F=2, M_F=0$. Нетрудно заметить, что после завершения цикла поглощения и обратного излучения атом, находившийся первоначально в состоянии $F=1, M_F=-1$, может оказаться в любом из трех состояний с $F=1$. Но атом, который первоначально находился в состоянии $F=1, M_F=+1$, после завершения цикла должен остаться в том

же состоянии, так как переход $\Delta M_F = -1$ является единственно возможным при обратном излучении.

Таким образом, освещение системы поляризованным лучом может привести к эффективному уменьшению населенности некоторых уровней (в данном случае уровня $F=1$, $M_F=-1$) и к увеличению населенности других уровней (в данном случае уровня $F=1$, $M_F=+1$). Если в то же время уровень с возросшей населенностью связан с более низким уровнем сверхвысококачественным переходом (как показано на фиг. 14), то между этими двумя уровнями могут установиться условия для излучения. Газ, содержащий такие атомы, можно использовать в определенной электромагнитной системе в качестве усиливающей или излучающей среды.

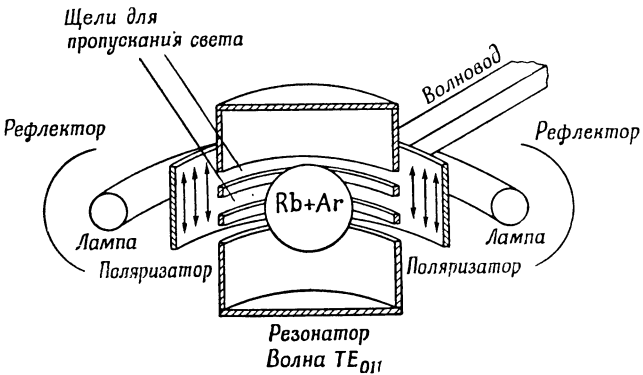
Имеются несколько практических трудностей, препятствующих использованию этого метода для получения излучающей молекулярной системы. Во-первых, нужно найти молекулу или атом с подходящей схемой расположения энергетических уровней. Пары щелочных металлов и атомный водород удовлетворяют этому требованию: оптический переход происходит между основным атомным состоянием $^2S_{1/2}$ и первым возбужденным P -состоянием, тогда как сверхтонкая структура основного состояния обеспечивает переход в диапазоне с. в. ч. Следует также учитывать давления паров, определяющие плотности газа, и—в случае атомного водорода—рекомбинационные процессы. Если оптические переходы расположены в коротковолновой части инфракрасного диапазона или в ультрафиолетовом диапазоне, то могут возникнуть трудности, связанные с поляризацией луча.

При описании процесса оптической подсветки сделано несколько упрощающих допущений. Во-первых, предполагалось, что процесс поглощения происходит между начальным состоянием и одним конечным состоянием. Но верхние оптические уровни очень широки, и существует вероятность «взаимного перекрытия» двух таких уровней, которые в соответствии с правилами отбора могут одновременно принимать участие в переходах. В результате этого возбужденный атом «запоминает» поглощенный механический момент и стремится испустить его обратно, сводя на нет результат подсветки. Во-вторых, подразумевалось, что из двух уровней, расстояние между которыми соответствует сверхвысокой частоте, только один связан оптически с верхними оптическими уровнями. Реально этого достигнуть нельзя, потому что оптические уровни весьма широки и в процессе оптической подсветки населенности обоих уровней с.в.ч. могут изменяться. Однако можно показать, что в благоприятных случаях оба эти вероятные источника трудностей не препятствуют созданию условий для излучения.

На фиг. 15 схематически изображен один из вариантов усилителя, работающего по методу оптической подсветки. Молекулярная система состоит из паров рубидия под давлением около 10^{-6} мм рт. ст. Переход с. в. ч. происходит на частоте 6834,68 Мгц между сверхтонкими уровнями основного состояния. Оптический переход расположен в коротковолновой части инфракрасного диапазона и соответствует волне около 7900 Å. Линейную поляризацию этой волны можно просто обеспечить с помощью листов поляризатора. Пары рубидия содержатся в маленьком стеклянном баллоне, расположенном в центре микроволнового объемного резонатора. В баллоне содержится также аргон под давлением, равным примерно 1 мм рт. ст. Это увеличивает время диффузии паров рубидия к стенкам баллона и предотвращает эффект Доплера [22]. Объемный резонатор имеет цилиндрическую форму и резонирует на волне TE_{011} . Свет, поляризованный вдоль оси резонатора, проходит к парам через цилиндрические щели, прорезанные в стенках резонатора. Это можно выполнить без значительного ухудшения добротности резонатора на данном резонансном типе колебаний. Влияние оптической подсветки на населенность различных магнитных подуровней сверхтонких энергетических уровней основного S -состояния паров рубидия показано ниже в таблице. Очевидно, что для трех переходов при

$\Delta M_F=0$ система после откачки является интенсивно излучающей и фактически соответствует очень низкой отрицательной внутренней температуре $T_{\text{молек.}} = -0,12^\circ \text{ К}$.

Главный недостаток усилителей, основанных на этом способе возбуждения, носит количественный характер. Для получения подходящей схемы молекулярных энергетических уровней необходимо, по-видимому, прибегать к газообразным системам. Кроме того, как отмечалось выше, концентрация газа



Ф и г. 15. Схематическое изображение усилителя, работающего на принципе оптической подсветки.

должна быть сравнительно низкой, ибо в противном случае происходит «улавливание света», т. е. оптический фотон, испускаемый обратно каким-то

$M_A \backslash F$	-2	-1	0	+1	+2	
Относительные населенности состояний перед поглощением фотона (при тепловом равновесии)						
2	0,999	0,999	0,999	0,999	0,999	} 68,34 МГц
1		1,000	1,000	1,000		
Населенности состояний после поглощения и испускания каждым атомом одного оптического фотона (при том же нормировании, что и выше)						
2	0,706	1,147	1,294	1,147	0,706	} 68,34 МГц
1		0,952	1,098	0,952		

возбужденным атомом, снова поглощается другим атомом прежде, чем он успел выбраться из газа. Поскольку испускаемый обратно фотон является неполяризованным, его повторное поглощение стремится «обратно накачать» поглотивший его атом. В итоге, результирующий избыток населенности N оказывается очень низким. Кроме того, микроволновый переход (во всяком случае, в перечисленных выше молекулярных системах) является магнитным дипольным переходом с соответственно слабым дипольным моментом p .

В результате воздействия этих факторов для получения усиления приходится сильно сужать полосу. По этой причине усилители с оптической подсветкой

кой могут применяться только в тех случаях, когда это их свойство является преимуществом, например в генераторах с высокой чистотой спектра и стандартах частоты. Стандарт частоты или «атомные часы», использующие оптическую подсветку паров рубидия, в настоящее время исследуются в Принстонском университете. Ожидаемая молекулярная полоса этого рубидиевого усилителя с использованием «буферного газа» для предотвращения эффекта Допплера имеет порядок 100 гц. Поскольку полоса усиления или частотная модуляция под воздействием шумов в случае генератора должна быть значительно меньше этой величины, можно добиться очень высокой стабильности частоты.

Расчет «параметра генерации» L (см. предыдущий раздел) для этого устройства затруднителен из-за нескольких неизвестных факторов. Но качественная оценка показывает, что для возникновения генерации (т. е. при $L=1$) требуется нагруженное Q порядка 60 000. Если учитывать наличие стеклянного баллона внутри резонатора и щелей для пропускания поляризованного света, то это значение может оказаться нереализуемым. Однако, даже если удастся получить такое значение Q , устройство будет иметь чрезвычайно острый резонанс, который можно использовать для контроля частоты.

Коэффициент полезного действия усилителя с подсветкой очень низок. Почти все сравнительно большое количество энергии, передаваемой в оптическом диапазоне частот, расходуется или на оптическое обратное излучение, или на омические тепловые потери в объемном резонаторе.

ОБЩИЕ ВЫВОДЫ

Приведенный выше обзор, по-видимому, дает представление о широком разнообразии приборов и систем, известных под общим названием «молекулярного усилителя». Хотя казалось, что наиболее перспективные схемы усилителей, предложенные или разрабатываемые в настоящее время, были включены в наше рассмотрение, тем не менее этот перечень наверняка не является окончательным. Все перечисленные разнообразные методы получения условия для излучения были предложены или разработаны в течение последних нескольких лет, и совершенно невероятно, чтобы любые новые решения в этой области были бы исчерпаны.

Это разнообразие в некоторых отношениях не позволяет производить общее рассмотрение молекулярных усилителей и генераторов и заставляет описывать каждый метод возбуждения молекулярных систем отдельно. Но основные свойства всех молекулярных усилителей совершенно аналогичны. Слабость взаимодействия отдельных молекул в диапазоне с. в. ч. (порядка 10^{-5} — 10^{-4} эв на одну молекулу) явно свидетельствует в пользу применения резонансных электромагнитных систем в качестве областей взаимодействия между молекулами и излучением. В такой системе, содержащей положительную обратную связь, получение коэффициента усиления само по себе не является сложной задачей: путем увеличения обратной связи, т. е. добротности резонатора, можно получить любой коэффициент усиления. С другой стороны, трудности, связанные с потерями мощности в электромагнитной системе, являются реальными. Требуются системы с чрезвычайно малыми потерями, чтобы слабая молекулярная мощность превосходила потери на величину, достаточную для обеспечения работы с низким уровнем шумов.

В молекулярном усилителе имеется два основных источника шумов: шум, обусловленный самопроизвольным некогерентным излучением возбужденных молекул, и шум, обусловленный тепловым излучением электромагнитной системы¹⁾. Последний зачастую можно уменьшить путем охлаждения электромагнитной системы. Несмотря на эти источники шумов, можно получить зна-

¹⁾ Если происходят флуктуации количества взаимодействующих молекул во времени, то добавляется еще дополнительный шум. Обычно он является сравнительно несущественным.

чения коэффициента шумов менее 1 дБ, и для многих устройств связи и радиолокационных систем, где основной шум, поступающий на вход усилителя вместе с сигналом, значительно меньше тепловых шумов при комнатной температуре, это означает колоссальное увеличение чувствительности по сравнению с обычными усилителями с. в. ч. с коэффициентами шумов порядка 5—15 дБ.

Низкий коэффициент шумов непосредственно связан с чистотой спектра, когда усилитель работает в генераторном режиме. Как показано выше, генератор с молекулярным пучком может обеспечить прежде недостижимую стабильность частоты порядка 10^{-12} , открывая, таким образом, возможности для конструирования сверхстабильных стандартов частоты, основанных на атомных процессах. Это позволяет получить стандарт частоты в любом месте земного шара независимо от астрономических наблюдений, сигналов стандартной частоты, передаваемых по радио, и т. д.

Как показано выше, молекулярные усилители плохо выдерживают увеличение входных мощностей. В некоторых случаях применения это является определенным недостатком. Например, в радиолокационной станции военного назначения такой усилитель быстро насытится за счет сигналов помехи. Однако в других случаях применения этот недостаток молекулярных усилителей несколько не ограничивает его использование.

Основной проблемой молекулярного усиления наряду с уменьшением шумов в электромагнитной системе является обеспечение широкополосности, или, точнее говоря, коэффициента усиления и полосы. Как отмечалось выше, усиление всегда можно повысить за счет широкополосности путем применения неоднородных полей Штарка или Зеемана для расширения резонанса путем увеличения молекулярной концентрации, позволяющей уменьшить время релаксации, или путем усиления высокочастотной связи с резонатором, в котором происходит взаимодействие. Однако если мощность молекулярного излучения распределяется по широкой полосе, то усиление и коэффициент шумов ухудшаются. Поэтому получение большой общей молекулярной мощности приобретает серьезное значение. В газообразных молекулярных системах концентрация молекул низка, и поэтому могут быть получены полосы от нескольких единиц до нескольких десятков кГц. В устройствах, использующих твердые тела, можно получить полосы порядка МГц.

Наряду с усилением, коэффициентом шумов и полосой имеет значение также частотное перекрытие. Если частота усиления определяется внутренними молекулярными свойствами, например в случае аммиака и, возможно, в некоторых системах с твердыми телами, то частота существенно фиксирована. В некоторых случаях применения, например для стандарта частоты, это является желательным или по крайней мере не служит помехой. Но если требуется перестраиваемое усиление, то можно воспользоваться системой с парамагнитными спинами, где частота определяется напряженностью приложенного постоянного поля. В этом случае открываются важные возможности. Поскольку частота возбуждения не должна обязательно совпадать с частотой усиления, микроволновые колебания можно генерировать на частотах, более высоких, чем частоты возбуждения. Это, возможно, подводит к решению задачи генерирования (или усиления) миллиметровых колебаний. Методы усилителя (генератора) с молекулярным пучком, не использующие высокочастотное электромагнитное возбуждение, также позволяют осуществить генерацию на дискретных частотах в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах путем использования переходов между энергетическими состояниями, сравнительно далеко отстоящими друг от друга. Колебательные и некоторые вращательные переходы (например, в случае аммиака) расположены в длинноволновой инфракрасной и субмиллиметровой частях спектра и могут оказаться подходящими.

Таким образом, молекулярные усилители позволяют получить усиление колебаний с низким уровнем шумов в диапазоне с. в. ч. В настоящее время

полосы еще очень узки, но дальнейшая работа в этой области должна в ближайшем будущем привести к существенному успеху в этом направлении. Снижение коэффициента усиления, происходящее при уменьшении частоты, по-видимому, препятствует их применению на частотах ниже диапазона с. в. ч. Но в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах они открывают новые возможности для усиления и генерирования. В ближайшее время следует ожидать многих усовершенствований, относящихся как к способам возбуждения, так и к молекулярным системам, подходящим для использования в этих устройствах.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Рассмотрим молекулу с двумя энергетическими уровнями и переменное поле с. в. ч. вида $E \cos(2\pi\nu t)$, индуцирующее переходы между ними. Если функция состояния молекулы записывается в виде линейной комбинации «чистых» функций энергетического состояния

$$\phi = \sum_j a_j(t) \phi_j, \quad (1)$$

то квантовомеханические уравнения, определяющие зависимость коэффициентов a_j от времени, имеют вид [23]

$$\frac{da_j}{dt} = \frac{2\pi}{i\hbar} \sum_n W_{jn} a_n e^{2\pi i \nu_{jn} t}, \quad (26)$$

где

$$i = \sqrt{-1}, \quad \nu_{jn} = \frac{W_j - W_n}{h},$$

W_j — энергия j -го состояния и т. д., а W_{jn} — jn -й элемент матрицы возмущения, равный

$$W_{jn} = \int \phi_j^* W \phi_n dv = \int \phi_j^* p E \cos(2\pi\nu t) \phi_n dv = E \cos(2\pi\nu t) \int \phi_j^* p \phi_n dv. \quad (27)$$

Этот интеграл представляет величину дипольного момента p_{jn} связывающего состояния j и n .

В случае двух состояний выражения (26) и (27) принимают форму

$$\begin{aligned} \frac{da_1}{dt} &= \frac{2\pi E \cos(2\pi\nu t)}{i\hbar} \left[p_{11}a_1 + p_{12}a_2 e^{2\pi i \nu_{12} t} \right]; \\ \frac{da_2}{dt} &= \frac{2\pi E \cos(2\pi\nu t)}{i\hbar} \left[p_{21}a_1 e^{2\pi i \nu_{21} t} + p_{22}a_2 \right], \end{aligned}$$

где p_{ii} — дипольный момент молекулы, когда она находится в состоянии с энергией W_i . Такие статические диполи не приводят к резонансным переходам, и ими можно пренебречь. Кроме того, в рассматриваемом случае $p_{12} = p_{21} = p$, так что

$$\begin{aligned} \frac{da_1}{dt} &\approx \frac{2\pi p E}{i\hbar} \cos(2\pi\nu t) e^{2\pi i \nu_{12} t} a_2; \\ \frac{da_2}{dt} &\approx \frac{2\pi p E}{i\hbar} \cos(2\pi\nu t) e^{2\pi i \nu_{21} t} a_1. \end{aligned}$$

Кроме того, $\nu_{21} = -\nu_{12} = \nu_0$, и, вводя определение $\Delta\nu \equiv \nu - \nu_0$, получим

$$\begin{aligned} \frac{da_1}{dt} &= \frac{\pi p E}{i\hbar} \left[e^{2\pi i \Delta\nu t} + e^{-2\pi i (\nu + \nu_0) t} \right] a_2; \\ \frac{da_2}{dt} &= \frac{\pi p E}{i\hbar} \left[e^{2\pi i (\nu + \nu_0) t} + e^{-2\pi i \Delta\nu t} \right] a_1. \end{aligned}$$

Члены, содержащие $(\nu + \nu_0)t$, представляют весьма высокочастотные возмущения основного состояния системы. Поскольку при разумном выборе

времени усреднения они не приводят ни к каким результирующим переходам, ими тоже можно пренебречь. В результате имеем

$$\begin{aligned}\frac{da_1}{dt} &= \frac{\pi p E}{i\hbar} e^{2\pi i \Delta \nu t} a_2; \\ \frac{da_2}{dt} &= \frac{\pi p E}{i\hbar} e^{-2\pi i \Delta \nu t} a_1.\end{aligned}\quad (28)$$

Нетрудно показать, что выражения

$$\begin{aligned}a_1 &= e^{\pi i \Delta \nu t} \left[\cos \lambda t - \frac{\pi i \Delta \nu}{\lambda} \sin \lambda t \right]; \\ a_2 &= \frac{\pi i p E}{\hbar \lambda} e^{-\pi i \Delta \nu t} \sin \lambda t\end{aligned}$$

удовлетворяют (28), если

$$\lambda = \pi \sqrt{\Delta \nu^2 + \left(\frac{pE}{\hbar} \right)^2}.$$

Далее, при $t=0$ они принимают значения $a_1(0)=1$; $a_2(0)=0$. Для такой молекулы, находящейся в момент времени $t=0$ в состоянии 1, вероятность того, что она подвергнется переходу и в момент времени t окажется в состоянии 2, равна

$$\begin{aligned}\text{Вероятность перехода} &= |a_2 t|^2 = \\ &= \frac{\left(\frac{pE}{\hbar} \right)^2 \sin^2 \left[\pi \sqrt{(\Delta \nu)^2 + \left(\frac{pE}{\hbar} \right)^2} t \right]}{(\Delta \nu)^2 + \left(\frac{pE}{\hbar} \right)^2},\end{aligned}$$

что совпадает с формулой (6).

ЛИТЕРАТУРА

1. Gordon J. P., Zeiger H. J., Townes C. H., *Phys. Rev.*, **99**, 1264 (1955).
2. Pierce J. R., *Proc. IRE*, **44**, 601 (1956).
3. Lawson J. L., Uhlenbeck G. E., *Threshold Signals*, N. Y., 1950.
4. Bohm D., *Quantum Theory*, Chapt. 1, 2, N. Y., 1951.
5. Гайтлер В., *Квантовая теория излучения*, Издательство иностранной литературы, 1956.
6. Einstein A., *Phys. Zs.*, **18**, 121 (1917).
7. Кондон Е., Шортли Г., *Теория атомных спектров*, Издательство иностранной литературы, 1949.
8. Горди В. и др., *Радиоспектроскопия*, Гостехиздат, 1955.
9. Townes C. H., Shawlow A. L., *Microwave Spectroscopy*, N. Y., 1955.
10. Bloch F., *Phys. Rev.*, **70**, 460 (1946).
11. Shimoda K., Takahashi H., Townes C. H., *Fluctuations in Amplification of Quanta*.
12. Gordon J. P., *Phys. Rev.*, **99**, 1253 (1955).
13. Shimoda K., Wang T. C., Townes C. H., *Phys. Rev.*, **102**, 1308 (1956).
14. Feher G., Fletcher R. C., *Bull. Am. Phys. Soc.*, **1**, 125 (1956).
15. Combrisson J., Honig A., Townes C. H., *C. R.*, **242**, 2451 (1956).
16. Басов Н. Г., Прохоров А. М., *ЖЭТФ*, **28**, 2, 249 (1955).
17. Bloembergen N., *Phys. Rev.*, **104**, 324 (1956).
18. Scovil H. E. D., Feher C., Seidel H., *The Operation of a Solid State Maser* (готовится к печати).
19. Kastler A., *J. phys. rad.*, **11**, 255 (1950).
20. Brossel J., Kastler A., Winter J., *J. phys. rad.*, **13**, 668 (1952).
21. Hawkins W. B., Dicke R. H., *Phys. Rev.*, **91**, 1008 (1953).
22. Dicke R. H., *Phys. Rev.*, **89**, 472 (1953).
23. Шифф Л., *Квантовая механика*, Издательство иностранной литературы, стр. 219, 1957.

КВАНТОМЕХАНИЧЕСКИЕ УСИЛИТЕЛИ¹⁾

Стрэндберг

Последние работы по созданию квантомеханического генератора [1, 2] ограничивались использованием молекулярных пучков и газообразного аммиака. В течение 1955 г. автор занимался поисками конструктивных способов осуществления квантомеханического усилителя или генератора путем применения других методов подготовки квантовых состояний, а также использования других квантовых состояний и других веществ.

Принцип действия молекулярного усилителя основан на создании неравновесного термодинамического состояния, при котором от системы может быть отобрана энергия. При наличии отклонения от теплового равновесия продолжительность жизни выражается обычно через время релаксации²⁾. Основная цель заключается в том, чтобы создать условия для такого нарушения теплового равновесия, при котором имеется остаточное время, или время релаксации, превосходящее период, в течение которого желательно использовать эти условия для целей генерирования или усиления. Рассмотрим с этой точки зрения молекулярный микроволновый усилитель (генератор) на аммиаке. Электростатический селектор увеличивает населенность на используемом более высоком энергетическом уровне до такой степени, чтобы она превосходила населенность на более низком энергетическом уровне. При этом состояние теплового равновесия отсутствует. Молекулы, выходящие из электростатического селектора, будут приближаться к состоянию теплового равновесия благодаря столкновениям, спонтанному излучению и индуцированному (вынужденному) излучению. В молекулярном усилителе (генераторе) на аммиаке, работающем в обычных условиях, столкновения происходят очень редко. Процесс спонтанного излучения не может иметь место, а длительность этого процесса имеет порядок тысячных долей секунды. В существующих молекулярных усилителях (генераторах) на аммиаке длительность вынужденного излучения устанавливается путем подбора Q резонатора и уровня мощности таким образом, чтобы она была равна времени пролета молекул через выходной резонатор. Это время взаимодействия имеет порядок миллисекунд.

Рассмотрим систему, состоящую из протона в магнитном поле. Эта система проста и характеризуется магнитным моментом, который может быть ориентирован параллельно или антипараллельно магнитному полю. Разность энергий

¹⁾ Strandberg M.W.R., *Proc. IRE*, **45**, № 1, 92—93 (1957).

²⁾ Обычно рассматриваются два времени релаксации T_1 и T_2 . Однако из-за ограниченного объема статьи не было возможности это сделать. Достаточно указать, что T_1 представляет собой постоянную времени установления равновесного распределения населенностей между отдельными энергетическими уровнями, а T_2 — постоянную времени установления некогерентности фаз между частицами, заполняющими уровни, т. е. постоянную времени процесса уменьшения момента осциллирующего диполя до нуля. Под тепловой релаксацией понимается время T_1 , которое и подлежит рассмотрению. Величина T_2 представляет интерес при обсуждении ширины линий или добротности системы и рассматривается при подробном анализе времени реакции квантомеханической системы на электромагнитное излучение. В газовой спектроскопии (с молекулярными пучками) имеет место упрощение $T_1 = T_2$.

между этими двумя устойчивыми состояниями соответствует частоте ядерного магнитного поглощения

$$\nu = g_n \beta_n B,$$

где $g_n \beta_n = 762,3$ *гц/гаусс*. Как показали исследования ядерного резонанса и индукции, время релаксации для состояний протона может изменяться в широком интервале от секунд до микросекунд в зависимости от среды, окружающей протон (физического и химического состояния вещества, содержащего протоны). Иными словами, нарушение теплового равновесия для состояния протона в магнитном поле может быть достаточно продолжительным для проведения экспериментов, протекающих сравнительно медленно и направленных на когерентный отбор получаемой энергии.

Свободный или почти свободный спин электрона при взаимодействии с магнитным полем также имеет два возможных состояния. Эти состояния соответствуют параллельной или антипараллельной ориентации электронного спина по отношению к магнитному полю. Разность энергий, связанная с этими двумя состояниями электронного спина в магнитном поле, определяется частотой

$$\nu = g_e \beta_e B,$$

где $g_e \beta_e = 2,8$ *Мгц/гаусс*. Для таких парамагнитных электронных состояний времена релаксации, полученные из эксперимента, достигают 16 сек. [3—5]. И в этом случае при соответствующем подборе среды, окружающей электроны, парамагнитные состояния электронных спинов могут быть поставлены в условия, при которых время установления теплового равновесия вполне достаточно, чтобы произвести опыты по отбору энергии от этих квантовомеханических состояний.

Можно также использовать другие квантовые состояния. Но очевидно, что использование этих двух систем имеет некоторые явные преимущества по сравнению с молекулярным усилителем (генератором) на аммиаке. Пучки молекул аммиака прежде всего вызывают трудности при откачке. Плотность пучка должна быть низкой, чтобы уменьшить релаксацию, обусловленную столкновениями, и рассеяние. Особенно сложен выбор подходящих материалов, потому что аммиак трудно откачивать даже на холодные поверхности, как только образовался мономолекулярный слой аммиака. Таким образом, в молекулярном усилителе (генераторе), использующем аммиак, в результате затруднений, связанных с откачкой, приходится ограничивать плотность пучка примерно до 10^{13} частиц в 1 сек. Плотности протонных или электронных спинов порядка 10^{18} *спин/см³* вполне могут быть получены. Объемы порядка десятков кубических сантиметров, содержащие спины протонов или электронов и выходящие из состояния теплового равновесия на время порядка миллисекунд (число, типичное для периода повторений радиолокационных импульсов), эквивалентны пучкам с интенсивностью 10^{22} ρ , где ρ —часть спиновых состояний, способная излучать.

Рассмотрим один из многочисленных способов подготовки спиновых систем (см. также [6, 7]). Вначале важно усвоить, что для получения результирующего излучения нет необходимости в полном устранении нижнего энергетического состояния. Нужно только, чтобы верхнее энергетическое состояние имело большую населенность, чем низшее. Такая система с двумя уровнями рассматривалась ранее [8]. Кривые изменения населенности таких двух спиновых уровней под воздействием импульса когерентного излучения продолжительностью t показаны на фиг. 1. Равновесное распределение населенностей определяется законом Больцмана, выраженный через разность частот между этими двумя уровнями. Таким образом, если излучение заканчивается в тот момент, когда населенности меняются местами, то избыток населенности в верхнем состоянии может быть использован в опытах по усилению и генерированию. В этом слу-

чае ρ рассчитывается по формуле

$$\rho = \frac{h\nu}{kT},$$

где h —постоянная Планка, k —постоянная Больцмана, а T —равновесная температура в градусах Кельвина. При комнатной температуре $T=300^\circ\text{K}$, $\rho=1,6 \cdot 10^{-7}$, где ν —частота в мегагерцах.

Таким образом, даже при $\nu=1\text{ Мгц}$ переменные спиновые системы обеспечивают получение значительно больших энергий, чем обычные пучки молекул аммиака.

Возможности этого принципа в отношении коэффициента усиления и мощности весьма широки. Если имеется $N\rho$ спинов в «отобранных» состояниях при частоте повторения импульсов Ω , радиочастоте ν и энергии фотона $h\nu$, то мощность, которая может перейти к слабому сигналу, равна

$$P = \frac{1}{2} N\rho\Omega h\nu \text{ вт.}$$

Поскольку ρ тоже зависит от ν , эта мощность пропорциональна ν^2 . Однако в диапазоне 3,2 см для приведенных выше данных имеем

$$P = 100 \text{ мквт.}$$

Для полосы, равной 10 Мгц, это обеспечивает получение коэффициента усиления, равного 100 дб, при эффективной температуре шумов 1°K .

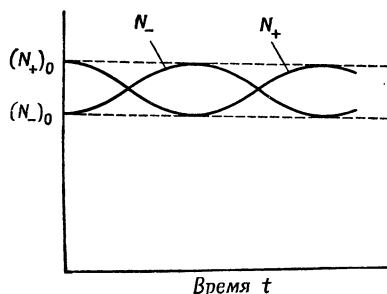
Полезно сравнить эти величины с данными, относящимися к системам с пучками. Как указывалось выше, молекулярный усилитель (генератор) на аммиаке работал при потоке пучка, равном 10^{12} эффективных молекул в 1 сек. Это число соответствует величине $N\rho\Omega$. Можно ожидать, что при использовании тугоплавких материалов, которые легко откачиваются на холодные поверхности, это число может быть увеличено до 10^{15} состояний в 1 сек. Обращаясь снова к диапазону 3,2 см, получим в лучшем случае следующую мощность:

$$P = 7 \cdot 10^{-3} \text{ мквт.}$$

Итак, произведенное сравнение является весьма показательным.

Изложенные соображения подчеркивают второе важное преимущество применения парамагнитных состояний спинов: они могут без труда перестраиваться с помощью магнитного поля. Уже предполагалось использовать электрические или магнитные поля для изменения резонансной частоты аммиака. Но чувствительность магнитной перестройки для аммиака равна примерно 10^{-4} от чувствительности для электронного спина и составляет примерно одну шестую часть чувствительности перестройки для протона. Рассмотрение однородности электрического поля и электрического разряда в резонаторе молекулярного усилителя (генератора) при перестройке электрическим полем показывает, что диапазон электрической перестройки ограничивается несколькими мегагерцами вокруг частоты 23 870 Мгц. Очевидно, что такое предложение было сделано в прошлом исключительно ради полноты рассмотрения вопроса.

Следует, по-видимому, изложить некоторые практические соображения по поводу переноса подготовленных или разделенных спиновых состояний из той пространственной области, в которой эти состояния подготавливаются или



Ф и г. 1. Кривые зависимости населенности системы с двумя квантовыми уровнями, взаимодействующей с электромагнитным полем, от времени.

$$(N_+)_0 = (N_-)_0 e^{\frac{-h\nu}{kT}} \approx (N_-)_0 \left(1 - \frac{h\nu}{kT}\right),$$

где N_+ —населенность спинами, ориентированными по направлению поля; N_- —населенность спинами, ориентированными против поля; $(N_+)_0$ —равновесные значения.

разделяются, в ту пространственную область, в которой нарушение теплового равновесия спинов используется для усиления. Возможно, что эти две функции могут повторяться периодически в различное время в одной и той же области. Иными словами, спиновые состояния могут быть подготовлены коротким сильным импульсом излучения, а после этой подготовки слабое усиливаемое электромагнитное поле может быть приведено в соприкосновение с подготовленными состояниями. Подготовка может также происходить в одной области прибора, а затем образцы могут переноситься, например на вращающемся диске или колесе, в близлежащую область, в которой будет происходить излучение или усиление. Хотя эти два метода вполне применимы и экспериментально осуществимы, желательно, чтобы они не ограничивали дальнейшую инициативу в применении изложенных выше общих принципов.

Наиболее важной особенностью квантовомеханических усилителей является возможность получения существенно бесшумного усиления. Возможности усилителя сигнала, приходящего от источника с температурой, значительно ниже комнатной (например, в случае радиоастрономического приемника, направленного на холодную область межпланетного пространства), ограничиваются не шумами, имеющимися при комнатной температуре, а шумами с эффективной температурой, равной нескольким градусам Кельвина. На квантовомеханическом усилителе вполне можно осуществить приемник с предельной чувствительностью, соответствующей нескольким градусам Кельвина. Тепловое излучение системы, подводящей усиливаемый сигнал к подготовленным квантовым состояниям, не может быть зарегистрировано, если эта система обладает малыми вносимыми потерями. Иными словами, это означает, что хороший поглотитель является хорошим излучателем и соответственно плохой поглотитель является плохим излучателем. Следовательно, передающая система с малыми потерями в отсутствие квантовомеханических уровней энергии и с сильным взаимодействием с электромагнитным излучением при наличии квантовомеханических уровней может обеспечивать усиление мощности и все-таки обнаруживать эффективную шумовую температуру источника, а не передающей системы. Таким образом, при достаточных коэффициентах усиления и при наличии согласующих элементов с малыми потерями можно, используя квантовомеханический усилитель, приблизиться к коэффициенту шумов, равному 1.

Это, несомненно, определяет те свойства квантовомеханического усилителя, о которых инженер-конструктор может только мечтать. Эти усилители позволят создать на любой частоте элементы цепей с такими Q , которые невозможно получить с помощью обычных современных элементов. Квантовомеханические усилители освободят конструкторов, работающих в области связанных и радиолокационных передатчиков, от попыток использования все возрастающих мощностей передатчиков для увеличения чувствительности. Для условий работы приемных усилителей, близких к идеальным, данная система может обеспечить коэффициент усиления по меньшей мере 20 дБ при повышенной чувствительности и, по-видимому, 25—30 дБ в диапазоне с. в. ч.

ЛИТЕРАТУРА

1. Басов Н. Г., Прохоров А. М., *ЖЭТФ*, **30**, 560 (1956).
2. Gordon J. P. et al., *Phys. Rev.*, **99**, 1264 (1955).
3. Honig A., *Phys. Rev.*, **96**, 234 (1954).
4. Honig A., Combrisson J., *Phys. Rev.*, **102**, 917 (1956).
5. Portis A. M., *Phys. Rev.*, **100**, 219 (1955).
6. Басов Н. Г., Прохоров А. М., *ЖЭТФ*, **28**, 249 (1955).
7. Combrisson J. et al., *C. R.*, **242**, 2451 (1956).
8. Johnson H. R., Strandberg M. W. P., *Phys. Rev.*, **86**, 811 (1951).

ТЕОРИЯ РЕБАТРОНА¹⁾—РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГРУППИРУЮЩЕГО УСКОРИТЕЛЯ ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В ВЫСОКОВОЛЬТНОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ²⁾

Кольман

ВЫСОКОВОЛЬТНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА КАК СРЕДСТВО РЕШЕНИЯ ПРОБЛЕМЫ СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН


Проблема генерирования в диапазоне 100—3000 Гц является наиболее трудной во всем электромагнитном спектре, простирающемся примерно на 20 порядков по частоте. Природа упорно сопротивляется продвижению техники микроволновых ламп в область, лежащую за пределом 3 мм [1], в то время как применение инфракрасной техники на волнах длиннее 0,1 мм встречает трудности [2]. Излучение в этом диапазоне частот необходимо для исследований в области спектроскопии, газоразрядной электроники, сверхпроводимости, теории твердого тела и термоядерных изысканий [3].

В идеальном случае желательно получить перестраиваемый и когерентный источник сигналов с линейным спектром. С этой точки зрения попытки овладеть субмиллиметровым диапазоном должны производиться со стороны микроволновой области, а не со стороны инфракрасного излучения, так как микроволновые генераторы являются когерентными. Однако значительные усилия, затраченные на продвижение существующей техники в сторону более коротких волн, не увенчались успехом. Очевидно, что для решения этой проблемы требуется новая техника.

Из уравнения движения электрона

$$\frac{dm \mathbf{v}}{dt} = \mathbf{f}_{\text{внеш.}} + \mathbf{f}_{\text{собст.}} \quad (1)$$

следует, что возможны только два основных типа взаимодействия между электроном и электромагнитным полем. Первый член в выражении для силы равен $q\mathbf{E} + q[\mathbf{v}\mathbf{B}]$ и представляет собой силу, действующую на данный заряд со стороны внешнего поля, создаваемого другими зарядами. Обычные электронные лампы основаны на этом типе взаимодействия. Второй член в выражении для силы начинает играть роль при ускоренном движении заряда. Это сила, действующая на заряд со стороны его собственного поля и обуславливающая прямое излучение. Этот второй тип излучения выражен в явном виде только в случае релятивистских зарядов.

В устройствах, основанных на любом из указанных типов взаимодействия, описываемых уравнением (1), главная проблема заключается в достижении когерентного действия электронов; в противном случае может быть получена только шумовая мощность. Когерентное действие электронов можно обеспечить путем пространственного группирования пучка или создания пучка, содержащего высокие гармоники. 

В идеально сгруппированном пучке функции распределения тока и количества движения электронов являются δ -функциями. В этом случае

$$i(t) = n_0 \delta(t' - t) \quad (2)$$

¹⁾ Ребатрон (Rebatron) — сокращенное название релятивистского электронного группирующего ускорителя (A Relativistic Electron Bunching Accelerator). — *Прим. ред.*

²⁾ Coleman P. D., *J. Appl. Phys.*, 28, № 9, 927—935 (1957).

и

$$N(mv) = N(p) = n_0 \delta(p' - p), \quad (3)$$

где n_0 —число электронов в пакете; p —количество движения; v —скорость; δ —дельта-функция Дирака.

Если предположить, что ток представляет собой периодическую бегущую волну, то $i(t)$ в формуле (2) можно выразить в виде ряда Фурье

$$i(t) = i_{cp} + \sum_{s=1}^{\infty} i_s \cos \left[s\omega_0 \left(t - \frac{z}{v_0} \right) \right], \quad (4)$$

где

$$i_s = 2i_{cp}.$$

Если ток описывается δ -функцией, то амплитуда каждой гармоники тока равна удвоенному среднему значению тока, что является наилучшим из возможных результатов. Если количество движения или скорость распределены по δ -функции, то форма волны тока устанавливается в процессе ее движения, что позволяет записать аргумент косинуса в формуле (4) в виде $s\omega_0(t - z/v_0)$. Таким образом, пучок содержит гармоники как во времени, так и в пространстве. Влияние пространственного заряда пока не учтено.

В обычных электронных лампах пучки, содержащие высокие гармоники и описываемые формулой (4), не применяются, а скорость пучка v_0 не является релятивистской. Однако возникает вопрос, достигли ли генераторы, основанные на когерентном взаимодействии электронного пучка с электромагнитным полем, своего верхнего предела по частоте. По общему мнению специалистов, такой частотный предел существует [4], но величина его пока не известна.

Если скорость пучка v_0 приближается к скорости света c , то, как показали последние работы по использованию эффектов Доплера [5, 6] и Черенкова [7], можно получить источники излучения, принцип действия которых основан на члене $f_{собр.}$ в уравнении (1).

В новых устройствах, называемых гармодотронами [8], также желательно иметь большие скорости пучка. Таким образом, высоковольтные пучки позволяют с помощью новой техники решить проблему генерирования субмиллиметровых волн, перед которой обычная электроника оказалась бессильной.

В этой и в двух последующих статьях [9, 10] описывается новая попытка решения в общем виде проблемы генерирования субмиллиметровых волн с помощью высоковольтной электроники. Ниже показано, что этот метод обеспечивает не только получение новых источников излучения, но и группирование электронных пучков в более компактные пакеты и с меньшим разбросом по скоростям в пучке по сравнению с имевшимися ранее. Кроме того, поскольку высоковольтные пучки содержат большие мощности, можно получить с их помощью, даже при слабой связи между пучком и системой, мощные импульсные источники излучения.

ГРУППИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ

Решение задачи одновременного группирования и ускорения электронов для получения δ -образного распределения тока и скоростей в пакете требует совершенно новых приемов, отличных от встречающихся в обычной электронике. Но как при нерелятивистских, так и при релятивистских напряжениях существует всего четыре основных метода превращения сплошного электронного пучка в группированный [11]. Это означает, что хотя сам по себе метод группирования не может быть заменен, однако способы его реализации должны быть тщательно подобраны, так как в противном случае не удастся получить никаких преимуществ по сравнению с обычной электроникой.

Рассмотрим некоторое количество зарядов, расположенных в данном элементе объема dV_1 . Если ρ_1 —плотность заряда, v_1 —скорость, t_1 —время и ds_1 —элемент площади, то

$$\rho_1 dV_1 = \rho_1 v_1 dt_1 ds_1. \quad (5)$$

В последующий момент времени эти же заряды будут находиться во втором элементе объема, причем

$$\rho_2 v_2 dt_2 ds_2 = \rho_1 v_1 dt_1 ds_1. \quad (6)$$

Ток определяется выражением

$$i_2 = \rho_2 v_2 = \rho_1 v_1 \left| \frac{dt_1}{dt_2} \right| \left| \frac{ds_1}{ds_2} \right|. \quad (7)$$

Четыре основных метода модуляции соответствуют каждому из четырех членов в правой части равенства (7). Ниже рассмотрена только скоростная, или пролетная схема группирования. Но она не полностью совпадает с группированием клистронного типа, когда с самого начала электронам сообщаются скорости с широким диапазоном распределения, который в дальнейшем не нарушается.

Рассмотрим один из возможных способов, позволяющих видоизменить группирование клистронного типа для приближения тока и спектра скоростей к δ -функции. Пусть θ_e —начальный угол дрейфа, x —расстояние дрейфа, ω —угловая частота и v —скорость электрона. Если θ_h —фаза в положении x , то

$$\theta_h = \theta_e + \omega \int_0^x \frac{dx}{v}. \quad (8)$$

В случае клистрона используются условия

$$\theta_h \gg \theta_e, \quad v \neq v(x), \quad (9)$$

так что

$$v(\theta_e) \approx \frac{\omega x}{\theta_h} \left(1 + \frac{\theta_e}{\theta_h} \right) = v_0 + v_1 \theta_e. \quad (10)$$

Скорость, определяемая формулой (10), получается под воздействием синусоидальной модуляции вида

$$v(\theta_e) = v_0 + v_1 \sin \theta_e, \quad (11)$$

что приводит к распределению по скоростям, которое в дальнейшем сохраняется неизменным.

Для одного из способов видоизменения клистронного метода группирования (особенно учитывая, что для решения задач, рассматриваемых в настоящей статье, необходимо одновременное ускорение и группирование) требуется, чтобы скорость v в равенстве (8) была такой функцией x и θ_e , что

$$\theta_e + \omega \int_0^h \frac{dx}{v(x, v_e)} = \text{const для любых значений } \theta_e, \quad (12)$$

$$v(h, \theta_e) = \text{const для любых значений } \theta_e, \quad (13)$$

где h —фиксированное расстояние. Начальное значение скорости $v(0, \theta_e)$ также подлежит определению.

Если уравнения (12) и (13) удовлетворяются, то можно получить δ -образное распределение как для тока, так и для скорости. В этом случае потребуется еще учет пространственного заряда. Если предположить, что группирование и ускорение электронов производятся микроволновыми методами, то выбор

функций $v(x, \theta_e)$, которые могут быть практически реализованы, довольно ограничен. Однако ниже показано, что даже простейшая функция распределения электронов по скоростям в релятивистской области, определяемая силой, изменяющейся во времени по синусоидальному закону, может достаточно хорошо удовлетворять условиям (12) и (13).

УСКОРЕНИЕ И ГРУППИРОВАНИЕ

Цилиндрический микроволновый резонатор для волны типа E_{010} является практически удобным устройством для ускорения электронов. Составляющие поля внутри этого резонатора записываются в виде [12]

$$E_z = E_0 J_0 \left(r_{01} \frac{r}{a} \right) \sin \theta \quad (14)$$

и

$$B_\varphi = \frac{E_0}{c} J_1 \left(r_{01} \frac{r}{a} \right) \cos \theta, \quad (15)$$

где a — радиус резонатора, θ — фазовый угол по высокой частоте, J_0 и J_1 — функции Бесселя первого рода.

Если радиус R_0 электронного пучка у входа в резонатор мал по сравнению с радиусом резонатора a , то уравнение движения принимает вид

$$\omega \frac{dmv}{d\theta} \approx qE_0 \sin \theta = \frac{qU_0}{h} \sin \theta, \quad (16)$$

где h — высота резонатора, U_0 — амплитудное значение напряжения, приложенного в осевом направлении, и ω — угловая радиочастота.

После однократного интегрирования уравнения (16) получается следующий результат:

$$A(\theta) = \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\beta_e}{\sqrt{1-\beta_e^2}} \left(\frac{qU_0}{m_0 c^2} \right) \left(\frac{\lambda}{2\pi h} \right) [\cos \theta_e - \cos \theta], \quad (17)$$

где $\beta = v/c$ — отношение скорости электрона к скорости света, c — скорость света, β_e — отношение начальной скорости электрона к скорости света, m_0 — масса покоя электрона, λ — длина радиоволны и θ_e — начальная фаза. Безразмерные коэффициенты вводятся в равенство (17) так, чтобы излагаемая теория была применима ко всем релятивистским электронным группирующим ускорителям (ребатронам), в которых используются резонаторы на волне типа E_{010} .

Следует сделать два замечания относительно уравнений (16) и (17). Во-первых, уравнение нелинейно, и поэтому определяемая им функция для скоростей не может быть получена с помощью нерелятивистской механики. Во-вторых, скорость дается в виде явной функции от фазы и неявной функции от расстояния. Это последнее обуславливает необходимость громоздкой расчетной работы при исследовании задачи.

Решение уравнения (16) можно выразить в виде

$$\frac{\omega}{c} \int_0^h dx = \frac{2\pi h}{\lambda} = \int_{\theta_e}^{\theta_h} \frac{A d\theta}{\sqrt{1+A^2}}. \quad (18)$$

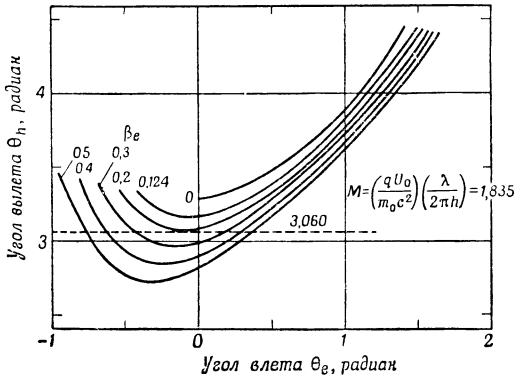
Расчетная задача для данной серии параметров $qV_0/m_0 c^2$, $2\pi h/\lambda$, θ_e и β_e заключается в нахождении верхнего предела интегрирования (если он существует), при котором интеграл в равенстве (18) равен $2\pi h/\lambda$. Кинетическая энергия вылетающих электронов определяется выражением

$$T = m_0 c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right]. \quad (19)$$

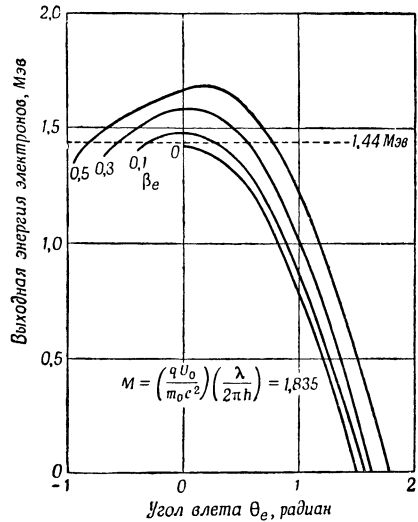
На фиг. 1 изображено семейство кривых зависимости θ_h от θ_e при различных β_e , рассчитанное по формуле (18) для случая $2\pi h/\lambda = 2,332$ и $qU_0/m_0c^2 = 4,282$. На фиг. 2 изображено семейство соответствующих кривых для кинетической энергии электронов T , выраженной в Мэв. Многократный пролет электронов при этих расчетах не учитывался.

СОБСТВЕННОЕ ГРУППИРУЮЩЕЕ ДЕЙСТВИЕ

Кривые на фиг. 1 и 2 рассчитаны для постоянной начальной скорости v_e . Хотя этот случай наиболее легко осуществим на практике, он не приводит к условиям получения δ -функций тока и нужного распределения по скоростям. Для выполнения этих условий необходимо, чтобы величина β_e была определенной



Ф и г. 1. Семейство кривых зависимости угла вылета θ_h от угла влета θ_e при различных значениях β_e .



Ф и г. 2. Семейство кривых зависимости выходной энергии T от угла влета θ_e при различных значениях β_e .

функцией θ_e . Однако желательно исследовать ускоряюще-группирующее действие собственно ускорителя на волне типа E_{010} , так как он сам по себе, без какого-либо видоизменения, является хорошим умножителем.

Группирующие характеристики можно оценить с помощью фиг. 1 и 2, а также уравнения непрерывности

$$\omega_0 q dN = \omega_0 q E(T) dT = i_e d\theta_e = i_h d\theta_h, \quad (20)$$

где dN — число электронов с энергиями в интервале между T и $T + dT$, углами влета между θ_e и $\theta_e + d\theta_e$ и углами вылета между θ_h и $\theta_h + d\theta_h$. $E(t)$ — функция распределения электронов на выходе по энергиям, i_e — ток на входе, i_h — ток на выходе.

Ток на входе i_e при проведенном ниже расчете принят постоянным, поэтому после интегрирования уравнения (20) по периоду высокой частоты получим

$$\omega_0 q \int_0^{N_0} dN = \omega_0 q N_0 = i_e \int_0^{2\pi} d\theta_e = 2\pi i_e, \quad (21)$$

где N_0 — число электронов, влетающих в резонатор за один период высокой

частоты. Следовательно, при фиксированных пределах очевидно, что

$$\frac{\Delta N}{N_0} = \frac{(\theta_e)_2 - (\theta_e)_1}{2\pi} = \frac{1}{N_0} \int_{T_1}^{T_2} E(T) dT. \quad (22)$$

Для оценки собственного группирования в конкретном случае рассмотрим электроны, для которых $\beta_e = 0,3$. Из фиг. 1 следует, что общий интервал приемлемых углов влета (не учитывая многократного пролета) составляет $-0,69 \leq \theta_e \leq 1,64$. Следовательно, за период высокой частоты ускорятся определенная часть влетевших электронов

$$\frac{(\Delta N)_1}{N_0} = \frac{1,64 - (-0,69)}{2\pi} = 0,37. \quad (23)$$

Рассмотрим теперь на фиг. 2 интервал энергий электронов $1,48 \leq T \leq 1,58$ Мэв. Соответствующие значения функции θ_e (следует отметить, что эта функция является многозначной) равны $-0,48 \leq \theta_e \leq 0,48$.

Следовательно, доля влетевших электронов, ускоренная до энергий, превышающих 1,48 Мэв, равна

$$\frac{(\Delta N)_2}{N_0} = \frac{1}{N_0} \int_{1,48}^{1,58} E(T) dT = \frac{0,48 - (-0,48)}{2\pi} = 0,15. \quad (24)$$

Таким образом, из общего числа ускоренных электронов $15/0,37 = 41\%$ имеет энергии $1,53 \pm 0,05$ Мэв при разбросе энергий всего $\pm 3\%$. Обратившись к (19), нетрудно видеть, что изменение отношения скоростей β имеет порядок 0,2%. Следовательно, спектр скоростей используемых электронов с большими энергиями уже сам по себе достаточно хорош.

Из фиг. 1 следует, что интервал углов вылета, соответствующий указанному выше интервалу энергий, равен $2,97 \leq \theta_h \leq 3,26$ рад или $\Delta\theta_h = 0,29$ рад. Если среднее значение β положить равным 0,97, то эти электроны распределяются на отрезке Δx , равном

$$\Delta x = 0,97 \left(\frac{\Delta\theta_h}{2\pi} \right) \lambda = 0,0448 \lambda. \quad (25)$$

Приведенные выше расчеты показывают, что даже в случае постоянной скорости влета электрона и неизменного входного тока резонатор на волне типа E_{010} может создавать высоковольтный электронный пучок, в котором содержатся весьма высокие гармоники, а электроны с большими энергиями обладают хорошим спектром скоростей.

ИДЕАЛЬНОЕ ВХОДНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО СКОРОСТЯМ

После произвольного выбора скоростной функции $v(x, \theta_e)$, исходя из синусоидального закона изменения силы во времени, следующим этапом является изучение условий, накладываемых на скорость влета $v(0, \theta_e)$ и необходимых для удовлетворения уравнений (12) и (13). Поскольку скоростная функция выбрана на основании практических соображений, вполне возможно, что условия, которые должны быть наложены на $v(0, \theta_e)$ для удовлетворения уравнения (12), совершенно отличны от условий, которые необходимо наложить на $v(0, \theta_e)$ для удовлетворения уравнения (13). Однако выбор силовой функции приводит к двум совершенно аналогичным группам условий, накладываемых на $v(0, \theta_e)$, в чем можно убедиться, обратившись снова к фиг. 1 и 2.

На фиг. 1 нанесена штриховая горизонтальная прямая $\theta_h = 3,060$ рад, которая пересекает семейство кривых β_e . Непосредственно из графика можно

найти значения β_e для каждого угла влета θ_e . Эта функциональная зависимость приводит к условию постоянства угла вылета $\theta_h = 3,060 \text{ рад}$ и, следовательно, удовлетворяет равенству (12). Эти данные для различных постоянных углов вылета представлены графически (в виде семейства сплошных кривых) на фиг. 3.

Аналогично на фиг. 2 проведена через семейство кривых β_e штриховая горизонтальная линия $T = 1,44 \text{ Мэв}$ (соответствующая постоянной скорости $0,9651 c$). Непосредственно из этого графика можно также найти значения β_e при различных θ_e , требуемые для постоянства выходной скорости или энергии. Эти данные изображены также графически (в виде штриховых кривых) на фиг. 3 для различных постоянных значений выходной энергии T или отношения β_h . По поводу этих кривых следует высказать одно замечание. Различные кривые этого семейства (например, кривые $\beta_h = 0,9688$ и $\beta_h = 0,9672$) достаточно удалены друг от друга. Если приближаться к этим идеальным кривым с помощью некоторых предварительно группирующих систем, то большое расстояние между кривыми означает, что возможные отклонения параметров от расчетных значений не усложнят задачу или что можно исходить из кривых $\theta_h = \text{const}$, не нарушая при этом желаемый скоростной спектр вылетающих электронов.

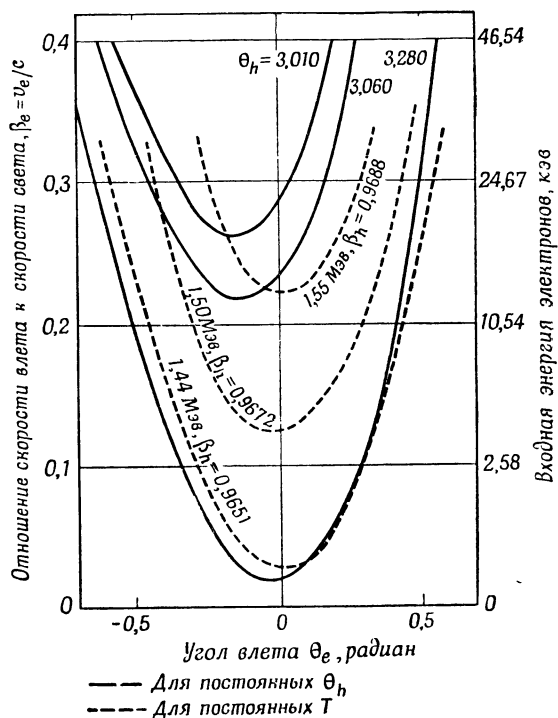
Из фиг. 3 следует, что условия, накладываемые на зависимость β_e от θ_e для получения тока и скорости, распределенных по закону δ -функции, вполне аналогичны. Последующая задача заключается в конструировании предгруппирующей системы, обеспечивающей выполнение этих условий.

ПРАКТИЧЕСКОЕ ОСУЩЕСТВЛЕНИЕ ИДЕАЛЬНЫХ ВХОДНЫХ КРИВЫХ

Из предыдущего раздела следует, что пучок, влетающий в резонатор, для выполнения условий группирования должен быть предварительно промодулирован по скоростям. Ниже описана простая предгруппирующая система, которая служит для практического приближения к идеальным кривым в определенном интервале β_h или θ_h .

Прежде всего следует отметить, что простая синусоидальная модуляция по скоростям не обеспечивает получения идеальных кривых. Однако хорошо известно [13], что если пучок с модуляцией по скоростям дрейфует в пространстве, свободном от полей, то более быстрые электроны сближаются с более медленными, что приводит к нарушению синусоидальной зависимости скорости от угла пролета.

Рассмотрим, например, постоянный пучок с $\beta = \beta_0$, промодулированный резонатором с. в. ч. с зазором шириной a , в котором приложено напряжение $U_h \sin \theta$. Аналитические выражения модуляции (за исключением обозначений)



Ф и г. 3. Семейство кривых, характеризующих идеальные условия влета.

совпадают с равенствами (16)–(18). В данном случае

$$B(\theta) = \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\beta_0}{\sqrt{1-\beta_0^2}} + \left(\frac{qU_k}{m_0 c^2} \right) \left(\frac{\lambda}{2\pi h} \right) [\cos \theta_f - \cos \theta] \quad (26)$$

и

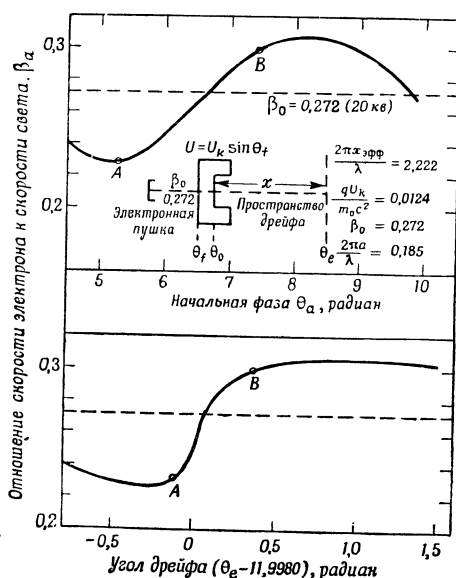
$$\frac{2\pi a}{\lambda} = \int_{\theta_f}^{\theta_a} \frac{B d\theta}{\sqrt{1+B^2}}. \quad (27)$$

В пространстве дрейфа длиной x угол дрейфа, обозначаемый θ_e , определяется в виде

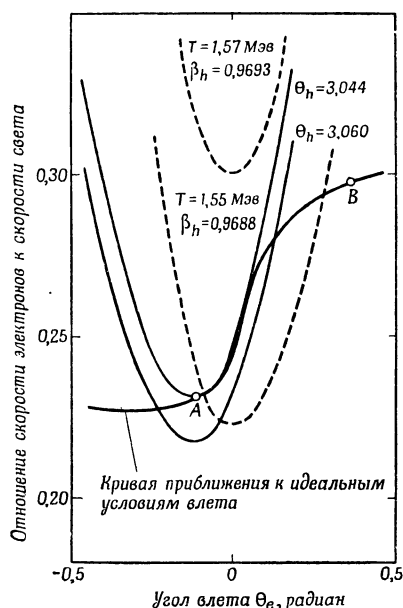
$$\theta_e = \theta_a + \left(\frac{2\pi x}{\lambda} \right) / \beta_a, \quad (28)$$

где β_a — отношение скорости электрона к скорости света, определяемое из (26) при $\theta = \theta_a$.

Формула (28) справедлива при условии, что разгруппирующее действие со стороны пространственного заряда отсутствует. В дальнейшем предполагается, что это действительно так или что это противодействие, которое



Фиг. 4. Кривые изменения скорости в предгруппирующей системе в зависимости от фазы.



Фиг. 5. График, характеризующий практическое приближение к кривым, соответствующим идеальным условиям влета.

в первом приближении [13] сокращает эффективную длину дрейфа x , может быть учтено путем использования эффективного расстояния дрейфа $x_{\text{эфф}}$ или эффективного напряжения $(U_k)_{\text{эфф}}$.

На фиг. 4 представлены результаты расчета предгруппирующей системы для случая $2\pi x_{\text{эфф}}/\lambda = 2,22$; $qU_k/m_0 c^2 = 0,0124$; $\beta_0 = 0,272$ и $2\pi a/\lambda = 0,185$. Как показано ниже, примерно 50% влетающих электронов соответствует отрезку AB на кривой.

Степень приближения полученной кривой к идеальной показана на фиг. 5, где реальная и идеальная кривые нанесены совместно. Для совпадения этих кривых необходимо, чтобы между предгруппирующим и ускоряющим резонаторами имелась разность фаз α . В рассматриваемом случае эта разность

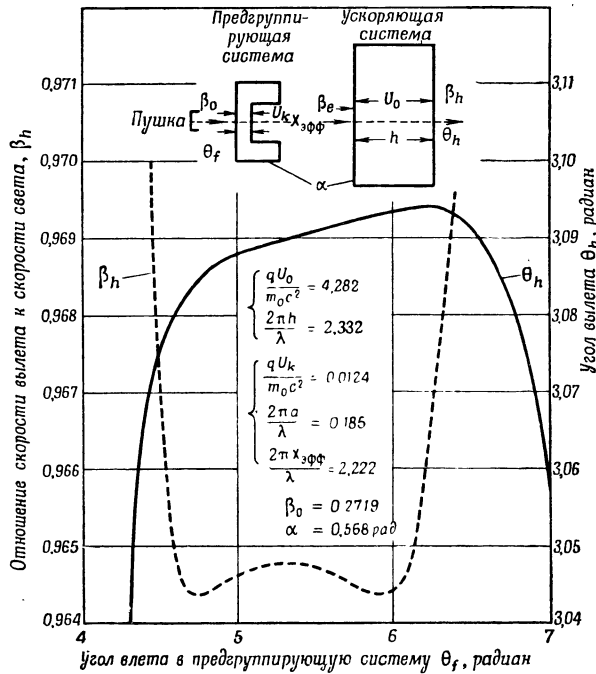
фаз равна $11,9980 \text{ рад}$ или $-0,568 \text{ рад}$, если сдвинуть начало отсчета на два периода.

Описанный выше прием подбора кривых чрезвычайно полезен при поисках параметров, требующихся для данной системы. Но окончательное выяснение формы импульсов тока и спектра скоростей потребует полного численного расчета системы.

Кроме того, параметры описанной выше системы не обязательно оптимальны. Они выбраны из практических соображений, связанных с имеющимися лампами и устройствами в диапазоне 10 и 3,2 см, в которых, по-видимому, должны работать ребатроны.

ФОРМЫ ИМПУЛЬСОВ ТОКА И СКОРОСТИ

На фиг. 6 показан удобный метод определения численных параметров всего ребатрона в целом. На этом графике изображена зависимость величины β_h и угла вылета θ_h от фазы электронной пушки θ_f . δ -Функции импульса



Ф и г. 6. Кривые зависимости угла вылета θ_h и выходного отношения скоростей β_h от угла влета θ_f в предгруппирующую систему. Случай I.

тока и спектра скоростей определяются горизонтальными прямыми. Это означает, что независимо от момента вылета электронов из пушки все они сходятся в один и тот же момент времени, в одном месте и имеют одну и ту же скорость.

Особенности рассматриваемых кривых могут быть описаны с помощью уравнения непрерывности, имеющего вид

$$i_f d\theta_f = i_h d\theta_h = \omega n(\beta_h) d\beta_h = \omega q dN, \quad (29)$$

где i_f — постоянный ток электронной пушки, θ_f — угол влета, i_h — выходной ток, θ_h — угол вылета, $n(\beta_h)$ — функция распределения по скоростям, β_h — отношение скорости вылетающих электронов к скорости света и N — число электронов.

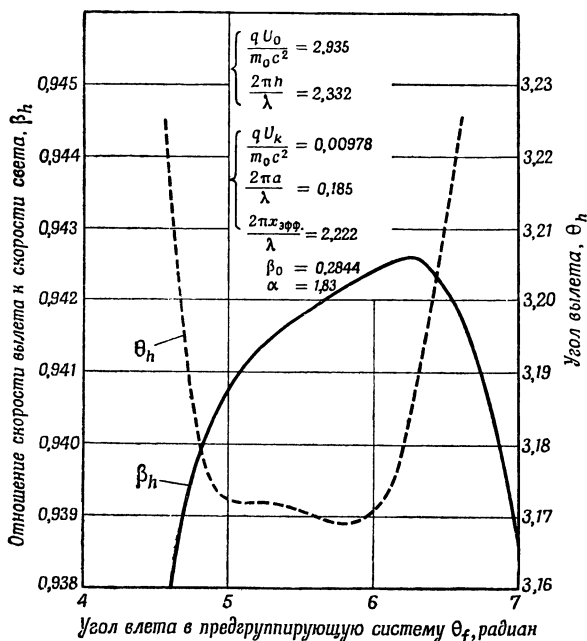
При рассмотрении кривых можно заметить, что

$$4,56 \leq \theta_f \leq 6,16 \quad \text{при} \quad 3,0435 \leq \theta_h \leq 3,0475.$$

Следовательно, произведя операции в соответствии с равенством (22), получим

$$\frac{\Delta N}{N_0} = \frac{\Delta \theta_f}{2\pi} = \frac{1,60}{2\pi} = 0,26. \quad (30)$$

Таким образом, 26% электронов, эмитированных электронной пушкой за период высокой частоты, обладает при выходе из ребатрона разбросом



Ф и г. 7. Кривые зависимости угла вылета θ_h и выходного отношения скоростей β_h от угла влета θ_f в предгруппирующую систему. Случай II.

углов $\Delta \theta_h = 0,004 \text{ рад}$ и разбросом скоростей $0,9680 \leq \beta_h \leq 0,9694$ или $\beta_h = 0,9687 \pm 0,07\%$.

Соответствующий пространственный промежуток равен

$$\Delta x = 0,9687 \left(\frac{\Delta \theta_h}{2\pi} \right) \lambda = 0,00062 \lambda. \quad (31)$$

Хотя разброс скоростей для рассматриваемого интервала углов оказался достаточно малым, полезно рассчитать длину пролета, при которой размер пакета удвоится. Допустим, что самые медленные электроны находятся в задней части пакета, а самые быстрые — в передней части. Если d — пройденное расстояние, то

$$d = \frac{\Delta x}{1 - \frac{0,9680}{0,9694}} = 0,43 \lambda. \quad (32)$$

Итак, для ребатрона на 10,8 см d имеет порядок всего 5 см при Δx , изменяющемся в интервале 0,046 — 0,093 мм. Требования, накладываемые на возможный разброс скоростей, весьма строги.

Конкретный выбор параметров в предыдущем примере не является единственным. На фиг. 7 показаны угловые и скоростные характеристики

системы для другой серии параметров. В этом случае имеется некоторый выигрыш в группировании за счет спектра скоростей, на что указывает большой горизонтальный участок на штриховой кривой для угла вылета.

Гармонический анализ выходного тока i_h целесообразно производить следующим образом: если в разложении Фурье

$$i_h = \int_0^{2\pi} \frac{i_h d\theta_h}{2\pi} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[\left(\int_0^{2\pi} \frac{i_h \cos n\theta_h d\theta_h}{\pi} \right) \cos n\theta_h + \left(\int_0^{2\pi} \frac{i_h \sin n\theta_h d\theta_h}{\pi} \right) \sin n\theta_h \right] = \sum_{n=0}^{\infty} I_n \cos(n\theta_h - \varphi_n) \quad (33)$$

вместо $i_h d\theta_h$ подставить $i_f d\theta_f$ из (29), то амплитуды гармоник тока I_n можно выразить в виде

$$\left(\frac{\pi I_n}{i_f} \right)^2 = \left[\int_{\theta_{f1}}^{\theta_{f2}} \cos n\theta_h d\theta_f \right]^2 + \left[\int_{\theta_{f1}}^{\theta_{f2}} \sin n\theta_h d\theta_f \right]^2, \quad (34)$$

поскольку ток i_f является постоянным. Значения θ_h в зависимости от θ_f известны, так что задача сводится к численному определению интегралов. Максимальное содержание гармоник будет в том случае, когда угол θ_h постоянен и не зависит от θ_f . В этом случае

$$\left(\frac{I_n}{i_f} \right)_{\text{макс.}} = \frac{\theta_{f2} - \theta_{f1}}{\pi}. \quad (35)$$

Кривую зависимости θ_h от θ_f на фиг. 6 можно аппроксимировать по частям следующими тремя функциями:

$$\begin{aligned} \theta_h &\approx 3,0878 - 0,0444 \cos 6(\theta_f - 4,71) \\ &\quad \text{при } 4,375 \leq \theta_f \leq 4,70, \\ \theta_h &\approx 3,0456 + 0,00215 \cos \frac{4\pi}{3}(\theta_f - 5,315) \\ &\quad \text{при } 4,70 \leq \theta_f \leq 6,00, \\ \theta_h &\approx 3,1235 - 0,08 \cos 3(\theta_f - 6,00) \\ &\quad \text{при } 6,00 \leq \theta_f \leq 7,00. \end{aligned} \quad (36)$$

После подстановки этих выражений в (34), интегрирования и сохранения членов только первого порядка получим

$$\begin{aligned} \left(\frac{\pi I_n}{i_f} \right)^2 &= [0,325 J_0(0,0444n)]^2 + [1,30 J_0(0,00215n)]^2 + [J_0(0,08n)]^2 + \\ &\quad + 0,845 \cos(0,0422n) J_0(0,0444n) J_0(0,00215n) + \\ &\quad + 0,650 \cos(0,0357n) J_0(0,0444n) J_0(0,08n) + \\ &\quad + 2,6 \cos(0,0779n) J_0(0,00215n) J_0(0,08n), \end{aligned} \quad (37)$$

где J_0 — функция Бесселя первого рода. Для больших n

$$\frac{I_n}{I_0} \approx J_0(0,00215n), \quad (38)$$

где I_0 — среднее значение ускоренного тока. Из (38) следует, что первый корень I_n равен

$$n \approx \frac{2,4048}{0,00215} = 1120, \quad (39)$$

где 2,4048 — первый корень J_0 .

Аналогичный гармонический анализ кривой, изображенной на фиг. 7, приводит к еще большим значениям n благодаря прямому участку кривой в интервале $5,0 \leq \theta_f \leq 5,4$.

РАЗГРУППИРОВАНИЕ ПОД ВЛИЯНИЕМ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

При всех попытках обеспечить получение и длительное существование хорошо сгруппированных электронных пучков неизбежно приходится учитывать значительные кулоновские силы пространственного заряда, действующие в сторону разгруппирования. Хотя точный расчет этого действия весьма затруднителен, однако грубую оценку с точностью до порядка величины можно без труда осуществить.

Рассмотрим систему координат, движущуюся вместе с выходным электронным пучком. Для простоты допустим в первом приближении, что в этой системе координат электронный пакет представляет собой равномерно заряженный шар радиуса r . Поле на поверхности этого шара равно

$$E_r = \frac{qN}{4\pi\epsilon r^2}, \quad (40)$$

где N — число электронов в пакете.

В этом случае уравнение движения заряда q на поверхности шара принимает вид

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = \frac{Nq^2}{4\pi\epsilon m_0 r^2} = \frac{A^2}{2r^2}. \quad (41)$$

В результате интегрирования от $t = 0$, $r = R_0$ до $t = T$, $r = r$ имеем

$$AT = \sqrt{R_0^3} \left\{ \sqrt{S^2 - S} + \frac{1}{2} \ln [2\sqrt{S^2 - S} + (2S - 1)] \right\}, \quad (42)$$

где $S = r/R_0$.

Возвращаясь к неподвижной системе координат, допустим, что в процессе прохождения расстояния d пакет удваивается по своим размерам ($S = 2$). Тогда время T определится выражением

$$T = \frac{d}{\beta c} \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (43)$$

а равенство (42) можно переписать в виде

$$\frac{N(1 - \beta^2)d^2}{\beta^2 R_0^3} = 5,24 \frac{2\pi\epsilon m_0 c^2}{q^2} \approx 10^{15} \text{ м}^{-1}, \quad (44)$$

где R_0 — радиус пучка (в этом случае).

Если пространство дрейфа считать равным $d = 0,1$ м (что более чем достаточно для работы гармодотрона) и принять в качестве типичных значений $R_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ м и $\beta = 0,97$, то $N \approx 2 \cdot 10^8$ электронов в пакете. Если используется ребатрон, работающий на частоте 3 ГГц , то расчетное среднее значение тока в импульсе I равно приблизительно

$$I = qNf \approx 100 \text{ ма}. \quad (45)$$

Для сравнения величин группирующей и разгруппирующей сил, действующих в резонаторе на волне типа E_{010} , допустим, что электронный пакет можно представить в виде заряженного листка с плотностью $\sigma = Nq/\pi R_0^2$. Тогда, по закону Гаусса, максимальное разгруппирующее поле равно

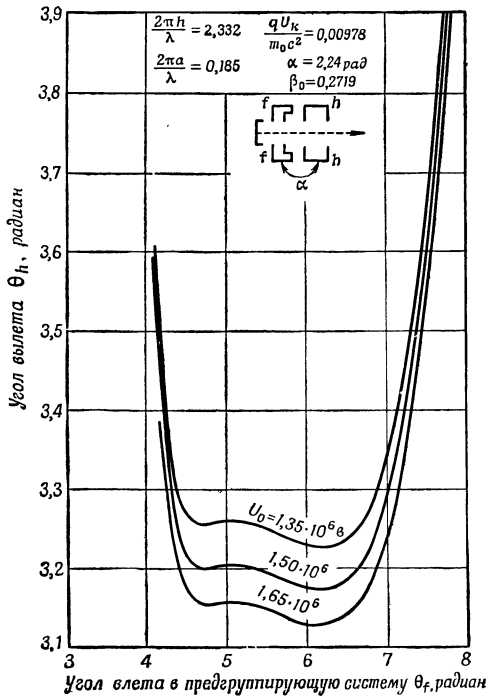
$$E_x = \frac{\sigma}{2\epsilon} = \frac{qN}{2\pi\epsilon R_0^2} \approx 2 \cdot 10^8 \text{ в/м}. \quad (46)$$

В резонаторе с полированными стенками на волне типа E_{010} можно получить напряженности поля порядка 50—70 Мв/м. Следовательно, силы группирования в 25—35 раз превосходят силы разгруппирования и кинематические расчеты можно считать точными.

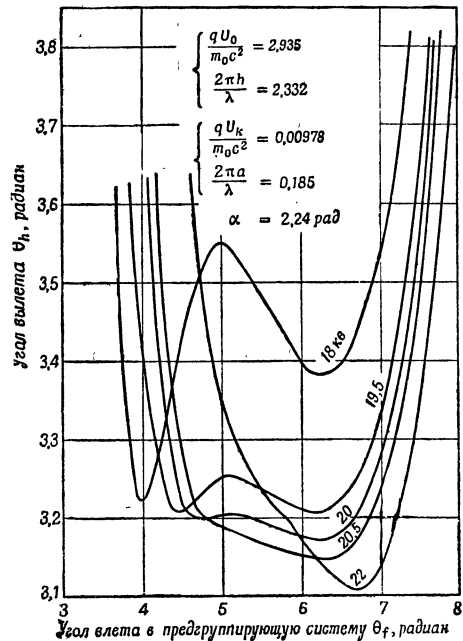
ПРЕДЕЛЫ ВОЗМОЖНЫХ ОТКЛОНЕНИЙ РАЗЛИЧНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Как было показано выше, можно подобрать несколько серий параметров ребатрона, которые обеспечивают получение пучка, содержащего высокие гармоники. Однако остается выяснить, насколько критичен выбор различных параметров.

На фиг. 8 приведено семейство кривых зависимости θ_h от θ_f для трех различных значений ускоряющего импульсного напряжения U_0 . Нетрудно



Ф и г. 8. Кривые зависимости угла вылета θ_h от угла влета θ_f . Параметром является импульсное ускоряющее напряжение U_0 .



Ф и г. 9. Кривые зависимости угла вылета θ_h от угла влета θ_f . Параметром является напряжение на электронной пушке.

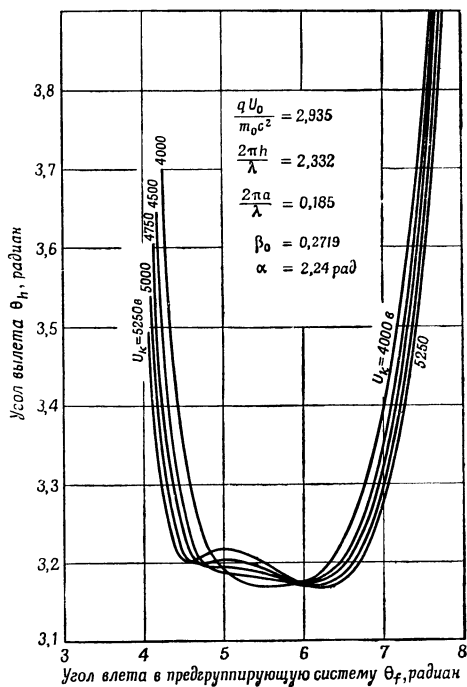
видеть, что форма этих трех кривых в основном одинакова. Это означает [см. (34)], что содержание гармоник в выходном пучке остается неизменным. Что касается мощности, питающей систему, то можно прийти к выводу, что группирование нечувствительно к изменению мощности примерно на $\pm 20\%$.

На фиг. 9 изображено семейство кривых зависимости θ_h от θ_f для пяти различных значений начального постоянного напряжения пучка (или коэффициента β_0). Этот параметр ребатрона сам по себе весьма критичен. Изменение его на несколько процентов сильно воздействует на форму кривой зависимости θ_h от θ_f , что означает в свою очередь существенное ухудшение содержания гармоник в пучке. Однако неточность установки параметра β_0 можно почти полностью компенсировать подгонкой относительной фазы α между ускоряющим и модулирующим резонаторами.

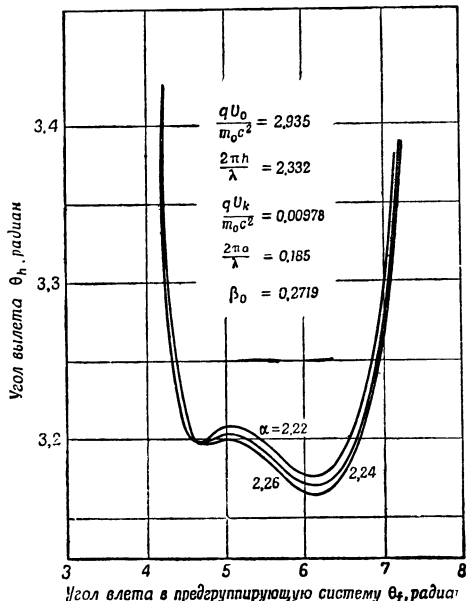
На фиг. 10 показано семейство кривых зависимости θ_h от θ_f для пяти различных модулирующих напряжений U_k предгруппирующей системы. Откло-

нение U_k на $\pm 5\%$ вызывает ничтожное ослабление группирующего действия, на что указывают аналогичные формы всех пяти кривых.

Из фиг. 11 нетрудно видеть, что самым критичным параметром ребатрона является относительная фаза α между модулирующим и ускоряющим резонаторами. Изменение на $\pm 0,02$ рад существенно влияет на содержание гармоник в пучке. Если для регулировки α



Фиг. 10. Кривые зависимости угла вылета θ_h от угла влета θ_f . Параметром является модулирующее напряжение U_k .



Фиг. 11. Кривые зависимости угла вылета θ_h от угла влета θ_f . Параметром является относительная фаза α .

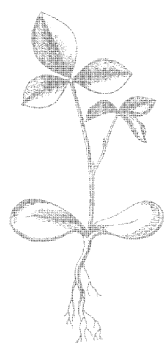
используется фазовращатель линейного типа, то установка перемещения регулирующего элемента должна осуществляться с точностью до $0,02 \lambda_g/2\pi$, где λ_g — длина волны в волноводе.

Следует отметить, что экспериментальное определение оптимального значения α может быть выполнено без особого труда, так как условия оптимального группирования почти совпадают с условиями максимального токопрохождения. Если на выходе ребатрона используется система, отбирающая энергию пучка, то следут вначале в качестве первого приближения добиться максимального ускоренного тока, а затем установить значение α , соответствующее максимальной генерируемой мощности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pierce J. R., *Phys. Today*, **3**, 24 (1950).
2. Гинзбург В. Л., *Изв. АН СССР, сер. физ.*, **9** (1947).
3. Post R. F., *Rev. Modern Phys.*, **28**, 338 (1956).
4. Elliott R. S., *J. Appl. Phys.*, **23**, 812 (1952).
5. Motz H. et al., см. стр. 317 настоящего сборника.
6. Smith S. J., Purcell E. M., см. стр. 373 настоящего сборника.
7. Danos M., см. стр. 81 настоящего сборника.
8. Coleman P. D., Sirkis M. D., см. стр. 356 настоящего сборника.
9. Kaufman I., Coleman P. D., см. стр. 344 настоящего сборника.
10. Sirkis M. D., Coleman P. D., см. стр. 359 настоящего сборника.
11. Gabor D., *J. IEE.*, **91**, Part 3 (1944).
12. Рамо, Уиннери, Поля и волны в современной радиотехнике, Издательство иностранной литературы, 1947.
13. Sprangenberg C., *Vacuum Tubes*, Chap. 17, N. Y., 1948.

ЧАСТЬ III



ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИЗЛУЧЕНИЮ, ОБУСЛОВЛЕННОМУ БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ¹⁾

Моц, Тон, Уайтхарст

ВВЕДЕНИЕ

Теоретические исследования [1—4] показали, что электроны, движущиеся ускоренно с энергией от нескольких до 100 Мэв, при определенных условиях излучают в диапазоне от миллиметровых волн до видимого света. В частности, в работе [3] детально исследованы синусоидальные траектории, причем расчет уровня мощности, получаемого в миллиметровом диапазоне от электронов с энергией в несколько Мэв, привел к обнадеживающим результатам.

В статье представлены результаты некоторых предварительных экспериментов по генерированию миллиметровых волн и видимого света.

В то время как эксперименты по генерированию света представляют чисто академический интерес, эксперименты с миллиметровыми волнами могут иметь большое практическое значение. В последнем случае можно так сгруппировать электронный пучок, что пакеты электронов будут излучать когерентно. Как показано в [3], таким путем уровень мощности может быть увеличен примерно в миллион раз по сравнению с некогерентным излучением и практически может быть получена импульсная мощность порядка киловатт. В результате первых экспериментальных попыток, описанных в этой статье, в области миллиметровых волн были получены выходные мощности свыше 1 *вт*. Этот результат все же является обнадеживающим, учитывая общее положение в этой области, хотя он очень далек от того, что надеялись получить в лучшем случае [5]. Клайн и др. [6] сообщают о выходной мощности порядка милливатт, полученной на гармониках магнетрона с длиной волны около 1 *мм*; другие методы также приводят к результатам того же порядка.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

Ондулятор

Электроны, проходя через магнитное поле, направление которого изменяется в пространстве вдоль пути электрона, описывают в плоскости, перпендикулярной полю, периодические траектории. Такое устройство называется магнитным ондулятором (см. фиг. 5 на стр. 224). Как было показано в [3], электроны, движущиеся по синусоидальной траектории, излучают электромагнитные колебания с угловой частотой

$$\omega = \frac{2\pi v}{l_0 \left[1 - \frac{v \cos \theta}{c} \right]}, \quad (1)$$

где θ —угол, который образует нормаль к фронту волны с осью ондулятора; l_0 —пространственный период распределения магнитного потока, а v —скорость электронов в осевом направлении. Эта формула применима при условии, что $evBl_0/m_0c^2 \ll 1$. При больших значениях этой величины появятся с возрастающей интенсивностью гармоники основной частоты [1]. Формула применима

¹⁾ Motz H., Thon W., Whitehurst R. N., *J. Appl. Phys.*, 24, № 7, 826—833 (1953).

как к бесконечно длинному ондулятору, так и к излучению в свободном пространстве. Если электронный пучок распространяется в волноводе, поперечные размеры которого сравнимы с излучаемой длиной волны, то должны учитываться волны различных типов, распространяющиеся в волноводе.

Расчет частотного спектра, излучаемого в волноводе

Излучение, испускаемое электронами в волноводе, может быть рассчитано прежде всего путем рассмотрения системы, состоящей из наблюдателя, связанного с электроном. Такому наблюдателю пространственный период ондулятора l_0 представляется в уменьшенном виде благодаря сокращению Лоренца. Следовательно, с точки зрения такого наблюдателя, электрон колеблется с угловой частотой

$$\omega' = \frac{2\pi v}{l_0 (1-\beta^2)^{1/2}} \quad (2)$$

в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля.

Поля типов волн, распространяющихся в прямоугольном волноводе, зависят от z' и t' в соответствии с соотношением

$$E', H' \approx \exp[-i\gamma'_{m,n} |z'| + i\omega' t'], \quad (3)$$

где

$$\gamma'_{m,n} = (k')^2 - \frac{m^2\pi^2}{a^2} - \frac{n^2\pi^2}{b^2}, \quad k' = \frac{\omega'}{c}, \quad (4)$$

$$m = 0, 1, 2, 3 \dots, \quad n = 0, 1, 2, 3 \dots, \quad m+n \neq 0,$$

и a, b — размеры поперечного сечения волновода, причем $a > b$.

Координаты z', t' наблюдателя, движущегося с электроном, выражаются через координаты z и t наблюдателя, связанного с неподвижной системой преобразования Лоренца

$$z' = \frac{z - vt}{(1-\beta^2)^{1/2}}, \quad t' = \frac{t - \beta z/c}{(1-\beta^2)^{1/2}}. \quad (5)$$

Следовательно, в неподвижной системе при $z > vt$ поля зависят от z, t , согласно выражению

$$E, H \approx \exp \left[\frac{i(\gamma'_{m,n} + \beta k')z}{(1-\beta^2)^{1/2}} + \frac{i(\gamma'_{m,n}\beta + k')ct}{(1-\beta^2)^{1/2}} \right]. \quad (6)$$

В этой системе постоянные распространения и частоты выражаются формулами

$$\gamma_{m,n} = \frac{2\pi}{\lambda_{m,n}} = \frac{\gamma'_{m,n} + \beta k'}{(1-\beta^2)^{1/2}}; \quad (7a)$$

$$k_{m,n} = \frac{\omega_{m,n}}{c} = \frac{\gamma'_{m,n}\beta + k'}{(1-\beta^2)^{1/2}}. \quad (7b)$$

Очевидно, что излучение в волноводе бесконечной длины имеет линейный спектр, отдельные линии которого соответствуют невырожденным типам распространяющихся волн.

Траектории электронов

Кинетическая энергия электронов выражается релятивистской формулой

$$E = m_0 c^2 \left[\frac{1}{(1-\beta^2)^{1/2}} - 1 \right], \quad (8)$$

тогда как радиус кривизны ρ траектории электрона в магнитном поле B определяется из соотношения

$$e\rho B = \frac{m_0 v}{(1 - \beta^2)^{1/2}}, \quad (9)$$

где m_0 — масса покоя. Из этих выражений найдем соотношение между радиусом кривизны и энергией

$$B\rho = \frac{(E^2 + 1,02E)^{1/2} \cdot 10^4}{3}, \quad (10)$$

где E — кинетическая энергия, выраженная в $Mэв$.

Выразим траекторию электрона в декартовых координатах y, z . Тогда

$$\frac{1}{\rho} = \left(\frac{d^2 y}{dz^2} \right) \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{dy}{dz} \right)^2 \right]^{3/2}}. \quad (11)$$

Траектория электрона $y(z)$ должна удовлетворять дифференциальному уравнению

$$Af(z) = \frac{d^2 y / dz^2}{[1 + (dy/dz)^2]^{3/2}}. \quad (12)$$

Здесь величина

$$B = B_M f(z) \quad (13)$$

определяет распределение потока, а $f(z)$ — периодическая функция с единичной амплитудой, которая определяет форму колебания, и

$$A = \frac{3B_M}{10^4 (E^2 + 1,02E)^{1/2}}. \quad (14)$$

Интегрирование равенства (12) приводит к выражению

$$\frac{u(z_2)}{[1 + u^2(z_2)]^{1/2}} - \frac{u(z_1)}{[1 + u^2(z_1)]^{1/2}} = -A \int_{z_1}^{z_2} f(z) dz, \quad (15)$$

где $u = dy/dz$. Вторичное интегрирование этого выражения дает соотношение

$$y(z_2) - y(z_1) = \int_{z_1}^{z_2} \frac{F(z)}{[1 - F^2(z)]^{1/2}} dz, \quad (16)$$

где

$$F(z) = \frac{u(z)}{[1 + u^2(z)]^{1/2}}. \quad (16a)$$

Пусть $u(z_2) = 0$ в точке $z = z_2$, где $df/dz = 0$, и пусть в точке $z = z_1$ величина $f = 0$. Тогда, если $f(z)$ является периодической функцией и содержит только нечетные гармоники, то же самое будет верно для $y(z) - y(z_1)$.

Если требуется, чтобы $u(z_2) = 0$ в точке $z = z_2$, то необходимо только выполнить равенство

$$\frac{u(z_1)}{[1 + u^2(z_1)]^{1/2}} = A \int_{z_1}^{z_2} f(z) dz. \quad (17)$$

С помощью соотношения (17) определяется угол ввода при $z = z_1$. Целесообразно, в частности, рассмотреть траекторию при синусоидальном распределении магнитной индукции

$$B = B_M \cos [2\pi (z - z_2)/l_0]. \quad (18)$$

В этом случае траектория выражается соотношением

$$y = \frac{a \ln \{aA \cos(z-z_2)/a + [1-(aA)^2 \sin^2(z-z_2)/a]^{1/2}\}}{1+aA}, \quad (19)$$

где $a = l_0/2\pi$. Эта кривая похожа на синусоиду, т. е. для рассматриваемых значений B и E содержание гармоник невелико. Максимум этой кривой наступает при $z = z_2$. Возникает вопрос о способе введения электронов внутрь конечного ондулятора для получения периодической траектории, описываемой соотношением (19) при $z > z_2$. Очевидно, решение получится с помощью равенства (17). Предпочтительно вводить электроны параллельно оси z . Распределение магнитной индукции до точки $z = z_2$ в этом случае должно быть таким, чтобы

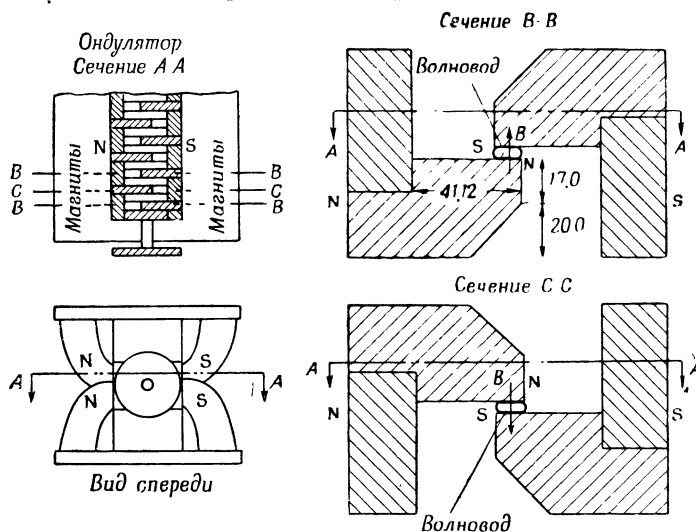
$$\int_{-\infty}^{z_2} f(z) dz = 0 \quad (20)$$

и чтобы это условие не зависело от энергии электронов.

ОБЩАЯ КОНСТРУКЦИЯ ОНДУЛЯТОРА

Конструктивные особенности

Уравнение (29), приведенное в [3], показывает, что интенсивность излучения пропорциональна квадрату напряженности магнитного поля. Следовательно, электроны желательно пропускать через магнитное поле, изменяющееся



Ф и г. 1. Детали конструкции ондулятора.

вдоль пучка, с возможно большей амплитудой. Так как в конструкции желательно применение нескольких постоянных магнитов, было решено смонтировать специальное устройство, в котором полюса этих магнитов были бы соединены.

Такая конструкция показана на фиг. 6 (см. стр. 224). В этом устройстве длинные стальные бруски охватывают каждый ряд полюсных поверхностей. В прорези, сделанные в этих брусках, устанавливались горизонтально зубцы. На снимке показан верхний двойной ряд зубцов, которые располагаются так, чтобы магниты правого ряда можно было ввести между магнитами левого ряда. Второй двойной ряд зубцов делается снизу; чередуясь в обратном порядке. Таким образом, получаются вертикальные зазоры между верхним и нижним рядами зубцов, как показано на фиг. 1. Чередующиеся верхние зубцы сочленя-

лись с полюсными поверхностями противоположной полярности, образуя с соответствующими нижними зубцами полюсные зазоры так, что вертикальная составляющая магнитного поля чередовалась вдоль оси устройства.

При этом происходит, конечно, значительное рассеивание потока. Задача предельно возможного увеличения полезного потока с трудом поддается точному решению. Поэтому измерения потока были осуществлены на модели и наилучшая форма зуба была определена эмпирически.

У полюсных наконечников происходит значительное рассеивание потока, которое вызывает появление горизонтальной составляющей магнитного поля. Нетрудно заметить, что горизонтальная составляющая имеет одно и то же направление во всех зазорах и пучок будет загигаться вверх, если полюсы расположены правее пучка. Следовательно, необходимо обеспечить достаточное перекрытие между зубцами, с тем чтобы пучок проходил через среднюю часть, свободную от горизонтальной составляющей поля. Оптимальное перекрытие определено на основе изучения распределения поля на модели зубцов большого размера в электролитической ванне.

Полный комплект этого устройства содержал второй ряд магнитов, симметричных показанному на фиг. 6 (стр. 224) и устроенных так, как показано на фиг. 1; всего имелось 25 магнитов и 50 полюсных зазоров. Расстояние между полюсными зазорами составляло 20 мм, а распределение плотности потока имело период 40 мм.

Электроны проходили через откачанный волновод, поперечное сечение которого показано на фиг. 1. Размеры стандартного волновода оказались непригодными. Поэтому при помощи несложного штампа цилиндрической трубке была придана почти прямоугольная форма. В случае проведения экспериментов по генерации света использовалась медная труба с внутренними размерами $0,37 \times 0,82$ см. Для экспериментов с миллиметровыми волнами использовался серебряный волновод размерами $0,37 \times 0,83$ см.

Точность изготовления

Очевидно, что поле в продольном направлении должно быть точно периодическим для того, чтобы получить периодические электронные орбиты. Отклонения от постоянства расстояний между смежными зубцами и изменения амплитуды плотности потока вызовут возмущения траекторий электрона. В случае накопления флуктуаций они вызовут отклонение пучка в сторону, и пучок в конце концов может быть совсем потерян.

Анализ возмущения траекторий осуществлен с помощью уравнений (15) и (16). Как было установлено, расстояния должны выдерживаться с точностью в пределах 0,0025 см, а поток должен повторяться с точностью до 1%. Последнее означает, что точность расстояний между полюсами должна соблюдаться в пределах 0,005 см. Предпочтительно, чтобы отклонения происходили в беспорядочной последовательности.

Магнитные измерения

Измерение полей в зазоре осуществлено при помощи калиброванной катушки и флюксметра. Катушка была вмонтирована в полосу из мазонита (Masonite), которая могла скользить в латунном волноводе, показанном на фиг. 6, стр. 224. Плотности потока были усреднены за половину периода и составили 5600 гаусс в случае эксперимента со светом и 3900 гаусс на миллиметровых волнах. Отклонения не превышали 1,5%.

Способ ввода пучка электронов

Нетрудно заметить, что для того, чтобы удовлетворялось уравнение (20), электроны должны быть введены в ондулятор в горизонтальной плоскости под

малым углом к оси или параллельно ей. Поскольку орбита является периодической, угол ввода также повторяется с периодом переменного потока. Был рассчитан необходимый угол ввода для различных энергий. При больших энергиях пучка, необходимых для генерирования света, этот угол мал и гибкие соединения между волноводом ондулятора и источником электронов обеспечивают хорошую регулировку. Все устройство установлено на стальной плите, которая может быть выровнена с помощью болтов и вращается на шаровых подшипниках, расположенных под первым полюсным зазором. В случае генерирования миллиметровых волн амплитуда орбиты, а следовательно, и угол ввода увеличиваются и регулировка осуществляется иным путем.

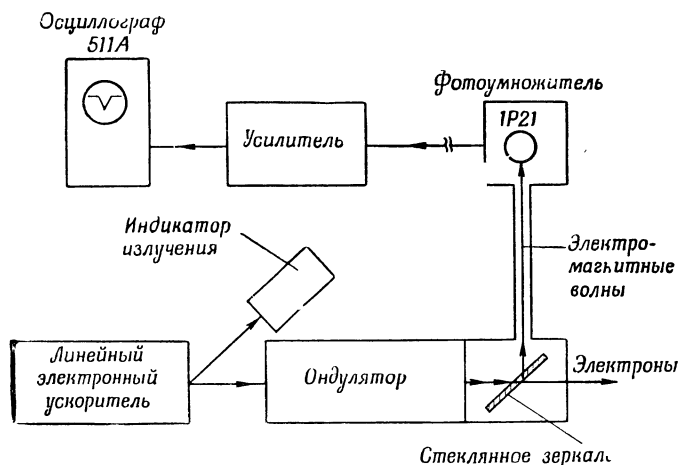
Как показывает уравнение (20), для обеспечения удовлетворительного ввода электронов достаточно отрегулировать в соответствующих пределах полный поток в первом полюсном зазоре. Эта первая пара зубцов сделана подвижной, и величина зазора может регулироваться с помощью дистанционного управления.

Поток в первой паре полюсных наконечников содержит часть потока ондулятора. Эта часть потока должна быть также свободна от горизонтальной составляющей, обусловленной рассеиванием магнитного потока. Поэтому пространство непосредственно перед входом экранировано трубой из мягкой стали (внешний диаметр 1,9 см, внутренний диаметр 1,27 см, длина 6,35 см), скользящей по волноводу.

ГЕНЕРАЦИЯ ВИДИМОГО СВЕТА

Основной эксперимент

Из уравнения (1) следует, что пучок электронов, проходящий через ондулятор с энергией 100 Мэв, генерирует видимый свет. Пучок с такой энергией можно было получить в течение короткого периода времени от Стэнфордского



Ф и г. 2. Блок-схема детекторного устройства для световых волн.

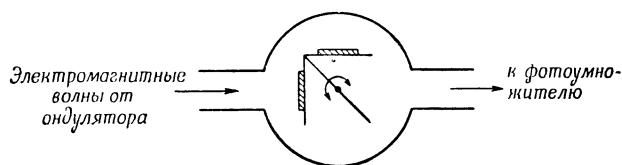
линейного ускорителя. Был осуществлен следующий эксперимент. Ондулятор соединялся с ускорителем. У выходного конца ондулятора волновод закрывался тонкой стеклянной пластинкой. Зеркало, сделанное из покровного стекла микроскопа, на котором было распылено серебро, помещалось так, чтобы преграждать путь свету, идущему через окно. Согласно уравнению

$$\theta = \frac{m_0 c^2}{E},$$

где E —энергия пучка, свет должен наблюдаться под углом $1/200$ рад. Используя сельсинный привод, зеркало можно было вращать дистанционно. От зеркала, установленного под углом 45° к пучку электронов, свет отражался на светочувствительную поверхность фотоумножителя (фиг. 2). Фотоумножитель работал на катодный повторитель и длинный кабель, идущий к вынесенному осциллографу. Интенсивность γ -лучей и нейтронов вблизи ондулятора была значительной, и, следовательно, непосредственное визуальное наблюдение было невозможно; γ -лучи создавали также фон от фотоумножителя, который значительно ослаблялся при тщательной экранировке трубки. Импульс, соответствующий импульсной работе ускорителя, наблюдался на индикаторе при наклоне зеркала под углом в 45° . Однако этот импульс исчезал, когда угол изменялся на несколько градусов в ту или другую сторону. Сигнал также исчезал, когда электронный пучок отклонялся при помощи магнита, и, таким образом, не попадал в ондулятор. Эти наблюдения непосредственно доказывают, что ондулятор действительно генерировал пучок света.

Поляризация

Генерируемый свет должен быть поляризован в плоскости, перпендикулярной магнитному полю зазора. Для проверки поляризации на вращающихся плечах были установлены два поляроидных окна (фиг. 3). Чередую положения этих плеч, можно пропускать световой пучок через поляроидные окна с плоскостью поляризации, перпендикулярной и параллельной относительно полей



Ф и г. 3. Схема эксперимента по определению поляризации.

зазора. Сравнение интенсивности проходящего излучения должно быть выполнено достаточно быстро, так как интенсивность пучка ускорителя за длительный промежуток времени была непостоянной. Кроме того, при выключении ускорителя для установки его вблизи цели не было уверенности в получении первоначального электронного тока. Поэтому вращение поляроидных окон осуществлялось дистанционно посредством сельсинного привода.

Наблюдаемое отношение высот импульсов на индикаторе, соответствующих прохождению света через два поляроидных окна, было $2 : 1$ с преобладанием перпендикулярной поляризации, которое становится еще более очевидным при вычитании фона. Попытки какого-либо количественного анализа не производились.

Цвет

Был осуществлен также качественный эксперимент по определению спектрального распределения света. Для этой цели был использован интерференционный фильтр, пропускающий полосу шириной 100 \AA с центром на длине 4400 \AA . Теоретически в области энергии от 95 до 120 Мэв цвет генерируемого света изменяется от зеленого (5500 \AA) до голубого (3400 \AA). Луч света падал на фотоумножитель 1Р21 с кривой чувствительности, начинающейся от 3000 \AA , достигающей максимума на волне длиной 4000 \AA и падающей почти до нуля при 7500 \AA . Максимальное пропускание света было получено для пучка с энергией $90\text{—}95 \text{ Мэв}$ и почти полное отсутствие пропускания при 120 Мэв . Это очень грубо согласуется с теоретическими предположениями.

ГЕНЕРИРОВАНИЕ МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН

Электронный группирователь

Как было показано, выходная мощность ондулятора в области миллиметровых волн может быть значительно увеличена с помощью соответствующего группирования электронов. В экспериментах по генерированию миллиметровых волн использовался электронный пучок с энергией 3—5 Мэв. Он создавался специальным линейным ускорителем, который обеспечивал также высокую степень группирования. Конструкция такого группирователя была выполнена Нилом на основании некоторых расчетов, проведенных Чу. В настоящее время он используется для ввода электронов в Стэнфордский линейный ускоритель и описан в отдельной статье. Он представляет собой ускоритель на бегущей волне, нагруженный дисками, в котором фазовая скорость изменяется от 0,5 c приблизительно до c при длине 81 см. Время заполнения равно 0,2 мксек. Требуемая входная мощность около 8 Мвт была получена от Стэнфордского мощного клистрона, работающего на частоте 2856 Мгц. Электронные импульсы получались от пушки с вольфрамовой нитью накала и вводились в ускоритель. Импульс пушки длился 1 мксек, импульс клистрона 0,2 мксек.

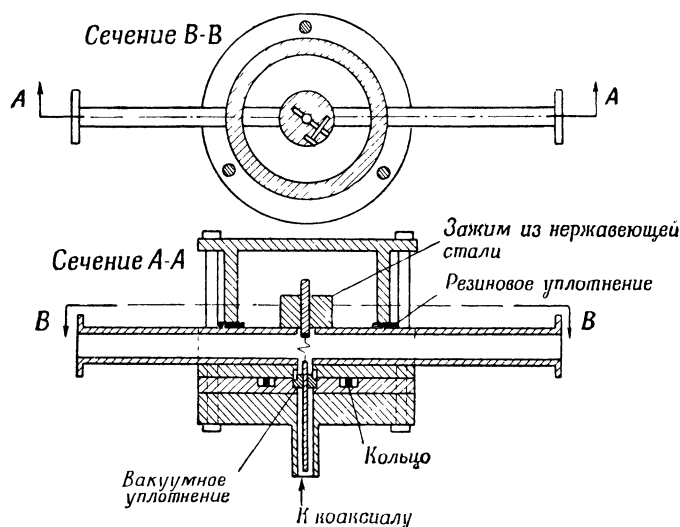
Испытания группирователя показали, что электроны имеют спектр вблизи 5 Мэв с шириной 0,2 Мэв. Ускоритель группирует электроны в пределах угла 30°. Блок-схема устройства, использованного для испытания группирователя, показана на фиг. 4. Группирователь располагался перед стандартной секцией ускорителя длиной 2 фута (60 см), равномерно нагруженной дисками. Мощность в нее поступает с конца группирователя через фазовращатель, который позволяет изменять соотношение фаз в группирователе и в стандартной секции более чем на 360°. Для измерения энергии пучок при помощи магнита отклоняется в канале, ведущем к приемнику излучения. Для получения хорошей разрешающей способности по энергии потребовалось применение коллиматоров с отверстиями 0,16 см.

Детекторы

При измерениях использовались кристаллические детекторы, которые помещались в вакуумном волноводе, так что излучение не ослаблялось какими-либо окнами (фиг. 5).

При этом использовались вольфрамовые волоски толщиной 0,005 см, свернутые, как показано на фиг. 5, с хорошим точечным контактом, вытравленным в соответствии с технологическим процессом, описанным в [7]. Стандартные кристаллы на диапазон 10 см, смонтированные на латунных стержнях, оказались в соединении с тонкими волосками очень хорошими детекторами. Выход детектора подключался к несколько видоизмененному по сравнению с обычным усилителю, имеющему полосу пропускания 3 Мгц. Изменения, внесенные в схему усилителя, заключались в укорочении петли во входной системе для понижения чувствительности и в замене первоначального входного сопротивления сопротивлением 1000 ом, определяемым условиями примерно оптимального согласования с сопротивлением кристалла. Детектор и усилитель помещались в тщательно запаянный медный ящик и соединялись двумя длинными экранированными кабелями с удаленным от них осциллографом. Вопрос экранировки имел весьма важное значение, так как работа осуществлялась вблизи модулятора клистрона, эквивалентного искровому передатчику на 50 Мвт. Второе детекторное устройство состояло из двух термисторов, конструктивно оформленных наподобие кристаллического детектора. Один термистор типа WED 170575 (без оправки) помещался в волновод, как показано на фиг. 6. Второй термистор типа WED 170396 (вмонтированный в стеклянную бусинку) имел аналогичные электрические характеристики и помещался также в вакууме вблизи пер-

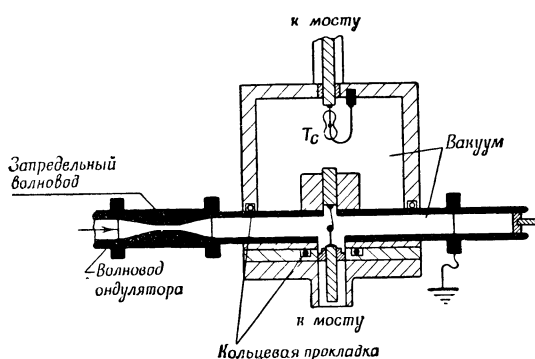
вого, но снаружи волновода. Эти термисторы составляли два плеча моста Уитстона, в третье плечо которого включалось переменное сопротивление. Такой мост можно было сбалансировать (несмотря на то, что термисторы являются нелинейными устройствами), однако полученные показания были



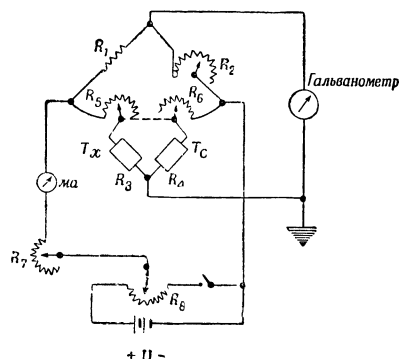
Ф и г. 5. Конструкция кристаллического детектора для миллиметровых волн.

нестабильны из-за помех, вносимых соединительными проводами гальванометра и батареи питания.

В дальнейшем работа моста была улучшена путем последовательного соединения с каждым термистором одного из спаренных потенциометров (фиг. 7), что обеспечило возможность соответствующего подбора сопротивления



Ф и г. 6. Конструкция устройства для измерения мощности с помощью термистора.

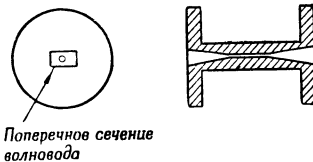


Ф и г. 7. Схема термисторного моста.
 $R_1 = 200 \text{ ом}$; $R_2 = 133 - 210 \text{ ом}$;
 $R_3 = 150 \text{ ом}$; $R_4 = 150 \text{ ом}$; $R_5 = 0 - 60 \text{ ом}$;
 $R_6 = 0 - 60 \text{ ом}$; $R_7 = 0 - 70 \text{ ом}$;
 $R_8 = 0 - 150 \text{ ом}$; $U = 6 \text{ в}$.

обоих термисторных плеч и тем самым стабилизации моста. Этот прибор обнаруживал тепло, излучаемое накалом электронной пушки, и мог балансироваться и стабилизироваться при включенном накале.

Определение длины волны

Грубые измерения длины волны осуществлялись с помощью различных цилиндрических запердельных волноводов длиной около 2,5 см и диаметрами от 0,089 до 0,508 см, включенных между ондулятором и детектором. На фиг. 8 схематически показана конструкция, позволяющая соединять при помощи конусообразных переходов цилиндрические волноводы с прямоугольными волноводами. Такие переходы выдавливались стальными пуансонами в латунных цилиндрах. Передача энергии через такие волноводные секции по возможности с плавными переходами значительно улучшалась.

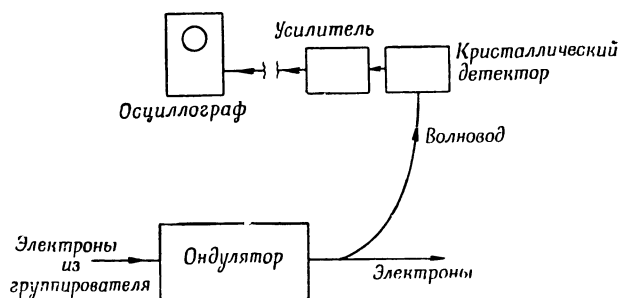


Ф и г. 8. Схематическая конструкция запердельного волновода для грубой оценки длины волны.

Наблюдения

Для целей наблюдения миллиметровых волн использовались следующие устройства.

а) К установке, изображенной на фиг. 4, подключался ондулятор, который соединялся с магнитным отклоняющим устройством при помощи вакуумного клапана, позволявшего отдельно откачивать волновод ондулятора и детектор. Волновод ондулятора (внутренние размеры $0,37 \times 0,83$ см) соединялся при помощи плавного конусообразного перехода с серебряным волноводом RG-97/U



Ф и г. 9. Блок-схема детекторного устройства для миллиметровых волн.

(внутренние размеры $0,568 \times 0,284$ см). Этот волновод имел длину 25,4 см и загибался вверх под углом 90° для соединения с кристаллическим детектором. Детектор и ондулятор были хорошо защищены соответствующим экранированием от излучения (фиг. 9).

При работе этой установки на экране электронно-лучевой трубки появлялись короткие импульсы, которые соответствовали импульсной работе группирователя. При магнитном отклонении пучка до ондулятора картина на экране не изменялась, однако когда поперек волновода помещалась тонкая алюминиевая фольга или когда в волновод вносилась узкая угольная пластинка, импульсы исчезали. На основании этого было установлено, что импульсы обусловлены излучением весьма коротких волн, так как они проходили через запердельный волновод с предельной длиной волны 2,7 мм. Более подробные сведения о характере этого излучения были получены следующим образом. Стандартная секция ускорителя работала в фазе с группирователем, затем с опережением и, наконец, с отставанием по фазе на 90° . В первом случае стандартная секция увеличивала энергию пучка, что не наблюдалось в двух других случаях. Однако если фаза в стандартной секции опережала фазу в группирователе, то происходила фазовая фокусировка и радиальная расфокусировка, если же имело место отставание фазы, то наблюдалась фазовая расфокусировка

и радиальная фокусировка. В первом из упомянутых выше случаев наблюдалось излучение, в последнем оно не наблюдалось. Это согласуется с представлением о том, что излучение вызвано радиальными колебаниями в поле, искаженном дисками в волноводе, т. е. в поле пространственных гармоник. Характер этих пространственных гармоник трудно определить без точного анализа частотного спектра.

б) Стандартная секция удалялась, что значительно сокращало расстояние между группирователем и ондулятором. Удалялись также коллиматоры диаметром 0,16 см. В этом случае наблюдались сигналы, прошедшие через детектор, при малых токах пучка, которые пропадали при незначительном отклонении электронов пучка. При этом магнит, отклоняющий луч в вертикальной плоскости, оказывал заметное воздействие на сигнал. При усилении токов пучка возрастала величина остаточного сигнала после отклонения луча, при самых больших токах пучка остаточный сигнал преобладал. В ондуляторе возникал лишь сигнал, который исчезал при отклонении пучка. Излучение проходило через запердельный волновод с предельной длиной волны 1,9 мм. При этом сигнал ослаблялся, так как согласование при помощи конусообразного перехода могло быть неэффективным. Возможно, что спектр излучения содержал колебания с длиной волны, большей 1,9 мм. Излучение не проходило через запердельный волновод с более короткой предельной волной. Теоретически из уравнения (7) самой короткой волной для пучка с энергией 3 Мэв должна быть волна, равная 0,44 мм. Сигнал, не исчезающий при отклонении пучка, обусловлен излучением с более длинной минимальной волной. Некоторая часть мощности приходила через запердельный волновод с предельной волной 2,7 мм. Замечено, что излучение возникало также в группирователе.

Измерения были очень затруднены вследствие высокого уровня помех от импульсного модулятора. Однако возможно было получить достаточно надежную оценку наблюдаемых уровней мощности.

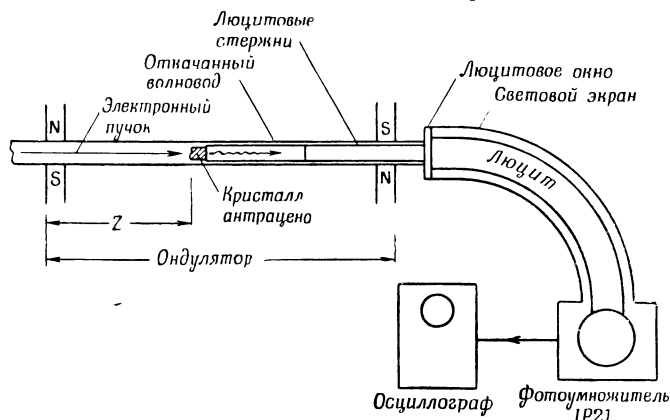
Измерения, проведенные в Колумбийском университете [6], показали, что отношение сигнал/шум, равное 1, соответствует импульсной мощности 0,6 мквт в диапазоне 1 мм. Измерения осуществлялись при помощи усилителя с шириной полосы около 1 Мгц и напряжением шумов порядка нескольких микровольт. Полученный сигнал, появляющийся на выходе кристалла, соответствовал 50 мв, отсюда следует, что импульсная мощность излучения в ондуляторе могла быть порядка 10—100 вт

С другой стороны, измерения мощности, проведенные на термисторном мосте, дали импульсную мощность 10 мвт. Мощность, поглощаемая термистором, вероятно, составляет малую долю падающей мощности, так как кристаллический детектор, помещенный за термистором, не обнаруживал заметного уменьшения сигнала. Если коэффициент улавливаемой мощности равен отношению поперечного сечения термистора к поперечному сечению волновода, то можно считать, что импульсная мощность равна 10 вт. Таким образом, можно утверждать, что мощность, полученная в ондуляторе, превышала 1 вт.

Исследование пучка

Ток до ондулятора был измерен при помощи коллектора и составлял 6×10^9 электронов в импульсе. Прослеживание электронного пучка внутри ондулятора является более трудной задачей. Используемый метод состоял в получении свечения от кристалла антрацена длиной 0,7 см, помещенного в волновод. Люцитовый канал направлял свет на светочувствительную поверхность фотомножителя 1Р21, который в свою очередь был связан с катодным повторителем и осциллографом. Такое устройство показано на фиг. 10. Электроны теряют в кристалле энергию порядка 1 Мэв, которая превращается в световую и обна-

руживается фотоэлементом. Выходящий свет пропорционален току электронов, ударяющихся о кристалл. С помощью такого метода было установлено, что 90% энергии терялось на протяжении первых 15 см длины ондулятора. Очевидно, это объясняется тем, что пучок имеет такое большое поперечное сечение, что значительная доля его отклоняется горизонтальной составляющей,



Ф и г. 10. Блок-схема установки для исследования электронного пучка.

возникающей в результате рассеивания магнитного потока, и что луч слишком расходится. Этот результат показывает, что существенное увеличение мощности может быть получено путем улучшения геометрии пучка.

КОММЕНТАРИИ И ВЫВОДЫ

Следует отметить, что полученные результаты имеют предварительный характер и что применявшиеся методы измерения не являлись наилучшими из возможных из-за того, что как ускоритель, так и группирователь можно было использовать только короткое время. (Теперь этот группирователь используется как система ввода для Стэнфордского линейного ускорителя.) Предполагается продолжить эту работу с надеждой улучшить измерительную технику и произвести некоторые важные изменения. Что касается измерений, то их необходимо производить на значительных расстояниях от источников помех, таких, как модуляторы клистрона и магнетрона. Кроме того, необходимо улучшить геометрию пучка и группирование, а также уменьшить разброс энергии электронов, входящих в пакет.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л., *Изв. АН СССР*, сер. физ., 11, 165 (1947).
2. Coleman P. D., Ph. D. Thesis, MIT, 1951.
3. Motz H., см. стр. 194 настоящего сборника.
4. Landecker, см. стр. 179 настоящего сборника.
5. Pierce J. R., *Phys. Today*, 3, 24 (1950).
6. Klein J. A., Loubser J. H. N., Nethercot A. H., Townes C. H. см. стр. 555 настоящего сборника.
7. «Кристаллические детекторы», Изд-во «Советское радио», 1950.

ГЕНЕРИРОВАНИЕ СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН¹⁾

Моц, Мэллори

В процессе исследований излучения ондулятора, проводившихся в августе—сентябре 1954 г. [1—3], было обнаружено излучение субмиллиметровых волн, которое не соответствовало теории ондулятора. При попытках обнаружить источник этого излучения удалось выяснить, что оно возникало при прохождении пульсирующего сгруппированного пучка электронов с большими энергиями через обычный прямоугольный волновод без какой-либо периодической системы.

Пучок разгонялся в ускорителе, работавшем на волне 10,6 см и сообщавшем электронам энергию 2 Мэв. Затем пучок направлялся вдоль оси стандартного латунного волновода длиной 1 м и внешними размерами $\frac{1}{2}$ и $\frac{1}{4}$ дюйма. Возникающее излучение направлялось по закруглению с углом 90° в дополнительный волновод с внутренними размерами примерно $6 \times 2,5$ мм. Излучение анализировалось с помощью спектрометра типа эшелонной решетки, после которого был помещен самодельный кристаллический детектор. Наблюдался ряд линий при углах решетки, соответствующих волнам, расположенным в интервале между 8 и 0,16 мм. Выходное напряжение кристалла на некоторых волнах достигало 0,25 мв, что во много раз превосходит уровень шумов кристалла.

Линии были довольно острыми, шириной 1% по половинному уровню мощности и примерно соответствовали интервалу от 12-й до 65-й гармоники от рабочей длины волны ускорителя, однако не все линии совпали с этими гармониками.

Процесс возникновения этого излучения до сих пор неясен, так как волновод представлял собой существенно нерезонансную систему, хотя от его концов могли происходить небольшие отражения. Поэтому маловероятно, чтобы пучок возбуждал в волноводе резонансные колебания. Возможно, что фазовая скорость в волноводе каким-то образом уменьшалась в результате воздействия какого-либо поверхностного эффекта, который не учитывался. В этом случае наблюдавшийся спектр мог быть обусловлен излучением Черенкова. По этому вопросу было выдвинуто несколько гипотез, но все они требуют дальнейшей экспериментальной проверки. Опыты были прерваны из-за временного недостатка средств, и в настоящее время ведется подготовка к продолжению этой работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Motz H., см. стр. 194 настоящего сборника.
2. Motz H., Thompson, Whitehurst, см. стр. 317 настоящего сборника.
3. Motz H., см. стр. 210 настоящего сборника.

¹⁾ Motz H., Mallory K. B., *J. Appl. Phys.*, 26, № 11, 1384 (1955).

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ГЕНЕРИРОВАНИЮ МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН И СВЕТА¹⁾

Моц, Тон, Уайтхарст

ВВЕДЕНИЕ

В работах многих авторов [1—4] показано, что путем соответствующего ускорения пучка электронов до энергий в пределах 1—100 Мэв можно получить излучение в области промежуточных частот, лежащих между диапазоном с.в.ч. и светом.

Работа [3], в частности, посвящена исследованию синусоидальных траекторий электронов. Величина мощности, которую представлялось возможным получить в миллиметровом диапазоне от электронов с энергией в несколько Мэв, позволяла надеяться на успешные результаты. В данной статье описываются предварительные эксперименты по генерированию миллиметровых волн и света, которые подтверждают предложенную теорию.

Результаты экспериментов в диапазоне миллиметровых волн имеют практическое значение, поскольку при соответствующем группировании электронного пучка большое количество электронов может излучать когерентно. В упомянутой выше работе [3] показано, что при когерентности излучения можно получить в миллиметровом диапазоне импульсную мощность порядка киловатт. Проведенные эксперименты подтвердили возможность получения мощности в диапазоне миллиметровых волн, превосходящей 1 вт. Учитывая общее состояние техники для этого диапазона частот [5, 6], можно считать этот результат перспективным.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

Конфигурация магнитного поля (ондулятор). Название (магнитного) ондулятора впервые присвоил Моц системе магнитов, расположенных вдоль основной оси так, что их поля перпендикулярны к этой оси и вдоль нее периодически изменяют свое направление (см. фиг. 5 на стр. 224). Если это поле содержит только нечетные гармоники относительно z , то электрон, введенный в ондулятор в плоскости, перпендикулярной направлению поля (плоскость yz), под некоторым углом к оси, описывает периодическую траекторию.

Частота излучения в свободном пространстве. Допустим, что электроны описывают синусоидальные траектории относительно оси. В этом случае получается суперпозиция существенно равномерного движения в осевом направлении и поперечных колебаний. Иными словами, имеется осциллятор, движущийся с релятивистской скоростью.

Благодаря наличию эффекта Доплера частота излучения зависит от точки наблюдения. Она максимальна непосредственно перед ондулятором и минимальна непосредственно за ним, тогда как в боковых направлениях частота зависит только от интервала времени, в течение которого электрон пролетает один пространственный период магнитного поля. Точная формула имеет вид

$$\omega = 2\pi \frac{v}{l_0} \frac{1}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta}, \quad (1)$$

¹⁾ Motz H., Thon W., Whitehurst R. N., *Conv. Rec. IRE*, part 6, 124—129 (1953).

где последний множитель обусловлен релятивистским сокращением длины и эффектом Допплера. Он зависит от угла θ между осью z и прямой, проведенной через электрон и точку наблюдения (см. стр. 224).

Диаграмма излучения в свободном пространстве. Диаграмма излучения, или угловое распределение излучаемой мощности, для неподвижного дипольного осциллятора имеет форму двухлепестковой синусоиды. Но если осциллятор движется в поперечном направлении со скоростью, близкой к скорости света, то эта диаграмма существенно изменяется. Подробное исследование показывает, что диаграмма излучения имеет форму узкого лепестка, вытянутого в направлении движения осциллятора, и что весьма значительная часть излучения концентрируется в этом прямом направлении.

Применительно к электрону, совершающему волнообразные эволюции, это означает, что данный электрон излучает наибольшую часть своей мощности в мгновенном направлении своего движения. Но так как интенсивность излучения пропорциональна квадрату ускорения электрона, а это ускорение максимально в точках, где электрон движется вдоль оси (см. стр. 224), то максимальная мощность регистрируется наблюдателем, расположенным на оси ондулятора. Эта мощность пульсирует во времени из-за пространственных колебаний диаграммы излучения в процессе волнообразного движения электрона.

Частотный спектр излучения в волноводе. Приведенное выше выражение для частоты справедливо только в случае малых колебаний в свободном пространстве для бесконечно длинного ондулятора. Если же пропустить электроны через откачанный волновод, то получится совсем иной результат. Влияние прямоугольного волновода сводится к появлению с четырех сторон бесконечного множества воображаемых осцилляторов, поля излучения которых интерферируют друг с другом. Однако теоретическое определение регистрируемых частот облегчается, если в самом начале предположить, что наблюдатель движется вместе с электроном, а затем, используя преобразования Лоренца, получить частоты, регистрируемые неподвижным наблюдателем (в лабораторных условиях).

В системе координат, движущейся вместе с электроном, частота равна

$$\omega' = 2\pi \frac{v}{l'_0} = 2\pi \frac{v}{l_0 \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} = 2\pi \frac{v}{l_0} \gamma \quad (2)$$

благодаря сокращению Лоренца l_0 . Исходя из этого, можно обычным путем определить типы распространяющихся волн в соответствии с соотношением

$$\beta'_{mn} = \sqrt{\left(\frac{\omega'}{c}\right)^2 - \left[\left(\frac{m\pi}{a'}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b'}\right)^2\right]}. \quad (3)$$

Теперь произведем преобразование Лоренца применительно к неподвижной (лабораторной) системе координат. Пространственная координата z' и время t' входят в это преобразование таким образом, что лабораторное время t зависит как от z' , так и от t' . Но частота ω лабораторной системы появляется в выражениях для полей только в виде ωt . Следует ожидать, что ω зависит как от типа распространяющейся волны, т. е. от β'_{mn} (связанной с z'), так и от частоты ω' . Это действительно имеет место, поэтому линейный спектр частот лабораторной системы для постоянной скорости электрона имеет вид

$$\omega_{mn} = (\omega' + v\beta'_{mn}) \gamma. \quad (4)$$

Аналогично находим постоянную распространения

$$\beta_{mn} = \left(\beta'_{mn} + \frac{v}{c^2} \omega'\right) \gamma. \quad (5)$$

Траектории электронов. Для практического использования изложенной выше теории совершенно необходимо знать траектории электронов в магнитном

поле. При некоторой подходящей конфигурации поля (например, изображенной на фиг. 5, стр. 224) для эффективности работы необходимо, чтобы каждый электрон совершал колебания, проходя по всей длине этой конфигурации. Поскольку поля неизбежно ограничены пространственно в поперечных направлениях (x, y), это требование равносильно тому, что колебания должны происходить вдоль оси. В этом случае можно ввести также волновод (изображенный схематически на фиг. 5, стр. 224) и генерировать в нем колебания.

Траектория электрона находится путем рассмотрения сил, действующих на электрон. При отсутствии электрического поля к этим силам относятся сила магнитного поля и реактивная сила, обусловленная излучением. Для электронов, которые обладают энергиями порядка нескольких $Mэв$ и проходят через поля, достигающие нескольких тысяч гауссов, сила магнитного поля значительно больше реактивной силы, и при расчете траектории электрона реактивной силой можно пренебречь. Такое сочетание поля и энергии было использовано для генерирования миллиметровых волн.

Подробные расчеты позволяют определить траекторию $y=y(z)$ и направление движения $y'(z)=dy/dz$ при данной конфигурации поля и для данной энергии электрона. Если допустить, что функция изменения поля вдоль оси ондулятора является суммой нечетных гармоник, где l_0 —период основной гармоник (см. стр. 224), что можно довольно точно воспроизвести на практике, то траектория будет также являться суммой нечетных гармоник, если только электроны вводятся в магнитное поле в плоскости, перпендикулярной этому полю (плоскость yz), под углом к оси, определяемым производной $y'(z)$. В частности, если электроны попадают сразу на середину первого полупериода поля, то угол, под которым они вводятся, равен нулю. В этом случае электрон должен быть введен параллельно оси, но несколько в стороне от нее.

КОНСТРУКЦИЯ ОНДУЛЯТОРА

Магнитная система. Интенсивность излучения пропорциональна квадрату напряженности магнитного поля (см. [3], равенство (29)). Поэтому в целях увеличения магнитного потока было решено сконструировать специальные полюсные наконечники для постоянных магнитов (см. фиг. 6 на стр. 224). Каждый ряд полюсов магнитной системы накрыт стальной полосой с вырезами. В этих вырезах крепятся стальные полюсные наконечники. Кроме показанного верхнего ряда полюсных наконечников, был сделан еще и нижний ряд, что обеспечивало малые вертикальные воздушные зазоры при переменном направлении магнитного потока вдоль оси системы (фиг. 1, стр. 320).

Чтобы избавиться от составляющей B_y , которая везде имела бы одинаковый знак и вызывала бы однонаправленное вертикальное движение электронов, использовалась электролитическая ванна, которая обеспечивала получение оптимального перекрытия полюсных наконечников. Период $f(z)$ равнялся $l_0=4$ см. К магнитам, изображенным на фиг. 6 (стр. 224), добавлялся еще один (верхний) ряд магнитов.

На фиг. 1 (стр. 320) показано также поперечное сечение волновода, в котором электрон совершает волнообразные движения. Для генерирования световых колебаний использовался медный волновод, а для генерирования миллиметровых волн—серебряный волновод. Оба специально изготовленных волновода имели внутренние размеры $0,37 \times 0,82$ см.

Магнитные измерения. Функция распределения поля $B(z)$ должна быть суммой нечетных гармоник для того, чтобы траектории электронов вдоль оси ондулятора имели периодический характер. В результате оценки последствий, связанных с нарушением идеальной траектории, была сделана попытка выдерживать расстояние между полюсами с точностью до $0,01$ мм и обеспечить случайный характер любых отклонений. Измерения поля, произведенные с помощью маленькой обмотки и флюксметра, усредняющих магнитную индукцию за один

пространственный полупериод, показали, что поле, использовавшееся при генерировании световых колебаний, составило 5600 *гаусс*. Эксперименты по генерированию миллиметровых волн производились при поле 3900 *гаусс*, занимавшем большее пространство в поперечном направлении (y) и позволявшем получить большие амплитуды колебаний при более низких уровнях энергии.

Условия ввода электронов. Согласно принятой теории, электроны должны вводиться в ондулятор в плоскости yz под небольшим углом к оси z (см. фиг. 5 на стр. 224). Для электронов с энергией 100 *Мэв*, использовавшихся в целях генерирования световых колебаний, угол ввода был порядка 1° . Устройства, соединяющие ондулятор с источником электронов, обеспечивали получение такого угла.

В эксперименте по генерированию миллиметровых волн (3—5 *Мэв*) угол ввода оказался слишком большим для первоначального ондулятора. Поэтому первая пара полюсов была сделана подвижной с дистанционным управлением, что обеспечило уменьшение угла ввода до нуля. В другом варианте использовалась труба из мягкой стали, которая надвигалась на волновод, покрывая первую пару полюсов. Предполагалось, что эта труба будет экранировать горизонтальные (y) поля рассеяния и препятствовать вертикальному (x) движению электронов.

ГЕНЕРИРОВАНИЕ СВЕТОВЫХ КОЛЕБАНИЙ

Основной эксперимент. Согласно формуле (1), электроны с энергией 100 *Мэв* при прохождении через ондулятор должны генерировать колебания в диапазоне видимого света. На фиг. 2 (стр. 322) показано экспериментальное устройство, предназначенное для проверки этого предположения. Стэнфордский линейный ускоритель, использовавшийся в течение ограниченного времени, обеспечивал получение электронов с энергиями до 120 *Мэв*. Ускоритель и ондулятор были откачаны и закрыты выходным стеклянным окном. Область, в которой предполагалось возникновение световых колебаний, была защищена от внешних источников света. Вследствие большой интенсивности γ -лучей и нейтронов эксперименты производились с помощью дистанционного управления серебряным зеркальцем, изготовленным из покровного стекла для микроскопа. Фотоумножитель и катодный повторитель были тщательно заэкранированы свинцом для уменьшения фона, обусловленного γ -лучами.

При работе ускорителя в импульсном режиме (длительность импульса 1 *мксек*) наблюдение импульсов велось по осциллографу при помощи зеркальца, расположенного под углом 45° к оси ондулятора. Когда зеркальце отклонялось от этого положения и на несколько градусов в любом направлении, эти импульсы исчезали. Если электроны не пропускались в ондулятор (благодаря магнитному отклонению), то при любом положении зеркальца этих импульсов не наблюдалось. Это рассматривается как доказательство того, что ондулятор генерировал колебания в диапазоне чувствительности фотоумножителя, т. е. в диапазоне видимого света.

Поляризация света. Считая, что световые колебания поляризованы в плоскости предполагаемого движения электронов, непосредственно перед фотоумножителем были установлены два поляризационных окна на вращающемся основании. Окно с плоскостью поляризации, перпендикулярной направлению основного магнитного поля, пропускало больше света, чем окно с плоскостью поляризации, параллельной этому полю. Отношение амплитуд наблюдаемых импульсов равнялось 2 : 1.

Цвет световых колебаний. При расположении перед фотоумножителем интерференционного фильтра (полоса пропускания 100 Å с центром при 4400 Å) был получен наибольший световой сигнал при 90—95 *Мэв* и почти полное отсутствие сигнала при 120 *Мэв*. Обратившись к кривой чувствительности прибора 1P21 (3000—7500 Å с максимумом при 4000 Å), можно убедиться, что эти результаты примерно совпадают с теоретическими предположениями.

ГЕНЕРАЦИЯ МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН

Аппаратура. В целях получения более широкого однородного поля за счет уменьшения его напряженности конструкция ондулятора была изменена. Медный волновод был заменен серебряным. Было использовано дистанционное управление магнитным зазором на входе, что позволило осуществить прямой ввод электронов.

Источник электронов. Выходная мощность ондулятора может значительно увеличиться за счет соответствующего группирования электронов. Для этих целей использовался ускоритель электронов на 3—5 Мэв и группирователь, сконструированный Нилом на основе расчетов, произведенных Чу. Этот группирователь в настоящее время применяется в качестве входного устройства к Стэнфордскому линейному ускорителю марки III.

Питаясь от Стэнфордского мощного клистрона (импульсная мощность которого достигает 8 Мвт), работающего на частоте 2856 Мгц, группирователь ускоряет электроны от 80 кэв до 3—5 Мэв в системе длиной 80 см, нагруженной дисками, и группирует их в пределах угла 30° относительно волны, распространяющейся в этой системе. 80-киловольтная электронная пушка вырабатывает импульсы длительностью 1 мксек с частотой повторения 60 гц. Разброс энергий при 5 Мэв оказался равным 0,2 Мэв.

Стандартная секция ускорителя (трубка длиной 0,6 м, равномерно нагруженная дисками) была первоначально соединена с выходом группирователя через фазовращатель. Соотношение фаз группирователя и стандартной секции регулировалось в пределах 360°. Для предотвращения разброса энергии потребовался коллиматор электронного пучка с отверстиями диаметром 1,6 мм. Энергия измерялась путем подачи пучка с помощью магнитного отклонения в прибор, регистрирующий излучение.

Детекторы миллиметровых волн. На фиг. 5 (стр. 326) показана конструкция кристаллического детектора, установленного в волноводе, который может быть соединен с волноводом ондулятора. Он может перекрываться люцитовым окном или с помощью металлического поршня.

Вольфрамовые волоски диаметром 0,05 мм согнуты в виде спирали. Точечный контакт со стандартным кристаллом для диапазона 10 см, укрепленным на латунном стержне, обеспечивался путем травления [7]. Детектор хорошо работал на волне 1,2 см.

Блок-схема экспериментальной установки показана на фиг. 9 (стр. 327). Изогнутый волновод ($RG=97/U$) и плавный переход соединяли детектор с несколько большим волноводом ондулятора. Выходной сигнал детектора усиливался усилителем Хьюлетта—Пакарда 450 А (полоса пропускания 3 Мгц, усиление 20 или 40 db), к входным зажимам которого подключалось сопротивление 1000 ом для получения лучшего согласования с кристаллом. Детектор и усилитель помещались в тщательно экранированном медном ящике и соединялись с удаленным от установки осциллографом через кабель с двойной экранировкой. Из-за наличия импульсов клистрона экранирование представляло собой достаточно важную проблему.

Во втором детектирующем устройстве используется два термистора (см. фиг. 6 на стр. 326), представляющих два плеча мостика Уитстона (см. фиг. 7 на стр. 326). Один термистор (WE d 170575, установленный первоначально в свободном положении) находился под воздействием колебаний, а второй (WE d 170396, вмонтированный в стеклянную основу и обладавший аналогичными электрическими характеристиками) был помещен то же в вакууме, но за пределами волновода. Соединяя один из спаренных потенциометров последовательно с термистором, можно уравновесить мост. Поскольку мост реагировал на тепло, излучаемое катодом электронной пушки, он был сбалансирован при включенном катоде. После подачи импульсов на пушку можно было наблюдать излучение миллиметровых волн.

Индикаторы длины волны. Эти приборы были недостаточно точными. Они состояли из цилиндрического запредельного ослабителя, включенного между ондулятором и детектором (см. фиг. 6, на стр. 326). Цилиндрические секции длиной примерно 2,5 см имели диаметр, соответствующий миллиметровому диапазону. Плавные переходы осуществляли согласование цилиндрического отверстия с волноводом.

Наблюдения. Эксперименты по генерированию миллиметровых волн распадаются на две части. В первой части использовалась упомянутая выше стандартная секция ускорителя.

Работа с подключенной стандартной секцией ускорителя. Группирователь, стандартная секция, ондулятор и кристаллический детектор были соединены между собой, как показано на фиг. 9 (стр. 327), совместно откачаны и тщательно заэкранированы свинцовыми брикетами для защиты от излучения.

При работе этой установки на экране появлялись короткие импульсы, соответствующие импульсной работе группирователя. Магнитное отклонение пучка перед ондулятором не вносило каких-либо изменений. При перекрытии волновода ондулятора алюминиевой фольгой или введении в волновод поглощающей пластины, покрытой графитом, импульсы детектора исчезали, тогда как введение запредельного ослабителя, соответствующего $\lambda_c = 2,7$ мм, не давало такого результата.

Затем стандартная секция работала со сдвигом фазы 90° относительно группирователя. При опережении по фазе детектируемые импульсы появлялись, а при отставании — отсутствовали. Поскольку опережение по фазе приводит к радиальной расфокусировке луча, а отставание по фазе оказывает фокусирующее действие, наблюдения указывают, по-видимому, на наличие радиальных колебаний в полях рассеяния дисков группирователя.

Работа при отсутствии стандартной секции ускорителя. Сигнал детектора при слабой интенсивности пучка наблюдался со снятым коллиматором. Небольшие отклонения пучка, мешавшие попаданию его в ондулятор, вызывали исчезновение сигнала. Сигнал был особенно чувствителен к вертикальным отклонениям пучка. При увеличении тока пучка все возрастающая часть сигнала оставалась после отклонения пучка, а при максимальных значениях тока этот остаточный сигнал преобладал.

Группирователь запускался при слабых интенсивностях пучка с различными запредельными ослабителями. При уменьшении длины волны, соответствующей отсечке, было обнаружено, что при $\lambda_c = 1,9$ мм все еще можно было наблюдать на экране сигнал, хотя и ослабленный. Это ослабление могло вызываться плохим согласованием ослабителя, но возможно также, что излучение ондулятора содержало колебания с длинами волны, превосходящими 1,9 мм. При $\lambda_c = 1,5$ мм не удалось обнаружить никакого сигнала, хотя, согласно формуле (4), $\lambda_{\text{мин.}} = 0,44$ мм для данной энергии пучка, равной 3 Мэв. Излучение, возникавшее в группирователе (и преобладавшее при больших токах пучка), сильно ослаблялось запредельной вставкой $\lambda_c = 2,7$ мм и не проходило ни через один ослабитель с критической длиной волны, меньшей этого значения.

Оказалось возможным произвести вполне надежную оценку мощности, несмотря на сильные помехи от импульсного модулятора. Один из способов оценки основан на работе [6], которая показала, что единичное отношение сигнал/шум для кристалла соответствует импульсной мощности 0,6 мквт при длине волны 1 мм и при напряжении шумов порядка микровольт. Сигнал детектора, составлявший перед усилением 50 мв, должен, таким образом, соответствовать мощности ондулятора, равной 10—100 вт.

Вторая оценка мощности основывалась на том, что термисторный мост показывал импульсную мощность около 10 мвт в том случае, когда термистор был расположен перед детектором. При этом заметного изменения детектируемого сигнала за счет поглощения этой мощности не происходило. Если считать, что отношение поглощаемой и проходящей мощности равно отношению площадей

поперечных сечений термистора и волновода, то импульсная мощность равна 10 *вт*.

Основываясь на этих измерениях, можно с уверенностью утверждать, что ондулятор генерировал короткие импульсы миллиметровых колебаний, импульсная мощность которых превосходила 1 *вт*.

Исследование электронного пучка. Коллектор, установленный перед ондулятором, показал, что в одном импульсе содержится $6 \cdot 10^9$ электронов. Для исследования токопрохождения через ондулятор к концу стержня из органического стекла был приклеен антраценовый кристалл (длиной 0,7 *см*), стержень был помещен внутри откачанного волновода ондулятора и с помощью дополнительных люцитовых стержней световые вспышки, полученные при попадании электронов на кристалл, были поданы на фотоумножитель 1P21. Считая, что величина светового потока пропорциональна электронному току, было обнаружено, что 90% тока теряется на протяжении первых 15 *см* ондулятора. К числу факторов, обуславливающих эту потерю, относятся слишком большие величины отклонения пучка паразитными горизонтальными магнитными полями. Улучшение геометрии пучка должно привести к существенному увеличению мощности ондулятора.

ВЫВОДЫ

Экспериментальные результаты, изложенные выше, являются предварительными. Техника измерений была довольно несовершенной, поскольку ускоритель и группирователь использовались только в течение короткого промежутка времени, и этот метод требует дальнейших усовершенствований. В частности, помехи от клистронного и магнетронного модуляторов значительно затрудняли измерения.

Дальнейшее существенное увеличение выходной мощности ондулятора возможно за счет использования электронного пучка с лучшими геометрическими данными, улучшенной группировкой и с меньшим разбросом энергии в каждом пакете. Изменение конструкции самого ондулятора, способствующее уменьшению паразитных полей, также должно увеличить выходную мощность благодаря уменьшению количества электронов, теряющихся в ондуляторе в непосредственной близости от входа.

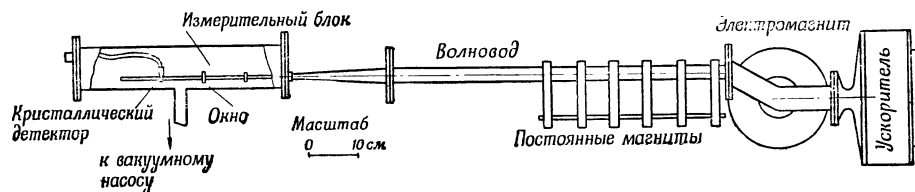
ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л., *Изв. АН СССР*, сер. физ., 11, 165 (1947).
2. Coleman P. D., Ph. D. Thesis, MIT, 1951.
3. Motz H., см. стр. 194 настоящего сборника.
4. Landecker K., см. стр. 179 настоящего сборника.
5. Pierce J. R., *Phys. Today* (November 1950).
6. Klein J. A., Loubser J. H. N., Nethercot A. H., Townes C. H., см. стр. 555 настоящего сборника.
7. «Кристаллические детекторы», Изд-во «Советское радио», 1950.

ВОЗБУЖДЕНИЕ МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН В МАГНИТНОМ ОНДУЛЯТОРЕ¹⁾

Комб, Фрело

Сконструированный ондулятор [1] (фиг. 1) состоит из магнита, специального волновода, измерительной шкалы и корректора поля, который следует за линейным ускорителем электронов, действующим в импульсном режиме (50 имп/сек длительностью 1 мксек). Энергетический спектр электронов простирается от 1,5 до 3,0 Мэв, имея максимум при 2,3 Мэв.



Ф и г. 1. Блок-схема ондулятора.

Система постоянных магнитов создает синусоидальное магнитное поле с амплитудой индукции $B=960$ гаусс и полупериодом $l=16$ см. Прямоугольный волновод (внутренние размеры 40×25 мм) герметичен и допускает пролет электронов с учетом их колебания в вертикальной плоскости (траектория представляет собой явно выраженную синусоиду с амплитудой 7 мм). Этот волновод должен также удовлетворять некоторым требованиям, связанным с условиями волноводного распространения волн.

Благодаря корректирующему электромагниту направление скорости электронов с энергией 2,3 Мэв в точке M параллельно оси, а их средняя траектория совпадает с этой осью [1]. Прибор играет роль спектрометра, так как электроны с энергией, отличной от названной, теряются в металле. То же происходит и с электронами, обладающими энергией 2,3 Мэв на выходе постоянного магнита.

Конический переход обеспечивает соединение с измерительным устройством, состоящим из элементов прямоугольного волновода для миллиметровых волн (внутренние размеры $7,10 \times 3,55$ мм). Измерительное устройство, расположенное в герметической камере, состоит из изогнутого отрезка волновода для задержки электронов (при проверке счетчик не обнаружил никакого ощутимого тока в этой части прибора), металлического окна, кристаллического детектора и оконечного устройства.

Детектирующий кристалл связан с осциллографом или гальванометром. Если при закрывании волновода окном принимаемый сигнал исчезал, то это означало, что он не был вызван паразитными явлениями.

Теория предусматривает, что электроны, проходящие через ондулятор при $\beta=0,9833$, $k=0,2651$, $\bar{\beta}=0,9657$, излучают энергию $2,95 \cdot 10^{-24}$ дж/электрон. Поскольку средняя интенсивность пучка равна 0,3 мка, следует ожидать, что полная излучаемая мощность за период импульса равна $1,10 \cdot 10^{-7}$ вт

¹⁾ Combe R., Frelot T., C. R., **241**, № 22, 1559—1560 (1955).

при полной некогерентности и 1,38 *вт* при полной когерентности излучения. Эксперимент дает, естественно, среднюю величину, которая равна приблизительно 1 *мвт*.

Расчет показывает, что в свободном пространстве длина излучаемой основной волны в системе S' равна 4,30 *см*, а в системе S вдоль оси и впереди нее (со стороны наблюдателя) равна 5,69 *мм*. Наличие волновода изменяет последнюю величину, которая становится равной 6,16 *мм*. Кроме того, конечная длина ондулятора вызывает растягивание спектра. Введение в волновод для миллиметровых волн цилиндрических фильтров позволило осуществить приближенное определение величины спектра, который простирается от 4,8 до 8,0 *мм*, с максимумом при 5,75 *мм*. Эти эксперименты расширяют и уточняют результаты, которые получил Моц [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. Combe R., Feix M., см. стр. 340 и 342 настоящего сборника.
2. Motz H., Thon W., Whitehurst R. N., см. стр. 317 настоящего сборника.

ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНА В МАГНИТНОМ ОНДУЛЯТОРЕ ¹⁾

Комб, Фейкс

Некоторые авторы [1—3] предлагали возбуждать электромагнитные волны миллиметрового диапазона, используя движение электронов в магнитном ондуляторе.

Допустим, что составляющая магнитной индукции по оси y равна $B_y = B \cos \gamma x$, а Ox —направление распространения пучка электронов. Обозначим через e и m заряд и массу электронов в состоянии покоя; тогда уравнения движения запишутся в системе Джорджи следующим образом:

$$\frac{m}{\sqrt{1-\beta^2}} \frac{d^2x}{dt^2} = -e \frac{dz}{dt} B \cos \gamma x, \quad (1)$$

$$\frac{m}{\sqrt{1-\beta^2}} \frac{d^2z}{dt^2} = e \frac{dx}{dt} B \cos \gamma x, \quad (2)$$

где $\gamma = 2\pi/l$, а l —расстояние между магнитными полюсами. Допустим, что электроны в исходной точке 0 имеют скорость, направленную по Ox , и равную $v = \beta c$, где c —скорость света. (Можно показать, что если это условие не выполняется, то средняя траектория электронов уклоняется от Ox , если же электроны стремятся покинуть ондулятор, то соответствующие решения не представляют интереса.) При разработке различных технических конструкций эти соображения должны учитываться [3].

Уравнение (2) интегрируется следующим образом:

$$\frac{m}{\sqrt{1-\beta^2}} \frac{dz}{dt} = \frac{eB}{\gamma} \sin \gamma x. \quad (3)$$

Подставим этот результат в (1)

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{(1-\beta^2)e^2B^2}{2\gamma m^2} \sin 2\gamma x = 0. \quad (4)$$

Уравнение (4) является классическим уравнением движения маятника. Учитывая начальное условие, время t выражается в функции координаты x при помощи эллиптического интеграла первого рода

$$\gamma^3 ct = \int_0^{\gamma x} \frac{d(\gamma x)}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \gamma x}}, \quad (5)$$

полагая

$$k = \frac{\sqrt{1-\beta^2}eB}{\gamma m \beta c}, \quad (6)$$

$$\sin \gamma x = \operatorname{sn}(\gamma^3 ct, k). \quad (7)$$

Остается проинтегрировать уравнение (3), что дает

$$\gamma z = \lg \frac{\operatorname{dn}(\gamma^3 ct) - k \operatorname{cn}(\gamma^3 ct)}{1-k}. \quad (8)$$

¹⁾ Combe R., Feix M., C. R., 237, № 21, 1318—1320 (1953).

Исключив время t из уравнений (7) и (8), получим уравнение траектории

$$\cos \gamma x = \operatorname{ch} \gamma z - \frac{1}{k} \operatorname{sh} \gamma z, \quad (9)$$

которая мало отличается от синусоиды.

Представляет интерес расчет максимального удаления (т. е. расстояния $2a$) электрона, следующего по Oz.

В этом случае имеем

$$\begin{aligned} \frac{dz}{dt} &= 0, \quad \sin \gamma x = 0, \quad \operatorname{sn}(\gamma \beta c t) = 0, \\ \operatorname{dn}(\gamma \beta c t) &= 1, \quad \operatorname{cn}(\gamma \beta c t) = -1; \\ a &= \frac{1}{2\gamma} \lg \frac{1+k}{1-k}. \end{aligned} \quad (10)$$

Большой интерес представляет расчет средней скорости dx/dt

$$\bar{v} = \frac{\overline{dx}}{dt} = \bar{\beta} c. \quad (11)$$

Дифференцируя (7), получим

$$\frac{dx}{dt} = \beta c \operatorname{dn}(\gamma \beta c t). \quad (12)$$

Можно показать, что среднее значение функции dn , взятое за 1 период, равно $\pi/2K$, где K — полный эллиптический интеграл первого рода. Отсюда

$$\frac{\bar{\beta}}{\beta} = \frac{\pi}{2k}. \quad (13)$$

Целесообразно ввести систему S' осей $O'x'y'z'$ так, чтобы направление Ox' совпадало с направлением Ox и во второй системе происходило увеличение скорости \bar{v} , равномерное по отношению к первой системе. В этой системе траектория электрона представляет собой замкнутую кривую.

Полученные результаты позволяют произвести расчет частоты и мощности волн, генерируемых электроном.

ЛИТЕРАТУРА

1. Coleman P. D., Quart. Progress Rep., 73 (1949).
2. Motz H., см. стр. 194 настоящего сборника.
3. Motz H., Thon W., Whitehurst R. N., см. стр. 317 настоящего сборника.

ЧАСТОТА И МОЩНОСТЬ ВОЛН, ИЗЛУЧАЕМЫХ В МАГНИТНОМ ОНДУЛЯТОРЕ¹⁾

Комб, Фейкс

Как было показано в работе [1], в системе с фазовой скоростью, равной средней скорости электрона $\bar{\beta}c$, электрон описывает замкнутую периодическую орбиту. В этой системе, названной системой S' с периодом T' , излучаемая электромагнитная волна будет представлять наложение монохроматических волн с круговой частотой $\omega' = 2\pi n T'$ ($n = 1, 2, 3 \dots$).

В неподвижной (лабораторной) системе S эти волны имеют круговую частоту $\omega = \omega' \sqrt{1 - \bar{\beta}^2} / (1 - \bar{\beta} \cos \theta)$, где θ — угол между осью Ox и направлением излучения; наибольший интерес представляет случай, когда $\theta = 0$, следовательно, $\omega = \omega' \sqrt{1 - \bar{\beta}^2} / (1 - \bar{\beta})$.

Отсюда, если круговая частота электрона в системе S равна ω , то в системе S' она равна

$$\omega' = \frac{\eta}{\sqrt{1 - \bar{\beta}^2}}, \quad \text{где } \eta = \frac{2\pi}{l} \bar{\beta} c. \quad (1)$$

Следовательно,

$$\omega = \frac{2\pi \bar{\beta}}{l(1 - \bar{\beta})} \quad (2)$$

и

$$\lambda = l \frac{1 - \bar{\beta}}{\bar{\beta}} \quad \text{для } n = 1. \quad (3)$$

Первая формула дает соотношение между l и длиной основной волны, получаемой впереди электрона. Кроме этой волны, существуют гармоники λ/n . Найдем излучаемую мощность; хотя выражение для излучаемой мощности на каждой гармонике сложно, однако полная мощность в системе S [2] легко определяется выражением

$$-\frac{dW}{dt} = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \frac{\dot{\mathbf{v}}^2 - \left(\frac{\mathbf{v}}{c} \cdot \dot{\mathbf{v}}\right)^2}{(1 - \bar{\beta}^2)^3}, \quad (4)$$

где $\dot{\mathbf{v}}$ — вектор ускорения; W — кинетическая энергия электронов.

В случае ондулятора с поперечным магнитным полем

$$-\frac{dW}{dt} = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \frac{\dot{\mathbf{v}}^2}{1 - \bar{\beta}^2}$$

и

$$\dot{\mathbf{v}} = \frac{e\bar{\beta}\sqrt{1 - \bar{\beta}^2} B \cos \gamma x}{m}, \quad (5)$$

следовательно,

$$\frac{dW}{dt} = \frac{e^4 B^2}{6\pi c m^2 \epsilon_0} \frac{\bar{\beta}^2}{1 - \bar{\beta}^2} \cos^2 \gamma x. \quad (6)$$

¹⁾ Combe R., Feix M., C. R., **237**, № 25, 1660—1662 (1953).

Для получения среднего значения мощности во времени при x и t , связанных отношением $\sin \gamma x = \text{sn}(\gamma \beta c t, k)$, находим

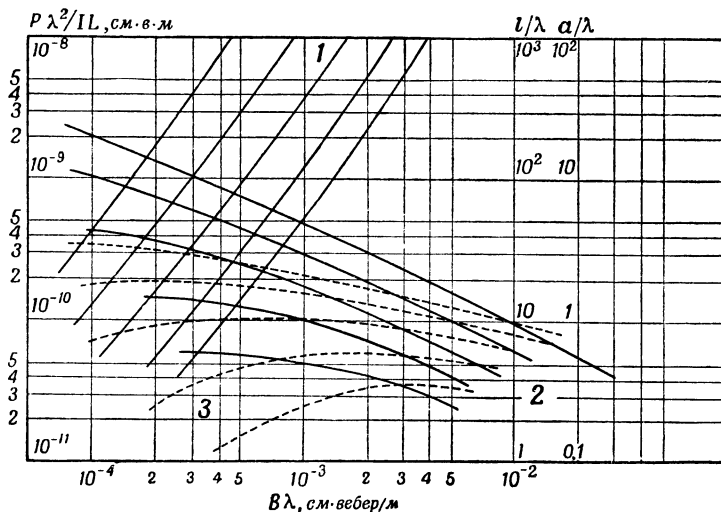
$$\overline{\cos^2 \gamma x} = 1 + \frac{E(k) - K(k)}{k^2 K(k)}, \quad (7)$$

где K и E — полные эллиптические интегралы первого и второго рода.

В ондуляторе длиной L электрон остается в течение времени $(L/\beta c) = (2KL/\pi\beta c)$, полная энергия, излучаемая электроном, равна

$$-\frac{\Delta W}{L} = \frac{e^4 B^2}{12\pi m^2 c \epsilon_0} \left[\left(1 + \frac{E(k) - K(k)}{k^2 K(k)} \right) \frac{4}{\pi} K(k) \right] \frac{\beta}{1 - \beta^2}. \quad (8)$$

Представляет интерес прежде всего мощность, приходящаяся на единицу тока и единицу длины ондулятора. Рассмотрим выражение $P/IL = -\Delta W/eL$ для случая некогерентного излучения электронов.



Ф и г. 1. Кривые зависимости l/λ , a/λ и $P\lambda^2/IL$ от $B\lambda$.

1 — кривые значений $P\lambda^2/IL$; 2 — кривые значений l/λ ; 3 — кривые значений a/λ (штриховые).

Для трех семейств кривых значения параметра W (снизу вверх): 0,5; 1; 2; 4; 8 Мэв.

Это выражение можно написать в форме, удобной для практического применения, взяв k в качестве независимой переменной и W в качестве параметра, тогда

$$\frac{\lambda}{l} = \frac{1 - \beta}{\beta} = f(k, W). \quad (9)$$

Учитывая соотношение $B l = 2\pi m \beta c k / e \sqrt{1 - \beta^2}$, имеем

$$B \lambda = B l \frac{\lambda}{l} = g(k, W), \quad (10)$$

$$\frac{P \lambda^2}{i L} = h(k, W), \quad (11)$$

$$\frac{a}{\lambda} = \frac{a}{l} \frac{l}{\lambda} = \frac{1}{4\pi} \left(\lg \frac{1+k}{1-k} \right) \frac{l}{\lambda} = j(k, W), \quad (12)$$

где f , g , h , j — функция одной и той же переменной k , причем W — параметр.

Теперь можно исключить k и построить кривые l/λ , a/λ и $P\lambda^2/IL$ в функции $B\lambda$. Параметром является кинетическая энергия электронов; λ — длина волны, которую надо получить. На фиг. 1 приведены кривые со значениями энергии 0,5; 1; 2; 4; 8 Мэв.

ЛИТЕРАТУРА

1. Combe R., Feix M., см. стр. 340 настоящего сборника.
2. Becker R., Théorie des électrons.

КОНСТРУИРОВАНИЕ И ОЦЕНКА РЕБАТРОНА ДЛЯ ДИАПАЗОНА 10 см¹⁾

Кaufman, Кольман

ВВЕДЕНИЕ

Гинзбург [1] в 1947 г. при рассмотрении методов генерирования мощности на волнах от 0,01 до 1,0 см с помощью электронных пучков больших энергий отмечал, что задача получения пакетов является весьма специфической и, по-видимому, чрезвычайно трудной. Кольман [2] разработал теорию релятивистского электронного группирующего ускорителя, называемого ребатроном, который обеспечивает получение, как показал теоретический анализ, сгруппированных пучков больших энергий (порядка нескольких Мэв), в которых импульсы тока и функция распределения электронов по скоростям стремятся к δ -функциям. Такой пучок можно представить математически в виде бегущих импульсов тока, содержащих высокие гармоники

$$i_h(t) = \sum_{s=0}^{\infty} I_s \cos s\omega_0 \left(t - \frac{z}{v} \right) \quad (1)$$

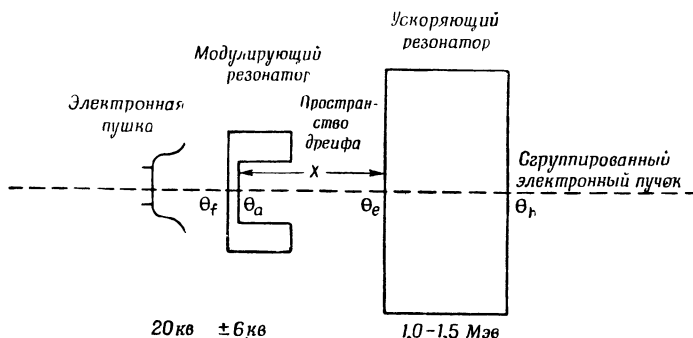
при

$$i_h(t) \approx n_0 \delta(t' - t), \quad (2)$$

$$n(v) \approx n_0 \delta(v' - v), \quad (3)$$

$$v \approx c, \quad (4)$$

где $i_h(t)$ —рассматриваемая функция тока; I_s —амплитуда гармоники тока; n_0 —число электронов в пакете; $n(v)$ —функция распределения по скоростям; ω_0 —основная угловая частота; δ —дельта-функция Дирака; v —скорость пучка



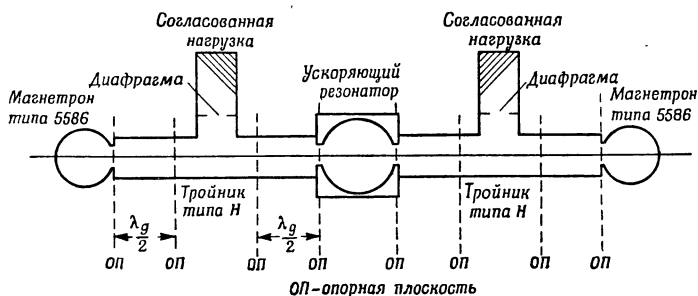
Ф и г. 1. Схематическое изображение ребатрона, работающего в диапазоне 10 см.

и c —скорость света. Для рассматриваемого случая, когда импульс тока имеет форму δ -функции, амплитуда гармоники тока I_s равна $2I_0$, где I_0 —средний ток.

Описываемый ниже ребатрон, работающий на частоте 3 ГГц, представлен схематически на фиг. 1. Это устройство состоит из объемного резонатора, ра-

¹⁾ Kaufman I., Coleman P. D., J. Appl. Phys., 28, № 9, 936—944 (1957).

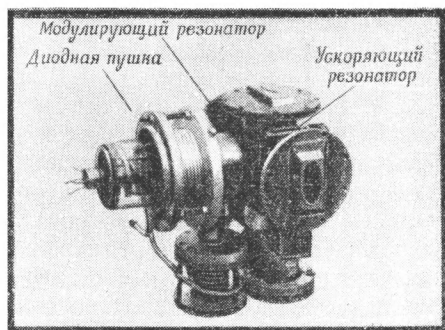
ботающего на волне типа E_{010} и питаемого от двух перестраиваемых магнетронов типа 5586 по схеме, изображенной на фиг. 2. Простая предгруппирующая система, состоящая из диодной пушки Пирса на 20—25 кВ и резонатора предварительной модуляции, обеспечивает ввод электронов в ускоряющий резонатор с соответствующей скоростью и в определенной фазе для получения требуемого



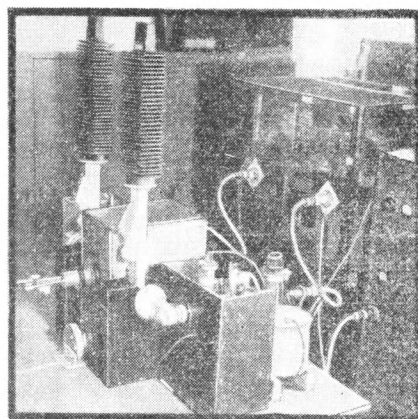
Ф и г. 2. Схема цепей с. в. ч. ребатрона.

ускорения и группирования. На фиг. 3 показан общий вид основной конструкции ребатрона. На фиг. 4 приведен общий вид всей системы ребатрона.

Наиболее сложным вопросом, подлежащим исследованию при оценке рабочих характеристик ребатрона, является выяснение, насколько близка



Ф и г. 3. Общий вид основной конструкции ребатрона.



Ф и г. 4. Общий вид системы ребатрона.

реальная функция тока к расчетной $i_h(t)$. При использовании сгруппированного пучка большой энергии для генерирования субмиллиметровых волн наиболее важными показателями являются амплитуда гармоники тока I_s и функция распределения по скоростям $n(v)$. В связи с этим наиболее целесообразным приемом при решении этой задачи является определение I_s путем экспериментального изучения частот гармоник пучка. Один из возможных методов может основываться на оценке явлений, которые происходят в устройстве, использующем сгруппированный пучок для генерирования субмиллиметровых волн, в зависимости от значения I_s . При этом предполагается, что исследования в этой области обеспечивают достаточно хорошее совпадение теории генераторов субмиллиметровых волн с экспериментом и что измерения мощности, импеданса и т. д. в субмиллиметровом диапазоне можно выполнить с достаточной точностью.

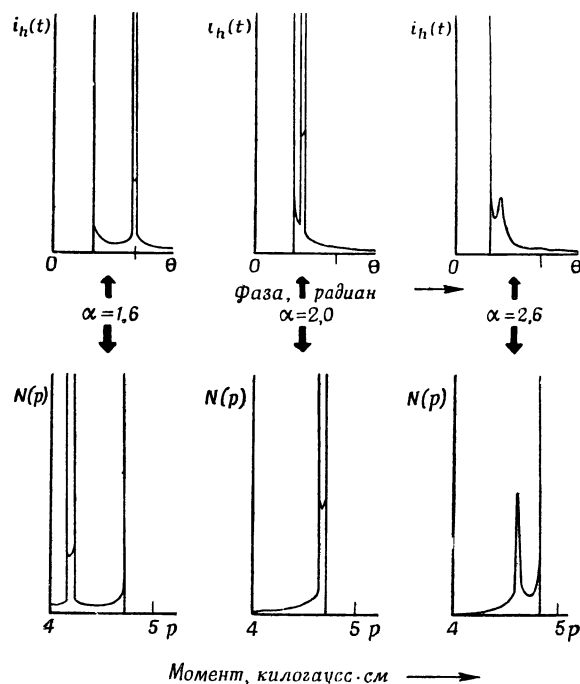
В настоящее время, поскольку точные измерения на частотах выше 100 ГГц затруднительны, исследование гармоник можно осуществлять обычными способами только для значений s порядка 35. Следовательно, для дальнейшей оценки ребатрона приходится искать новые методы исследования пучка.

Исходя из равенств (2) и (3), нетрудно видеть, что характеристики пучка определяются двумя функциями: функцией тока и функцией распределения по скоростям $n(v)$ или по моментам $N(p)$. Для ребатрона обе эти функции рассчитываются исходя из одних и тех же дифференциальных уравнений, описывающих движение электронов, и уравнения непрерывности, имеющего вид

$$i_f d\theta_f = i_h d\theta_h = q\omega_0 N(p) dp, \quad (5)$$

где в соответствии с фиг. 1, i_f —постоянный ток электронной пушки; θ_f —угол влета; i_h —выходной ток; θ_h —угол вылета; ω_0 —угловая частота и p —момент.

Свойства двух функций $i_h(t)$ и $N(p)$ весьма близки друг другу, и при изменении параметров ребатрона их характеристики изменяются одинаково.



Фиг. 5. Графики изменения функции $i_h(t)$ и $N(p)$ для трех серий параметров ребатрона.

Это показано на фиг. 5 для случая изменения относительной фазы α между модулирующим и ускоряющим резонаторами.

Функция $N(p)$ сравнительно легко поддается измерению, тогда как измерение функции $i_h(t)$ связано с большими трудностями из-за чрезвычайно малой длительности импульса. Однако если экспериментальные значения $N(p)$ хорошо совпадают с теоретическими, то можно ожидать, что электроны подчиняются дифференциальным уравнениям движения с принятыми электрическими граничными условиями. Это означает, что функция тока $i_h(t)$, полученная из этих уравнений, также может хорошо совпадать с расчетным значением. К сожалению, степень совпадения не поддается точному определению.

Однако можно выбрать параметры ребатрона на основании экспериментально полученных кривых распределения по моментам для двух совокупностей условий. Например, для случая $s=26$ можно рассчитать амплитуду гармоники тока для каждого из этих условий. Используя эти данные, можно также рас-

считать для этих двух случаев выходную мощность устройства, генерирующего миллиметровые колебания, например гармотрона [3, 4], и сравнить полученные мощности. Для случая $s=26$ (т. е. для самой высокой гармоники, на которой еще возможно проведение достаточно точных измерений) оказалось, что ожидаемое отношение мощностей равно 23, тогда как измеренное значение равно 24. При этом одна из совокупностей подобранных параметров соответствовала оптимальным условиям группирования.

Полученные результаты позволяют надеяться, что первоначальная оценка ребатрона может быть произведена на основе функции $N(p)$ распределения по моментам. Полный гармонический анализ пучка станет возможным на дальнейших этапах развития генераторов субмиллиметровых волн.

КОНСТРУКЦИЯ РЕБАТРОНА

Резонансная частота ускоряющего резонатора должна быть выбрана в пределах рабочего диапазона перестраиваемого магнетрона типа 5586. Если длина волны, равная 10,75 см, выбрана произвольно, то необходимо, чтобы радиус резонатора, работающего на волне типа E_{010} , был равен [5]

$$a = \frac{r_{01}\lambda}{2\pi} = 0,38277\lambda = 4,115 \text{ см.} \quad (6)$$

Высота резонатора h определяется двумя факторами: 1) максимальной энергией электронов при данной импульсной мощности P , питающей резонатор, и 2) пробивной напряженностью поля. Если принять медный резонатор, то соотношение между импульсным высокочастотным напряжением U_0 и усредненной импульсной мощностью $P_{\text{ср.}}$ имеет вид

$$U_0, \text{ Мв} = E_0 h = 3,53 \sqrt{\frac{h/a}{1 + (a/h)} P_{\text{ср.}}, \text{ Мвт}}, \quad (7)$$

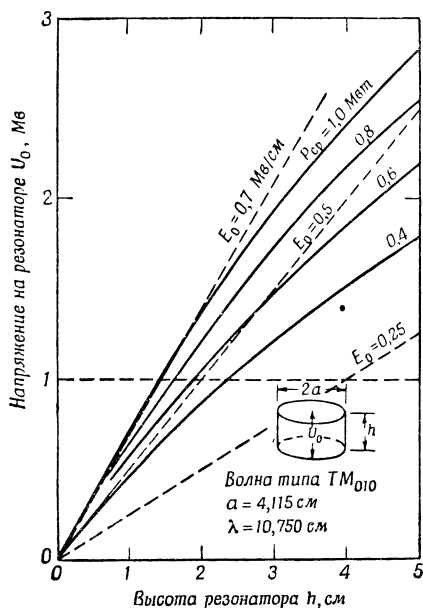
где E_0 —импульсная напряженность электрического поля. На фиг. 6 изображено семейство кривых зависимости U_0 и E_0 от h при различных мощностях, питающих резонатор. Нетрудно видеть, что при мощностях 0,6—0,8 Мвт, снимаемых с магнетрона, можно вполне получить импульсные напряжения, превосходящие 1 Мв. Фактором, ограничивающим мощность, питающую резонатор, является максимально допустимая напряженность поля E_0 . Проведенный опыт показывает, что значения E_0 , достигающие 0,5—0,7 Мв/см, допустимы. Обращаясь к фиг. 6, можно видеть, что при высотах резонатора от 3 до 4 см и мощностях в резонаторе от 0,6 до 0,8 Мвт напряженности поля получаются порядка 0,5 Мв/см.

На фиг. 7 изображены кривые зависимости максимальной кинетической энергии T_m (в Мэв) от высоты резонатора h при входных мощностях 0,8 и 0,377 Мвт и при постоянном отношении начальной скорости к скорости света $\beta_0=0,272$. Если высота резонатора выбрана в интервале от 3 до 4 см, то при этих условиях энергия электронов может достигать 1—1,5 Мэв. Обращаясь к схеме цепей с.в.ч. на фиг. 2, следует отметить, что для получения электронов с энергией 1 Мэв каждый магнетрон должен отдавать примерно 0,377 Мвт. Эта величина отдаваемой мощности достигнута при аналогичной схеме в Массачусетском линейном ускорителе [6].

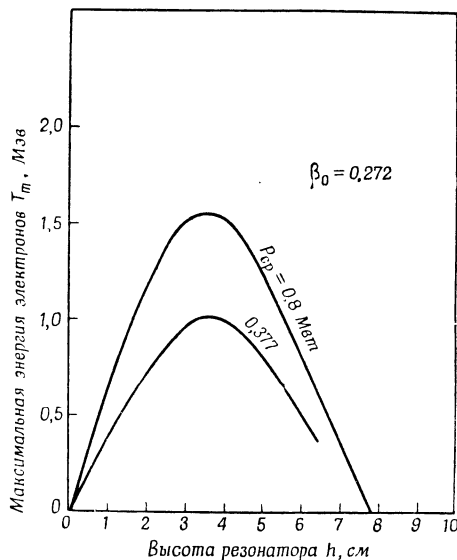
Если максимальная доступная мощность составляет 0,377 Мвт, то следует предпочесть резонатор высотой 3 см, поскольку это уменьшит разброс скоростей вылетающих электронов. Если же можно получить мощность порядка 0,8 Мвт, то следует предпочесть резонатор высотой 4 см. В ребатроне, рассмотренном ниже, применялся резонатор высотой 4 см.

Система предварительного группирования в ребатроне требует, чтобы электроны перед входом в ускоряющий резонатор, работающий на волне типа E_{010} , пролетали через пространство дрейфа, свободное от полей. Это означает, что

поля рассеяния во входном отверстии следует по возможности уменьшить. Один из способов достижения этой цели сводится к сильному уменьшению диаметра входного отверстия по сравнению с диаметром резонатора, работающего на волне типа E_{010} . Как показывают расчеты, для уменьшения полей рассеяния до величин, достаточно малых для того, чтобы входной пучок не претерпевал существенной деформации, при полях в резонаторе порядка $0,5 \text{ Мв/см}$ необходимо отношение диаметров по меньшей мере $80 : 1$ (диаметр входного отверстия равен 1 мм). Для большинства пространств преобразования типа гармотрона желательно также иметь электронный пучок малого диаметра (порядка 1 мм и менее). Наконец, кинематические расчеты группирования справедливы в случае



Ф и г. 6. Семейство кривых зависимости импульсного напряжения U_0 и напряженности поля E_0 от высоты резонатора h .



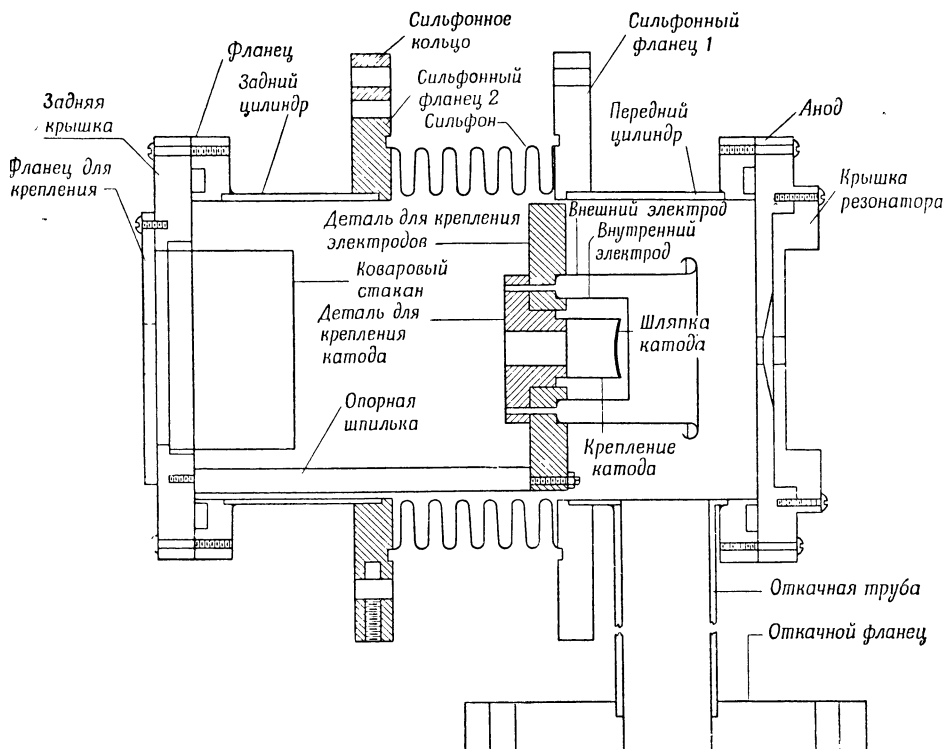
Ф и г. 7. Кривые зависимости максимальной энергии электронов T_m от высоты резонатора h .

аксиальных электронов, для получения которых также требуется пучок с малым диаметром. Поэтому диаметр входного отверстия был принят равным 1 мм , что отвечает рассмотренным выше условиям.

Для получения выходного тока 100 ма , рассчитанного на основе теории ребатрона, необходим входной ток, равный примерно $250\text{—}300 \text{ ма}$, так как доля электронов, ускоренная за период высокой частоты, составляет $0,4\text{—}0,5$. Этот ток можно без труда получить с помощью пушки Пирса со сходящимся пучком [7], обладающей следующими номинальными данными: ток $I=0,300 \text{ а}$, напряжение $U=20 \text{ кв}$, первеанс $G=0,00335$, фокусное расстояние $z=5,1 \text{ см}$, минимальный радиус пучка $r_0=0,51 \text{ мм}$, углы расходимости пучка $\theta=8,44^\circ$ и $\gamma=4,36^\circ$.

На фиг. 8 показан сборочный чертеж электронной пушки. Конструкция ее является разборной для облегчения смены катода и нити накала и допускает юстировку благодаря наличию сильфонов, позволяющих центрировать пучок по отношению к входному отверстию ускорителя диаметром 1 мм . Эта конструкция позволила пропустить через испытываемую диафрагму диаметром 1 мм ток, равный 270 ма .

Резонатор предварительной модуляции привинчивается к пушке Пирса, а весь узел — к ускоряющему резонатору, как показано на фиг. 3. Такая разборная конструкция упрощает ремонт и проверку различных узлов.



Ф и г. 8. Сборочный чертеж электронной пушки.

МАГНИТНЫЙ СПЕКТРОСКОП

Магнитный спектроскоп, применявшийся для экспериментального определения функции $N(p)$ распределения по моментам, показан схематически на фиг. 9. Пучок отклоняется под углом 90° , собирается на чашечке коллектора и проходит через заземленное сопротивление R . Падение напряжения на сопротивлении усиливается и подается на вертикально-отклоняющие пластины осциллографа.

При сравнении экспериментальных и теоретических кривых распределения по моментам следует учитывать разрешающую способность спектроскопа. Для этого вводится весовая функция η , такая, что число электронов C , попавших на коллектор за один период высокой частоты, равно

$$C(p_0) = \int_0^\infty \eta(p) \frac{dn}{dp} dp = \int_0^\infty \eta(p) N(p) dp, \quad (8)$$

где p_0 —момент, на который настроен спектроскоп, $\eta(p)$ —функция, характеризующая разрешающую способность и имеющая максимум при $p=p_0$.

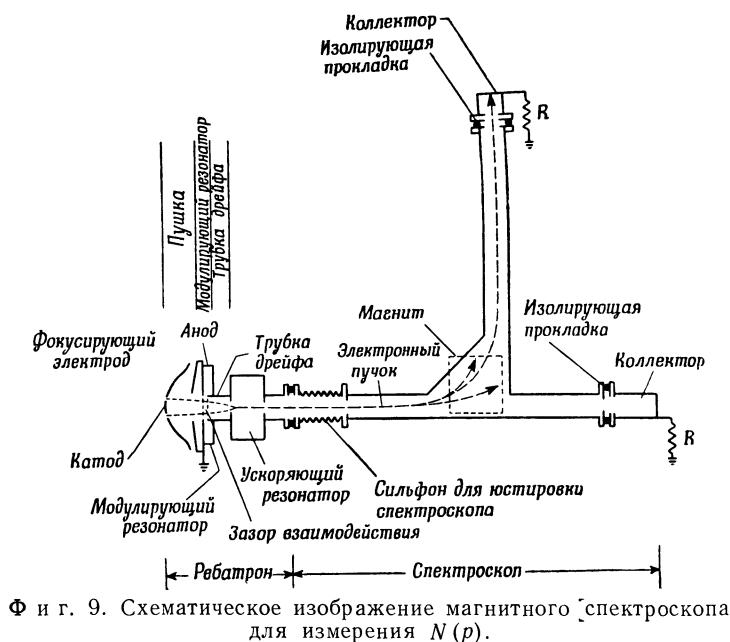
В большинстве случаев эту функцию можно аппроксимировать прямоугольной кривой

$$\begin{aligned} \eta(p) &\approx 1 && \text{при } |p - p_0| < \varepsilon p_0 \\ &0 && \text{при } |p - p_0| > \varepsilon p_0. \end{aligned} \quad (9)$$

следовательно,

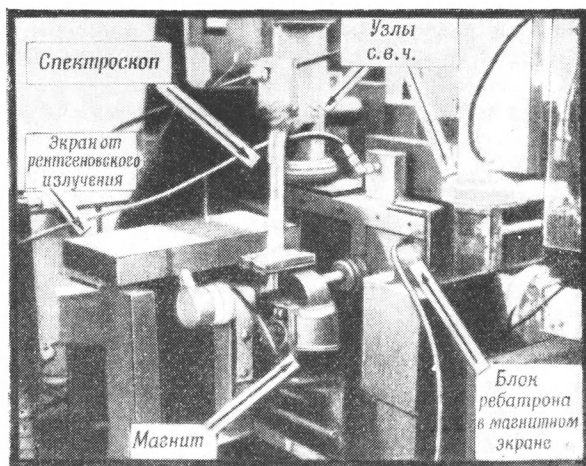
$$C(p_0) \approx \int_{p_0(1-\varepsilon)}^{p_0(1+\varepsilon)} N(p) dp. \quad (10)$$

Величину ε можно изменять путем использования различных диафрагм, ограничивающих пучок и вставляемых в выходные фланцы спектрокопа. Примерные значения разрешающей способности спектрокопа были рассчитаны и экспериментально проверены. Эти значения равны $\varepsilon = \pm 0,0027$ и $\varepsilon = \pm 0,010$ для ширины щелей 0,33 и 1,27 мм соответственно.



Ф и г. 9. Схематическое изображение магнитного спектрокопа для измерения $N(p)$.

Ярмо магнита с квадратным двухдюймовым поперечным сечением было изготовлено из листового материала «селектрон» толщиной 0,10 мм. В ярме был вырезан зазор шириной 13 мм, через который проходила вакуумная труба.

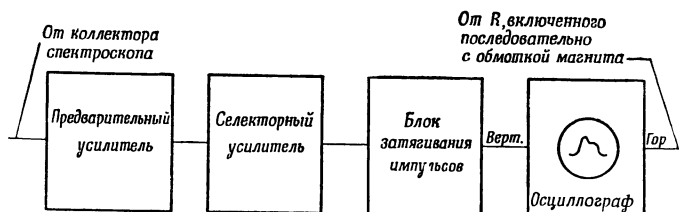


Ф и г. 10. Общий вид ребатрона со спектрокопом.

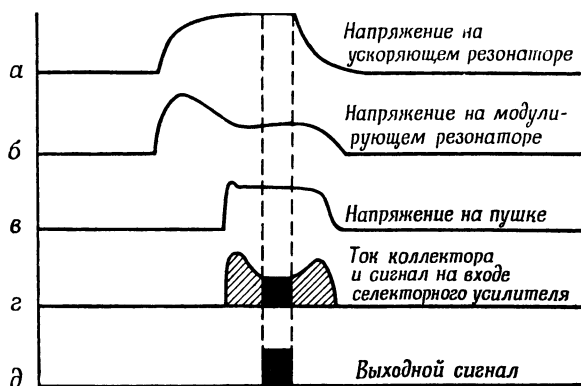
Согласно расчету, центральный электрон должен был проходить через середину ярма магнита. Общий вид ребатрона со спектрокопом показан на фиг. 10.

Магнит питался треугольными импульсами тока с периодом 10 сек. Эти импульсы снимались с амплитуды. Управляющая обмотка его соединялась

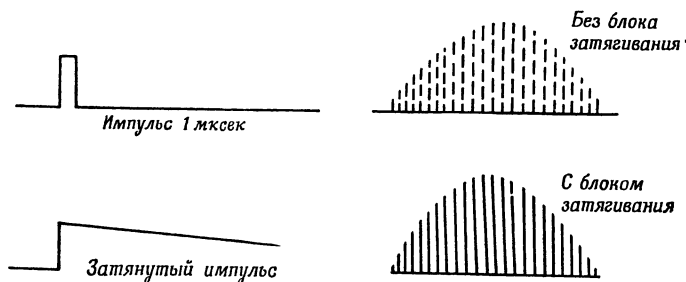
с выходом потенциометра, подключенного к батарее и имела возможность механически поворачиваться на 360° . Горизонтальная развертка осциллографа обеспечивалась теми же треугольными импульсами тока, так что горизонтальное перемещение развертываемого луча было пропорционально магнитному полю B или моменту электронов p .



Ф и г. 11. Блок-схема системы усиления в спектроскопе.



Ф и г. 12. Форма импульсов в различных узлах схемы ребатрона.



Ф и г. 13. График, характеризующий влияние блока затягивания импульсов на осциллограмму.

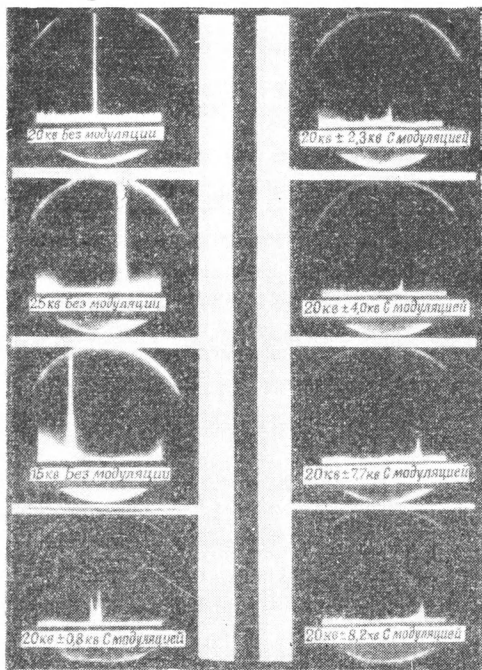
Блок-схема системы усиления показана на фиг. 11. Чтобы получить необходимые осциллограммы кривых распределения по моментам, пришлось применять в цепи усиления селективный видеусилитель и блок затягивания импульсов. Ускоряющий резонатор ребатрона представляет собой систему с высокой добротностью, поэтому требуется около 2 мксек для установления в нем постоянного уровня напряжения (фиг. 12, а). Напряжение на модулирующем резонаторе имеет форму, показанную на фиг. 12, б. Импульс напряжения на пушке (фиг. 12, в) был очень плоским, но переходные процессы на переднем и заднем фронтах не удалось полностью исключить. Таким образом, проходящий через ограничивающие щели спектроскопа ток (фиг. 12, г) сопровождался не поддающимися расчету переходными процессами на переднем и заднем

фронтах. Эта задача решена с помощью селекторного видеоусилителя, который пропускал только часть импульса, соответствующую установившемуся режиму, как показано на фиг. 12,д.

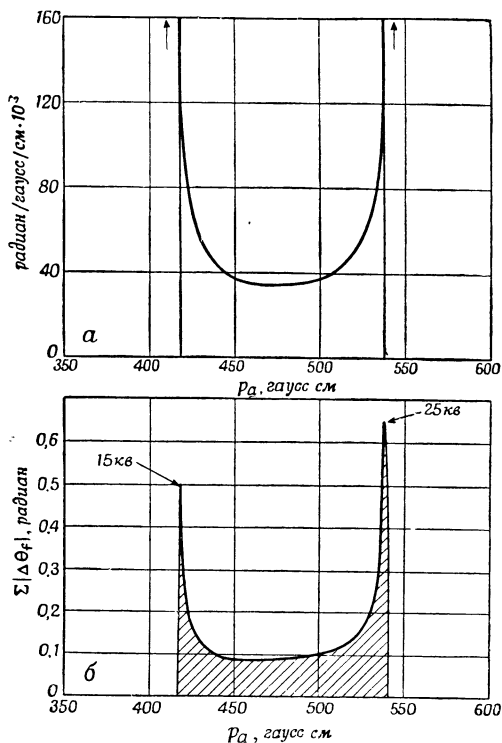
Огибающая выходных импульсов длительностью 1 мксек селекторного видеоусилителя за период развертки спектрокопа, равный 10 сек., представляет собой экспериментальную кривую спектра моментов. Эти импульсы просматриваются в виде неясных вертикальных выбросов на интервале развертки 10 сек. и поэтому должны быть подвергнуты «затягиванию» для четкого их обнаружения, как показано на фиг. 13. Для превращения длительности импульсов 1 мксек в 1 мсек с одновременным сохранением их относительных амплитуд применялась интегрирующая цепочка.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Первые измерения производились с целью проверки рабочих характеристик спектрокопа и предгруппирующей системы ребатрона. Калибровка спектрокопа производилась путем изменения напряжения на электронной пушке при



Фиг. 14. Осциллограммы спектров моментов для предгруппирующей системы.



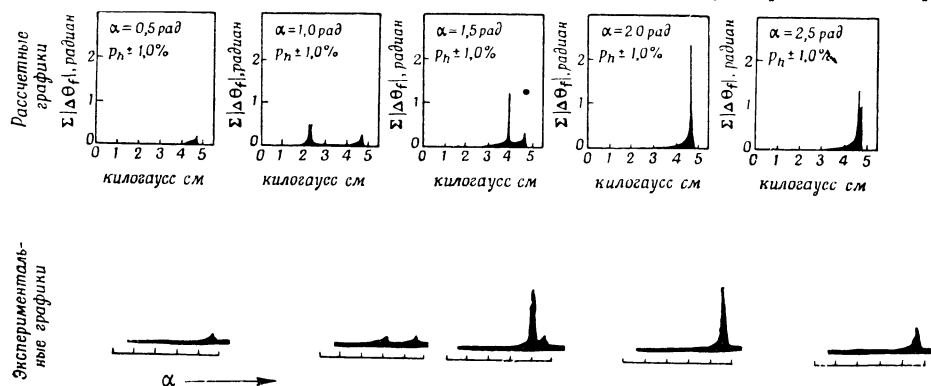
Фиг. 15. Теоретические кривые спектров моментов для предгруппирующей системы.

отсутствии в ребатроне высокочастотной мощности. При этом наблюдались δ-образные выбросы функции моментов, как показано на первых трех осциллограммах фиг. 14. После того как в модулирующий резонатор была подана высокочастотная мощность, модулированный пучок приобретал спектр моментов с пределами, соответствующими степени модуляции моментов.

Расчетные кривые спектров моментов для случая бесконечной разрешающей способности и для случая $\varepsilon = \pm 0,0027$ показаны соответственно на фиг. 15, а и б при модуляции 20 ± 5 кв. Осциллограммы на фиг. 14 указывают на отличное совпадение экспериментальных кривых момента с теоретическими, что

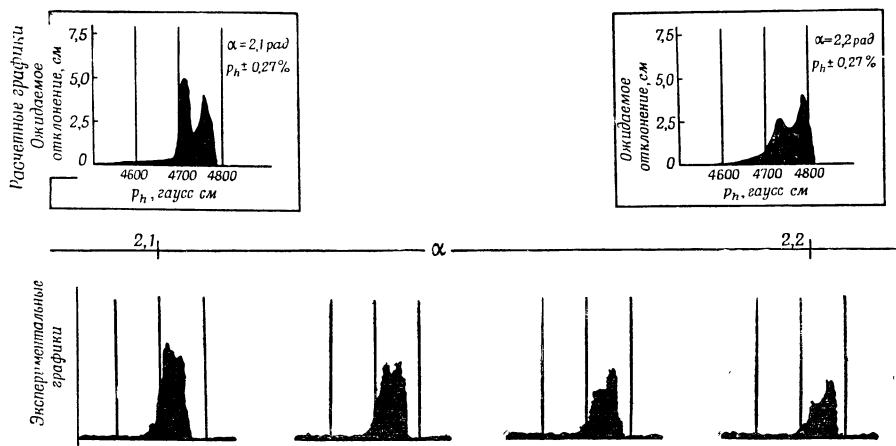
свидетельствует о том, что спектроскоп и предгруппирующая система работали в соответствии с расчетом.

В следующей серии измерений производилось сравнение полных спектров моментов, с тем чтобы выяснить, изменяются ли характеристики кривых желаемым образом при изменении относительной фазы α между ускоряющим и пред-



Ф и г. 16. Графики для сравнения полных спектров моментов.

группирующим резонаторами в пределах 0,5—2,5 рад. Результаты этих измерений показаны на фиг. 16. При этих измерениях были известны только относительные значения фазы α , соответствующие экспериментальным кривым, так что положение осциллограмм относительно соответствующих теоретических



Ф и г. 17. Графики для сравнения более детальных спектров моментов. Переменным параметром является α .

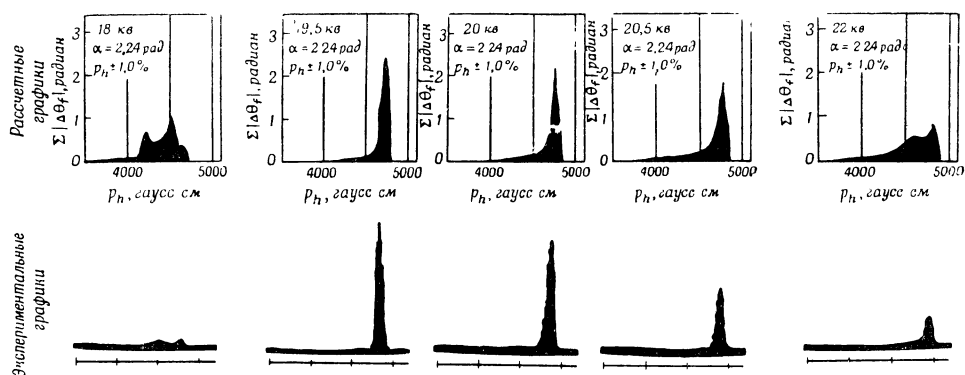
кривых выбрано ориентировочно. Однако очевидно, что появляющиеся и исчезающие максимумы и минимумы расположены на горизонтальной шкале правильно и их относительные высоты хорошо совпадают с соответствующими высотами на расчетных кривых. Импульсный выходной ток в окрестности точки, соответствующей оптимальному группированию (самый высокий выброс на осциллограммах), равен 35 ма. Максимальная энергия электронов равнялась 1 Мэв, а диаметр пучка составлял 1,27 мм. Поскольку ток 35 ма составляет всего одну треть ожидаемой величины, электронная оптика ребатрона нуждается в дальнейшем совершенствовании.

Серия более детальных экспериментов со спектрами моментов произведена в интервале значений α от 2,1 до 2,2 рад. Эти данные показаны на фиг. 17, где

развертка осциллографа центрирована относительно точки p_h , соответствующей 4,75 килогаусс/см или энергии 1 Мэв. Разность фаз $\Delta\alpha$ между различными экспериментальными кривыми равна примерно 0,04 рад.

Небольшие расхождения, существующие в экспериментальных кривых (например, глубина выемок), обусловлены, по-видимому, тем, что разрешающая способность спектрографа считалась постоянной и равной 0,27%. Однако можно считать, что в пределах погрешностей опыта теоретические и экспериментальные кривые совпадают. Это хотя и не доказывает существования расчетных высоких гармоник пучка, но в значительной степени усиливает уверенность в их возможном существовании. Если бы кривые моментов не совпадали, то были бы определенные основания считать, что пучок, содержащий высокие гармоники, не существует.

Кроме измерений спектров моментов при различных α , был произведен ряд других сравнений. Одно из них показано на фиг. 18. В этом случае изменялось напряжение на пушке в пределах 18—22 кв, тогда как остальные параметры ребатрона оставались фиксированными. Эти измерения оказались довольно трудно выполнимыми, так как изменение напряжения на пушке Пирса несколько влияло на другие параметры ребатрона. Например, увеличение напряжения на пушке вызывало возрастание тока, увеличение нагрузок ускоряющего



Ф и г. 18. Графики для сравнения спектров моментов. Переменным параметром является напряжение на электронной пушке.

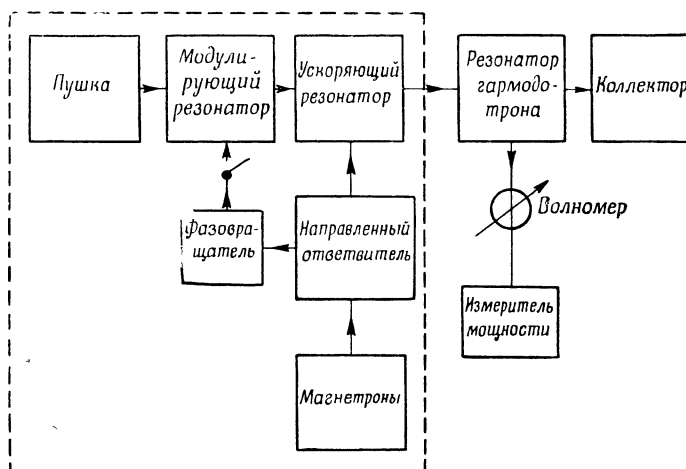
и модулирующего резонаторов, обусловленных электронным пучком, и изменяло влияние полей рассеяния на входной пучок. Однако совпадение между расчетом и экспериментом оказалось сравнительно хорошим. Следует отметить одно расхождение при напряжении на электронной пушке, равном 22 кв. На экспериментальной кривой отсутствует максимум, который на расчетной кривой соответствует p_h , равному 4600 гаусс/см. Этот отсутствующий максимум соответствует электронам, влетающим в ускоряющий резонатор в условиях тормозящего поля. Эти условия не соответствуют оптимальному группированию и поэтому относительно незначительны. Кроме того, можно полагать, что дальнейшее совершенствование электронной оптики в предгруппирующей системе позволит исправить большинство этих расхождений.

ИЗМЕРЕНИЯ 26-й ГАРМОНИКИ ТОКА ПУЧКА

Необходимо теперь ответить на основной вопрос: можно ли на основании отличного совпадения между расчетными и экспериментальными спектрами моментов утверждать, что содержание гармоник в пучке совпадает с расчетными данными? Для получения частичного ответа на этот вопрос был произведен эксперимент с гармотроном на частоте 72,2 Гц, что соответствует 26-й гармонике высокой частоты ребатрона. Эта частота выбрана как наибольшая, на

которой гармодотрон и измерительные устройства к моменту выполнения эксперимента были тщательно проверены. Блок-схема экспериментального устройства показана на фиг. 19.

Исходя из измерений спектров моментов и соответствующей амплитуды 26-й гармоники тока I_{26} , рассчитанной теоретически, были выбраны две группы параметров ребатрона. Первая серия условий соответствовала оптимальному группированию, а вторая серия—отсутствию предварительного группирования, что показано схематически с помощью разомкнутого выключателя между фазовращателем и модулирующим резонатором. Иными словами, напряжение на модулирующем резонаторе в первом случае было равно своему оптимальному значению, а во втором случае—нулю. Выходная мощность гармодотрона на частоте



Ф и г. 19. Блок-схема ребатрона с гармодотроном.

72,2 Гц пропорциональна I_{26}^2 . Следовательно, отношение выходных мощностей для этих двух случаев должно равняться квадрату отношения амплитуд 26-й гармоники тока. Расчетное значение равнялось 23, а измеренное—24.

Это совпадение является вполне хорошим, но не решающим, так как 26-я гармоника недостаточно высока для того, чтобы изменения параметров ребатрона и их отклонения сказывались бы достаточно сильно. Если бы с помощью устройства для генерирования субмиллиметровых волн можно было исследовать, скажем, амплитуду 200-й гармоники, то совпадение с теорией имело бы более важное значение. Однако среди всех предложенных до сих пор устройств для субмиллиметрового диапазона ребатрон обеспечивает получение наибольшей мощности, работая в качестве нелинейного умножителя.

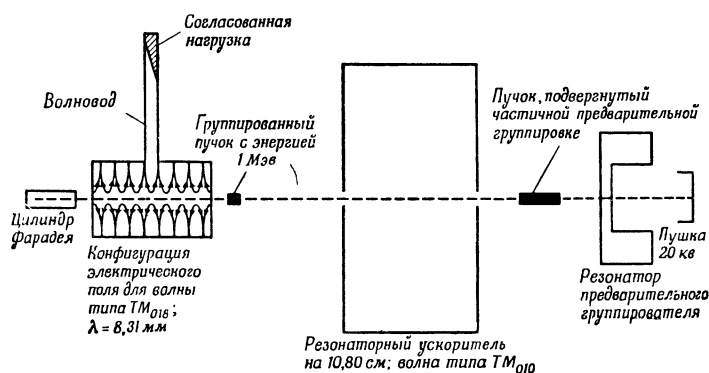
ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л., *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 11, 2, 165 (1947).
2. Coleman P. D., см. стр. 301 настоящего сборника.
3. Coleman P. D., Sirkis M. D., см. стр. 356 настоящего сборника.
4. Sirkis M. D., Coleman P. D., см. стр. 359 настоящего сборника.
5. Рамо, Уиннери, Поля и волны в современной радиотехнике, Издательство иностранной литературы, 1947.
6. Demos, Kip, Slater, *J. Appl. Phys.*, 23, 53 (1952).

ГАРМОДОТРОН¹⁾—ПРИБОР, ИСПОЛЬЗУЮЩИЙ ГАРМОНИКИ ПУЧКА И ВЫСШИЕ ТИПЫ ВОЛН ДЛЯ ГЕНЕРИРОВАНИЯ МИЛЛИМЕТРОВЫХ И СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ КОЛЕБАНИЙ²⁾

Кольман, Серкис

Предложенный метод генерирования колебаний большой мощности на миллиметровых и субмиллиметровых волнах путем возбуждения в цилиндрическом резонаторе определенного высшего типа волны TM_{0mn} успешно применялся в диапазоне 7—11 мм. Высшие типы волн возбуждались группированным пучком электронов, обладавших энергией 1,0—1,5 Мэв. Электроны разгонялись сверхвысокочастотным ускорителем, работавшим на частоте 2775 Мгц и состоящим из одного резонатора. Такой группированный пучок содержит



Ф и г. 1. Блок-схема умножителя на высших типах волн, соответствующая возбуждению волны типа TM_{018} . Резонаторы изображены в некотором относительном масштабе.

частотные составляющие тока, соответствующие высшим гармоникам относительно основной частоты 2775 Мгц. Каждая из гармоник тока (с 10-й по 14-ю) группированного пучка выделялась с помощью настраиваемого цилиндрического резонатора, в котором отдельные волны типов TM_{0mn} резонировали с определенными частотными гармониками пучка. Как показали измерения мощности на волне типа TM_{018} , резонирующей на 8,31 мм, излучалась импульсная мощность, равная 1 вт, при токе пульсирующего пучка 5 ма.

На фиг. 1 изображена блок-схема экспериментальной установки. Электроны, выйдя из пушки с энергией 20 кэв, проходят вначале через резонатор предварительной группировки, в котором они подвергаются модуляции по скорости. Затем они дрейфуют и наконец попадают в резонансный ускоритель. Для получения первых 14 гармоник тока нет необходимости в применении предварительного группирователя, так как группирующее действие ускорителя очень велико. И действительно, мощность 1 вт была получена на волне 8,31 мм без

¹⁾ Название прибора происходит от слов «гармоника» и «mode», т. е. тип волны. В целом оно подчеркивает одновременное использование гармоник электронного пучка и высших типов волн резонатора. — Прим. ред.

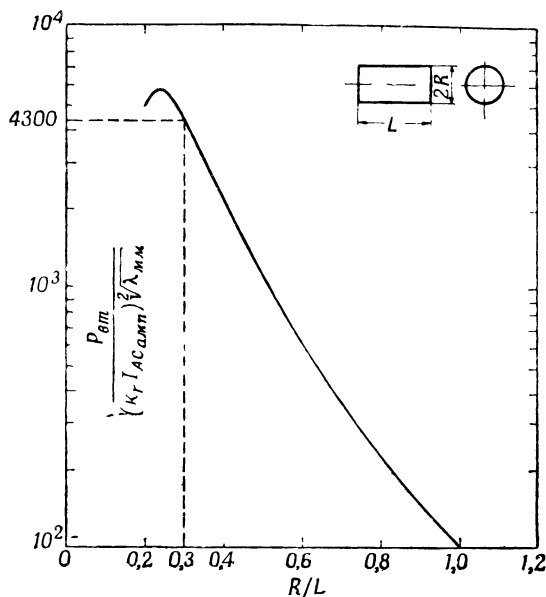
²⁾ Coleman P. D., Sirkis M. D., *J. Appl. Phys.*, 26, № 11, 1385—1386 (1955).

предварительной группировки пучка. Группированный пучок с энергией 1 Мэв проходит через настраиваемый цилиндрический резонатор и возбуждает, например, волну типа TM_{018} . Энергия отводится через диафрагму в волновод RG-96/U и поглощается в согласованной нагрузке. Импульсный ток пучка измеряется с помощью коллектора.

В ускорителе возникает бегущая волна тока в виде

$$i(z, t) = \int_{s=-\infty}^{s=\infty} J_s \varepsilon i s \omega_0 \left(t - \frac{z}{v} \right). \quad (1)$$

Причем $0,94 \leq v/c \leq 0,97$; $\omega_0 = 1,74 \cdot 10^{10}$, а радиус пучка $R_0 = 0,5$ мм. Теоретически пучок должен иметь гармоники заметной величины до $s=1250$. Это означает, что для большинства случаев, представляющих интерес, $J_s \approx 2J_{ср}$.



Ф и г. 2. Кривая мощности, передаваемой в согласованную нагрузку из посеребренного резонатора, работающего на волне типа TM_{018} и возбуждаемого электронным пучком с $\beta=0,95$.

Необходимость в высоковольтном электронном пучке, описываемом выражением (1), становится очевидной после расчета коэффициента связи k^\pm (плюс соответствует прямой волне, минус — обратной волне) по формуле

$$k^\pm = \frac{1}{2} \frac{\sin \left[\frac{n\pi}{2} \left(\frac{v_{0mn}}{v} \mp 1 \right) \right]}{\frac{n\pi}{2} \left(\frac{v_{0mn}}{v} \mp 1 \right)}, \quad (2)$$

где $v_{0mn} > c$ — фазовая скорость волны типа TM_{0mn} .

Если значение k^+ близко к $1/2$, то скорость пучка приближается к c .

На фиг. 2 показана универсальная кривая мощности для волны типа TM_{018} в резонаторе, работающем на согласованную нагрузку. Коэффициент радиальной связи k_r применим к пучкам с конечным радиусом. В проведенных опытах $k_r \approx 1$. Мощность, которую можно получить от резонатора, работающего, напри-

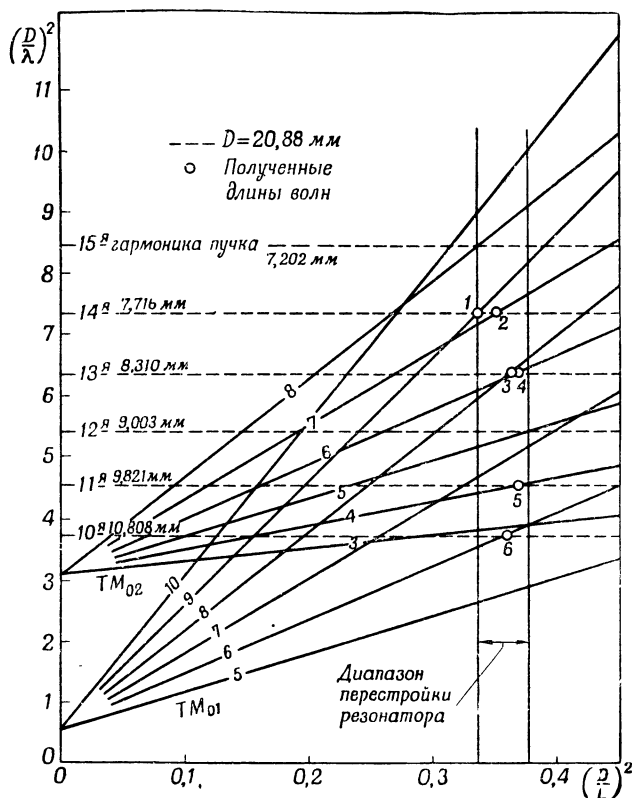
мер, на волне типа TM_{018} при длине волны 8,31 мм, и для $R/L=0,3$ равна

$$P = 1,2 \cdot 10^4 I_{AC}^2 = 1,2 \cdot 10^4 (10^{-2})^2 = 1,2 \text{ вт}, \quad (3)$$

где I_{AC} выражено в амперах.

На волне 1,0 мм для того же электронного пучка эта мощность равна 0,4 вт.

На фиг. 3 на диаграмму волн типа TM_{0mn} нанесены размеры резонатора и длины волн, соответствующие гармоникам тока пучка. Точки, обведенные



Ф и г. 3. Диаграмма, иллюстрирующая частоту генерируемых колебаний для волн типов TM_{01n} и TM_{02n} .

кружками, обозначают типы и длины волн, которые были определены экспериментально. Эти точки промерялись в процессе перестройки резонатора в ограниченном диапазоне. При изменении величины L связь для волн различных типов несколько изменяется, так как отверстие связи не остается в центре резонатора.

ГАРМОДОТРОН—ГЕНЕРАТОР МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН, ОСНОВАННЫЙ НА МЕТОДАХ ВЫСОКОВОЛЬТНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ¹⁾

Серкис, Кольман

ВВЕДЕНИЕ

В течение последнего десятилетия затрачены значительные усилия на расширение полезного диапазона обычных сантиметровых генераторов в сторону миллиметровой части спектра. Пирс рассмотрел четыре фактора, которые препятствуют этому расширению [1]:

1. Трудности при изготовлении приборов, обусловленные малыми размерами деталей.
2. Затруднения, связанные с охлаждением маленьких внутренних деталей, возрастающие с уменьшением длины волны.
3. Увеличение высокочастотных потерь обратно пропорционально корню квадратному из длины волны.
4. Необходимость получения больших плотностей тока в пучке в связи с уменьшением поверхности катода.

Вследствие этих ограничений обычные генераторы до сих пор работали только на волнах свыше примерно 2,5 мм [2—6]. В настоящее время умножители являются единственными когерентными источниками излучения на волнах примерно от 0,5 до 2,5 мм [7—10]. Хотя эти устройства для некоторых применений и являются удовлетворительными, они генерируют в миллиметровом диапазоне лишь весьма малые мощности. В настоящее время очевидно, что для успешного решения задачи генерирования миллиметровых волн требуются новые методы. Один из этих методов описан в настоящей работе.

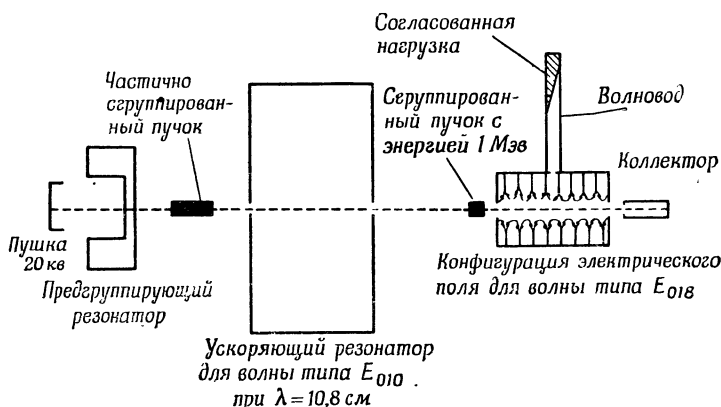
Перечисленные выше трудности можно преодолеть путем использования высоковольтной электроники для генерирования миллиметровых волн. Ниже рассматривается использование хорошо сгруппированного электронного пучка большой энергии (получаемого, например, с помощью ребатрона [11—12]) для возбуждения электромагнитных колебаний в системе, резонирующей на высших типах волн с отдельными гармониками основной частоты группирования. Устройству, основанному на этом методе генерирования миллиметровых волн, присвоено название «гармодотрон» [13]. Схематическое изображение гармодотрона представлено на фиг. 1.

Электроны вылетают из пушки под напряжением 20 кВ и проходят вначале через предгруппирующий резонатор, в котором им сообщается желаемое распределение по скоростям. Затем они пролетают через пространство дрейфа и наконец попадают в ускоряющий резонатор. Сгруппированный высоковольтный пучок пропускается через перестраиваемый цилиндрический резонатор, рассчитанный на высшие типы волн, и возбуждает в нем, например, волну E_{018} . Энергия отбирается через щель связи и по волноводу RG-96/U направляется в согласованную нагрузку. Импульсный ток пучка измеряется с помощью коллектора.

Резонатор с высшими типами волн, который можно практически использовать благодаря релятивистской скорости сгруппированного электронного пучка, представляет собой систему с достаточно большими размерами, допускающими ее изготовление даже на субмиллиметровых волнах. Поскольку резонатор с высшими типами волн является единственным узлом гармодотрона,

¹⁾ Sirkis M. D., Coleman P. D., *J. Appl. Phys.*, 28, № 9, 944—950 (1957).

размеры которого ограничены теми же факторами, что и у других приборов миллиметрового диапазона, его применение позволяет успешно решить проблему, связанную с уменьшением размеров. Электронный пучок в гармотроне, проходя через резонатор с высшими типами волн, не попадает на его стенки. Следовательно, проблема охлаждения резонатора не возникает. Высококачественные потери в объемных резонаторах обратно пропорциональны корню квадратному из длины волны. Тем не менее можно создать систему с высшими типами волн, которая имеет собственное Q , превосходящее 5000 на волне 1 мм, и пригодна для использования в гармотроне. Поскольку электронный пучок формируется в сравнительно большом и мощном низкочастотном устройстве



Ф и г. 1. Упрощенная схема ребатрона и гармотрона.

(например, в ребатроне), можно обеспечить большую плотность тока и хорошо сгруппированный электронный пучок с малым поперечным сечением. Таким образом, очевидно, что упомянутые выше четыре фактора, характеризующие трудности генерации миллиметровых колебаний, в гармотроне успешно преодолеваются. Ниже рассмотрена теория гармотрона.

РАСЧЕТ ГЕНЕРИРУЕМОЙ МОЩНОСТИ

Слэтер [14, 15] подробно исследовал решение уравнений Максвелла для полого резонатора произвольной формы при наличии электронных токов. С помощью предложенных им методов можно теоретически исследовать возбуждение резонатора с примыкающим к нему выходным волноводом в том случае, когда возбуждение производится электронным пучком, проходящим через резонатор, и рассчитать мощность, отдаваемую в произвольную нагрузку, расположенную в выходном волноводе. Если предположить, что токи и поля описываются вещественными частями функций, зависящих от времени, как $\exp(j\omega t)$, то оказывается, что максимальная мощность P , отдаваемая в согласованную нагрузку, расположенную в выходном волноводе, равна

$$P = \frac{Q_a}{8\pi\omega_a} \left| \int \mathbf{I} \mathbf{E}_a dU \right|^2, \quad (1)$$

где \mathbf{E}_a — напряженность электрического поля нормированной нормальной волны a -го типа с резонансной угловой частотой ω_a , ε — диэлектрическая проницаемость свободного пространства, Q_a — собственная добротность для a -го типа волны, \mathbf{I} — комплексная составляющая плотности тока; интегрирование производится по объему резонатора. Это выражение получено для угловой частоты, определяемой в виде

$$\omega = \omega'_a = \omega_a \left(1 - \frac{1}{2Q_a} \right). \quad (2)$$

Формулу (1) можно без труда вывести, приравнявая уменьшение мощности электронных токов потерям мощности в стенках резонатора и в выходном волноводе. Если возбуждается только одна нормальная волна, то

$$P = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int \mathbf{I} \mathbf{E}^* dU = \frac{\omega_a \varepsilon}{2Q} \int \mathbf{E} \mathbf{E}^* dU, \quad (3)$$

где Re — вещественная часть последующего выражения, звездочками отмечены комплексно-сопряженные величины, а Q — нагруженная добротность для данного типа волны. Кроме того,

$$\mathbf{E} \approx \mathbf{E}_a \int \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}_a dU$$

и равенство (3) принимает следующий вид:

$$\frac{1}{2} \operatorname{Re} \int \mathbf{I} \mathbf{E}_a dU \int \mathbf{E}^* \mathbf{E}_a dU = \frac{\omega_a \varepsilon}{2Q} \int \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}_a dU \times \int \mathbf{E}^* \mathbf{E}_a dU. \quad (4)$$

Для данной плотности тока \mathbf{I} минимальная напряженность поля \mathbf{E} , удовлетворяющая (4), определяется из соотношения

$$Q \int \mathbf{I} \mathbf{E}_a dU = \omega_a \varepsilon \int \mathbf{E} \mathbf{E}_a dU. \quad (5)$$

Максимальная мощность отдается в согласованную нагрузку в выходном волноводе в том случае, когда

$$2Q = Q_a, \quad (6)$$

или, иными словами, когда резонатор и выходной волновод настроены в резонанс. С помощью (5) и (6) формула (4) приводит к (1).

Рассмотрим случай правильного кругового цилиндра, возбуждаемого аксиальным электронным пучком. Взаимное расположение резонатора и координатных осей показано на фиг. 2.

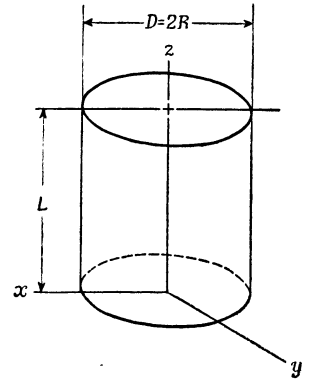
Предполагается, что электронный пучок радиуса ρ движется вдоль оси z в направлении возрастания значений z . В пределах пучка концентрация электронов должна быть функцией только z и t и все электроны должны двигаться со скоростью v параллельно оси z . Плотность тока должна быть периодической функцией z и t с угловой частотой ω_0 и должна иметь форму, соответствующую действительной части ряда Фурье

$$\mathbf{I} = \mathbf{i}_z \sum_{n=0}^{\infty} I_n \exp \left[jn\omega_0 \left(t - \frac{z}{v} - \varphi_n \right) \right], \quad (7)$$

где φ_n — фаза, которая должна быть подобрана так, чтобы амплитудные множители I_n были действительными и $0 \leq r \leq \rho$, $0 \leq z \leq L$. В случае правильного круглого цилиндра осевая составляющая электрического поля в направлении оси z имеется только у волн типа E_{0mn} . Следовательно, только в случае волн этого типа интеграл в формуле (1) отличен от нуля. Для этих волн нормированные поля имеют вид

$$\begin{aligned} E_{0mn} = & \mathbf{i}_r \sqrt{\frac{2}{V}} \frac{n\pi}{Lk_{0mn}} \frac{J_1 \left(r_0 m \frac{r}{R} \right)}{J_1(r_0 m)} \sin \frac{n\pi z}{L} + \\ & + \mathbf{i}_z \sqrt{\frac{2 - \delta_{n0}}{V}} \frac{r_0 m}{Rk_{0mn}} \frac{J_0 \left(r_0 m \frac{r}{R} \right)}{J_1(r_0 m)} \cos \frac{n\pi z}{L} \end{aligned} \quad (8)$$

и



Фиг. 2. Схематическое изображение цилиндрического резонатора с нанесенными координатными осями.

$$H_{0mn} = i_\varphi \sqrt{\frac{2-\delta_{n0}}{V}} \frac{J_1\left(r_{0m} \frac{r}{R}\right)}{J_1(r_{0m})} \cos \frac{n\pi z}{L}, \quad (9)$$

где V — объем резонатора, δ_{n0} — дельта Кронекера. Резонансная угловая частота определяется по формуле [16—18]

$$k_{0mn}^2 = \left(\frac{\omega_{0mn}}{c}\right)^2 = \left(\frac{r_{0m}}{R}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L}\right)^2. \quad (10)$$

Если размеры резонатора подобраны так, что угловая частота данной s -й гармоники равна возмущенной резонансной угловой частоте ω'_{0mn} для волны типа E_{0mn} , то эта волна будет возбуждаться в резонаторе. С помощью (1) и (8) можно найти, что

$$P = \frac{Q_{0mn}}{8\epsilon\omega_{0mn}} [k_r k_l I_s(E_z)_{0mn} L]^2, \quad (11)$$

где

$$k_r = \frac{2RJ_1\left(r_{0m} \frac{\rho}{R}\right)}{r_{0m}\rho} \quad (12)$$

представляет собой коэффициент радиальной связи, а

$$k_l = \frac{2v}{\omega_{0m0}L} \sin \frac{\omega_{0m0}L}{2v}, \quad (n=0); \quad (13)$$

$$k_l = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin \frac{n\pi}{2} \left(\frac{v_{0mn}}{v} - 1\right)}{\frac{n\pi}{2} \left(\frac{v_{0mn}}{v} - 1\right)} + (-1)^n \frac{\sin \frac{n\pi}{2} \left(\frac{v_{0mn}}{v} + 1\right)}{\frac{n\pi}{2} \left(\frac{v_{0mn}}{v} + 1\right)} \right], \quad (n \neq 0) \quad (14)$$

представляет собой коэффициент продольной связи. Причем

$$v_{0mn} = c \sqrt{1 + \left(\frac{r_{0m}L}{n\pi R}\right)^2} \quad (15)$$

представляет собой фазовую скорость излучения в резонаторе. Величина $(E_z)_{0mn}$ является z -й составляющей амплитуды поля нормальной волны на оси z и определяется выражением

$$(E_z)_{0mn} = \sqrt{\frac{2-\delta_{n0}}{V}} \frac{r_{0m}}{Rk_{0mn}} \frac{1}{J_1(r_{0m})}. \quad (16)$$

Полный ток I_s , связанный с s -й гармоникой, определяется в виде

$$I_s = \pi \rho^2 J_s. \quad (17)$$

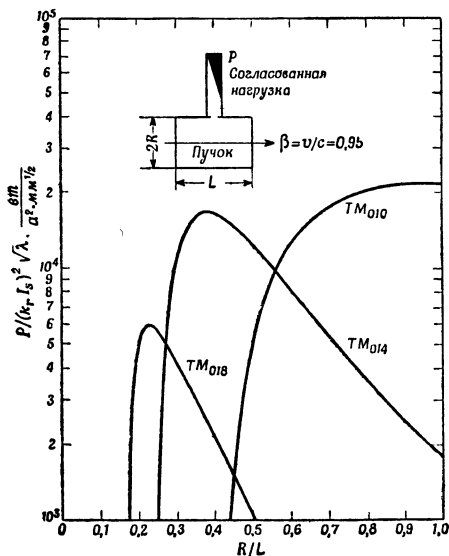
Из выражений (11) и (12) нетрудно видеть, что желательно иметь пучок с малым радиусом. Соотношения (11) и (14) показывают, что если n велико, то необходим пучок большой энергии. Если стоячую волну в резонаторе представить в виде суммы двух волн одинаковой амплитуды, бегущих вдоль оси z в противоположных направлениях, то два члена в выражении для k_l можно рассматривать как коэффициенты связи соответственно для положительно и отрицательно направленных волн.

Кривые, рассчитанные по формуле (11) для волн нескольких типов и различных скоростей электронов, представлены на фиг. 3 и 4. Как нетрудно заключить на основании этих кривых, типичное соотношение между генери-

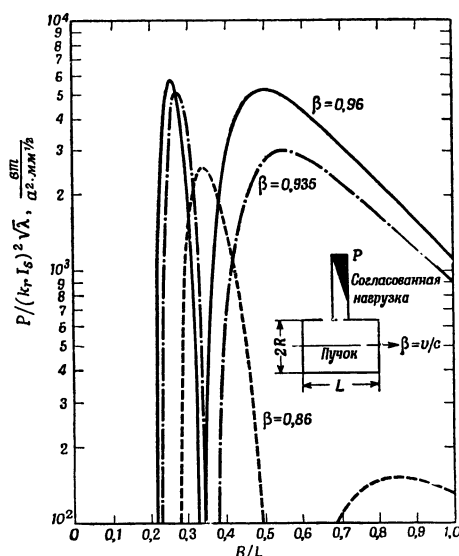
руемой мощностью, длиной волны и составляющей тока в ряде Фурье для электронного пучка с энергией 1 Мэв имеет вид

$$P [\text{вт}] \approx 3000 I_0^2 \sqrt{\lambda} [a^2 \cdot \text{мм}^{1/2}]. \quad (18)$$

Если составляющая тока в ряде Фурье имеет порядок 100 ма, то теоретическая импульсная мощность на волне 1 мм имеет порядок 30 вт. Эта



Ф и г. 3. Универсальные кривые мощности для серебряных цилиндрических резонаторов, работающих на трех волнах типа E_{01n} .



Ф и г. 4. Универсальные кривые мощности для серебряных цилиндрических резонаторов, работающих на волне типа E_{02n} . Параметром является $\beta = v/c$.

величина примерно на 8 порядков превосходит мощность, которую можно получить при полосе, равной 1%, от абсолютного черного тела при 10^4°К с площади в 1 см^2 , и на 9 порядков больше мощности, снимаемой с кристаллических умножителей.

ВЗАИМНОЕ НАЛОЖЕНИЕ ВОЛН РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ

Для использования изложенных выше результатов необходимо, чтобы в резонаторе на данной частоте возбуждалась волна только одного типа. Это требование выполнимо при условии, когда размеры резонатора тщательно выдержаны. Соотношение между размерами резонатора и резонансной длиной волны записывается в виде

$$\left(\frac{D}{\lambda}\right)^2 = \left(\frac{r_{lm}}{\pi}\right)^2 + \left(\frac{nD}{2L}\right)^2, \quad (19)$$

где для волн типа E $J_l(r_{lm}) = 0$. Для волн типа H

$$\left(\frac{D}{\lambda}\right)^2 = \left(\frac{r'_{lm}}{\pi}\right)^2 + \left(\frac{nD}{2L}\right)^2, \quad (20)$$

где $J'_l(r'_{lm}) = 0$. С помощью (19) и (20) можно рассчитать значения $(D/L)^2$, при которых резонансные частоты используемого типа волны и какого-либо другого типа волны совпадают. После таких расчетов величину $(D/L)^2$ можно выбрать так, чтобы она находилась между этими значениями, при которых волны различных типов накладываются друг на друга.

Остается рассмотреть вопрос об одновременном возбуждении в резонаторе двух частот, обусловленных различными составляющими тока сгруппированного электронного пучка. Можно показать, что эти колебания действуют независимо [19], но тем не менее наличие в выходном волноводе более чем одной частоты может оказаться нежелательным. В этом случае вновь используется соотношение (19), но только для волн типа E_{0mn} и производится расчет, аналогичный выполненному выше для фиксированной рабочей частоты. Но при этом расчете резонансные частоты различных волн типа E_{0mn} при данном значении $(D/L)^2$ сравниваются с частотами гармоник, имеющих в электронном пучке.

Попытки определить теоретически верхний частотный предел для данного метода генерирования миллиметровых волн не предпринимались. На достаточно высоких частотах могут встречаться практические трудности, связанные с одновременным возбуждением волны одного и того же типа на двух и более соседних частотах, соответствующих гармоникам пучка. Для s -й гармоники это имеет место при условии

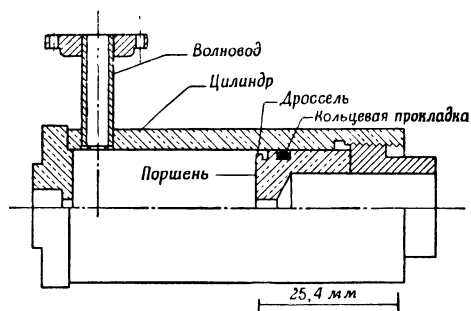
$$\frac{\lambda_s - \lambda_{s+1}}{\lambda_s} = \frac{1}{s} \lesssim \frac{1}{Q}, \quad (21)$$

где Q —нагруженная добротность на рабочем типе волны. Согласно теории, эти трудности не должны возникать до тех пор, пока значение s не достигнет по крайней мере 1000. Таким образом, для длин волн, превосходящих 0,1 мм, это не имеет практического значения.

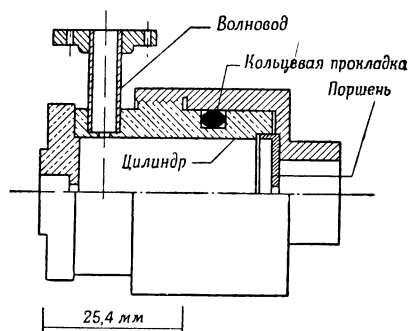
КОНСТРУКЦИЯ РЕЗОНАТОРОВ С ВОЛНАМИ ВЫСШИХ ТИПОВ, ПРИМЕНЯЮЩИХСЯ ВМЕСТЕ С РЕБАТРОНОМ

Конструкции резонаторов, применяющихся вместе с ребатроном, показаны на фиг. 5 и 6.

Перестройка в этих обеих конструкциях осуществляется путем изменения длины резонатора при повороте его подвижной крышки, навинчивающейся



Ф и г. 5. Конструктивный чертеж резонатора гармотрона с дроссельным поршнем.



Ф и г. 6. Конструктивный чертеж резонатора гармотрона с разрезной стенкой.

на внутреннюю поверхность цилиндра. В обоих случаях применялась скользящая кольцевая прокладка, как показано на чертежах.

Поскольку на волнах типа E_{0mn} через контакт между поршнем и стенкой протекают большие токи, в конструкции, изображенной на фиг. 5, предусмотрен полуволновой дроссель, резонирующий на проектной длине волны. Выходной волновод расположен на расстоянии полуволны от неподвижного торца резонатора.

Резонатор, показанный на фиг. 6, имеет в номинальном положении зазор 0,25 мм между краями подвижной крышки и стенками резонатора. Середина

этого зазора удалена от подвижного торца на расстояние, равное четверти длины волны, что соответствует узлу тока. Зазор 0,25 мм предусмотрен для подстройки резонатора в окрестности номинальной частоты.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТИПОВ ВОЛН

Совпадение фактической частоты резонанса с желаемой определялось двумя методами:

1. Измерялось изменение резонансной частоты при введении внутрь резонатора диэлектрического шарика.

2. Измерялась зависимость резонансной частоты от длины резонатора.

Структуру электромагнитного поля в резонаторе можно исследовать с помощью маленького диэлектрического шарика [20]. При перемещении шарика внутри резонатора резонансная частота изменяется. Эти изменения зависят от материала шарика, его размера и формы, а также от его положения в резонаторе. Измеренные отклонения резонансной частоты и физические свойства диэлектрического шарика позволяют рассчитать распределение поля в резонаторе.

Во втором методе, применявшемся для подтверждения правильности выбора типа волны, перестройка резонатора осуществлялась путем изменения его длины. При этом цилиндрическая форма резонатора сохранялась. Поэтому следует ожидать, что график зависимости измеренных значений $(D/\lambda)^2$ от $(D/L)^2$ для волны произвольного типа представляет собой прямую в соответствии с формулами (19) и (20). Полученную таким способом прямую можно затем отнести к одной из прямых, соответствующих этим формулам.

На практике оказалось, что измерения можно производить только в очень ограниченном интервале $(D/L)^2$, так как связь с волнами была ощутима только в этом случае. (Если резонансные частоты волн двух типов настолько близки друг к другу, что между ними может произойти взаимодействие, то, как правило, при этом возникают трудности.) Тем не менее если измерения резонансной частоты и резонансной длины резонатора производить достаточно тщательно, то, снимая эти кривые перестройки, можно все же получить удовлетворительные результаты.

ВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РЕБАТРОНА

При работе с гармодотроном на экспериментальной длине волны 8,310 мм не требовался предгруппирующий резонатор ребатрона для поддержания достаточного уровня высших гармоник в электронном пучке.

Для обеспечения устойчивой работы ребатрона в течение примерно 2 мксек, учитывая большое время установления импульса, желательно питать ребатрон импульсами длительностью 4,5 мксек. К сожалению, эта величина значительно превосходит номинальную длительность импульса серийных мощных магнетронов, которые при отсутствии этого недостатка были бы пригодны для наших целей. Применявшийся магнетрон 5586 может работать при длительности импульсов 4,5 мксек, но уровень его импульсной мощности при этом намного ниже номинального. Поэтому не удалось получить скорости электронов, превосходящие 0,93 с.

На фиг. 7 представлена форма импульса тока ребатрона в виде кривой зависимости выходного тока ребатрона I_x от угла вылета θ_x при максимальной скорости электронов 0,90 с. Эта кривая соответствует постоянному входному току при напряжении 20 кв. Форма импульса тока рассчитывалась на расстоянии 10 см от выходного отверстия ребатрона, что соответствует расположению резонатора гармодотрона. Примерно 70% электронов на выходе имеет скорости, превосходящие 0,83 с. Можно произвести без труда разложение импульсов

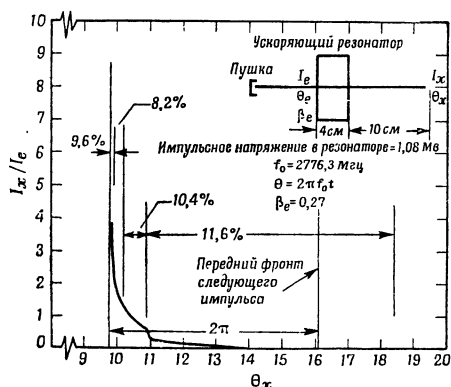
тока в ряд Фурье. Результаты этого расчета для пяти гармоник представлены ниже в таблице.

Амплитуды гармоник тока при отсутствии предгруппирующего резонатора

s	10	13	17	22	26
I_s/I_0	0,42	0,37	0,34	0,29	0,25

ИЗМЕРЕНИЕ ГЕНЕРИРУЕМЫХ КОЛЕБАНИЙ

Блок-схема установки, применявшейся для предварительных измерений генерируемых колебаний, показана на фиг. 8. Длины генерируемых волн измерялись двумя способами. Первый метод основывался на исследовании стоячих волн между двумя рупорами, показанными на фиг. 8. Если маленький металлический листок расположить перпендикулярно к оси двух рупоров так, чтобы он рассеивал некоторую часть излучаемой мощности, то он будет влиять на мощность, поступающую на кристаллический детектор. Перемещая этот листок вдоль оси рупоров и замечая расстояние между последовательными минимумами выходного напряжения на кристаллическом детекторе, можно измерить длину волны. Если имеется только волна одной длины, то она без труда промеряется этим способом. Если же имеются две или несколько волн разной длины, то структура поля стоячей волны усложняется и расстояния между последовательными минимумами вообще перестают быть одинаковыми. Этим способом можно выявить наличие более чем одной волны при мощности, генерируемой на ощутимом уровне. Измерения контролировались волномером проходного типа.



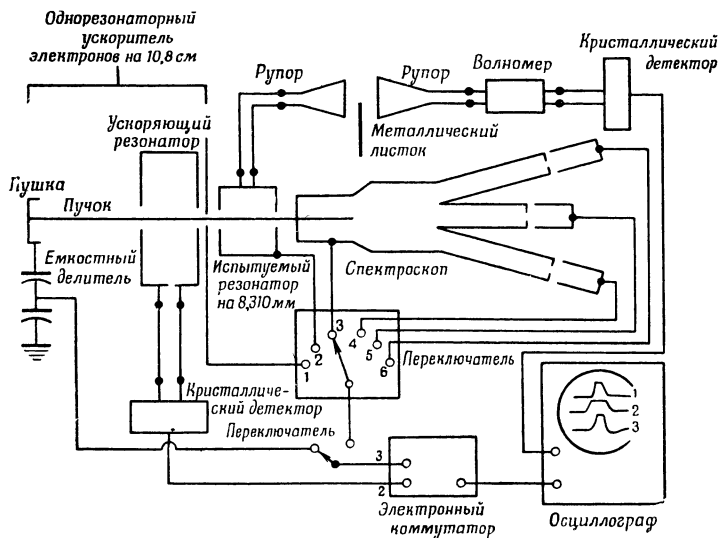
Фиг. 7. Форма импульса тока на расстоянии 10 см от выходного отверстия ребатрона, полученная путем расчета. На чертеже указаны отношения количества электронов (в %), приходящегося на каждую из четырех указанных зон импульса, к общему количеству электронов, влетающих в ребатрон.

Две волны длиной 10,803 и 8,310 мм генерировались одновременно только в одном случае. На рабочую волну типа E_{018} (8,310 мм) накладывалась волна типа E_{016} или E_{024} с длиной волны 10,803 мм.

В экспериментальной установке были предусмотрены средства для измерения длин резонатора, при которых генерировались колебания. Исходя из этих длин, рассчитывались соответствующие значения $(D/L)^2$.

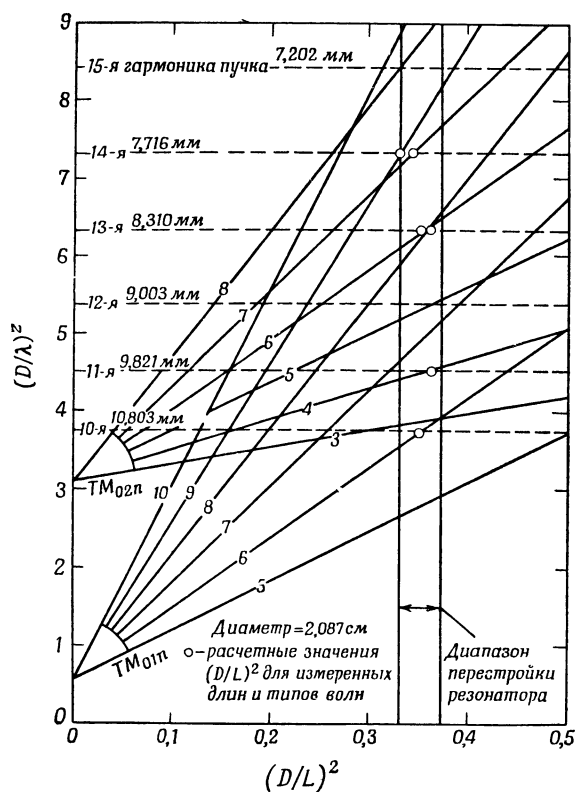
Измерялись также длины генерируемых волн и рассчитывались соответствующие значения $(D/\lambda)^2$. Эти пары значений определяют рабочие точки на диаграмме типов волн. Типы волн затем обычно удается определить по близости этих точек к соответствующим линиям, относящимся к отдельным типам. Диаграмма такого вида показана на фиг. 9.

Если бы поля в резонаторе в точности соответствовали нормальным волнам в абсолютно проводящем полностью замкнутом цилиндре, а электронный пучок был бы аксиальным и симметричным, то возбуждались бы только волны типа E_{0mn} . Однако следует ожидать, что отклонения полей от идеального случая из-за несимметрии конструкции, наличия отверстий для пропускания пучка, волноводного отверстия и механизма перестройки создают возможность возбуждения



Ф и г. 8. Блок-схема установки, применявшейся для предварительных измерений мощности.

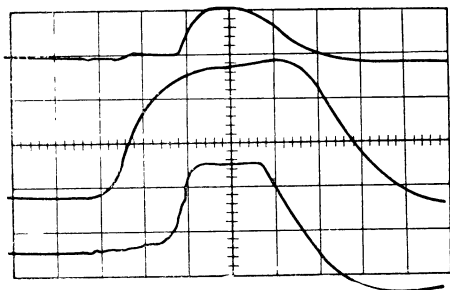
1—мощность гармонотрона; 2—мощность в ускоряющем резонаторе; 3—напряжение на пушке.



Ф и г. 9. Диаграмма типов волн, определяющая получаемые длины волн.

волн, отличных от волн типа E_{0mn} . Экспериментальные результаты подтверждают это.

Измерения зависимости мощности от скорости электронов выполнялись на кристаллическом детекторе, предварительно откалиброванном с помощью болометра. Скорость электронного пучка измерялась на спектрокопе с магнитным отклонением. Скорость, связанная с гармоникой тока, соответствовала моменту протекания максимального тока в левой и правой щелевых системах спектрокопа, показанного на фиг. 8. На фиг. 10 приведена осциллограмма, снятая на установке, показанной на фиг. 8. Не все электроны, вылетающие из ребатрона, имеют одинаковые скорости. Однако при теоретическом расчете генерируемой мощности для определения

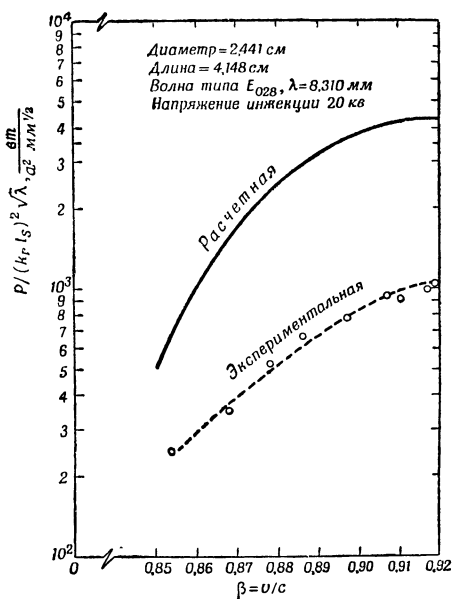


Фиг. 10. Осциллограмма, полученная на установке, изображенной на фиг. 8

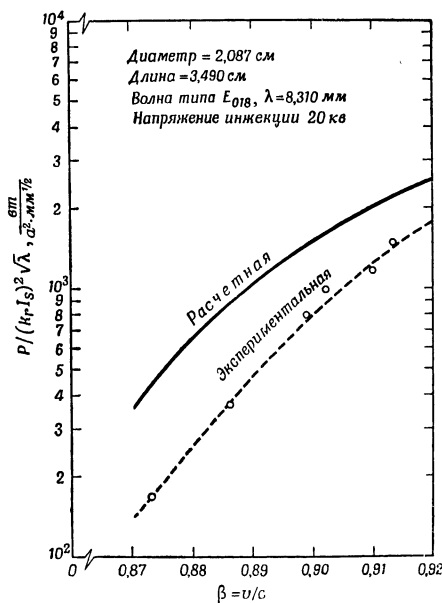
Верхняя кривая соответствует мощности гармонотрона; средняя — мощности в ускоряющем резонаторе; нижняя — напряжению на пушке.

коэффициента продольной связи k , нужно принять определенное значение скорости электронного пучка. Для интервала скоростей пучка, в котором производились измерения мощности, и

для конкретно выбранных размеров резонатора коэффициент продольной связи увеличивается по мере возрастания скорости. Следовательно, более быстрые



Фиг. 11. Кривые мощности, генерируемой в резонаторе с разрезной стенкой на волне типа E_{028} .



Фиг. 12. Кривые мощности, генерируемой в резонаторе с дроссельным поршнем на волне E_{018} .

электроны являются более эффективными при возбуждении колебаний в данных резонаторах гармонотрона. В условиях описываемого эксперимента максимальный ток через систему щелей в спектрокопе соответствует количеству движения, который примерно на 2% меньше количества движения самого быстрого электрона в пучке. Величина количества движения использовалась для определения значения скорости в теоретических выражениях мощности,

Таким образом, предполагается, что весь импульс, изображенный на фиг. 7, движется с этой скоростью. Это приближение является совершенно произвольным, но принятие его обеспечивает удовлетворительное совпадение теории с опытом. Теоретические и экспериментальные кривые мощности для двух резонаторов приведены на фиг. 11 и 12. Исследования с пятью резонаторами дали в основном те же результаты. По ним можно судить, что экспериментально снятая зависимость генерируемой мощности от скорости электронного пучка достаточно хорошо совпадает с теоретической зависимостью, учитывая наличие таких неизвестных величин, как фактическая амплитуда гармоника тока.

Самая короткая волна, которую удалось получить с помощью гармодотрона, составляет в настоящее время 3,18 мм, что соответствует 34-й гармонике от основной частоты ребатрона. Эта длина волны была получена на волне типа $E_{03(11)}$ в резонаторе гармодотрона.

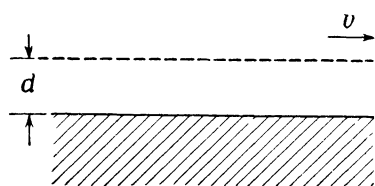
ЛИТЕРАТУРА

1. Pierce J. R., *Phys. Today*, **3**, 24 (1950).
2. Lafferty J. M., *J. Appl. Phys.*, **27**, 1061 (1946).
3. Millman S., *Proc. IRE*, **39**, 1035 (1951).
4. Bernstein M. J., Kroll N. M., см. стр. 515 настоящего сборника.
5. Карп А., Вопросы радиолокационной техники, № 4 (28), 96 (1955).
6. Christensen W. V., Watkins D. A., *Proc. IRE*, **43**, 93 (1955).
7. Beringer R., *Phys. Rev.*, **70**, 53 (1946).
8. Johnson, Slager, King, *Rev. Sci. Instr.*, **25**, 213 (1954).
9. Burrus C. A., Gordy W., *Phys. Rev.*, **92**, 897 (1954).
10. Nethercot A. H., см. стр. 588 настоящего сборника.
11. Coleman P. D., см. стр. 301 настоящего сборника.
12. Kaufman I., Coleman P. D., см. стр. 344 настоящего сборника.
13. Coleman P. D., Sirkis M. D., см. стр. 356 настоящего сборника.
14. Slater J. C., *Microwave Electronics*, chap. 4, N. Y., 1950.
15. Slater J. C., *Rev. Mod. Phys.*, **28**, 441 (1946).
16. Bourgnis F., *Ann. Physik*, **35**, 359 (1939).
17. Barrow W. L., Mieher W. W., *Proc. IRE*, **28**, 184 (1940).
18. Kinzer J. P., Wilson I. G., *Radar Systems and Components*, N. Y., p. 985, 1950.
19. Smythe W. R., *Static and Dynamic Electricity*, N. Y., p. 529, 1950.
20. Kitchen S. W., Schelberg A. D., *J. Appl. Phys.*, **26**, 618 (1955).

ГЕНЕРИРОВАНИЕ МИЛЛИМЕТРОВЫХ КОЛЕБАНИЙ ПРИ ПОМОЩИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЧЕРЕНКОВА¹⁾

Дэнос, Лашинский

Использование эффекта Черенкова для получения микроволнового излучения является частью программы работ, ведущихся в Лаборатории излучений Колумбийского университета по генерированию волн миллиметрового диапазона. Наибольший интерес представляет использование этого эффекта в субмиллиметровой области волн, так как более длинные волны можно генерировать обычными методами. В настоящей статье кратко описаны свойства излучения Черенкова, изложены полученные результаты и намечена программа работ на ближайшее будущее.



Ф и г. 1. Схема прохождения плоского пучка над диэлектриком.

Электрон, движущийся через преломляющую среду со скоростью, превышающей фазовую скорость света в этой среде, испускает излучение с непрерывным спектром. Испускаемое излучение очень слабо [1], а так как его интенсивность пропорциональна $1/\lambda$, то в области сантиметровых волн оно слишком незначительно для практического применения даже при больших токах электронного пучка.

Если использовать сгруппированный электронный пучок, то мощность излучения не только значительно возрастет, но и спектр его становится линейным, состоящим из частоты группирования и ее гармоник. При этом, однако, не обязательно, чтобы электроны проходили сквозь среду; достаточно пропустить пучок на малом расстоянии от диэлектрика. Результаты расчета для плоской двумерной задачи дают в соответствии с фиг. 1 следующие результаты.

Пусть плотность заряда в пучке выражается формулой

$$\rho = \rho_0 \left[1 + \alpha \cos \left(\frac{\omega}{v} z - \omega t \right) \right] \delta(x - x_0), \quad (1)$$

где $\delta(x - x_0)$ — дельта-функция Дирака; ω — частота группирования; v — скорость электронов; α — коэффициент Фурье для плотности заряда.

Таким образом, выражение (1) описывает тонкий, плоский пучок, расположенный на расстоянии $x = x_0$ и сгруппированный с относительной амплитудой α . Если пакеты очень малы по сравнению с v/ω , т. е. имеет место оптимальное группирование, то $\alpha = 2$. Обозначим диэлектрическую проницаемость среды через ϵ , тогда среднее значение по времени составляющей вектора Пойнтинга S_n , перпендикулярной пучку, выражается в виде

$$S_n = S_0 (I\alpha)^2 e^{-2gd/\lambda} \eta(\epsilon\beta), \quad (2)$$

где $\lambda = 2\pi c/\omega$ — длина волны в свободном пространстве, $\beta = v/c$

$$g = \frac{2\pi}{\beta} \sqrt{1 - \beta^2}, \quad (3)$$

¹⁾ D a n o s M., L a s h i n s k y H., Trans. IRE, MTT-2, № 3, 21—22 (1954).

$$\eta(\epsilon\beta) = \frac{\epsilon}{\beta} \frac{(1-\beta^2) \sqrt{\epsilon\beta^2-1}}{\epsilon^2(1-\beta^2) + (\epsilon\beta^2-1)} \quad (4)$$

и

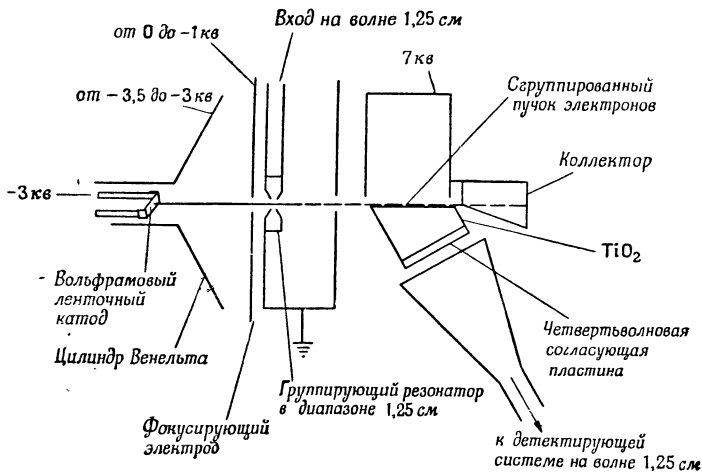
$$S_0 = \frac{2\pi e^2}{c} N^2, \quad (5)$$

где N — число электронов в единице заряда.

Если I выражено в $ма/см$, то численное значение S_0 равно

$$S_0 = 189 \text{ мквт/см}^2 \quad (5a)$$

Исследуем выражение (2). Множитель $\exp(-2gd/\lambda)$ является универсальным для любого устройства, в котором отбирается энергия, содержащаяся в пучке электронов. Он характеризует хорошо известное ограничение, свойственное лампам миллиметрового диапазона, где расстояния между пучком и электродами должны быть намного меньше длины волны. Отметим, что



Ф и г. 2. Схема экспериментальной установки.

для электронов с энергией 10 кэВ значение $2g \approx 60$. Множитель $(I\alpha)^2$ представляет переменную составляющую пучка. Следовательно, множитель $S_0\eta$ можно рассматривать как собственный импеданс взаимодействия между пучком и полем излучения, или, иными словами, как сопротивление излучения при эффекте Черенкова. Для TiO_2 диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 100$, т. е. $S_0\eta \approx 15 \text{ ом}$. Из этого можно заключить, что излучение Черенкова нецелесообразно использовать для генерирования в диапазоне с.в.ч. на волнах, допускающих применение других структур, таких, как спирали и т. п. Излучение Черенкова выгодно применять только при наличии значительных трудностей, связанных с изготовлением таких систем, например в субмиллиметровом диапазоне. Подобрать подходящий материал в качестве диэлектрика нетрудно. Известно, например, что TiO_2 сохраняет диэлектрические свойства вплоть до длинноволновой части инфракрасного излучения.

Экспериментальные исследования производились на установке, изображенной схематически на фиг. 2. Плоский пучок электронов формируется и проходит через группировочный резонатор клистронного типа. После некоторого времени свободного полета образуются плотные сгустки и пучок пролетает на близком расстоянии от поверхности диэлектрика. Испускаемое при этом излучение проходит через четвертьволновую согласующую пластину и собирается рупором. На этой установке получена мощность излучения порядка 10^{-7} вт при токе пучка 0,4 ма, ширине пучка 4 мм, длине пути над диэлектри-

ком 1,7 см; клистрон модулировался прямоугольными импульсами частоты 6 кГц, а пучок прерывался с частотой 20 Гц. Применение модуляции с частотой 6 кГц позволяло использовать узкополосный усилитель с полосой 6 кГц; прерывание пучка давало возможность отличать излучение, обусловленное электронным пучком, от помех. Подстановка значения $\alpha=0,3$ мм и других величин, указанных выше в (2), дает теоретическое значение выходной мощности; оно оказалось такого же порядка, что и полученное экспериментально.

Очевидно, что значительное увеличение выходной мощности, по-видимому, невозможно без существенного увеличения плотности тока в пучке электронов. Для этой цели должна быть использована магнитная фокусировка. Поэтому намечены новые эксперименты, которые в общих чертах будут иметь следующие особенности:

а) фокусировка пучка при помощи однородного магнитного поля порядка 10^4 гаусс;

б) плотность тока пучка 10 а/см²;

в) при ширине пучка 3 мм и толщине 0,1 мм ток в пучке равен 30 ма.

С частотой группирования, соответствующей излучению с длиной волны 1 см, можно надеяться получить мощность порядка 10^{-7} вт для $\lambda < 1$ мм. Основная задача в данном случае, помимо трудностей наладки, заключается в обеспечении хорошего группирования. Ориентировочное значение мощности 10^{-7} вт получено в предположении, что мощность каждой последующей гармоники в 3 раза меньше предыдущей. Такое предположение основано на экспериментальном изучении гармоник магнетрона [2]; мощность излучаемых гармоник магнетрона определяется произведением величины, характеризующей содержание гармоник в потоке электронов, и значения эффективности связи между потоком электронов и колебательной системой на частоте гармоники. Так как с увеличением частоты эффективность связи уменьшается по экспоненциальному закону, аналогичному выражению (2), упомянутые выше экспериментальные результаты указывают на такое группирование в потоке электронов магнетрона, при котором гармоники уменьшаются не более чем втрое на 1 номер гармоники. В любом случае теоретическая оценка содержания гармоник в группированном пучке без учета влияния пространственного заряда дает величины значительно большие, чем приведенная выше приближенная оценка, поэтому в диапазоне субмиллиметровых волн следует ожидать получения значительно больших выходных мощностей по сравнению с приведенной величиной.

Очевидно, можно ожидать, что описанный метод обеспечит получение достаточной мощности в диапазоне субмиллиметровых волн для целей спектроскопии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тамм И. Е., *J. Phys. (USSR)*, 1, 439 (1939).
2. Nethersot A. H., см. стр. 588 настоящего сборника.

ВИДИМЫЙ СВЕТ, ГЕНЕРИРУЕМЫЙ ЛОКАЛИЗОВАННЫМИ ПОВЕРХНОСТНЫМИ ЗАРЯДАМИ, ДВИЖУЩИМИСЯ ВДОЛЬ РЕШЕТКИ¹⁾

Смит, Парселл

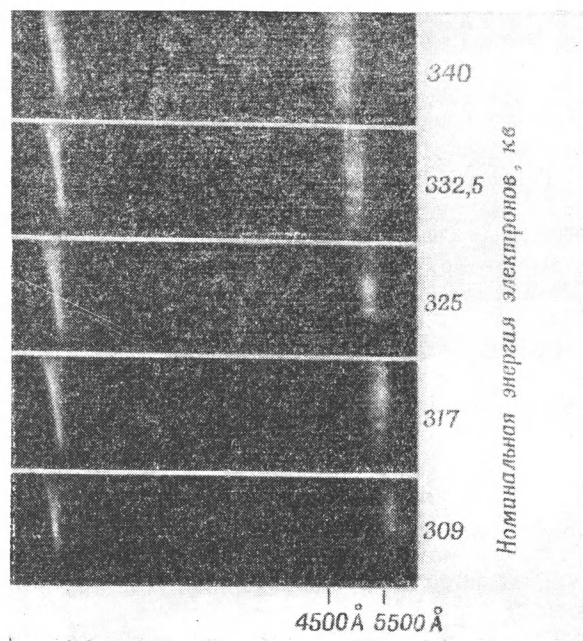
Если предположить, что электрон пролетает вблизи от поверхности металлической дифракционной решетки, двигаясь под прямым углом к ее линиям, то периодическое движение заряда, наведенного на поверхности решетки, должно привести к излучению. Из простого построения Гюйгенса следует, что основная длина волны должна быть равна $d(\beta^{-1} - \cos\theta)$, где d — расстояние между линиями; $\beta = v/c$, а θ — угол между направлением движения электрона и световым лучом. Если $d = 1,67$ мк (величина, типичная для оптических решеток) и используются электроны с энергиями около 300 кэв, то свет, излучаемый вперед, лежит в видимой части спектра. Что касается интенсивности, то, если допустить, что поверхностный заряд, пересекающий неровности рельефа, эквивалентен точечному заряду e , колеблющемуся с амплитудой $d/10$, в прямом направлении (в неподвижной системе координат) излучение должно составлять $40 \cdot 10^{-12}$ эрг (около 10 фотонов) на 1 *стерадиан* и 1 мм пути электрона. Поверхностный заряд хорошо локализуется только в том случае, если траектория электрона укладывается в пределах примерно $d/2$ решетки. Тем не менее при соответствующей плотности электронного тока над поверхностью должна получаться достаточно большая и хорошо обнаруживаемая световая энергия. Действительно, для принятых условий общее излучение с 1 см² поверхности решетки, выраженное в милливаттах, должно примерно в четыре раза превышать плотность электронного тока, параллельного поверхности и выраженного в а/см².

Был произведен эксперимент с использованием небольшого изолированного, находящегося под давлением генератора Ван-де-Граафа и ускорителя электронов. Пучок с током 5 ма, сфокусированный электростатическим и магнитным способами так, что его диаметр был равен 0,15 мм, а расходимость не превышала 0,004 *радиан*, пропускался с помощью отклоняющихся катушек над плоской решеткой, почти касаясь ее поверхности. Путь электронов над решеткой длиной 48 мм, наблюдаемый спереди под углом 10 или 20° по отношению к пучку, представлял собой резкую светящуюся окрашенную линию на поверхности решетки. Цвет излучения изменялся в зависимости от угла наблюдения и напряжения пучка в соответствии с имевшимися предположениями. Свет был сильно поляризованным с электрическим вектором, перпендикулярным решетке. Влияние изменения d можно было исследовать путем вращения решетки в ее собственной плоскости (опыт, предложенный Лэндом). И в этом случае изменения цвета соответствовали предположениям.

Спектр светового излучения при малом рассеянии регистрировался с помощью фотографирования источника через пропускающую решетку. Световое излучение электронного следа собиралось оптическими коллиматорами, причем диапазон углов θ ограничивался дугообразным отверстием. Далее свет проходил через анализирующую решетку и принимался 35-миллиметровой камерой ($f = 90$ мм), сфокусированной на бесконечность. При наличии такого

¹⁾ Smith S. J., Purcell E. M., *Phys. Rev.*, **92**, № 4, 1069 (1953).

устройства в фокусе находится только одна точка линейного источника. На фиг. 1 показан ряд таких спектрограмм для различных скоростей электронов. В пределах точности проведенных, пока довольно грубых, измерений длины волны и напряжения предполагаемая количественная зависимость длины волны от v , d и θ подтверждается этими спектрограммами. На спектрограммах, снятых при $\theta=30^\circ$, можно обнаружить излучение, соответствующее



Ф и г. 1. Спектрограммы света, излучаемого поверхностью решетки под углом $\theta=20^\circ$. Центральные изображения расположены слева и направлены вертикально. Спектры первого порядка расположены справа. Свет принимался в интервале углов θ , равном $3,5^\circ$, что соответствует разбросу по длинам волн примерно на 350° и влияет на ширину линии первого порядка. Наличие полос на линии первого порядка обусловлено главным образом нерегулярностями поверхности решетки. Время выдержки для каждого спектра составляло около 60 сек.

половине основной длины волны. Если этот угол становится равным 90° , то интенсивность высших гармоник значительно возрастает. Удавалось обнаружить излучение, соответствующее $1/3$, $1/4$ и $1/5$ основной длины волны.

Хотя многие детали эксперимента требуют дальнейшего изучения, можно утверждать, что проведенные наблюдения подтверждают существование исследуемого явления, указывая на возможность ряда интересных применений.

К ВОПРОСУ О ГЕНЕРИРОВАНИИ КОЛЕБАНИЙ В МИЛЛИМЕТРОВОМ И СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНАХ ЕОЛН¹⁾

Твисс

ВВЕДЕНИЕ

Генерирование волн порядка 1 мм и короче пока полностью находится в стадии исследования, и большинство методов, рассматриваемых ниже, либо относится к чисто теоретическим изысканиям, либо проверено на волнах, значительно превосходящих 1 мм.

До настоящего времени единственным практическим источником субмиллиметрового излучения для лабораторных целей служил газовый разряд или другой эффективный излучатель типа черного тела. Если T — температура эквивалентного черного тела, соответствующего такому источнику, то при поляризованном излучении можно в идеальном случае сфокусировать на некоторой удаленной мишени мощность

$$P = \frac{A}{\lambda^2} \frac{S}{R} kT, \text{ вт/ц},$$

где S — площадь мишени; A — апертура фокусирующей линзы или зеркала; $\lambda = c/\nu$ — длина волны и

$$R \gg \frac{A}{\lambda}; \quad \frac{A}{\lambda^2} \frac{S}{R^2} \ll 1,$$

т. е. единица соответствует зоне Фраунгофера для линзы (зеркала).

На практике трудно получить источник типа черного тела, для которого $T > 10^4$ при $\lambda \ll 1$ мм (при $\lambda = 10$ см возможны значительно более высокие температуры порядка $T = 30\,000^\circ \text{К}$). Таким образом, некогерентные генераторы, для которых $T \gg 10^4$, представляют практический интерес.

ИСКРОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ

Первоначально некогерентное коротковолновое излучение получалось с помощью различных искровых генераторов. До второй мировой войны максимальная мощность таких генераторов составляла примерно 1 мквт. В послевоенный период этот результат был несколько улучшен с помощью заряженных капелек ртути. Однако в период войны Доунтом и др. был достигнут значительный успех. Ниже дается краткое описание этой работы, поскольку отчеты по ней фактически недоступны.

Прибор, который является усовершенствованным вариантом установки Глаголевой-Аркадьевой [2], состоял из резонансного искрового промежутка, расположенного в фокусе зеркала. Поток масла (кастроль²⁾ С), содержащий металлические шарики диаметром 1,25 мм, обмывал границы промежутка, конструкция которого обеспечивала прохождение разряда полностью в масле. Поле, равное примерно $1,5 \cdot 10^7$ в/м, накладывалось перед тем, как происходил разряд, в процессе которого поле на шариках падало почти мгновенно

¹⁾ Twiss R. Q., *J. of Electronics*, 1, № 5, 502—507 (1956).

²⁾ Кастроль С — смесь касторового масла с минеральным. — Прим. ред.

до нуля, вызывая сильно затухающее излучение в полосе 3—9 мм с максимумом излучения на 5,7 мм. В промежутке одновременно находилось около 20 шариков. Следовательно, поскольку объем промежутка составлял примерно 1 см^3 , содержание металла в масле при разряде составляло примерно 2%.

Общая средняя мощность, выделяемая в промежутке при работе в импульсном режиме с частотой повторений 80 гц, равна примерно 30 мвт, что составляет 16% мощности питания модулятора по постоянному току; примерно 6% высокочастотной мощности удалось сфокусировать с помощью зеркала диаметром 60 см и фокусным расстоянием 50 см.

Эти результаты хорошо согласуются с идеализированной теорией [5], в которой рассматривается случай, когда внешнее электрическое поле, приложенное к сфере, находящейся в диэлектрике с показателем преломления n , мгновенно уменьшается до нуля. Из-за высоких пробивных напряжений коэффициент преломления масла, использованного Доунтом, был равен 1,6, что, согласно теории, соответствует максимальному излучению на волне 5,7 мм, а теоретическая мощность излучения равнялась 32 мвт, из которых 6,8% должно было фокусироваться зеркалом. Если предположить, что стальные шарики излучают не изотропным образом, а скорее являются диполями, то поляризованный средний поток на удаленной мишени при длине волны 5,7 мм совпадает с потоком, который получается с помощью черного тела, находящегося в фокусе зеркала при температуре порядка $1,5 \cdot 10^9 \text{ }^\circ\text{K}$.

Если идеализированная теория справедлива, то общая мощность, излучаемая искровым промежутком определенных размеров, не зависит от радиуса шариков при условии, что часть разряда, приходящаяся на шарики, остается постоянной. Полоса излучения также не зависит от длины волны, тогда как поток, излучаемый черным телом, согласно классической теории излучения, изменяется пропорционально λ^{-2} . Следовательно, эффективная температура черного тела должна уменьшаться пропорционально кубу длины волны. Наименьший возможный диаметр шариков равен около 0,1 мм; в таком случае резонансная длина волны равна примерно 0,4 мм при эффективной температуре черного тела порядка $5 \cdot 10^5 \text{ }^\circ\text{K}$, а энергия будет излучаться в диапазоне от 0,2 мм, где температура черного тела составляет примерно $6 \cdot 10^4 \text{ }^\circ\text{K}$.

Единственный способ существенного увеличения выходной мощности этого устройства заключается в увеличении частоты повторений. Эта естественная попытка была предпринята Доунтом, но привела к отрицательным результатам. С увеличением частоты повторений средняя выходная мощность уменьшалась преимущественно благодаря неполной рекомбинации масла после предыдущего разряда. Второй недостаток связан с большими колебаниями мощности при переходе от одного импульса к другому. Эти колебания обусловлены изменениями количества шариков и их расположения. Этот недостаток на более высоких частотах является менее серьезным благодаря увеличению числа шариков в промежутке. Если этот недостаток, а также затруднения, связанные с рекомбинацией, удастся преодолеть с помощью более совершенной техники, то в лабораторной практике разряд в резонансном искровом промежутке может иметь практическое значение.

РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭЛЕКТРОНЫ

В настоящее время наиболее перспективным направлением является излучение на весьма коротких волнах с помощью релятивистских электронов. Поскольку для релятивистских электронов расфокусирующие силы пространственного заряда уменьшаются пропорционально $(E_0/E)^2$, где E и E_0 — соответственно общая энергия и энергия покоя электрона, то при движении всех электронов со скоростью $v \approx c$ тенденция пакета к расплыванию значительно ослабляется благодаря нарастанию энергии электронов. Используемые напряжения настолько велики, что сравнительно малые токи могут переносить

большую мощность, и явления, связанные с временем пролета, почти не имеют места. Наконец, наиболее существенно то, что электронный пучок не должен располагаться в пределах небольшой части длины волны от системы, с которой он взаимодействует, так как критическое расстояние пропорционально

$$2\pi\lambda \frac{v}{c} \frac{E}{E_0}.$$

Для получения релятивистских электронов можно воспользоваться такими источниками постоянного высокого напряжения, как установка Ван-де-Графа или Коккрофта — Уолтона, но в данном случае огромным преимуществом обладают высокочастотные линейные ускорители, поскольку они дают хорошо сгруппированный пучок. Пока не ясно, насколько совершенно это группирование, но, по-видимому, все ускоряемые частицы могут быть сгруппированы внутри фазового угла, равного 5° . Предварительные расчеты показывают, что значительная часть заряда в выходном токе должна находиться в пределах 1° .

Важное значение процесса группирования состоит в том, что пакет, содержащий n электронов, может излучать когерентно, как целый заряд ne на частотах, при которых размеры пакета малы по сравнению с половиной длины волны (в действительности потеря когерентности мала даже в том случае, когда размеры пакета равны половине длины волны). Следовательно, если высокочастотный линейный ускоритель питается от импульсного генератора на 3 см, работающего, например, на магнетроне или клистроне, то следует ожидать, что вплоть до длин волн, равных примерно 1 мм, пакеты обладают свойствами целых зарядов, а некоторая когерентность сохраняется до 0,2 мм и короче.

Важной особенностью высокочастотного ускорителя является то, что значительная часть (до 75%) высокочастотной мощности передается пучку, т. е. такой ускоритель вместе с соответствующей системой отбора энергии потенциально представляет собой весьма эффективный умножитель.

В качестве частного примера рассмотрен ускоритель длиной 1 м, питаемый импульсным генератором мощностью 1 Мвт на волне 3 см [6]. Импульсный ток этого ускорителя составлял 250 ма и ускорялся до энергии 3 Мэв (это устройство состояло из диафрагмированного ускорителя с входной секцией, осуществляющей группирование при слабых полях и высокочастотной обратной связи).

Рассматривались три основные системы «улавливателя» для вывода мощности гармоник, соответствующие сгруппированному релятивистскому пучку.

Обратный линейный ускоритель

Для волны до 1 мм (30-я гармоника) можно сконструировать систему улавливателя, которая является обратной по отношению к ускоряющему волноводу с бегущей волной. При достаточно большом отверстии, пропускающем пучок, диаметр которого $\leq \lambda/2$ (предварительные расчеты показали, что практически может быть получен пучок с диаметром $< 0,5$ мм), и при наличии внешней нагрузки в системе улавливателя должен иметься параллельный импеданс, равный 100 Мом/м. Идеально сгруппированный пучок с током 250 ма на длине 6 см должен выделить мощность 375 квт (при этом средняя энергия электронов должна уменьшиться до 1,5 Мэв). На практике, по-видимому, нужно увеличить общую длину такого улавливателя и разделить его на две отдельные секции, что позволит увеличить допуски на размеры так же, как в линейном ускорителе. Однако при разработке высокоэффективного улавливателя не предвидится каких-либо принципиальных ограничений, в особенности, если напомнить, что группирователь может обеспечить хорошую фазо-

вую фокусировку и что по мере уменьшения энергии процесс группирования усиливается.

При длинах волн, превосходящих 2 мм, вывод общей мощности в значительной степени независим от длины волны. Эксперименты в Стэнфорде показали, что 80% мощности может быть отобрано от пучка с энергией 3 Мэв на основной длине волны, так что общий к.п.д. по отношению к источнику на 3 см для любых гармоник, вплоть до 16-й, может достигать 50%.

Волновод, нагруженный диэлектриком, и эффект Черенкова

На волнах короче 1 мм трудности, связанные с изготовлением металлических систем, значительно возрастают. Однако отбор энергии можно осуществить с помощью диэлектрика, например кварца. Один из таких способов заключается в изготовлении волновода с поллой диэлектрической трубой, через которую пропускается вдоль оси этой трубы электронный пучок. Радиальные размеры диэлектрической трубки и металлической стенки волновода могут быть подобраны так, чтобы фазовая скорость в волноводе на определенных рабочих гармониках была равна c . Если волновод закрыть с двух сторон, то может быть получена резонансная стоячая волна, которая значительно увеличит эффективность отбора энергии. Однако на коротких волнах, когда диаметр пучка больше λ , это не осуществимо, так как отверстие, через которое проходит пучок, будет пропускать излучение, что равносильно сравнительно малому параллельному импедансу улавливателя. Более простой улавливатель состоит из прямоугольного листа диэлектрика, над которым пролетают ускоренные электроны. При этом отбор энергии происходит за счет известного эффекта Черенкова [1, 3]. В идеальном случае, когда пучок полностью сгруппирован и пролетает бесконечно близко к диэлектрику, выделяется импульсная мощность порядка 3 квт/см, предполагая, что коэффициент преломления диэлектрика равен 2. Но если пучок пролетает на расстоянии d от диэлектрика, то эта идеализированная мощность уменьшается примерно пропорционально величине

$$\exp \left[-\frac{4\pi d}{\lambda} \frac{E_0}{E} \right] = \exp [-1,8d/\lambda],$$

где $E_0 = 3$ Мэв. Этот коэффициент может стать большим при $\lambda < 0,5$ мм. Серьезный недостаток этой простой системы заключается в том, что генератор высокочастотного поля стремится разгруппировать электроны.

Магнитный ондулятор

Магнитный ондулятор, описанный Моцом [4], представляет собой третий возможный вариант улавливателя. Его большим преимуществом является отсутствие требования, чтобы диаметр пучка или другие аналогичные размеры, связанные с поверхностями металла или диэлектрика, были в пределах длины волны, хотя мощность, выделяемая на единицу длины, по-видимому, меньше, чем в волноводе, нагруженном диэлектриком.

Таким образом, если удастся получить в ондуляторе синусоидальное поле с амплитудой 10 000 гаусс (это, по-видимому, наибольшее поле, которое может быть получено на практике, учитывая, что приведенная величина относится не к амплитуде общего поля, а к его основной составляющей и что поле должно быть сформировано соответствующим образом для обеспечения переменного фокусирующего градиента в том случае, если требуются малые диаметры пучка), то импульсная выходная мощность на отдельной гармонике, соответствующей длине волны примерно 1 мм, для численных данных, приведенных выше, не превзойдет 1 квт/см. Этот результат может быть улучшен, если электронный пучок окружить соответственно нагруженным волноводом,

в котором фазовая скорость равна c , однако такая конструкция является более сложной.

На волнах, коротких по сравнению с размерами пакета, можно получить некогерентное излучение с применением релятивистского пучка или путем использования эффекта Черенкова (хотя при попытках пропустить пучок достаточно близко к диэлектрику вполне возможны значительные трудности), или с помощью магнитного ондулятора. Но эффективная температура черного тела является, по-видимому, слишком низкой, чтобы оправдать использование релятивистских электронов (обычно эффективная температура черного тела в ондуляторе длиной 1 м вряд ли превосходит 10^6 на волне длиной 0,2 мм, кроме того, следует преодолеть значительные трудности при фокусировке и передаче электромагнитной энергии для хорошего обеспечения хотя бы этого участка).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л., *Изв. АН СССР*, 11, 165 (1947).
2. Глаголева-Аркадьева А., *Zs. Phys.*, 24, 153 (1924).
3. Linhart J. G., см. стр. 162 настоящего сборника.
4. Motz H., см. стр. 194 настоящего сборника.
5. Twiss R. Q., *S.E.R.L. Tech. J.*, 2, 10 (1952).
6. Twiss R. Q., Harvie R. B., *S.E.R.L. Quart Rep.*, 35, 2, 1 (1954).

МИКРОТРОН—ПРИБОР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ В ОБЛАСТИ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ¹⁾

Кайзер

ВВЕДЕНИЕ

Одним из простейших ускорителей электронов является микротрон, или электронный циклотрон. Для работы микротрона, помимо вспомогательных устройств, необходимы объемный резонатор, в котором ускоряются электроны, и соответствующее однородное постоянное магнитное поле, которое заставляет электроны двигаться по круговым орбитам, имеющим одну общую точку касания.

Хотя этот прибор впервые теоретически описан Векслером [1] еще в 1944 г. и независимо от него другими авторами [2], его развитие задержалось в основном по двум причинам: а) наибольшая возможная энергия частицы определяется, как и в циклотроне, размерами магнита; б) средние орбитальные электронные токи малы (10^{-6} — 10^{-11} а). Первый работающий микротрон был сконструирован Гендерсоном, Лекэйном и Монталбетти в 1948 г. в Оттаве [3]. С тех пор группа Гендерсона в Лондоне (Колледж университета) построила еще два микротрона в диапазоне 10 см [4, 5]. Начиная с 1951 г. в Вашингтоне (Научно-исследовательская лаборатория военно-морских сил США) были сконструированы еще четыре работающих микротрона в диапазоне 3,2 см и один работающий микротрон в диапазоне 1,25 см [2, 7]. В настоящее время в Лондоне (Колледж университета) проводится разработка микротрона на 30 Мэв. Новые дополнения к микротрону и некоторые видоизменения (описываемые ниже) предложены в Вашингтоне (Научно-исследовательская лаборатория военно-морских сил США).

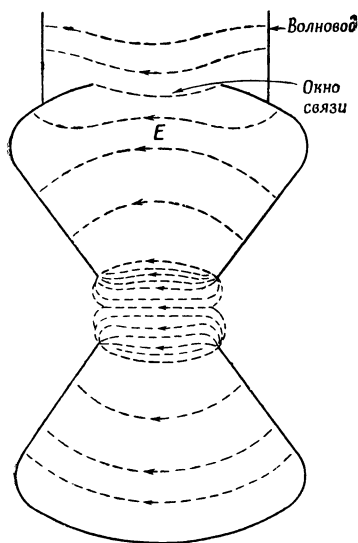
ВЫСОКОВОЛЬТНЫЙ ОБЪЕМНЫЙ РЕЗОНАТОР

Объемный резонатор представляет собой самую важную часть микротрона. На фиг. 1 изображена конфигурация электрического поля в поперечном сечении резонатора. Напряженность поля на краях круглого отверстия весьма значительна. При импульсной мощности порядка 100 квт в диапазоне 3,2 см (9375 Мгц) могут быть получены напряженности порядка 0,5 Мв/см.

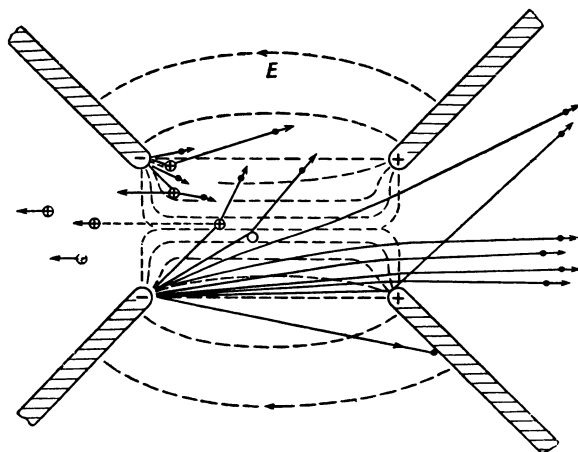
Фиг. 2 иллюстрирует процесс электрического разряда, происходящего во время пробоя зазора при умеренном вакууме. Образование электронов происходит благодаря холодной эмиссии на краях зазора. Если электрическое поле концентрируется в этих местах на мельчайших точечных участках, то напряженность поля может достигать значений, необходимых для холодной эмиссии в чистом виде, описываемой соотношением Фоулера — Нордгейма. При умеренных давлениях газа этот процесс может быть усилен благодаря приближению положительных ионов, образованных исходными электронами и создающих непосредственно перед соударением весьма сильные электрические поля. В некоторых резонаторах воспроизводство электронов может быть намного усилено благодаря тому, что электроны, движущиеся с резонансной скоростью по отношению к полю, бомбардируют края отверстия и вызывают

¹⁾ K a i s e r H. F., *IRE Trans.*, NS-3, № 2, 17—27 (1956).

появление вторичных электронов. Наибольший выход электронов получается не при самом глубоком вакууме, а при несколько более высоких давлениях

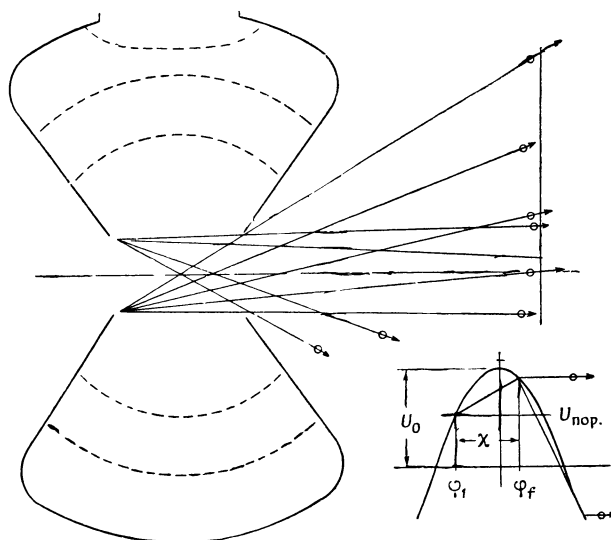


Ф и г. 1. Конфигурация электрического поля в поперечном сечении высоковольтного объемного резонатора.



Ф и г. 2. Схема образования электронов и ионов в поле зазора резонатора.

в интервале между 10^{-4} и 10^{-5} мм рт. ст. Это указывает на то, что в процессе воспроизводства электронов явления газового разряда играют некоторую роль.

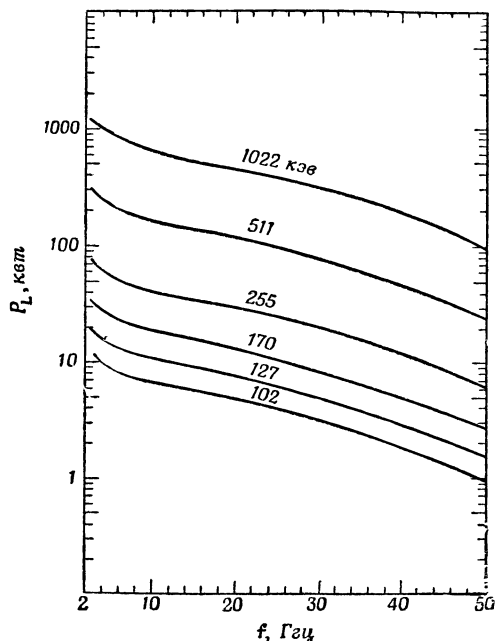


Ф и г. 3. Схематическое изображение траекторий электронов, вылетающих из резонатора, и приращений их энергий за половину периода изменения высококачественного напряжения.

Таким образом, высоковольтный резонатор является источником как положительных ионов, так и электронов. Некоторые из электронов теряются при столкновениях с молекулами газа или со стенками резонатора. Большая часть

электронов выходит за пределы резонатора, двигаясь по траекториям, которые определяются направлением их эмиссии и структурой электрического поля в зазоре. К числу таких электронов относится небольшое количество электронов, рассеянных на выходном отверстии. Преимущественным направлением движения электронов, покидающих резонатор, является, как показано на фиг. 3, направление, параллельное оси симметрии резонатора.

Экспериментальные данные, полученные в результате исследования проникающей способности электронов через алюминиевую фольгу различной толщины, указывают на то, что значительная часть эмитируемых электронов



Фиг. 4. Кривые мощности, подаваемой на вход резонатора, необходимой для приращения энергии на один оборот от 102 до 1022 кэВ. Расчетная мощность резонатора $P_L = 300$ кВт при 2,8 Гц, 511 кэВ, $G_s \approx 2,10^{-6}$ мо, $Q \approx 10^4$.

электроны начинают свое движение в какой-то точке между $U_{\text{пор.}}$ и U_0 . При этом количество эмитируемых электронов также будет максимально, так как для напряжений, превосходящих $U_{\text{пор.}}$, ток холодной эмиссии возрастает экспоненциально²⁾. Электроны, эмитируемые после выхода первых электронов за пределы резонатора, ускоряются в убывающем электрическом поле. Их время пролета больше, а приобретаемая энергия меньше. Электроны, вылетающие при напряжениях, приближающихся со стороны более высоких значений к $U_{\text{пор.}}$, могут попасть в область отрицательных напряжений. При этом энергия электронов оказывается весьма малой. Эти соображения качественно согласуются с результатами экспериментальных наблюдений, согласно которым имеется широкий конус с электронами, обладающими меньшими скоростями и составляющими значительную часть общей электрон-

находится в цилиндрическом объеме, соответствующем быстрым электронам (энергии 200—400 кэВ в диапазоне 3,2 см при импульсной мощности 60 кВт). Обращаясь к кривой высокочастотного напряжения, представленной на фиг. 3, видим, что электроны начинают эмитироваться в тот момент, когда напряжение в резонаторе достигнет некоторого порогового напряжения $U_{\text{пор.}}$. Электроны, эмитируемые в этот момент (электрический угол φ_i), ускоряются полем в зазоре и выходят из резонатора в более поздний момент времени φ_f . Время пролета измеряется электрическим углом χ . Энергия, приобретаемая электроном, с достаточной точностью определяется по формуле

$$\Delta E = eU_0 \frac{\sin \chi}{\chi} \cos \left(\frac{\varphi_f + \varphi_i}{2} \right). \quad (1)$$

Поскольку коэффициент пролета $(\sin \chi)/\chi$ близок к единице, очевидно, что энергия, приобретаемая электроном, максимальна в том случае, когда среднее арифметическое между начальной и выходной фазами минимально¹⁾.

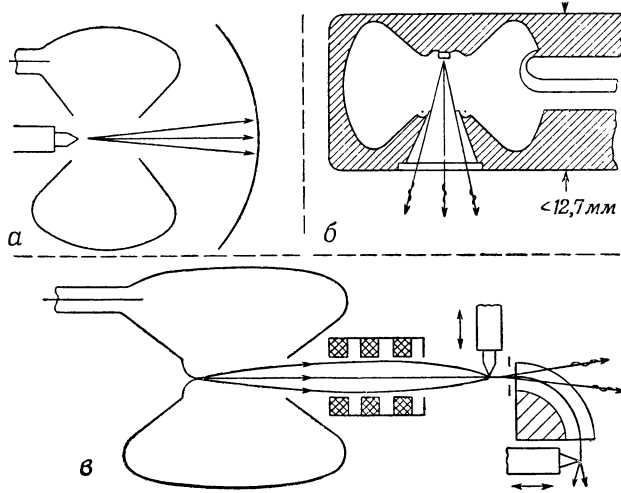
Это имеет место при условии, что

¹⁾ Фаза измеряется электрическим углом, который отсчитывается от максимума на кривой напряжения.

²⁾ Напряжение $U_{\text{пор.}}$ определяется произвольно. Поскольку теоретически холодная эмиссия происходит при любом напряжении, величина $U_{\text{пор.}}$ соответствует такому напряжению, при котором эмиссию можно использовать или обнаружить, т. е. эмиссия составляет 0,1% от своего максимального значения.

ной эмиссии. Общая электронная эмиссия такого резонатора может достигать $0,9 \text{ а}$ в диапазоне 10 см и $0,3 \text{ а}$ в диапазоне $3,2 \text{ см}$.

Входная мощность резонатора, необходимая для сообщения электронам определенной энергии, зависит от рабочей частоты. На фиг. 4 изображены кривые, определяющие импульсную входную мощность, при которой количество электронов, обладающих кинетической энергией от 102 до 1022 кэв , достаточно для работы микротрона¹⁾. Хотя эти кривые построены на основании ограниченных данных, относящихся к диапазонам 10 и $3,2 \text{ см}$, тем не менее они указывают на возможность получения электронов с большими энергиями при импульсных мощностях, хотя и небольших, но пока трудно доступных с помощью существующих генераторов, если не прибегать к совместному



Ф и г. 5. Схемы возможных применений высоковольтного объемного резонатора.

а — ионный микроскоп с холодной эмиссией; *б* — источник рентгеновых лучей на с. в. ч.; *в* — электронная пушка на с. в. ч.

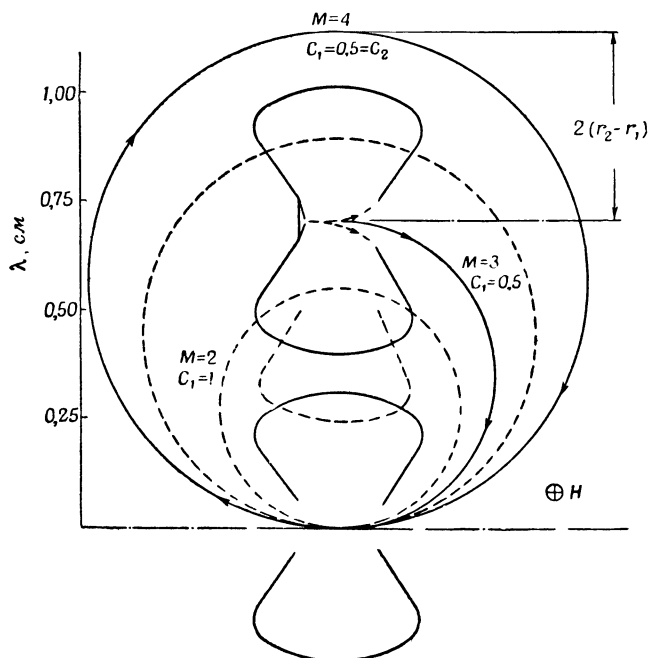
использованию нескольких генераторов. Для данной частоты максимальная энергия электрона и требуемая мощность пропорциональны квадрату напряжения в резонаторе.

Прежде чем перейти к рассмотрению работы микротрона, остановимся на возможностях использования собственно высоковольтного объемного резонатора в качестве прибора для исследований.

На фиг. 5 представлены схемы трех возможных видов применения. В ионном микроскопе, использующем холодную эмиссию, электрическое поле резонатора может быть сконцентрировано вблизи микроскопического точечного образца. Электроны, эмитируемые этим образом, движутся, расходясь по направлению к сферическому экрану, и воспроизводят сильно увеличенное изображение эмитирующей поверхности, которое позволяет исследовать строение твердых тел. В микроволновом источнике рентгеновых лучей электроны бомбардируют маленькую мишень, приводя к образованию рентгеновского излучения, которое может быть использовано в медицине для внутренней терапии. В микротронной электронной пушке эмитер в резонаторе испускает электроны, которые затем пропускаются через фокусирующую систему для получения точечного источника электронов. Если эти электроны подвергнуть затем фильтрующему воздействию магнитного поля, то получится точечный источник моноэнергетических электронов, свободных от тормозного излучения.

¹⁾ При такой мощности обеспечивается электронный ток в резонаторе, достаточный для осуществления рассмотренного процесса работы микротрона.

На фиг. 6 представлена схема еще одного применения объемного резонатора — в качестве источника электронов для микротрона [8]. Из теории микротрона следует, что если приращения энергии электронов на один оборот составляют примерно половину энергии, соответствующей массе покоя электрона, то орбиты находятся друг от друга на достаточном расстоянии. Поэтому фаза в момент введения электронов в ускоряющий резонатор может быть произвольной.



Ф и г. 6. Схема объемного резонатора, используемого в качестве электронной пушки микротрона.

$$r_2 - r_1 = \frac{4}{\pi} [N \sqrt{1 - (1 + c_1 + c_2)^{-2}} - M \sqrt{1 - (1 + c_1)^{-2}}] \frac{\lambda}{8}.$$

ОБЪЕМНЫЙ РЕЗОНАТОР В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

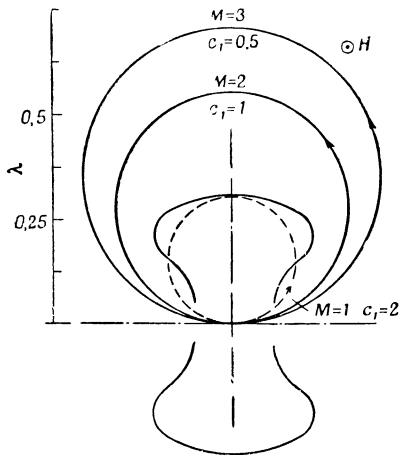
Если высоковольтный объемный резонатор расположен в однородном постоянном магнитном поле, направленном таким образом, что электроны, вылетающие из резонатора вдоль его оси симметрии, движутся в направлении, перпендикулярном магнитному полю, то эти электроны будут двигаться по окружностям, возвращаясь снова в резонатор. Если магнитное поле H приложено, как показано на фиг. 7, так, что период орбитального движения равен целому числу M периодов высокочастотного поля, согласно соотношению

$$T_1 = \frac{2\pi}{Hec} E_1 = \frac{2\pi}{Hec} (1 + c_1) E_0 = MT_0 = \frac{M\lambda}{c};$$

$$(E_0 = m_0 c^2), \quad (2)$$

то электрон возвращается в резонатор в фазе, обеспечивающей его дальнейшее ускорение. На графике приведены также отношения радиусов «резонансных» орбит, соответствующих нескольким целым числам M , к длине волны резонатора λ . Нетрудно видеть, что физически почти невозможно осуществить один оборот в течение одного периода высокочастотного поля.

Рассмотрим теперь резонатор, который работает, как показано на фиг. 8¹⁾, когда период орбиты равен пяти периодам резонатора. Отметим, что электроны эмитируются при напряжениях, определяемых пороговым напряжением $U_{\text{пор.}}$ и заключенных в пределах электрического угла, равного примерно 60° , т. е. одной шестой части периода высокочастотного поля и менее. Таким образом, электроны эмитируются в виде пакетов. Поскольку в каждом исходном пакете существует



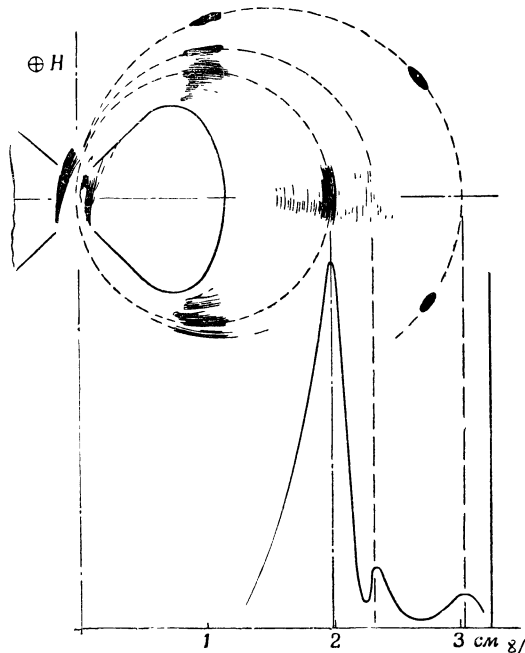
Фиг. 7. Расположение первых орбит микротронного резонатора в его поперечном сечении.

$$r_1 = \frac{1}{He} \sqrt{E_1^2 - E_0^2} = \frac{4}{\pi} \sqrt{\frac{2c_1 + c_1^2}{1 + C_1}} M \frac{\lambda}{8}.$$

c	2	1	0,5	0,333...
M	1	2	3	4
$r_1/(\lambda/8)$	1,200	2,204	2,883	3,369

имущественные области вблизи магнитной или орбитальной плоскости). Один из источников относится преимущественно к области воздействия магнитного поля. Другой источник ослабляется электронами, отклоняющимися внутри резонатора. Согласно экспериментальным данным, спектр электронов имеет два максимума, что подтверждает справедливость изложенных выше соображений. После того как электроны совершили один оборот, они снова возвращаются в резонатор. Поскольку только некоторые из электронов окажутся в благоприятной фазе для дальнейшего ускорения, электронные пакеты, возникающие на первой основной орбите, являются значительно более короткими, чем период, за который происходит эмиссия, если этот период достаточно продолжителен, как, например, в рассматриваемом случае. Непосредственное исследование поперечного сечения пакетов на первой орбите иногда указывает на наличие двойной структуры эмиссионного спектра.

На фиг. 9 изображена полная орбитальная структура, образовавшаяся при повторном прохождении пакетов через резонатор. Показаны также основ-

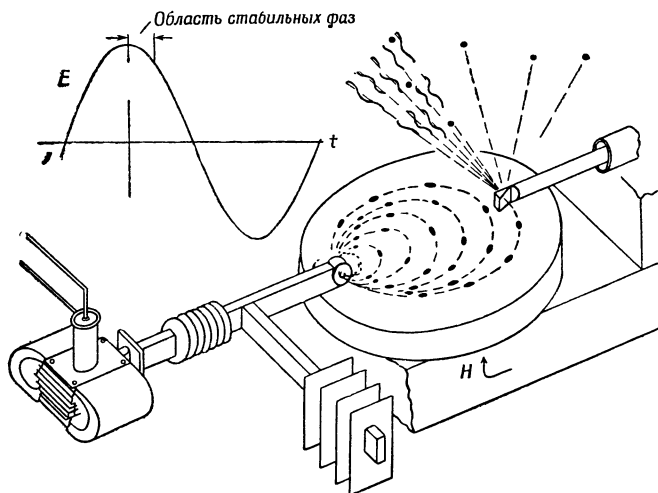


Фиг. 8. Спектр энергий электронов, образованных в объемном резонаторе, и схема формирования первой орбиты микротрона (127,7 кэв; $H = 838,8$ гаусс).

разброс электронов по энергиям, эти пакеты оказываются значительно размытыми в радиальном направлении. Более того, края отверстия соответствуют двум эффективным источникам (ограничивающим пре-

¹⁾ На фиг. 8 штриховые окружности соответствуют усредненной траектории электронов. Строго говоря, траектории электронов представляют собой окружности, начинающиеся на краях резонатора.

ные части работающего микротрона: магнетронный генератор, элемент для настройки, последовательно включенная нагрузка, обеспечивающая стабильность работы, объемный резонатор, магнитные полюсы с ярмом и, наконец, устройство для экспериментального исследования орбит (подразумевается, что система работает в вакууме). Обычный режим работы микротрона таков, что приращение энергии, приходящееся на один оборот, составляет простую долю энергии, соответствующей массе покоя электрона. Периоды последовательных электронных орбит обычно отличаются друг от друга на один период высокочастотного поля, так что всякий раз, когда порядковый номер



Ф и г. 9. Схематическое изображение микротрона, электронных пакетов и орбитальной структуры.

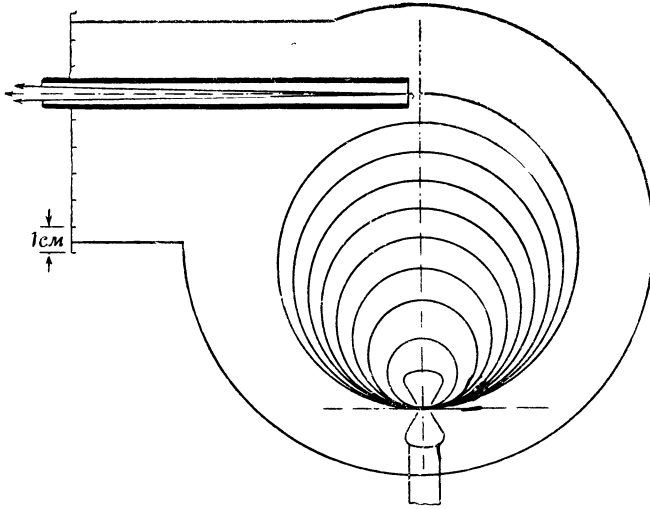
орбиты увеличивается на единицу, на этой орбите появляется еще один электронный пакет. Энергия электронов на любой данной орбите определяется только порядковым номером орбиты и приращением энергии, приходящимся на один оборот. Ошибка, допускаемая при таком расчете, может быть оценена по отклонению энергии, которое возможно в области устойчивых фаз. Пробная мишень, на которой при столкновении с ней электронов могут выделяться рентгеновы лучи, свет флуоресценции, фотоядерные нейтроны и т. п., может быть, таким образом, подвергнута воздействию любых имеющихся электронных пучков с известной энергией. Ниже, в таблице, приводятся примерные рабочие характеристики микротронов, работающих в диапазоне 10 и 3,2 см¹).

Диапазон, см	Приращение энергии на один оборот, кэв	Примерный номер орбиты	Максимальная кинетическая энергия, Мэв	Магнитное поле, гаусс	Диаметр полюсов магнита, см	Ориентировочные орбитальные токи, а	
						на внутренней орбите	на наружной орбите
10	511	10	4,5	1050	35	10 ⁻⁶	10 ⁻⁸
3,2	255	12—14	3,2	1680	20	10 ⁻⁷	11 ⁻¹¹

¹) В диапазоне 1,25 см имеются работающие микротроны с приращением энергии, равным 60 кэв на один оборот. Дальнейшее усовершенствование микротронов в этом диапазоне зависит от развития источников высокочастотной мощности.

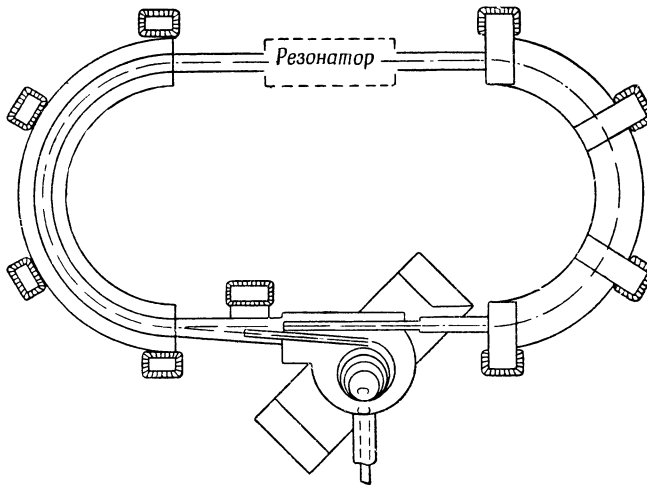
ПРИСПОСОБЛЕНИЕ ДЛЯ ВЫВОДА ЭЛЕКТРОНОВ

В микротроне орбиты отстоят друг от друга на расстоянии, равном λ/π , если число орбит бесконечно возрастает. Это позволяет без особых практических затруднений ввести в систему орбит экранирующую трубку (как пока-



Ф и г. 10. Схема вывода электронов из микротрона, работающего в диапазоне 3,2 см, с помощью трубки, экранирующей магнитное поле (170 кэв на 1 оборот).

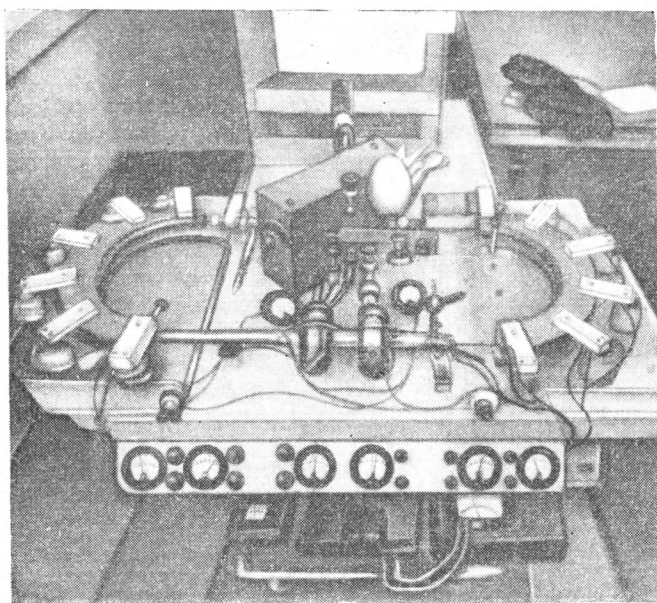
зано на фиг. 10), которая обеспечит вылет электронов из микротрона по экранированной траектории с небольшой кривизной.



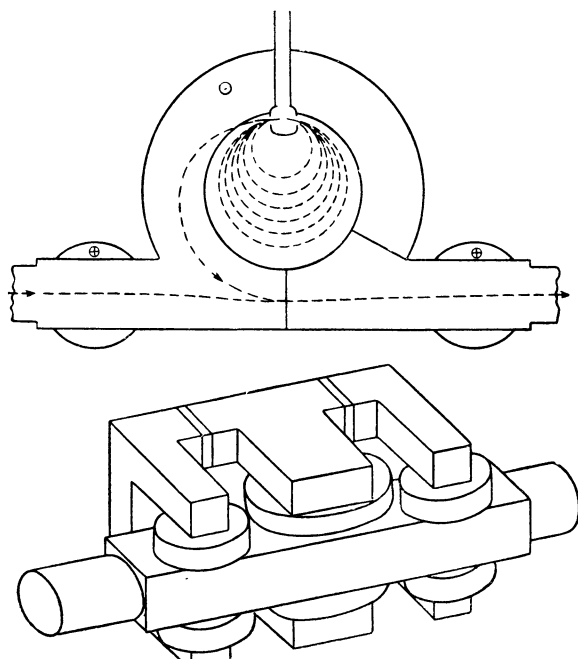
Ф и г. 11. Схема экспериментальной установки для изучения техники использования микротрона в качестве входного устройства (масштаб $1/4$).

Поскольку может быть использовано любое экранирующее устройство, которое, находясь в рабочем поле микротрона, соответствующим образом изменяет напряженность магнитного поля вдоль произвольно выбранной выходной траектории, возможно применение весьма различных конструкций выходного устройства, в том числе комбинированных конструкций, позволяющих вывести

электроны с наружной орбиты и присоединить их к внешнему электронному потоку. Таким образом, помимо использования группированного электрон-



Ф и г. 12. Общий вид установки, использующей микротрон в качестве входного устройства.



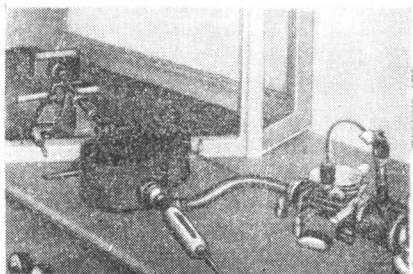
Ф и г. 13. Конструктивные особенности микротрона, выводящего электроны на орбиту.

ного пучка для экспериментальных целей, возможно использование микротрона в качестве входного устройства для других ускорителей, как показано на фиг. 11. На фиг. 12 изображен общий вид экспериментальной установки,

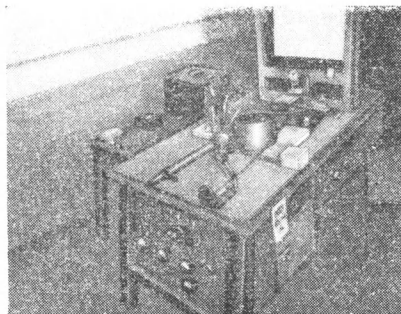
аналогичной упомянутой выше, но отличающейся от нее тем, что основной поток электронов, к которому присоединяется электронный пучок микротрона, проходит непосредственно внутри микротрона по экранирующей трубке. Проведенные эксперименты показывают, что такое слияние электронных пучков возможно. В настоящее время проводится дальнейшая работа по определению интенсивности циркулирующего электронного потока, достижимой при непрерывном введении электронов в постоянное внешнее поле. Конструкция микротрона, работающего в качестве инжектора электронов, обладающих энергией в несколько $Mэв$, без нарушения циркулирующего потока, показана на фиг. 13.

ПРИМЕНЕНИЕ МИКРОТРОНА ДЛЯ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ ЦЕЛЕЙ

Общий вид и степень компактности микротрона иллюстрируются несколькими photographиями микротронов, работающих в диапазоне 3, 2 и 1,25 $см$. На фиг. 14 показан общий вид первого микротрона, работавшего в диапазоне 3,2 $см$ и сообщавшего электронам энергию 1,3 $Mэв$, а впоследствии переделанного в микротрон, впервые работавший в диапазоне 1,25 $см$. На фиг. 15 представлен общий вид микротрона на 3,8 $Mэв$. Позднее был разработан микротрон



Ф и г. 14. Общий вид первого микротрона для работы в диапазоне 3,2 $см$ (1,3 $Mэв$) и приспособленного впоследствии для работы в диапазоне 1,25 $см$.



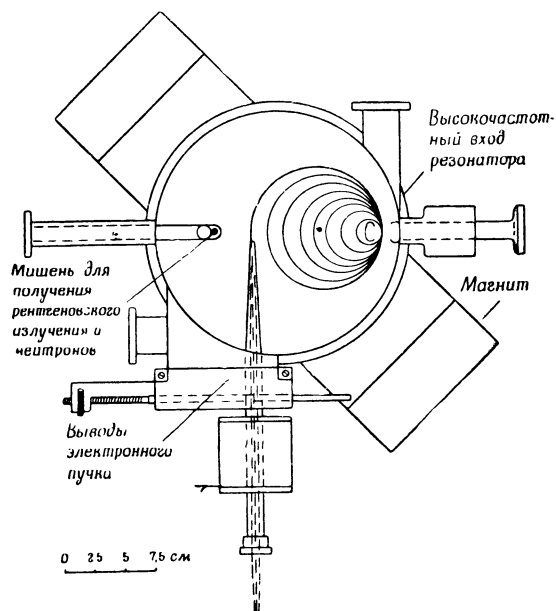
Ф и г. 15. Общий вид микротрона на 3,8 $Mэв$ для специальных целей.

в диапазоне 3,2 $см$ на 3 $Mэв$, предназначенный для общих целей. Схематическое изображение этого микротрона приведено на фиг. 16. На фиг. 17 показан общий вид установки на 6 $Mэв$, находящейся в настоящее время в стадии разработки.

Дадим краткий обзор (не претендующий на полноту) возможных применений микротрона и высоковольтного объемного резонатора. Перечислим некоторые виды применения в электронике, часть которых упоминалась выше, а остальные (например, соответствующие пунктам 5 и 6) будут рассмотрены ниже: 1) источники холодной эмиссии, выпрямители и т. п. (только резонатор); 2) ионный микроскоп, использующий холодную эмиссию (только резонатор); 3) источники рентгеновых лучей и электронов на с.в.ч. общего назначения и для медицинских целей (только резонатор); 4) высоковольтные электронные микроскопы (микротрон и резонатор); 5) источники субмиллимикросекундных импульсов и меток времени (микротрон); 6) генераторы миллиметровых волн (микротрон); 7) ионные пушки, электронные вакуумные насосы и т. п. (микротрон и резонаторы).

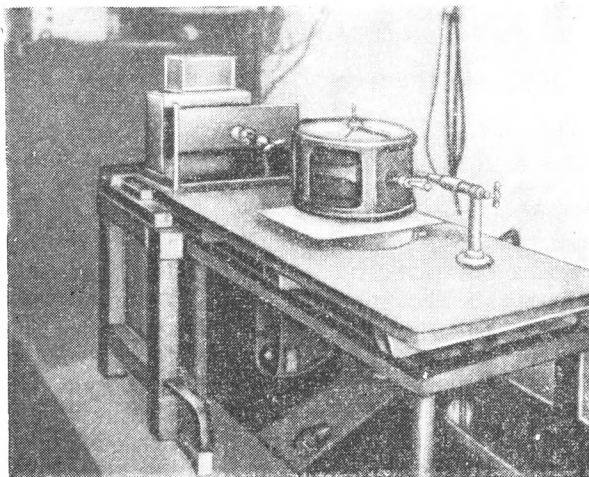
В некоторых случаях микротрон оказывается уникальным средством и обладает качествами, которые невозможно обеспечить с помощью других ускорителей. В других случаях электроны могут ускоряться различными способами, например с помощью бетатронов и т. п. Несмотря на это, микро-

трон обладает значительными преимуществами благодаря компактности и удобству в эксплуатации, которые существенны и желательны в приборах, предназначенных для исследовательских целей. Для компактных и удобных



Ф и г. 16. Схематическое изображение микротрона на 3 Мэв для общих целей.

в эксплуатации ускорителей электронов имеется весьма обширная область применения в электронных устройствах и приборах общего назначения:



Ф и г. 17. Общий вид микротрона на 6 Мэв в диапазоне 3,2 см.

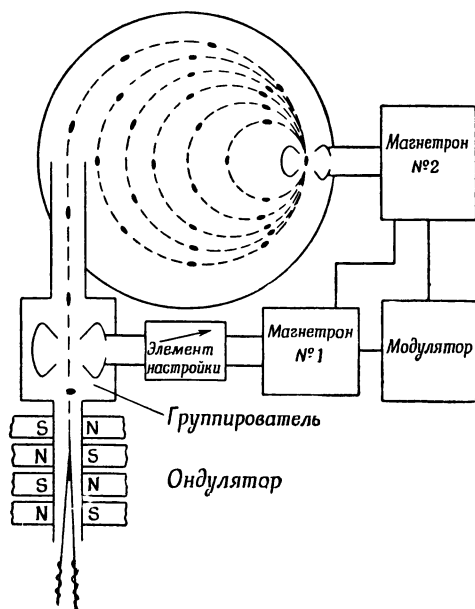
1) использование пульсирующего электронного пучка для исследования пленок окислов, покрытий и т. п.; 2) облучение электронами соединений типа $p-n$, полупроводников и т. п.; 3) накопление заряда на поверхности диэлектриков, генерирование высокочастотного излучения, исследование изоляторов;

4) исследование флуоресцирующих веществ; 5) высоковольтная микроскопия с использованием электронов, а также ионов, полученных в результате холодной эмиссии; 6) электронография газовых завихрений с помощью электронов, проникающих в воздух; 7) радиография и дифракция на рентгеновых лучах и электронах; 8) электронная пленочная дозиметрия, монохроматическая дозиметрия; 9) изучение подвижности электронов и ионов; 10) ионизация молекул, получение и измерение вакуума; 11) генерирование шумов с помощью управляемых электронных пучков; 12) распространение радиоволн в ионизированных средах и при наличии электронных потоков с произвольной периодической структурой; 13) электронные потоки и динамика пучка; 14) биофизика, в том числе облучение электронами, рентгеновыми лучами и нейтронами в прецизионно контролируемых микродозах; измерение средних продолжительностей жизни в биологии, облучение микроскопических поверхностей, сопровождающееся наблюдением через оптический микроскоп при минимальном опасном излучении.

Поскольку микротрон группирует электроны в пакеты весьма высокой плотности, электронные пучки порядка миллиампер могут быть получены при столь малом среднем токе, что опасность со стороны сопутствующего излучения может быть сведена к минимуму. Это также делает целесообразным применение микротрона в целом ряде перечисленных областей науки.

Ограниченная энергия микротрона, по-видимому, значительно ниже 50 Мэв, препятствует применению микротрона в ядерной физике высоких энергий, за исключением некоторых видоизмененных вариантов, рассмотренных ниже. Тем не менее имеется обширная и интересная область применений в ядерной физике низких энергий, в которой микротрон может быть с успехом использован: 1) область излучения, в том числе пакетированные электронные пучки (примерно до 30 Мэв); рассеяние рентгеновых лучей на пакетированных электронных пучках; фотонейтроны, фотофотоны, ядерные электроны и частицы, возникшие в результате ядерных превращений; 2) применения в исследовательских целях, в том числе: изучение ядерной изомерии и весьма коротких средних продолжительностей жизни; изучение рассеяния и угловой корреляции; реакции между электронами; изучение распределения электронов по углам и скоростям с помощью приборов, предназначенных для измерения времени пролета; рассеяние в кулоновском поле ядра; приборы типа монохроматора фотонов; измерение времени пролета нейтронов и фотонов.

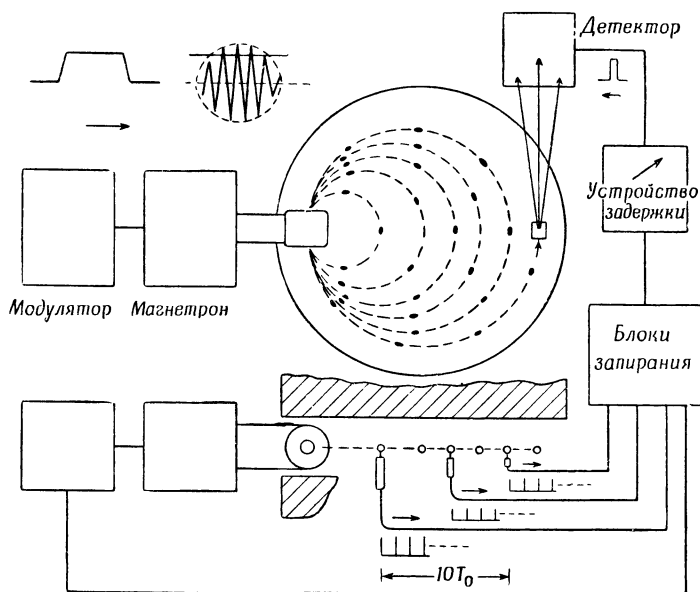
Во многих исследовательских работах для получения необходимых данных требуются электронные пучки весьма большой интенсивности, или весьма чувствительные детектирующие системы, либо то и другое одновременно. Хотя средний электронный ток в современных микротронах весьма мал, есть основания предполагать, что со временем, когда возможности холодной эмиссии и электронной динамики формирования орбит будут полностью использованы, микротрон, по-видимому, превзойдет линейные ускорители с тепловыми источниками электронов.



Ф и г. 18. Блок-схема применения микротрона для генерирования миллиметровых волн.

Важное применение микротрона в электронике связано с его использованием для генерирования миллиметровых радиоволн по принципу магнитного ондулятора, предложенному Моцом, Кольманом и другими [9, 10]. Этот метод иллюстрирует фиг. 18, где показаны электронные пакеты, группирующиеся по выходе из микротрона в еще более короткие электронные сгустки и затем проходящие ряд участков с противоположно направленным магнитным полем. Магнитное поле осуществляет быстрое искривление траектории электронного пучка, что приводит к возникновению электромагнитного излучения.

На фиг. 19 изображена блок-схема, иллюстрирующая некоторые возможности применения микротрона для получения субмиллимикросекундных

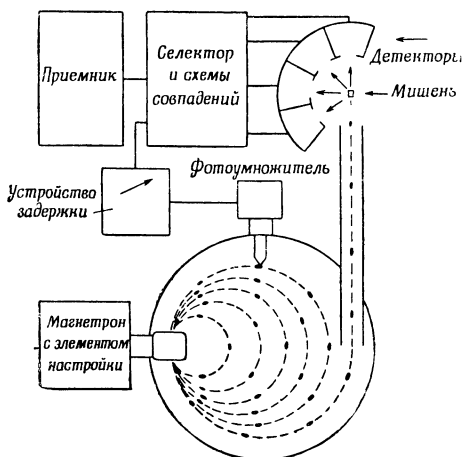


Ф и г. 19. Блок-схема получения миллимикросекундных интервалов времени с помощью электронных пакетов, движущихся по орбитам в микротроне.

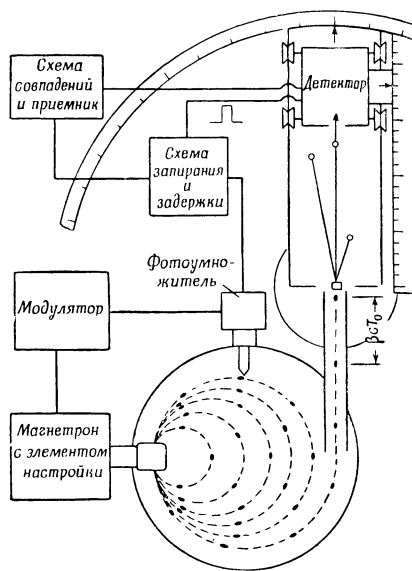
импульсов и сверхкоротких временных интервалов для экспериментов в ядерной физике. Импульс напряжения, поступающий от модулятора, вызывает появление серии импульсов, соответствующих высокой частоте. Эти импульсы несколько короче, чем импульс напряжения, в течение которого высокочастотное напряжение нарастает со скоростью, определяемой добротностью резонатора. Нетрудно видеть, что серия коротких электронных импульсов образуется на том участке кривой высокочастотного напряжения, где оно превосходит пороговое напряжение холодной эмиссии, рассмотренное выше. Если в магнитном поле, воздействующем на пролетающие электронные пакеты, поместить на некотором расстоянии друг от друга несколько детекторов, то система электронных сгустков и их орбит создает некоторые возможности использования временных интервалов. В диапазоне $3,2\text{ см}$ период высокочастотного поля равен приблизительно $2 \cdot 10^{-10}$ сек., а длительность пакета составляет примерно $2 \cdot 10^{-11}$ сек. Эти электронные импульсы поступают на каждый детектор в виде серии пакетов, удаленных друг от друга во времени на один период. Однако если использовать только первые импульсы, приходящие на два соответствующим образом расположенных детектора, то можно получить и более длинный интервал времени требуемой длительности. Таким образом, поскольку электронные орбиты получаются последовательно, внутренний детектор может вырабатывать метку, соответствующую

началу интервала, тогда как конечная метка может вырабатываться другим детектором. Этот интервал может быть затем подвергнут произвольной задержке и подан на прибор, регистрирующий излучение, с тем чтобы фиксировались только те результаты ядерных превращений, которые соответствуют определенному числу электронных пакетов. При этом задержка может быть сделана настолько большой, что активность мишени будет измеряться по прошествии определенного времени после того, как последний электронный пакет попал на мишень. Такое устройство годится для исследования ядерной изомерии при весьма коротких средних продолжительностях жизни.

На фиг. 20 электронный импульс, возникающий на единственном детекторе, проходит через регулируемое задерживающее устройство и попадает на схему совпадений, позволяющую определить точное время детектирования фотонов или частиц, вылетающих из мишени под различными углами. Вообще говоря, может быть установлена такая задержка, чтобы импульс с детектирующего



Ф и г. 20. Блок-схема применения микротрона для исследования рассеяния и угловой корреляции.



Ф и г. 21. Блок-схема применения микротрона для исследования времени пролета.

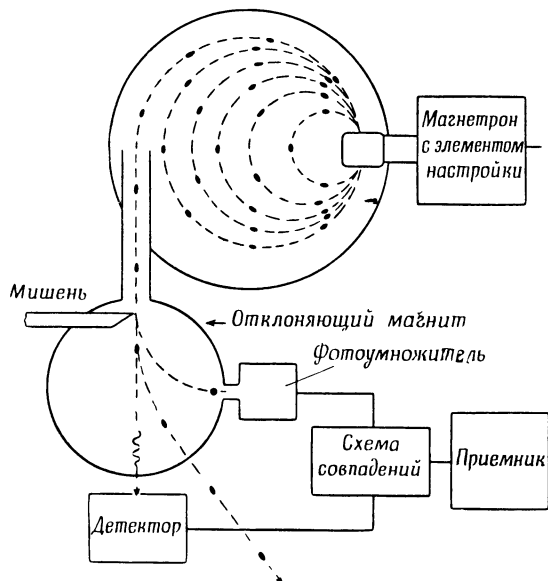
устройства совпадал с моментом времени, следующим непосредственно за моментом соударения электронного пакета с мишенью. По амплитуде импульса, приходящего с детектора, можно определить энергию рассеянного фотона или частицы. Таким образом, может быть получено устройство для одновременного исследования различных углов рассеяния.

Этот принцип может быть также использован для определения промежутка времени между эмиссией двух связанных ядерных частиц или фотонов, а также их направления после того, как электронный пакет прошел мишень (угловая корреляция).

Блок-схема этого устройства в усовершенствованном виде показана на фиг. 21. В этом случае детектор располагается на различных расстояниях и под различными углами по отношению к электронному пучку и используется совпадение сигналов для определения времени пролета, скорости или энергии частиц, которые возникают в результате ядерной реакции, происходящей под воздействием определенного электронного пакета. На схеме показан также импульс, который соответствует орбитальному детектору электронов и используется для контроля продолжительности импульса напряжения, получаемого от модулятора, позволяя, таким образом, контролировать количество электронных пакетов в резонаторе. Это применение, по-видимому, является

ограниченным, так как схема совпадений регистрирует только первые ядерные частицы, возникающие после попадания в мишень серии электронных пакетов. Одновременное многоканальное наблюдение нескольких скоростей в этом случае может быть осуществлено также с помощью «хронотрона» [11].

Еще одно применение микротрона (фиг. 22) относится к монохроматору фотонов, представляющему собой схему для определения, каким именно электроном был создан данный фотон [12]. Электрон, входящий в состав данного пакета, создает монохроматический фотон, при этом теряет свою энергию, затем отклоняется в магнитном поле (по этому отклонению определяется



Ф и г. 22. Блок-схема применения микротрона в монохроматоре фотонов.

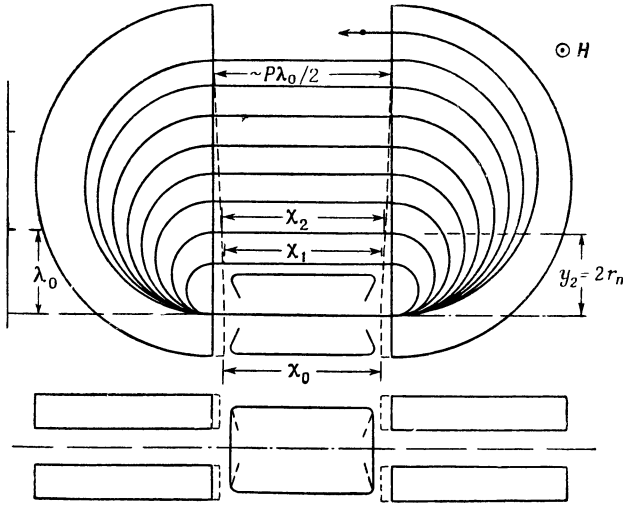
его энергия) и детектируется. Импульсы, приходящие с детектора и с устройства, реагирующего на излучение, регистрируются по схеме совпадений. Этот импульс, соответствующий совпадению, «отмечает» фотон с данной энергией, который может быть затем использован в эксперименте.

РАЗЛИЧНЫЕ ВАРИАНТЫ МИКРОТРОНА

В заключение отметим три важных варианта микротрона, которые обеспечивают ему определенные преимущества при экспериментальных исследованиях или при его использовании в ядерной физике высоких энергий.

На фиг. 23 изображена схема микротрона с прямолинейными участками электронных орбит, впервые предложенного Швингером [13] и предназначенного для получения частиц с большой энергией. Орбитальные периоды могут быть выражены в такой же форме, как и для кругового микротрона. Он имеет такие же ограничения, связанные с разрешающей способностью резонатора, как и микротрон, но отличается от него возможностью использования более длинного резонатора (или серии резонаторов). Кроме того, магнитное поле не определяется резонаторами. В некоторых пределах могут быть использованы более сильные магнитные поля. Пространство, соответствующее прямолинейному движению, весьма удобно для экспериментальных целей и для устройств, связанных с фокусированием пучка.

Позднее были предложены магнитопроводящие системы с жесткой фокусировкой, которые могут работать при постоянных магнитных полях и в одно и то же время формировать орбиты частиц с энергиями от 0,5 Мэв до 20 Бэв [14—16]. Эти системы по своим размерам превосходят в 3 и более раз соответствующие системы с импульсным полем, однако они обеспечивают получение



Ф и г. 23. Схема микротрона с прямолинейными участками траекторий.

$$T_n = \frac{2\pi}{Hec} E_n + \frac{x_0 + x_n}{\beta_n c} = \left[\frac{2\pi}{Hec} + \frac{P\lambda}{c \sqrt{E_n^2 - E_0^2}} \right] E_n = \left[\frac{2\pi}{Hec} + k \right] E_n;$$

$$k = \frac{x_0 + x_n}{c \sqrt{E_n^2 - E_0^2}}; \quad y_n = 2r_n = \frac{2}{Hc} \sqrt{E_n^2 - E_0^2};$$

$$x_0 + x_n = \frac{kcHc}{2} y_n; \quad E_0 = m_0 c^2.$$

$$H = \frac{2\pi}{e\lambda_0} \frac{(1+c_1) E_0}{M-P}; \quad H_{\text{круг.}} = \frac{2\pi}{c\lambda_0} \frac{(1+c_1) E_0}{M_{\text{круг.}}};$$

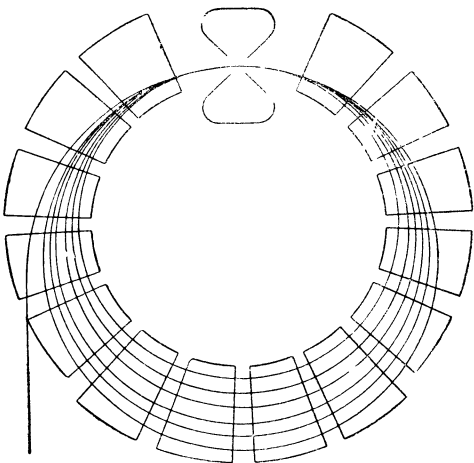
$$r_1 = r_{1 \text{ круг.}} - P \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{\lambda}{2\pi} (M_{31} - P) \geq \frac{\lambda_0}{8};$$

$$P \leq M - \frac{\pi}{4}; \quad k \leq \frac{\left(M - \frac{\pi}{4}\right) \lambda_0}{c \sqrt{2c_1 + c_1^2}} E_0.$$

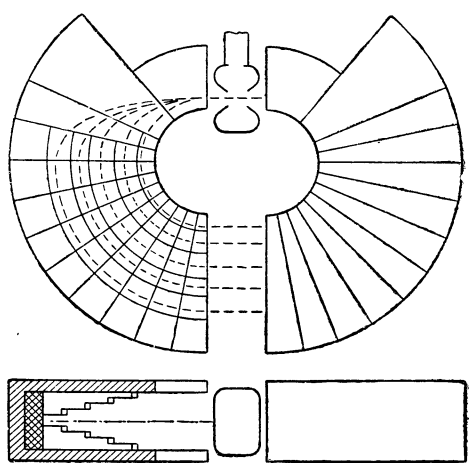
высокой частоты повторений и больших токов пучка. На фиг. 24 изображена система таких секторов, формирующих электронные орбиты микротрона таким образом, что разность энергии для двух последовательных орбит составляет большую, но почти постоянную величину, соответствующую приращению энергии в высоковольтном объемном резонаторе. Поскольку в данном случае каждый сектор конструируется в отдельности, устройство, изображенное на фиг. 25, является более совершенным, так как в нем по крайней мере два квадранта могут быть одинаковыми. Тем не менее при конструировании первого и последнего квадрантов неизбежны значительные трудности. Но преимущество такой системы заключается в том, что при конструировании следует рассматривать только определенные равновесные орбиты, соответствующие большим, но конечным приращениям энергии на один оборот.

В синхромикротроне, изображенном на фиг. 26, формирующее магнитное поле получается путем подачи быстро нарастающего высоковольтного импульса

на сравнительно простой источник магнитного поля, представляющий собой длинную линию, нагруженную на согласованную нагрузку [17]. Магнитное

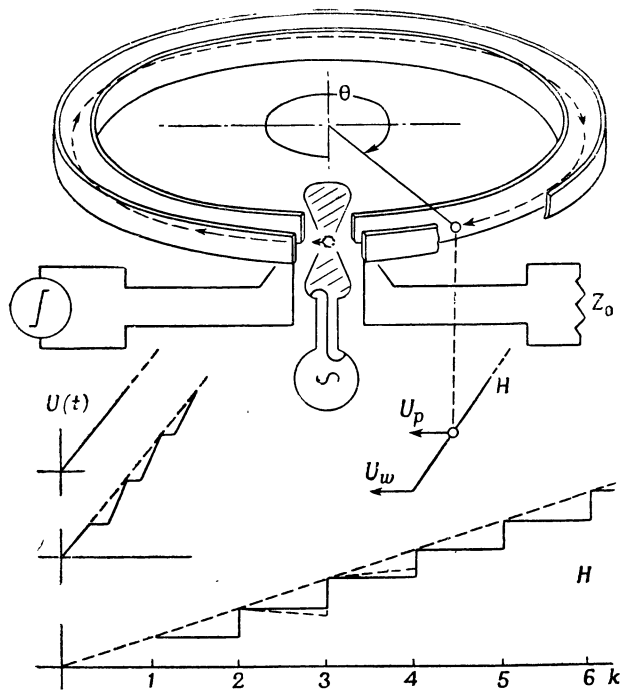


Ф и г. 24. Схематическое изображение микротрона с секторами.



Ф и г. 25. Схематическое изображение микротрона с секторами (система с дискретными равновесными орбитами).

поле при произвольном азимуте является непрерывной функцией времени, и данное значение поля в точке (или даже на небольшой площадке) движется вокруг системы с фазовой скоростью длинной линии ($1/\sqrt{LC}$). Электрон, выходя



Ф и г. 26. Схема и характеристика синхротрона.

из объемного резонатора с энергией, соответствующей этому полю, движется с этой энергией по окружности и находится под воздействием поля, которое при движении в своей собственной системе координат нарастает или убывает

в зависимости от того, какая из скоростей меньше — скорость электрона или фазовая скорость в длинной линии. Для электронов с большими энергиями эта разность скоростей мала и не вызывает расхождения с теорией. После того как электрон совершил оборот и, пройдя через резонатор, увеличил свою энергию на большую, но конечную величину, он попадает под воздействие поля, которое превосходит поле по другую сторону резонатора на величину, определяемую увеличением магнитного поля на входе линии за период одного оборота электрона. Если конечные приращения энергии и прирост поля установлены правильно, то орбитальный период электрона остается постоянным, и электрон может быть подвергнут повторным ускорениям до энергий, ограниченных максимальным доступным управляющим магнитным полем. Ускоритель с.в.ч. такого типа может работать без всякого постоянного начального поля и позволяет получить электроны с весьма большой энергией за очень короткие промежутки времени (20 Мэв/ммксек), обладая, таким образом, большой скоростью повторений и высокой эффективностью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Векслер В., *ДАН СССР*, **43**, 329 (1944).
2. Kaiser H. F., *J. Franklin Inst.*, **257**, 107 (1954).
3. Henderson W. J., LeCaine H., Montalbetty R., *Nature*, **162**, 699 (1948).
4. Henderson C., Heyman F. F., Jennings R. E., *Proc. Phys. Soc.*, **66B**, 41 (1953).
5. Henderson C., Heyman F. F., Jennings R. E., *Proc. Phys. Soc.*, **66B**, 654 (1953).
6. Kaiser H. F., *Phys. Rev.*, **91**, 456A (1953); **95**, 600A (1954).
7. Kaiser H. F., Mayes W. T., *Revr. Sci. Instr.*, **26**, 565 (1955).
8. Schmelzer C., *Zs. Naturforsch.*, **7a**, 808 (1952).
9. Motz H., см. стр. 194 настоящего сборника.
10. Гинзбург В. Л., *Изв. АН СССР*, сер. физ., **9**, 165 (1947).
11. Льюис И., Уэлс Ф., Миллимикросекундная импульсная техника, Издательство иностранной литературы, 1956.
12. Goldemberg J., *Phys. Rev.*, **93**, 1426 L (1954).
13. Schiff L. I., *Rev. Sci. Instr.*, **17**, 6 (1946).
14. Symon K. R., *Phys. Rev.*, **98**, 1152A (1955).
15. Jones I. W., Symon K. R., Terwilliger K. M., Kerst D. W., *Phys. Rev.*, **98**, 1153A (1955).
16. Lashett L. J., *Phys. Rev.*, **99**, 653A (1955).
17. Kaiser H. F., *Phys. Rev.*, **99**, 653A (1955).

ЛИНЕЙНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ С ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫМ ГРУППИРОВАНИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ И ПРИМЕНЕНИЕ ЕГО ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЯМИ ОТ 0,5 ДО 1 Мэв¹⁾

Папулар

ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа состоит из двух частей. Первая посвящена вопросам разработки и построения линейного ускорителя электронов, рассчитанного на среднее ускорение 0,82 Мэв, а при соответствующем изменении параметров установки дающего на выходе электроны с энергией от 0,5 до 1,2 Мэв. Для изучения энергетического спектра ускорителя и его измерения применены три метода: магнитная спектрометрия, поглощение электронов алюминиевым листом и, наконец, электронная дифракция поликристаллическими слоями.

Разработан также новый метод измерения скорости электронов, обладающих большой энергией, основанный на возбуждении электромагнитных колебаний в волноводе с периодической структурой, через который проходит исследуемый электронный пучок. Преимущество этого метода состоит в том, что он позволяет при сравнительно компактности аппаратуры измерять скорость, изменяющуюся в пределах от 0,4 c до 1 c , где c — скорость света.

Для улучшения спектра прибора и увеличения числа электронов на выходе ускорителя при сравнительно узкой полосе пропускания на входе ускорителя имеется устройство для группирования электронов. В этом и заключается оригинальность прибора, в котором благодаря этому полезная передача энергии электронам увеличилась почти на 100%.

Вторая часть работы посвящена дифракции электронов при энергиях от 0,5 до 1 Мэв. Электроны с такими энергиями получались с помощью ускорителя, описанного в первой части. Благодаря этому малоизвестная до сих пор область дифракции электронов могла быть легко и тщательно изучена. Кольца Дебая — Шеррера получены с помощью золота и окиси цинка; точечные диаграммы (типа N и L) и линии Кикучи (типа P) получены на слюде. Дальнейшее исследование посвящено изучению условий, при которых появляются линии Кикучи. Результаты этих исследований составляли часть динамической теории дифракции, предложенной Бетом и др.

РАЗРАБОТКА И КОНСТРУИРОВАНИЕ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ С ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫМ ГРУППИРОВАНИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ

I. Конструирование классического линейного ускорителя

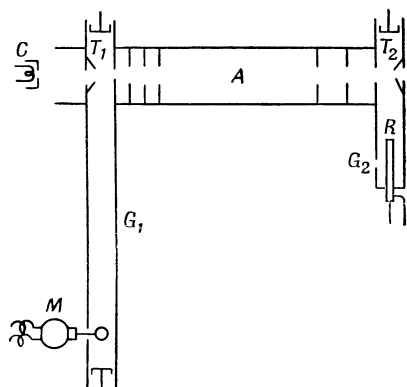
В этом разделе кратко изложен принцип работы ускорителя с бегущей волной и дано описание прибора, который был сконструирован автором.

Принцип прибора. Линейный ускоритель электронов с бегущей волной состоит в основном из волновода A (фиг. 1), в котором распространяется электромагнитная волна очень высокой частоты. Одна из составляющих ее направлена вдоль оси волновода, имея фазовую скорость ниже скорости света. Пушка C излучает прямолинейный поток электронов, движущихся в одном направлении с волной; скорость электронов в потоке равна начальной скорости волны.

¹⁾ P a p o u l a r M., *Ann. Phys.*, 1, 914—958 (Novembre—décembre 1956).

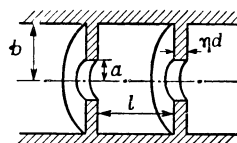
Аксиальное электрическое поле ускоряет эти частицы; необходимо, чтобы скорость электромагнитной волны изменялась вдоль волновода в соответствии с изменением скорости электронов для того, чтобы они находились «в фазе» с волной и их кинетическая энергия возрастала по мере перемещения их вдоль волновода. В действительности электроны, захватываемые волной, не остаются жестко связанными с ней, а совершают колебания вокруг точки «динамического равновесия» или точки, соответствующей равновесной фазе волны.

Известно, что в обычно используемых гладких волноводах с круглым или прямоугольным сечением электромагнитные волны распространяются с фазовой скоростью, превышающей скорость света c . Следовательно, электрон не может ускоряться этими волнами. Для уменьшения скорости волн можно,



Ф и г. 1. Принципиальная схема ускорителя.

например, как это и сделано в разработанной конструкции, расположить в круглом волноводу на определенных расстояниях вдоль оси тонкие металлические диафрагмы (фиг. 2), представляющие собой нагрузку.



Ф и г. 2. Сечение волновода с диафрагмами.

В этой «замедляющей» структуре возникает бесконечное количество волн, изменяющихся по синусоидальному закону во времени и в пространстве (распространяющихся в аксиальном направлении). Постоянные распространения $\beta = 2\pi/\lambda_g$ (λ — длина волны в волноводу) этих «пространственных гармоник» выражаются формулой

$$\beta_n = \beta_0 + \frac{2k\pi}{l}, \quad (1)$$

где l — расстояние между двумя диафрагмами, k — целое число, положительное или отрицательное. Нуль в индексе относится к какой-либо одной из гармоник; обыкновенно выбирают ту, для которой $-\pi/l < \beta < \pi/l$. Фазовая скорость определяется выражением

$$v = \frac{\omega}{\beta_n}, \quad (2)$$

где $\omega = 2\pi f$ — частота возбужденной электромагнитной волны. Очевидно, что всегда можно получить много волн, удовлетворяющих поставленным условиям. Обыкновенно выбирают волну $n=0$, которая является наиболее интенсивной. Не останавливаясь подробно на этом вопросе, который рассмотрен ниже более обстоятельно, укажем лишь, что β_0 определяется ω , l , a и b (см. фиг. 2). При рабочей частоте 3000 Мгц величина a поддерживалась постоянной, а величины b и l изменялись таким образом, чтобы сохранить синхронизм между полезной волной и электронами.

Рассмотрим остальную часть системы. Источником энергии служит магнетрон M (см. фиг. 1), являющийся самым обычным источником энергии в интересующем нас диапазоне. Магнетрон может генерировать колебания в течение коротких интервалов времени, давая при этом достаточную мгновенную мощность. Такой метод работы магнетрона существенно не изменяет принципа

взаимодействия высокочастотного поля с электронами, так как длительность импульсов намного больше длительности периода высокочастотных колебаний.

Магнетрон отдает мощность в прямоугольный волновод G_1 (см. фиг. 1), подходящий к ускорителю под прямым углом. Неиспользованная энергия выходит из ускорителя через аналогичное соединение и поступает в волновод G_2 , на конце которого подключена нагрузка R , служащая для возможно более полного поглощения неиспользованной энергии, т. е. с минимально возможным отражением. Согласующие устройства T_1 и T_2 осуществляют необходимое согласование волноводного тракта с ускорителем в целях уменьшения амплитуды обратной волны, движущейся навстречу электронам и вызывающей колебания их вокруг точки динамического равновесия.

Характеристики ускорителя. Основные характеристики прибора следующие:

Максимальная мощность магнетрона 300 *квт*;

Рабочая частота 3000 *Мгц*;

Начальная скорость электронов 0,3 *с* (24 *кв*);

Полезная длина ускорителя около 60 *см*;

Конечная энергия порядка 1 *Мэв*.

Точка динамического равновесия (равновесной фазы) отстоит на 45° от вершины волны.

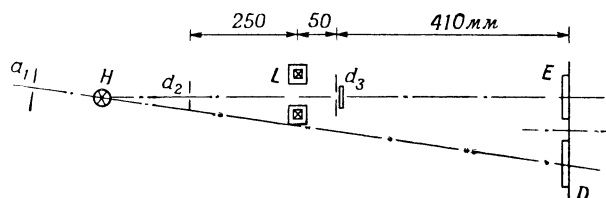
Диаметр диафрагм $2a$ равен 27 *мм*, разность фаз $\beta_0 l$ между двумя последующими диафрагмами равна везде $\pi/2$. Продольное электрическое поле на оси волновода принято в этом интервале постоянным. В этом случае для каждого из интервалов можно рассчитать конечную скорость в зависимости от начальной скорости и, исходя из этого, определить поле следующего пространства, учитывая закон сохранения энергии [3]. В разработанном ускорителе поле изменяется в пределах от 8,5 до 15 *кв/см*. Условия $\beta_0 l = \pi/2$ и $f = 3000$ *Мгц* определяют значения l и b для каждого интервала [16, 20].

Приведем некоторые второстепенные характеристики ускорителя: длительность импульсов магнетрона равна 1 *мксек*; частота повторения 100 *имп/сек*; фокусирующее аксиальное магнитное поле порядка 200 *эрстед* [3]; вакуум 10^{-5} *мм рт. ст.*; интенсивность полезного пучка электронов равна 1 *мка*.

Анализ энергетического спектра. Окончательная доводка ускорителя и проверка его работы требуют знания энергетического спектра электронов на выходе ускорителя. Для изучения его применялись различные методы. Некоторые из них носят качественный характер и служат лишь для определения энергии, необходимой для ускорения; эти методы основаны на эффекте Черенкова или на явлениях поглощения частиц материей. На практике использовался главным образом магнитный спектрограф, позволяющий наблюдать на катодном осциллографе энергетический спектр электронного потока. Результаты измерений записывались на график (значения энергии — по оси абсцисс, а значения интенсивности поля — по оси ординат). Недостатками этой системы являются присущая ей систематическая ошибка при определении интенсивности поля [4] и, кроме того, очень сложный процесс градуировки. В то же время система обеспечивает почти мгновенную настройку ускорителя, пользуясь лишь осциллографом.

Необходимым дополнением к магнитному спектрографическому методу является измерение длины волны, излучаемой электронами, осуществляемое с большой точностью. Для этой цели сконструирован электронный дифрактограф, который устанавливается на выходе линейного ускорителя. Прибор подробно описан во второй части настоящей работы. Поэтому ниже даются лишь самые необходимые пояснения для описания проведенных измерений. Принципиальная схема дифрактографа представлена на фиг. 3. Дифрактографу предшествует монохроматор, аналогичный спектрографу энергии, применяемому в предыдущем методе. Он состоит из диафрагм d_1 и d_2 и отклоняющих катушек, возбуждающих магнитное поле H . Диафрагмы имеют соответ-

ственно диаметры: $d_1=10$ мм, $d_2=0,2$ мм, $d_3=1$ мм. L — тонкая магнитная линза, экранированная железом армко, катушка которой имеет 2200 витков и обтекается током $1a$. Эта линза дает изображение от d_2 в точке E , увеличенное приблизительно вдвое и воспроизводимое либо на флуоресцирующем экране, либо на отрезке фотографической пленки. Вращение диска обеспечивает получение трех последовательных изображений без перестройки прибора. Объект, вызывающий дифракцию электронов, состоит из слоя золота, нанесенного путем напыления в вакууме на тонкую пленку коллодия, которая плотно прилипает непосредственно к диафрагме d_3 . Коллодий аморфен и не дает диаграммы рассеяния. Наоборот, кристаллы золота, наносимые произвольно на подложке, дают кольца Дебая — Шеррера.



Ф и г. 3. Принципиальная схема дифрактографа.

На этой установке получены четкие диаграммы при выдержке, приблизительно равной 2 мин. Перед снятием диаграммы необходимо было тщательно отрегулировать параметры ускорителя, руководствуясь яркостью изображения на экране.

Результаты измерений, проведенных по двум снимкам, сведены в табл. 1. Энергия электронного пучка в каждом отдельном случае определяется намагничивающим током I_m спектрометра. Известно, что для данной системы $\lambda I_m = C^{te}$. Результаты кристаллографического анализа применительно к рентгеновым лучам показывают, что золото кристаллизуется в кубической системе с центрированными гранями. В этой системе расстояние между плоскостями диафрагм дано выражением

$$d = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}} = \frac{a}{\sqrt{k^2}}, \quad (3)$$

Таблица 1

Номера снимков	I_m , ма	Показатель	Диаметр, мм	λ , икс-един.	$\lambda_{ср.}$, икс-един.	E , Мэв
1	139	(111), (200)	4,1	10,9	10,8	0,74
		(311), (222)	7,2	10,5		
		(331), (420)	9,8	11		
		(111), (200)	3,5	9,3		
2	160	(311), (222)	6,5	9,5	9,4	0,90

где h , k и l — целые числа, все три одновременно четные или нечетные, и a — элементарная длина грани куба, равная 4,06 Å для золота.

Соотношение Бракка

$$2d \sin \theta = n\lambda, \quad (4)$$

с учетом только членов первого ряда ($n=1$) и при аппроксимации $\sin \theta \approx \tan \theta$ запишется в виде

$$\lambda = 2d \tan \theta.$$

Следовательно, $\operatorname{tg} \theta = \varphi/4D$, где φ — диаметр кольца, D — расстояние объекта с эмульсией, равное 410 мм.

Окончательно имеем

$$\lambda = \varphi a/2 \sqrt{K^2} D. \quad (5)$$

Диаметры колец определены при помощи микрометра Васси. Для каждого снимка взято среднее значение величин λ , данных различными кольцами. Энергия $E = cU$ рассчитана с помощью формулы де Бройля

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{1}{\sqrt{1+9,76 \cdot 10^{-7} M}} \frac{12\,225}{v} \text{ \AA}. \quad (6)$$

Каждая пара показателей в третьем столбце (табл. 1) соответствует двум почти слившимся кольцам, у которых взяты средние значения диаметров и величин $\sqrt{K^2}$. Следовательно, постоянная прибора равна

$$K = I_m \lambda = 1,50 \text{ а икс-единиц.}$$

Поскольку измерение I_m производилось с точностью до тысячных долей, основным источником ошибки в определении K служит расшифровка микрофотограммы. По-видимому, ошибку в определении K в целом можно оценивать в 2%. Эта величина определяет приблизительно и ту ошибку, которая возникает при измерении этим методом длины волны. Электронная дифракция, как показано выше, допускает точное измерение энергии электронов, однако этот метод достаточно сложен.

О другом методе измерения скорости электронов, обладающих большой энергией. Принцип предложенного метода заключается в генерировании электромагнитных волн в резонаторе, через который проходит электронный пучок. Этот принцип был использован в карцинотроне, работающем в качестве генератора с. в. ч. в очень широком диапазоне, например от 20 000 до 60 000 Мгц. Расширение полосы частот осуществляется очень простым методом — путем изменения напряжения инжекции электронного пучка, например от 500 до 2500 в. Очевидно, что отношение напряжение — частота позволяет определить напряжение с момента измерения частоты колебания. Однако, как видно из приведенного примера, обычный карцинотрон не приспособлен для изменений очень больших скоростей электронов.

Поэтому поставлена задача выяснить те изменения, которые необходимо произвести в карцинотроне для превращения его в прибор, отвечающий поставленной выше цели.

Принцип классического карцинотрона [8, 12]. В то время как в усилителях на ЛБВ для усиления замедленной электромагнитной волны используется взаимодействие между электронным пучком и волной (причем фазовая и групповая скорости волны одинаковы), в карцинотроне применяется для этой цели воздействие электронного пучка на электромагнитную волну, фазовая скорость которой v_θ почти равна скорости пучка $v_{\theta e}$ и имеет одинаковый с ней знак, а групповая скорость v_g имеет знак, обратный знаку групповой скорости пучка v_{ge} . На фиг. 4 схематически изображены направления фазовой и групповой скоростей в карцинотроне.

Как видим, электромагнитная энергия передается от B к A , модулируя пучок по плотности и по скорости вдоль всей лампы (это взаимодействие устанавливается при условии приближенного равенства фазовых скоростей v_θ и $v_{\theta e}$). Энергия, сообщенная таким образом пучку, передается от A к B , и контур обратной связи замыкается, следовательно, звеном пучок — волна.

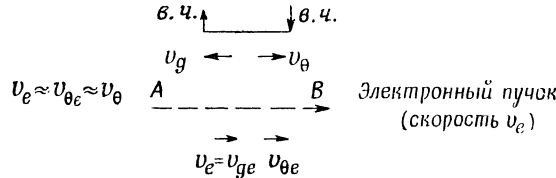
Как и во всяком генераторе, здесь имеются два условия для возбуждения колебаний: одно для фазы и другое для амплитуды. Для нахождения их допустим, что усиление амплитуды колебаний в. ч. между B и A бесконечно. Тогда получим уравнение с комплексными величинами. Приравнявая

нулю действительные и мнимые части его, находим соотношения [8] (рационализированная система единиц Джорджи)

$$(\beta - \beta_e) L = 3,003, \quad (7)$$

$$I C_a N = 0,314, \quad (8)$$

где $\beta_e = \omega/v_e$; $\beta = 2\pi/\lambda_0 = \omega/v_0 = C^{te}$ — «холодное» распространение электромагнитной волны в лампе; $L = N\lambda_0$ — длина лампы; U_0 — напряжение инжекции пучка; $K = E^2/2\beta^2 P$ — сопротивление связи волна — пучок (E — продоль-



Ф и г. 4. Схематическое изображение направлений фазовой и групповой скоростей в карциноне.

ное электрическое поле, P — передаваемая мощность в. ч.); I — средний ток пучка; a — индекс, обозначающий наличие колебаний; $C = (KI/4U_0)^{1/3}$. Соотношение (8) может быть записано в виде

$$I_a = \frac{U_0}{8,2KN^3}. \quad (8a)$$

Существуют также и другие виды колебаний, но они представляют меньший интерес, так как соответствующие токи, вызывающие колебания, в этом случае гораздо больше, а частоты ниже (в дальнейшем показано, почему следует избегать этой последней характеристики).

Таким образом, зная дисперсионную характеристику линии, используемую в качестве системы для передачи электромагнитной волны, можно на основе измерения частоты колебания получить значения v_0 и β , затем β_e и, наконец, v_e — скорость электронов.

Изменение в уравнениях карцинона для случая больших скоростей. В обычном карциноне напряжение инжекции электронов всегда очень мало, поэтому можно пренебречь изменениями массы частиц. В противном случае надо изменить уравнения системы, заменив в них электронную массу m , находящуюся в состоянии покоя, «продольной» массой $m_e = m/(1 - \beta^2)^{1/2}$. Предыдущие результаты справедливы лишь при условии замены C на $C(2eU_0/m_e v_e^2)^{1/2}$. При этих условиях, если пространственным зарядом можно пренебречь, первое условие генерирования колебаний (7) не изменится, тогда как (8) становится

$$I_a = \frac{U_0}{8,2KN^3} \left(\frac{m_e v_e^2}{2eU_0} \right). \quad (8б)$$

Следовательно, обозначив «поперечную» массу $m/\sqrt{1 - \beta^2}$ через m_t , получим

$$eU_0 = m_t c^2 - mc^2,$$

откуда

$$\frac{m_t c^2}{eU_0} = \frac{mc^2}{eU_0} + 1$$

и

$$\frac{m_t v_e^2}{2eU_0} = \frac{1}{2} \left(\frac{v_e}{c} \right)^2 \left(1 + \frac{mc^2}{eU_0} \right) \frac{1}{1 - (v_e/c)^2}.$$

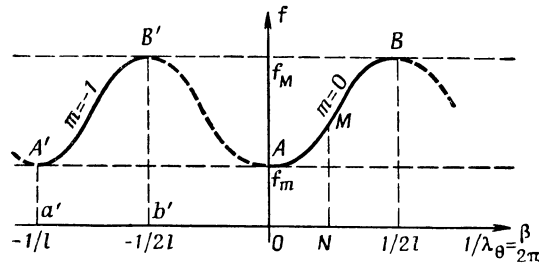
К сожалению, релятивистский поправочный коэффициент бесконечно возрастает со скоростью электронов, однако это не очень существенно для значений β , непосредственно близких к единице. Например, коэффициент этот равен приблизительно 7 для $\beta = 0,95$.

Условия выбора волноводной линии. Соотношение (8б) показывает, что для больших скоростей, которые предполагается измерять, I_a при прочих равных условиях в 100—1000 раз больше, чем в карциотроне. Это соответствует значениям тока от 0,1 до 1а, довольно редко встречающимся в ускорительной технике. Для поддержания I_a в допустимых пределах необходимо, чтобы волноводная линия, используемая в качестве тракта, по которому распространяется полезная электромагнитная волна, обладала следующими свойствами: 1) большим сопротивлением связи K ; 2) возможно большей полезной длиной (большим N).

Например: для электронов с $U_0 = 10^6$ в, $I = 10$ ма необходимо иметь

$$KN^3 \approx \frac{10^6}{8 \cdot 10^{-2}} \cdot 7 \approx 10^8.$$

Следовательно, если $N = 100$, надо, чтобы $K = 100$ ом. С другой стороны, поскольку необходимо использовать обратную волну, т. е. волну, имеющую



Ф и г. 5. Дисперсионная характеристика периодической структуры.

фазовую и групповую скорости противоположного направления, обращаемся к периодическим структурам (фиг. 5), в которых, кроме основной волны, обычно прямой, с постоянной фазой β_0 , может возбуждаться бесконечное количество пространственных гармоник

$$\beta_m = \beta_0 + \frac{2\pi m}{l}, \quad (9)$$

где l — пространственный период структуры, определяемый условием $-\pi \leq \beta_0 l \leq \pi$; $m < 0$ соответствует обратной волне. Дисперсионная характеристика периодической структуры имеет вид, изображенный на фиг. 5 (случай, когда основная волна прямая). Она симметрична по отношению к оси ординат и ко всем ординатам, отстоящим от нее на $m/2l$.

Фазовая скорость, соответствующая точке M , определяется выражением

$$v_\theta = f\lambda_s = \frac{NM}{ON}. \quad (10)$$

Групповая скорость определяется соотношением

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial \beta} = \frac{\partial f}{\partial (l/\lambda_0)}, \quad (11)$$

которое выражает крутизну характеристики в точке M . Для $m < 0$ эта крутизна имеет знак, обратный знаку радиуса-вектора: соответствующая гармоника является обратной.

Периодические структуры имеют бесконечное число полос пропускания. На фиг. 5 изображена только самая низшая из них. f_m и f_M — нижняя

и верхняя предельные частоты, определяемые геометрией структуры, как показано ниже. Рассмотрев основные свойства периодических структур, вернемся к вопросу выбора наиболее приемлемой из них.

Поскольку предполагается измерять большие скорости v_θ электронов, надо, чтобы применяемая гармоника обладала большой фазовой скоростью $v_{\theta m}$. Следовательно, $v_{\theta m} = \omega / \beta_m$, отсюда $|v_{\theta m}|$ возрастает, когда $|\beta_m|$, т. е. $|m|$ уменьшается (это видно также из фиг. 5). Поэтому следует принять $m = -1$. При этом соответствующая обратная гармоника интенсивнее, чем остальные.

Наконец, $v_\theta / c = \lambda_\theta / \lambda_0$, где λ_0 — длина волны в пространстве. На границе значение $|\lambda_\theta|$ имеет тот же порядок, что и λ_0 , а чтобы N было большим, надо принять λ_0 малым, т. е. лежащим в области миллиметровых волн. Например, для $L = 500$ мм и $N = 100$ надо взять

$$\lambda_0 \approx \lambda_\theta = 5 \text{ мм} \quad (f = 60 \text{ 000 МГц}).$$

По фиг. 5 можно легко проследить за изменениями условий работы лампы при соответствующей скорости рассматриваемого пучка.

Если пользоваться гармоникой $m = -1$, то характеристическая точка перемещается на отрезок $A'B'$. Полагая в первом приближении $v_\theta = v_e$, нетрудно видеть, что минимальная измеримая скорость дается соотношением $a'A' / Oa'$, которое соответствует нижней предельной частоте f_m . Максимальная скорость определяется соотношением $b'B' / Ob'$, которое соответствует верхней предельной частоте f_M .

Отношение этих двух скоростей может быть значительным. В этом заключается преимущество системы. С другой стороны, выбор геометрических параметров определяет полосу измеримых скоростей. При измерениях необходимо фиксировать максимальную скорость, равную приблизительно скорости света. Указанные соображения позволяют ориентироваться при выборе необходимой волноводной линии.

Исследование диафрагмированного волновода [1, 17, 18]. Для выполнения расчета возьмем волновод с диафрагмами, показанный на фиг. 1.

Волновод этого типа очень детально исследован Чу [2, 3], Хансеном [3] и Валкиншау [21]. Чу, использовавший обозначения, указанные на фиг. 6, с помощью метода возмущения показал, что если $a \ll d$ и $a \ll b$, то можно записать

$$k_m b = 2,41, \quad (12)$$

$$k_M b = 2,41 \left[1 + \frac{1,57a^3}{(1-\eta)db^2} \right], \quad (12a)$$

где

$$k_m = \frac{2\pi}{c} f_m = \frac{2\pi}{(\lambda_0)_m} \quad \text{и} \quad k_M = \frac{2\pi}{c} f_M = \frac{2\pi}{(\lambda_0)_M}.$$

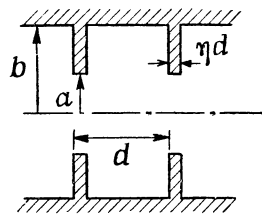
Рассмотрим волновод с параметрами

$$a = 1 \text{ мм}, \quad b = 3 \text{ мм}, \quad d = 3,5 \text{ мм}, \quad L = 500 \text{ мм}.$$

Формулы (12) и (12a) дают последовательно для $m = -1$

$$\begin{aligned} (\lambda_0)_m &= 7,82 \text{ мм}; & (\lambda_0)_M &= 7,4 \text{ мм}; \\ |v_\theta|_m &= 0,45 c, & |v_\theta|_M &= 0,95 c. \end{aligned}$$

Полоса пропускания имеет ширину 2250 МГц при несущей частоте 40 000 МГц. Рассмотрим теперь сопротивление связи K . В работе [3] показано, что оно является функцией r (расстояния рассматриваемой точки от оси волновода)



Ф и г. 6. Сечение волновода с диафрагмами с обозначениями, использованными для расчета [2, 3].

и определяется выражением

$$K^2 = \frac{120k_1^2 J_0^2(k_1 r)}{a^2 k k_3 [J_1^2(k_1 a) - J_0(k_1 a) J_2(k_1 a)]}, \quad (13)$$

где $k = 2\pi/\lambda_0$, $k_3 = \beta = 2\pi/\lambda_0$, $k_1 = j\gamma = \sqrt{k^2 - k_3^2}$; J_n — функция Бесселя n -го порядка первого рода.

Таким образом, при неизменном условии $v|\theta| < c$ имеем мнимые величины k_1 . Тогда функции Бесселя изменяются следующим образом [15]:

$$\begin{aligned} J_0(k_1 r) &= I_0(\gamma r), & J_1(k_1 r) &= jI_1(\gamma r), \\ J_2(k_1 r) &= I_2(\gamma r) \end{aligned}$$

и сопротивление становится

$$K^2 = \frac{120\gamma^2 I_0^2(\gamma r)}{a^2 k k_3 [I_1^2(\gamma a) - I_0(\gamma a) I_2(\gamma a)]}. \quad (13a)$$

Следует отметить, что величина K имеет тот же знак, что и k_3 , следовательно, она отрицательна для обратных гармоник. Это вытекает из того, что K имеет тот же знак, что и перенесенная мощность, которая имеет в этом случае отрицательный знак.

Вблизи от значения f_M , т. е. для самых высоких частот,

$$\begin{aligned} k_3 \rightarrow k; \quad \gamma \rightarrow 0; \quad I_0(\gamma r) \rightarrow 1; \quad I_1(\gamma a) \rightarrow \frac{\gamma a}{2}; \\ I_2(\gamma a) \rightarrow \frac{(\gamma a)^2}{8}, \end{aligned}$$

следовательно, $K \rightarrow -960/a^4 k^4$ ом — величина, независимая от r .

При выбранных величинах $K = 1850$ см, тогда ток равен приблизительно 1,5 ма. На другом конце полосы для $f = f_m$ величина K на оси равна 420 ом, тогда $\lambda_0 = d = 3,5$ мм, $N = 140$ и $I_a \approx 8$ мка. Последняя величина получена в предположении, что $K = C^{te}$ во всем сечении пучка. Действительно, так как $I_0(\gamma r)$ является возрастающей функцией r , среднее значение K больше такового на оси и, следовательно, к оценке I_0 следует подходить более осторожно. Помимо этого, в линейном ускорителе средний ток в период эмиссии выше этих двух величин.

Заканчивая этот раздел, подведем итоги.

1. В момент возникновения колебаний фазовая скорость волны всегда несколько ниже, чем у электронов, т. е.

$$\beta - \beta_e = \frac{\omega}{|v_0|} - \frac{\omega}{v} \approx \frac{3}{L}.$$

Следовательно,

$$\delta = \frac{v_e - |v_0|}{v_e} = \frac{3|v_0|}{\omega L} = \frac{3|\lambda_0|}{2\pi L} \leq \frac{5}{2500} = 0,5\%,$$

поэтому δ можно пренебречь и в первом приближении приравнять обе скорости.

2. Электронный пучок никогда не бывает вполне монокинетичен, в результате чего возрастает влияние пространственного заряда. Однако это возрастание незначительно, если рассеяние пучка не превышает нескольких процентов.

3. Конечная толщина диафрагм обуславливает лишь некоторое уменьшение сопротивления связи K и соответствующее увеличение тока I_a .

4. Так как к.п.д. этого генератора очень мал, потеря скорости электронов на выходе прибора незначительна.

Итак, описанная методика позволяет, в принципе, измерять скорости в очень широкой полосе, в частности вплоть до значений, близких к c . Если располагать электронным ускорителем, снабженным регулируемым монохроматором, то последний позволяет генерировать миллиметровые волны, частота которых может изменяться по желанию в более или менее широкой полосе.

II. Предварительное группирование электронов с помощью модуляции скорости

В кратком описании работы ускорителя, данном в предыдущем разделе, рассмотрена частица, неподвижная по отношению к электромагнитной волне, в положении динамического равновесия. С помощью пушки электроны вводятся в ускоритель. Пушка, кроме того, производит группирование электронов в пакеты. Продолжительность пролета пакетов ко входу ускорителя равна 1 мксек. За это время фаза волны на входе ускорителя сильно изменяется, иначе говоря, за этот интервал через ускоритель проходит большое количество волн, тогда как пакеты электронов поступают непрерывно. Следовательно, на входе ускорителя электронные пакеты имеют неодинаковое смещение по фазе по отношению к вершине волны. В самом же ускорителе пакеты движутся вместе с волной, имея по отношению к вершине волны вполне определенную фазу, которая называется равновесной. Каждая частица, находящаяся вне состояния динамического равновесия (равновесной фазы), ускоряется или замедляется по отношению к волне.

Некоторые частицы прекращают колебания (выпадают из синхронизма с волной), бесконечно отдаляются от положения равновесия и больше не ускоряются электромагнитной волной. Амплитуда колебаний других частиц вокруг положения равновесия вначале возрастает, а затем уменьшается, так как их средняя энергия остается почти равной энергии частицы, находящейся в положении равновесия. Наконец, некоторое количество электронов, фаза которых неблагоприятна с точки зрения радиальной фокусировки, отбрасываются от оси на боковые стенки ускорителя [17]. Во всяком случае, энергетический спектр электронного пучка на выходе ухудшается за счет рассеяния, которым нельзя пренебречь. Поэтому желательно, чтобы в ускоритель проникло максимальное количество электронов с оптимальной начальной фазой. С этой целью проф. Гривэ предложил группировать электроны, вылетающие из пушки, в плотные, компактные пакеты с помощью надлежащей модуляции их скорости.

Группирование электронов с помощью модуляции скорости. Модуляция скорости электронов — явление, хорошо известное в радиотехнике. В частности, она применяется в клистронах для получения в электронном пучке участков с большой плотностью тока. Обычно это осуществляется следующим образом. Равномерный и монокинетичный пучок, который хотят модулировать, проходит через систему с двумя поперечными сетками, очень близко расположенными друг к другу, между которыми приложено переменное напряжение с периодом T .

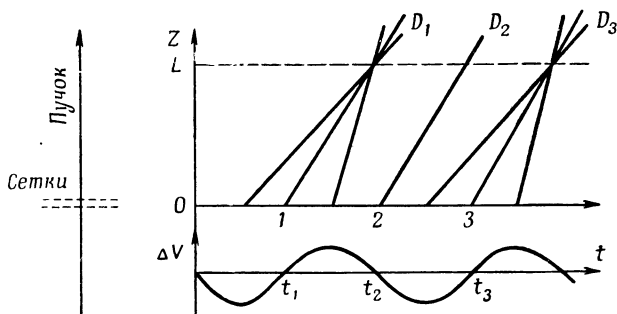
При выходе из этого пространства группирования каждый электрон получает приращение потенциальной энергии ΔU и, следовательно, приращение скорости Δv , которое зависит от момента его прихода. Затем он продолжает свой путь с приобретенной таким образом скоростью. Электроны, которые приходят в моменты t_1, t_2, t_3, \dots (при нулевом напряжении между сетками), вылетают с одинаковой скоростью v_0 , определяемой крутизной прямых D_1, D_2, D_3, \dots (фиг. 7). Остальные частицы группируются вокруг электронов 1, 3, 5, ... и удаляются от электронов 2, 4, 6, ... Действительно, электроны, приходящие в период между моментами t_1 и $t_1 - T/4$, имеют меньшую скорость, но вылетают из пушки раньше, тогда как электроны, прилетающие в период между моментами t_1 и $t_1 + T/4$, имеют большую скорость, но вылетают позднее, чем электрон 1. Очевидно, что все эти электроны могут вновь сойтись на некотором расстоянии L от сеток.

Отрезок OL носит название пространства дрейфа. Для любого электрона, например электрона 2, движущиеся впереди него частицы имеют большую скорость, а движущиеся позади него — меньшую скорость; в этом случае наблюдается аксиальная «дивергенция». Следует отметить, что образованные

таким образом электроны проходят через произвольную точку пути с частотой $1/T$.

Приступим теперь к количественному изучению явления для определения условий получения оптимального группирования, т. е. такого, при котором можно собрать в заданной точке оси и в заданном интервале фазы максимально возможное число электронов¹⁾.

Для напряжения группирования наиболее удобно применять синусоидальную форму.



Ф и г. 7. Схема группирования электронов с помощью модуляции скорости.

Пусть t — момент вхождения электрона в пространство, τ — время пролета в пространстве дрейфа и $t = t + \tau$ — момент прихода электрона в точку L . Для медленных электронов $\tau = L/v$, где $v = \sqrt{2eU/m}$. Следовательно, $\Delta v/v_0 = 1/2 \Delta U/U_0$ и $v = v_0 + \Delta v = v_0 [1 + 1/2 (\Delta U/U_0)]$. Если $\Delta U/U_0$ достаточно мало, то

$$\tau = \tau_0 \left(1 - \frac{1}{2} \Delta U/U_0 \right). \quad (14)$$

Положим $\Delta U/2U_0 = k \sin \omega t$ при $\omega = 2\pi/T$. Получим

$$t' = t + \tau_0 - k\tau_0 \sin \omega t$$

и

$$\frac{dt'}{dt} = 1 - k\tau_0 \omega \cos \omega t = 1 - K \cos \omega t,$$

полагая $K = k\tau_0 \omega$. Следовательно, согласно принципу сохранения заряда, число электронов, пролетающих через точку L за время dt' , равно общему числу электронов, проходящих через пространство группирования за все интервалы dt_1, dt_2, \dots , соответствующие интервалу dt' ²⁾. При наличии только одного из этих интервалов отношение токов i' в точке L и i в точке O равно

$$\frac{i'}{i} = \left| \frac{dt}{dt'} \right| = \frac{1}{1 - K \cos \omega t},$$

так что $dq' = i |dt'| = i |dt| = dq$.

В противном случае

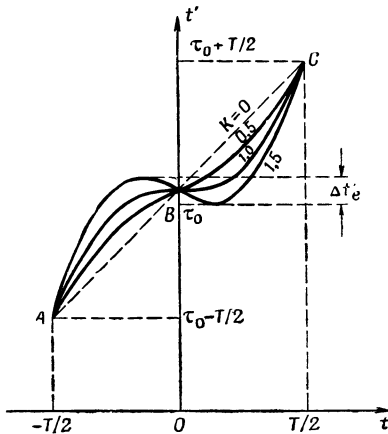
$$\frac{i'}{i} = \left| \frac{dt_1}{dt'} \right| + \left| \frac{dt_2}{dt'} \right| + \dots$$

¹⁾ В клистроне оптимальное группирование определяется по-иному, так как там надо ввести в резонатор максимальную составляющую тока в соответствующей фазе с частотой группирования.

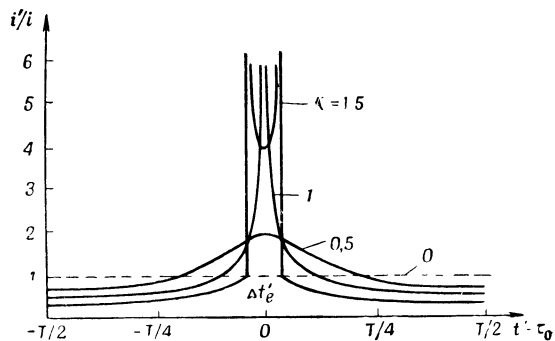
²⁾ Очевидно, что момент времени t' пролета через точку L может соответствовать нескольким различным моментам пролета через группирователь.

На фиг. 8 и 9 изображены кривые зависимости $t = f(t)$ и $i' = \varphi(t)$, соответственно, для различных значений степени группирования K . Пусть $\Delta t'$ — интервал времени, соответствующий интервалу фазы $\Delta \varphi = \omega \Delta t'$, в течение которого должно пройти максимальное количество частиц через поперечное сечение в точке абсциссы L . Так как i постоянно, надо принять максимальной длину горизонтальной проекции дуги кривой, ординаты которой входят в интервал $\Delta t'$.

Рассмотрение фиг. 8 показывает, что, так как части кривой, заключенные между O и $-T/2$ или O и $T/2$, очень выпуклы и пересекаются лишь в точках B и A или C , степень оптимального группирования является та,



Фиг. 8. Кривые зависимости $t = f(t)$ для различных значений K .



Фиг. 9. Кривые зависимости $i' = \varphi(t)$ для различных значений K .

при которой интервал $\Delta t'$ совпадает с интервалом, в котором крутизна кривой отрицательна или равна нулю. Пусть $\Delta t'$ будет этим интервалом. Соответствующие значения t' можно получить, записав (14)

$$\left(\frac{dt'}{dt} \right)_e = 1 - K \cos \omega t_e = 0.$$

Следовательно,

$$\cos \omega t_e = \frac{1}{K}$$

и

$$\omega t'_e = \arccos \frac{1}{K} + \omega \tau_0 - K \sin \arccos \frac{1}{K}.$$

Окончательно

$$\omega (\Delta t'_e) = 2 \left(K \sin \arccos \frac{1}{K} - \arccos \frac{1}{K} \right) = 2 \left(\sqrt{K^2 - 1} - \arccos \frac{1}{K} \right), \quad (15)$$

которое надо приравнять $\Delta \varphi$.

На фиг. 10 дана кривая оптимальной степени группирования $K = f[\omega (\Delta t'_e)]$. Очевидно, что число сгруппированных электронов в интервале фазы $\Delta \varphi$ возрастает с увеличением последнего. Следовательно, нужно выбрать компромиссное решение между размерами пакетов (максимум для $K = 1$) и их зарядом (возрастающим одновременно с K).

Количество электронов, сгруппированных в интервале $\Delta t'_e$, может быть легко рассчитано следующим образом: приравняем крутизну участка CD в правой части кривой к крутизне кривой в точке C (фиг. 11). Она имеет величину

$$\frac{dt'}{dt} = 1 - K \cos \omega t = 1 + K.$$

С другой стороны,

$$\Delta t'_c = \frac{T}{2} - \frac{\Delta t'_e}{2}.$$

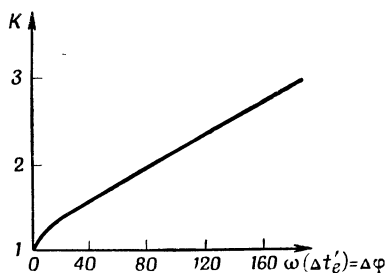
Следовательно, значения $\Delta t'_e$ выражаются уравнением (15) и графически изображены на фиг. 10 в зависимости от K . Отсюда следует, что

$$\Delta t_c = \frac{\Delta t'_c}{1+K}.$$

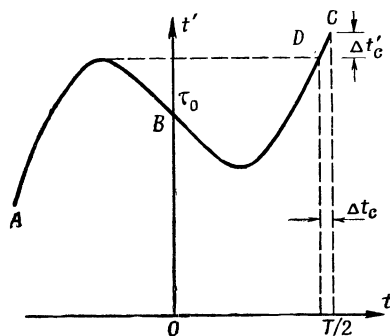
Тогда искомое соотношение дается выражением

$$g = 1 - \frac{\Delta t_c}{T/2}.$$

Все предыдущие рассуждения справедливы лишь при условиях, что пространство группирования бесконечно мало и скорость электронов также достаточно мала для того, чтобы исключить необходимость релятивистской поправки. Классическая поправка на конечность длины группирователя (если



Ф и г. 10. Кривая оптимальной степени группирования.



Ф и г. 11. Вспомогательный график для расчета количества электронов, сгруппированных в интервале Δt_c .

она не слишком велика) определяется из приравнивания результатов, полученных для группирователя с конечной длиной и для бесконечно короткого группирователя, к которому приложено действующее напряжение, умноженное на $(\sin \theta/2)/(\theta/2)$, где θ — угол пролета в группирователе.

Исходя из хорошо известного соотношения

$$eU_0 = m_0 c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right],$$

найдем после некоторых промежуточных операций

$$\frac{dv}{v_0} = 2 \left(\frac{1}{\beta^2} - 1 \right) (1 - \sqrt{1-\beta^2}) \frac{dU}{U_0}, \quad (16)$$

где $2[(1/\beta^2) - 1](1 - \sqrt{1-\beta^2}) = \delta$ — релятивистский поправочный коэффициент. Кривая зависимости δ от β представлена на фиг. 12.

Итак, можно воспользоваться классическими соотношениями для модуляции скорости при условии замены в расчетах приложенного напряжения напряжением, которое получается от умножения первоначального значения на

$$\delta \frac{\sin \theta/2}{\theta/2}.$$

Необходимо обратить внимание на наличие различных скоростей частиц в одном и том же пакете; с точки зрения работы ускорителя это явление не желательно, однако оно неизбежно при этом способе группирования.

Разброс скоростей определяется выражением

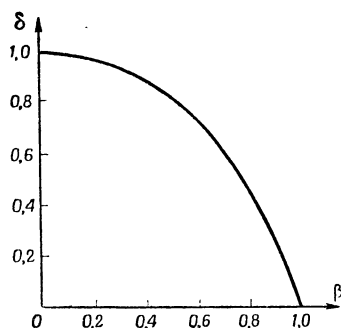
$$\frac{\Delta v}{v_0} = k = \frac{K}{\omega \tau_0}.$$

Следовательно, для заданной степени группирования K необходимо принять τ_0 возможно большим, т. е. пространство дрейфа должно иметь возможно большую длину.

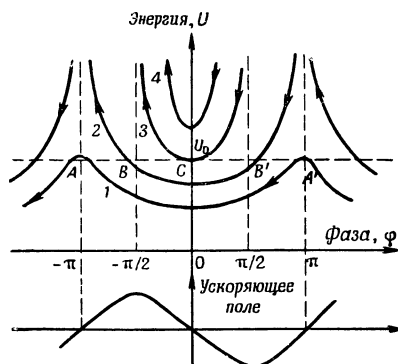
Так как $\Delta v/v_0 = 1/2(\Delta U/U_0)$, имеется дополнительное преимущество, позволяющее уменьшить напряжение ΔU , необходимое для группирователя.

Влияние предварительного группирования электронов на энергетический спектр ускорителя. Изучение траекторий частиц в линейном ускорителе электронов вообще весьма затруднительно, если изменение фазовой скорости волны происходит вдоль ускорителя. Следует отметить, что, поскольку масса электронов, находящихся в состоянии покоя, весьма незначительна, электроны очень быстро достигают скоростей, граничащих со скоростью света.

В ускорителях на большие энергии скорость волны практически постоянна и на большей части длины ускорителя равна c . В связи с этим



Ф и г. 12. Кривая зависимости релятивистского поправочного коэффициента δ от β .



Ф и г. 13. Траектории частиц на фазовой плоскости при $v_0 = c$.

ниже рассматривается этот простейший случай ускорителя с фазовой скоростью, равной c .

Слэтер [17] показал, что можно простым и изящным способом изобразить траектории частиц в фазовом пространстве (фиг. 13).

Электроны, проникающие в волновод ускорителя с энергией U_0 , равномерно распределены по всем фазам. Начальные условия для каждой частицы изображены точками пересечения горизонтали U_0 с кривыми постоянных Гамильтона $1, 2, 3 \dots$. Точки, изображающие каждую из частиц, перемещаются по одной из этих кривых в соответствии со своей траекторией. Частица, у которой изображающая ее начальная точка находится на BB' , захватывается волной и ускоряется, смещаясь по фазе до тех пор, пока асимптотически не достигнет определенного положения, соответствующего равновесной фазе. Наоборот, электроны, у которых изображающие их точки находятся первоначально на AB или $A'B'$, не захватываются волной. Их отставание по фазе бесконечно возрастает, а их энергия колеблется вокруг значения U_0 .

Чу [1—3] показал, что начальная φ_0 и асимптотическая φ_A фазы связаны соотношением

$$\cos \varphi_A = \cos \varphi_0 - \frac{2\pi}{\alpha} \left(\frac{1 - \beta_{e0}}{1 + \beta_{e0}} \right)^{1/2}, \quad (17)$$

где $\beta_{e0} = 1/c$ — начальная скорость электрона (v_{e0}); $\alpha = E_0 e \lambda / m_0^2 c$; e — заряд электрона; $\lambda = \lambda_0 = \lambda_\theta$; E_0 — ускоряющее поле.

Минимальная величина параметра, начиная с которой электроны захватываются волной и которая соответствует горизонтальной касательной к кривой 2, дана выражением

$$\alpha_0 = \pi \left(\frac{1 - \beta_{e0}}{1 + \beta_{e0}} \right)^{1/2}.$$

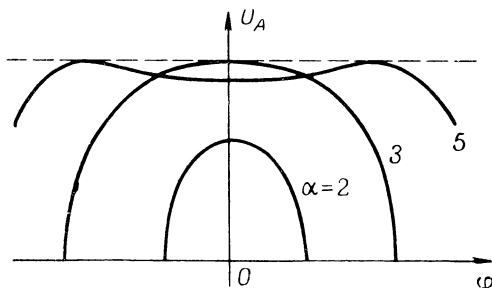
Для очень длинного ускорителя энергия на выходе U_A пропорциональна ускоряющему полю, соответствующему фазе φ_A , т. е. $\sin \varphi_A$.

На фиг. 14 представлены кривые зависимости U_A от φ_0 при некотором постоянном значении β_{e0} .

Количество захватываемых электронов определяется выражением

$$F = \frac{1}{\pi} \arccos \left[\frac{2\pi}{\alpha} \left(\frac{1 - \beta_{e0}}{1 + \beta_{e0}} \right)^{1/2} - 1 \right]. \quad (18)$$

В ускорителе, в котором не возникает проблема радиальной стабильности, в связи с тем что дефокусирующая сила равна нулю, оптимальной



Фиг. 14. Кривые зависимости U_A от φ_0 для некоторых значений α .

начальной фазой является фаза, соответствующая $\varphi_A = -90^\circ$, так как при этом энергия частиц на выходе максимальна.

С другой стороны, дифференцируя (17), получим

$$\frac{d\varphi_A}{d\varphi_0} \sin \varphi_A = \sin \varphi_0,$$

откуда следует, что разброс асимптотических фаз равен нулю при $\varphi_0 = 0$. Для того чтобы значение $\varphi_0 = 0$ соответствовало $\varphi_A = -90^\circ$, необходимо, чтобы

$$\frac{2\pi}{\alpha} \left(\frac{1 - \beta_{e0}}{1 + \beta_{e0}} \right)^{1/2} = 1, \quad (19)$$

т. е. чтобы горизонталь U_0 была касательной к кривой 3¹⁾. В этом случае наблюдается небольшое самопроизвольное группирование по фазе и энергии вокруг электрона с начальной фазой $\varphi_0 = 0$.

Следовательно, при осуществлении предварительного группирования электронов необходимо формировать пакеты вокруг этого электрона.

Исходя из выражения (17), измененного в соответствии с выражением (19), получим

$$\cos \varphi_A = \cos \varphi_0 - 1; \quad (17a)$$

при $U_A = C \sin \varphi_A$ ²⁾ находим

$$\frac{(U_A)_{\max} - U_A}{(U_A)_{\max}} = \frac{\Delta U_A}{(U_A)_{\max}} = 1 - \sin \varphi_A = 1 - \sqrt{1 - 4 \sin^4 (\varphi_0/2)}. \quad (20)$$

¹⁾ Из фиг. 13 следует, что небольшое увеличение α по отношению к величине, полученной из этого выражения, может быть выгодно использовано.

²⁾ Из (17a) следует, что захватываются только такие электроны, для которых $-90^\circ < \varphi_0 < 90^\circ$.

Это выражение определяет относительную разность между энергией выхода электрона с начальной фазой φ_0 и энергией электрона с фазой $\varphi_0 = 0$. Отсюда следует, что только 26% электронов, инжектируемых без предварительного группирования, приобретает энергию, которая отличается от максимальной $(U_A)_{\text{макс.}}$ не более чем на 5%.

С другой стороны, продолжая соблюдать условие (19), получим из (18), что только 50% инжектированных электронов захватывается волной.

Рассмотрим, в какой степени эти результаты могут быть улучшены при помощи предварительного группирования вокруг электрона с начальной фазой $\varphi_0 = 0$.

Поставим, например, перед собой задачу сообщить возможно большему количеству электронов энергию, которая отличалась бы от $(U_A)_{\text{макс.}}$ не более чем на 5%. Отношение (20) показывает, что наименее ускоренными электронами $(0,95U_A)_{\text{макс.}}$ являются те, начальная фаза которых равна $\pm 47^\circ$. Для достижения поставленной цели необходимо сгруппировать возможно большее количество электронов вблизи фазы $\pm 47^\circ$. Для этого, как показано выше, нужно задаться значением степени группирования, определенным из фиг. 10. В этом случае находим, что $K_{\text{опт.}} \approx 2$; указанным в том же параграфе методом можно рассчитать количество электронов, конечная энергия которых находится в полезной полосе. Оно составляет 76% вместо 26% в случае без группирования, т. е. втрое больше. Можно также рассчитать, что количество электронов, захваченных волной, в случае без группирования равное 50%, достигает порядка 83% при степени группирования $K = 2$.

Таким образом, предварительное группирование электронов позволяет увеличить энергию на выходе и улучшить качество энергетического спектра. К сожалению, такое группирование, как показано выше, вызывает потерю скорости на входе ускорителя. Найдем потерю энергии на выходе ускорителя $\Delta U_A/U_A$, соответствующую потере скорости на входе $\Delta\beta_{e0}/\beta_{e0}$ для одной и той же начальной фазы φ_0 . Дифференцируя уравнение (17), находим

$$-\sin \varphi_A \Delta \varphi_A = \frac{2\pi}{\alpha} \frac{1}{2 \sqrt{\frac{1-\beta_{e0}}{1+\beta_{e0}}}} \frac{2\Delta\beta_{e0}}{(1+\beta_{e0})^2}$$

и, принимая во внимание (19),

$$\Delta \varphi_A = - \frac{1}{\sin \varphi_A} \frac{\Delta\beta_{e0}}{1-\beta_{e0}^2},$$

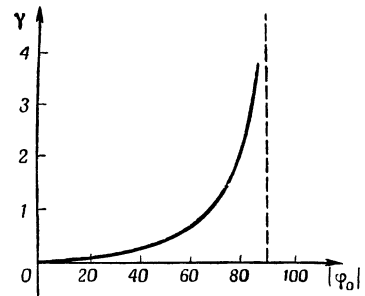
откуда

$$\frac{\Delta U_A}{U_A} = \frac{\Delta \varphi_A}{\text{tg } \varphi_A} = - \frac{1}{\sin \varphi_A \text{tg } \varphi_A} \frac{\Delta\beta_{e0}}{1-\beta_{e0}^2} = \frac{2 \sin^2 \varphi_0/2}{1-4 \sin^4 \varphi_0/2} \frac{\Delta\beta_{e0}}{1-\beta_{e0}^2}. \quad (21)$$

Кривая изменения функции

$$\gamma(\varphi_0) = \frac{2 \sin^2 \varphi_0/2}{1-4 \sin^4 \varphi_0/2}$$

представлена на фиг. 15. Потеря энергии на выходе тем меньше, чем меньше $|\gamma_0|$. Если пакеты плотно сгруппированы вокруг $\varphi_0 = 0$ и если $\beta_{e0} \leq 0,5$, то $\Delta U_A/U_A$ не превосходит $\Delta\beta_{e0}/\beta_{e0}$. Так, для пакетов, имеющих ширину $\Delta\varphi = 90^\circ$ ($K = 2$) с $\beta_{e0} = 0,5$ и $\Delta\beta_{e0}/\beta_{e0} = 2\%$, находим $\Delta U_A/U_A = 0,6\%$.



Фиг. 15. Кривая зависимости функции γ от φ_0 .

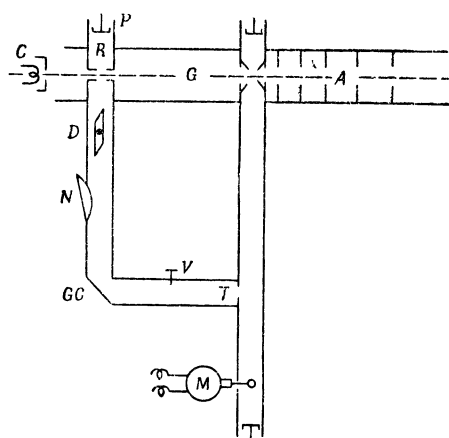
Если потеря скорости на входе обусловлена степенью группирования K , можно записать без большой ошибки, что

$$\frac{\Delta \beta_{e0}}{\beta_{e0}} = k = \frac{K}{\omega \tau_0}.$$

Тогда уравнение (21) примет вид

$$\frac{\Delta U_A}{U_A} = \gamma k \frac{\beta_{e0}}{1 - \beta_{e0}^2}. \quad (21a)$$

Случай ускорителя с переменной фазовой скоростью. Адиабатическое и неадиабатическое группирование. В малых линейных ускорителях (до нескольких $Mэв$) фазовая скорость может изменяться на значительной части полезной длины прибора. В этом случае гораздо труднее определить энергию электрона на выходе в зависимости от начальных условий (фазовая скорость).



Ф и г. 16. Принципиальная схема установки для предварительного группирования.

Чу [2], однако, показал, что, изменив соответствующим образом параметры ускоряющего волновода, можно получить на выходе ускорителя очень совершенное группирование частиц по фазе. Если использовать такую установку для инжекции электронов в большой ускоритель с постоянной скоростью, то на выходе, без сомнения, будет получен очень хороший энергетический спектр.

Однако группирование по фазе не означает группирования по энергии. Так, электроны, вылетающие из группирователя, расположенного в начале ускорителя, согласно расчетам Чу, должны быть хорошо сгруппированы по фазе в интервале $\pm 10^\circ$. Но их энергии различны в пределах от 3 до 6 $Mэв$, что свидетельствует о чрезвычайно большом разбросе.

Геревард [6], обращаясь к фазовому пространству Слэтера применительно к ускорителю с переменной фазовой скоростью, показал, что все электроны, содержащиеся первоначально в пределах одного из циклов, остаются в тех же пределах. Эта область несколько напоминает форму эллипса, в котором произведение двух осей $U \cdot \phi$ постоянно для случая, когда все параметры медленно изменяются вдоль ускорителя. Это группирование называют адиабатическим.

Такая установка не очень выгодна для ускорителя в несколько $Mэв$.

Напротив, группирование при помощи модуляции скорости не является адиабатическим. Значение U остается постоянным вдоль пространства дрейфа, тогда как значение ϕ изменяется и проходит через минимум. В этом преимущество данного метода группирования по сравнению с первым.

Один из недостатков этого метода состоит в том, что практически он может быть осуществлен лишь при малых энергиях и, следовательно, не может способствовать ускорению электронов и служить для их инжекции непосредственно в ускоритель с постоянной фазовой скоростью.

Несмотря на отсутствие количественного анализа влияния предварительного группирования электронов на процесс работы малого ускорителя, описываемый ускоритель был снабжен устройством для модуляции скорости, что обещало получение интересных экспериментальных результатов.

Конструирование установки для группирования электронов на входе ускорителя. Принципиальная схема установки представлена на фиг. 16¹⁾,

¹⁾ Плоскость чертежа параллельна меньшим боковым поверхностям 10-сантиметрового волновода.

на которой изображен изогнутый волновод GC , оканчивающийся подвижным поршнем P . Этот волновод играет роль резонатора, возбуждаемого через отверстия T магнетроном M , который питает ускоритель A . Пучок, вылетевший из пушки C , пролетает через волновод GC . Электроны подвергаются воздействию поля только в пространстве группирования R , ограниченном на расстоянии приблизительно 10 мм двумя цилиндрическими коаксиальными латунными резонаторами.

Пакеты формируются в пространстве дрейфа G . Резонансная частота волновода GC определяется положением подвижного поршня P , положением дефазатора D и степенью погружения винта V . Амплитуда напряжения, приложенного к входному резонатору, регулируется с помощью ослабителя N . Фаза его изменяется путем небольшого смещения резонансной частоты, а происходящее при этом изменение амплитуды компенсируется ослабителем.

Расчет элементов группирователя. Примем исходные данные:

$\omega = 2\pi f = 1,88 \cdot 10^{10}$ рад/сек; $K = 2$; l — длина пространства дрейфа = 310 мм; $U_0 = 24$ кв, следовательно, $v_0 = 0,3c = 9 \cdot 10^9$ см/сек и $\tau_0 = 3,4 \cdot 10^{-9}$ сек., откуда

$$k = \frac{1\Delta U}{2U_0} = 3 \cdot 10^{-2} \text{ и } \Delta U = 1,45 \text{ кв.}$$

Предположим, что пространство группирования образовано объемом R , заключенным между двумя стенками волновода GC . Известно [14], что волновое сопротивление для волны типа H_{01} определяется отношением

$$Z_c^a = \frac{2a}{b} \frac{\lambda_0}{\lambda} 377,$$

где a — высота поперечного сечения волновода, равная 3 см; b — основание поперечного сечения волновода, равное 6,6 см; $\lambda = 10$ см и $\lambda_0 = 15,2$ см.

В результате получаем, что $Z_c = 520$ см.

Если обозначить разность потенциалов между серединами противоположных стенок волновода через $U_{\text{макс.}}$, то в случае коэффициента стоячей волны, равного 1, получим

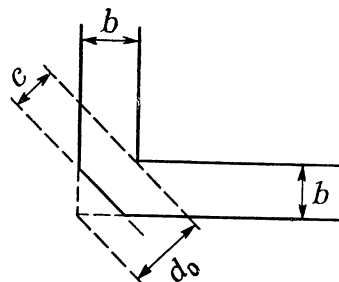
$$P^w = \frac{U_{\text{макс.}}^2}{2Z_c}.$$

Если принять $U_{\text{макс.}} = \Delta U$ (см. ниже), то найдем, что $P \approx 23$ квт. Это приблизительно на 23 дб ниже уровня мощности (300 квт, 18 кв) в основном волноводе, от которого отводится энергия, необходимая для группирователя. Найденное соотношение чрезвычайно важно; действительно, степень связи отверстия T (см. фиг. 16) едва достигает 30 дб [18]. Вместо рассмотрения другого метода связи, позволяющего осуществить сильную связь (которая к тому же отрицательно сказывалась бы на согласовании с магнетроном), был сконструирован с помощью волновода GC резонатор, слабо связанный с основным волноводом.

Резонатор GC . Прежде всего необходимо было избежать мешающих отражений, связанных с изгибом. Форма изгиба, которую довольно легко реализовать, показана на фиг. 17.

Для изгиба 90° находим

$$\frac{c}{a_0} = \frac{c}{b\sqrt{2}} = 0,6.$$



Ф и г. 17. Схематическое изображение изогнутого волновода без отражения.

Таким образом, установлено, что этот изгиб дает незначительное отражение, которым можно пренебречь.

Отверстие для связи с основным волноводом имеет диаметр 20 мм. Степень связи в этом случае равна 30 дБ [18]. Следовательно, на входе разветвленного волновода имеем: $U_{\text{макс.}} = 0,56 \text{ кВ}$. На другом конце поршень P , осуществляющий короткое замыкание (см. фиг. 16), расположен на расстоянии $11,3 \text{ см} \approx 3\lambda_0/4$ для частоты 3000 МГц от группирователя R таким образом, что пучность стоячей волны совпадает с местом расположения поршня P . Напряжение в этой точке рассчитывается следующим образом: возьмем электромагнитную линию (или волновод) с постоянной распространения $\gamma = \alpha + j\beta$, замкнутую накоротко на одном конце ($z = 0$) и питаемую напряжением U_s — на другом ($z = l$).

В точке z напряжение равно $U_z = U_s (\text{sh } \gamma z / \text{sh } \gamma l)$.

Если постоянная пространственного затухания достаточно мала, то можно записать

$$\text{sh } \gamma z \approx \alpha z \cos \beta z + j \sin \beta z.$$

С другой стороны, если $l = k(\lambda_0/\alpha P)$, то получается резонанс и $\sin \beta l = 1$, $\cos \beta l = 0$.

Следовательно, можно записать

$$U_z = jU_s, \frac{\sin \beta z}{\alpha l},$$

абсолютное значение максимальной величины этого выражения равно $U/\alpha l$.

В данном случае (латунный волновод, сечение 29,5·66,4 и $\lambda = 10 \text{ см}$) имеем

$$\alpha = 0,02 \text{ дБ/м} = 2,3 \cdot 10^{-3} \text{ непер/м}$$

и

$$l = 1,35 \text{ м},$$

откуда

$1/\alpha l = 320$ и $(U_z)_{\text{макс.}} = 180 \text{ кВ}$ — величина, соответствующая коэффициенту добротности.

Действительно, чтобы уменьшить время пролета в группирователе, последний должен состоять из двух малых металлических цилиндров с тонкими стенками внутренним диаметром 10 мм, расположенных между большими стенками волновода, перпендикулярно к ним, один против другого. Таким образом, пространство группирования уменьшается до 5 мм в длину. Полагая, что поле в этом пространстве однородно, рассчитываем поправочные коэффициенты:

$$(\sin \theta/2) (\theta/2) = 0,95 \text{ и } \delta = 0,93$$

(см. выше). Общая поправка составляет 0,88, т. е. достаточно велика. В то же время группирователь представляет некоторую емкость, пренебрегать которой не следует. Поэтому поршень P устанавливается не на $3/4 \lambda$, а на расстоянии (определенном путем измерения), при котором эта емкость обуславливает вместе с реактивным сопротивлением, вносимым поршнем P , резонанс. В этом случае часть волновода RP имеет длину $3/4 \lambda_0$, не шунтируемую емкостью. Таким образом, находим вновь максимальное напряжение в R , причем сделанные выше расчеты остаются в силе.

Аппаратура для настройки. Фазовращатель. Длина волновода GC не может точно соответствовать длине, при которой возникает резонанс. В связи с этим было сконструировано устройство, позволяющее регулировать эквивалентную длину резонатора. Таким устройством является фазовращатель (см. фиг. 16), состоящий из длинного куска плексигласа (380 мм) толщиной 13 мм, вытянутого с обоих концов (для устранения мешающих отражений) и перемещающегося в волноводе параллельно большим стенкам волновода и плоскости чертежа.

Диафрагмы. Диафрагма d_1 расположена на расстоянии 50 мм от оси симметрии магнитного поля и образуется концом трубки длиной 200 мм и внутренним диаметром 10 мм. Она предназначена для устранения тех электронов, которые, имея неблагоприятную начальную фазу, удалены от оси под влиянием дефокусирующих сил. Отверстие в диафрагме d_2 , находящейся на расстоянии 50 мм от оси симметрии H , может иметь две различные величины: 1 и 0,2 мм. Диафрагма состоит из металлической пластинки заводского изготовления, скользящей в вертикальных салазках. Ее движение регулируется извне через сочленение Вильсона. При каждом положении, соответствующем концу ее хода, одно из двух отверстий, прорезанных в этой пластинке, оказывается перед пучком электронов. Во время регулировки большое отверстие ($\varphi=1$ мм) отделяет полезный пучок электронов; во время выдержки его заменяет малое отверстие ($\varphi=0,2$ мм).

Наконец, третья диафрагма, расположенная на расстоянии 50 мм от второй, представляет собой отверстие диаметром 2 или 3 мм, прорезанное в плоской, как и все рассматриваемые в этой конструкции предметы, подставке (золотая или алюминиевая пластинка, листки слюды). Эта подставка, укрепленная на конце вертикального стержня, пересекающего сочленение Вильсона, имеет две степени свободы (вращается вокруг одной оси со стержнем и перемещается параллельно этой оси).

Фокусирующая катушка. Фокусирующая катушка является главным элементом дифрактографа. Действительно, количество электронов на выходе ускорителя было бы слишком мало для получения необходимого пучка, если регулировать лишь диафрагмы с малыми отверстиями, так как в этом случае терялось бы слишком много электронов. Наоборот, примененная нами линза позволяет сконцентрировать все «гауссовы» лучи, исходящие из d_2 , в сильно освещенной точке.

При расчете размеры магнитной экранированной линзы принимались малыми, а толщина ее бесконечно малой. В расчет вводилась релятивистская поправка. Число необходимых ампер-витков определяется выражением

$$A = 260 \sqrt{\frac{Uds}{ab}},$$

где U — ускоряющее напряжение электронов, кВ; d — диаметр горловины линзы, см; a и b — расстояние от линзы до объекта и изображения, см; $s=a+b$, см.

В данном случае $a=40$, $b=90$, $s=130$, $d=0,8$. Для 1 Мэв $A=1430$ ампер-витков. Катушка имеет 2200 витков проволоки 5/10 и ток нагрузки 1 а. Магнитизирующий ток регулировался потенциометром, питаемым от аккумуляторной батареи.

Устройство дифрактографа. Перед линзой расположена латунная трубка с меньшим диаметром. Позади линзы помещается большая трубка из дюралюминия размером 85×100 мм, через которую можно наблюдать всю интересующую нас часть диаграммы дифракции. Сочленение Вильсона, через которое регулируется положение подставки, укреплено на этой трубке. Положение объекта отмечается с помощью стрелки и шкалы, нанесенной на металлическую пластинку.

Флуоресцирующие экраны. Величины контролируемых параметров, изображаемые на экране, передаются на расстояние. Для устранения вредного влияния рентгеновых лучей использовалось в качестве подложки для флуоресцирующего слоя свинцовое стекло толщиной 10 мм. Этот слой получен на основе сернистого соединения цинка, который в виде порошка растворяется в ацетоне¹⁾. Несколько капель коллодия придает этой смеси вязкость. Путем пред-

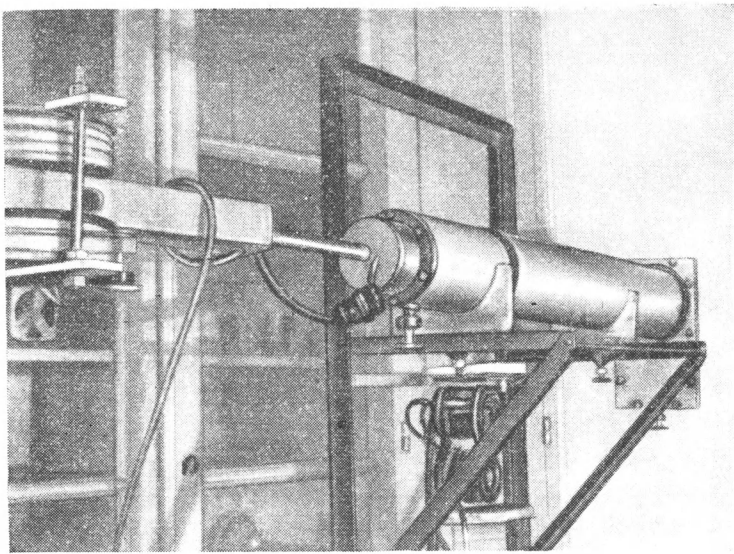
¹⁾ Если подложка флуоресцирующего слоя сделана из плексигласа, то употребление ацетона следует избегать или употреблять его в малых количествах, так как он разъедает плексиглас.

ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ, ОБЛАДАЮЩИХ ЭНЕРГИЕЙ ПОРЯДКА 1 Мэв

Как указано в предыдущем разделе, дифракция электронов использована в описываемой работе для эталонирования по энергиям частиц, выходящих из исследованного линейного ускорителя. Цель этой части описания заключается прежде всего в изложении экспериментальной техники, примененной для таких измерений. В результате проведенной работы выяснилось, что ускоритель легко обеспечивает быстрое получение дифрактограммы электронов с большой энергией, причем энергия может регулироваться в широком диапазоне. Поэтому имевшаяся аппаратура лишь с некоторыми небольшими изменениями использовалась для изучения дифракционных диаграмм различных типов, полученных с помощью преломляющих объектов различной структуры. Основной упор делался на получение и исследование линий Кикучи. Было произведено сравнение полученных результатов с теми, которые предусмотрены теорией, а также с результатами других авторов, работавших с меньшими энергиями.

1. Техника эксперимента

Дифрактограф¹⁾. Принципиальная схема дифрактографа осталась той же, что и на фиг. 3, но размеры его увеличены: 400; 50 и 834 мм вместо 250; 50 и 410 мм соответственно. Увеличение расстояния между линзой и диафрагмой d_3



Ф и г. 20. Общий вид дифрактографа.

позволяет концентрировать лучи на диафрагме, на которой находится предмет, вызывающий дифракцию электронов. Изображение получается на флуоресцирующем экране E . Произведя соответствующую наладку прибора, вставляем пленку (или фотографическую пластинку) f , которая установлена на съемной подставке. На фиг. 20 представлен общий вид всей установки. Слева видны две магнитные отклоняющие катушки монохроматора. На одном из столбиков рамы подставки установлены два реостата управления ускорителем, которыми можно манипулировать во время наблюдения на флуоресцирующем экране.

¹⁾ Имеется в виду последняя примененная модель, сконструированная с учетом опыта, полученного на двух экспериментальных моделях, которые были вдвое короче.

варительных опытов очень важно установить оптимальные пропорции ацетона, коллодия и флуоресцирующего материала, так как в случае образования слишком густой пленки световые лучи не смогут проникнуть через нее. Чтобы получить однородный и не очень жесткий слой, применялся следующий метод: на середину совершенно чистой горизонтально расположенной стеклянной пластинки медленно наливают флуоресцирующий препарат. Затем сообщают пластинке регулярное движение, состоящее из вращения вокруг вертикальной оси, проходящей через ее центр, и вращения вокруг собственной оси, образующей небольшой угол с первой осью. Таким образом, флуоресцирующее вещество распределяется равномерно по всей поверхности стекла. Полученный таким способом экран очень прочен. В связи с тем, что заряд падающего пучка очень мал, оказалось нецелесообразным металлизировать флуоресцирующую поверхность.

Именно в связи с малой интенсивностью пучка необходимо до начала наблюдения обеспечить полную темноту и выждать, чтобы глаз привык к ней. При полном свете в отсутствие объекта, вызывающего дифракцию электронов, наблюдается только плотное пятно, изображающее диафрагму d_2 .

Единственными диаграммами, которые можно было видеть непосредственно, даже при свете, были диаграммы Кикучи. В кольцах Дебая — Шеррера или в точечных диаграммах виден только центр, плотный, окруженный круглым, менее плотным пятном. Это последнее явление обусловлено рассеянием электронов молекулами объекта, вызывающего дифракцию электронов; оно мешает кольцам или точкам выделяться на фоне. Другой причиной, вызывающей неясность изображения, является рассеянный свет, обусловленный действием центрального пятна и отраженный на заднюю поверхность стеклянной пластинки. Оба эти явления сказываются гораздо меньше при линиях Кикучи, так как в этом случае центр изображения освещен гораздо меньше и диаграмма распределяется по всему экрану.

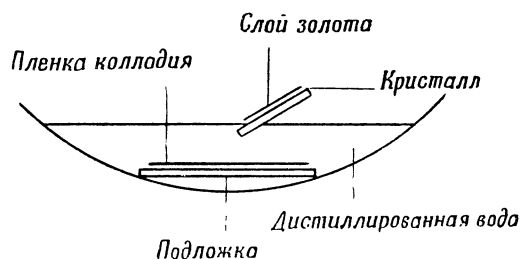
Предпринимались попытки получить изображение большей интенсивности, исходя из того, что при более низкой энергии электронов световая отдача экрана может улучшиться. С этой целью на флуоресцирующем слое размещались листки алюминия постепенно возрастающей толщины (от 0 до 0,4 мм) и для освещения использовался рассеянный пучок электронов с энергиями около 1 Мэв, полученный в результате прохождения его через листок слюды толщиной порядка нескольких микрон. Оказалось, что наиболее яркой частью экрана была та, которая находилась за алюминиевой пластинкой толщиной от 0,1 до 0,2 мм. После этого был построен маленький круглый экран из металлического листка толщиной 0,2 мм, на открытую поверхность которого был нанесен флуоресцирующий материал. Экран наблюдался на расстоянии при помощи соответствующих приборов. Постепенно уменьшая толщину флуоресцирующего слоя лезвием бритвы, можно было наблюдать плотное и особенно ясное пятно диаметром 0,5 мм. Опыты были прерваны в связи с вредностью их для наблюдателя.

Фотографические эмульсии. Исследовались пленки пяти типов:

- 1) рейоскоп (фирмы «Кодак»);
- 2) пателит — орто (фирмы «Кодак—Патэ»);
- 3) люмьер для фотомеханических методов;
- 4) типа М для рентгеновых лучей (фирмы «Кодак»);
- 5) дефиникс для рентгеновых лучей (фирмы «Кодак»).

Пленка рейоскоп несколько чувствительнее к электронам, чем пленки двух последующих типов. Но качество изображения на ней хуже, и она очень чувствительна к свету. Второй и третий типы пленки обладают практически теми же свойствами. Четвертый и пятый типы при большом расстоянии до источника являются наиболее чувствительными (в 10—15 раз), из них дефиникс требует меньшей экспозиции, но четкость изображения на ней хуже, чем у пленки типа М. В этом отношении пленки этих двух типов явно уступают

Изготовление образцов. Пленка золота. Необходимо было на круглую поверхность диаметром от 2 до 3 мм нанести пленку из аморфного золота толщиной от 10^{-5} до 10^{-4} см. Подложка в данном случае обязательна. Она состоит из тонкой пленки коллодия, растворенного в амилацетате. Эта подложка аморфна и, если она достаточно тонка, то не вызывает регулярной дифракции электронов и их заметного рассеяния. Изготавливается она следующим образом. Маленькая пластинка из меди или латуни размерами $25 \times 10 \times 0,5$ мм, имеющая в центре отверстие диаметром 2 или 3 мм, кладется внутрь часового стекла, которое почти полностью заполняется дистиллированной водой. Затем осторожно наливают от 2 до 6 капель 10%-ного раствора коллодия в амилацетате. Через 15 мин. (или в меньший промежуток времени при наличии источника тепла либо зажженной осветительной лампы) на поверхности воды образуется тонкая и крепкая пленка. При избытке коллодия пленка сморщивается. Необходимо, чтобы пленка была гладкой и отражаемый ею свет был равномерным. Затем наклоняют часовое стекло, чтобы удалить воду.



Ф и г. 22. Схема получения образца для дифрактографа.

Пленка прилипает к подложке и вокруг нее к поверхности стекла. Ее трудно снять даже с помощью лезвия бритвы, особенно пока она не подсохла. Рекомендуется взять подложку пинцетом, держа ее в горизонтальном положении. Пленка вокруг подложки разрывается, и края, загибаясь, прилипают к внутренней поверхности. Вначале золото наносилось непосредственно на пленку путем осаждения паров в вакууме: золотая нить сечением от 5×10 до 10×10 мм и длиной около 15 мм помещалась в танталовый тигель в виде желоба ($40 \times 5 \times 0,2$ мм), через который пропускался ток 30 а. Через 2 или 3 мин. подложка, помещенная в 4 или 5 см от тигля, покрывалась довольно плотным слоем золота. К сожалению, пленка коллодия в том месте, где пробито отверстие на подложке, часто разрывается под действием излучаемого тепла или столкновения частиц золота. Поэтому был принят другой способ осаждения.

Вначале путем осаждения паров в вакууме наносился слой золота на равную грань кубического кристалла каменной соли со стороной 1 см. Требуемая толщина слоя золота определялась по наличию голубовато-серого цвета, который приобретал кристалл на фоне белой бумаги. После просушки пленки коллодия на подложке приблизительно в течение 1 часа подложку помещали на совершенно чистое часовое стекло и осторожно заполняли его дистиллированной водой, стараясь избежать отставания слоя коллодия от подложки. Затем кристалл соли медленно опускали в воду над подложкой, как указано на фиг. 22. Листок золота постепенно отделялся и плавал на поверхности. При удалении воды листок поддерживался таким образом, чтобы он опустился на пленку коллодия, закрывая отверстие подложки. После просушки на воздухе образец был готов.

Оксид цинка (ZnO). Тонкий листок цинка расплющивают молотком до толщины, меньшей 0,1 мм. Затем его разрезают на стержни шириной от 1 до 2 мм. Один из них пропускают¹⁾ через пламя газовой горелки, держа над пламенем

¹⁾ Стержень находится в пламени столько времени, сколько требуется для того, чтобы началось сгорание.

пленкам второго и третьего типов. Тем не менее, вероятно, пленка типа дефиникс является наиболее подходящей для описанных потребностей.

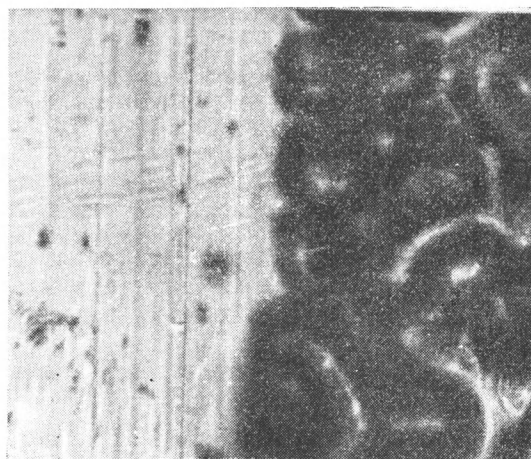
С пленками были проведены те же опыты по увеличению яркости изображений, что и для экранов. Подвергнув пленки типов 3 и 5 более или менее равномерному освещению, как описано в предыдущем разделе, было отмечено, что потемнение возрастало в следующем порядке:

1. Тип 3 — с лицевой стороны.
2. Тип 3 — с обратной стороны.
3. Тип 3 — с обратной стороны, за верхним слоем пленки.
4. Тип 3 — с приклеенной липкой прозрачной лентой.
5. Тип 5 — с обеими поверхностями, покрытыми эмульсией.
6. Тип 5 — с приклеенной липкой лентой.

Дополнительно установлено, что замедленные электроны сильнее воздействуют на чувствительный слой.

Было также замечено, что пленка темнела сильнее, если непосредственно за ней поместить пластинку из латуни. Это, вероятно, обусловлено излучением пластинкой рентгеновых лучей.

Что касается липкой ленты, то она обладает особыми свойствами, так как изображение проявляется лишь тогда, когда липкая поверхность



Ф и г. 21. Микрофотография куска липкой ленты, наклеенной на пластинку из латуни.

свободно приклеена к пластинке. Оказалось, что при проявлении пластинки, подвергнутой или не подвергнутой действию дневного света, на ней не обнаруживалось каких-либо изменений, если предварительно на нее был наклеен кусочек липкой ленты, который затем осторожно отклеивался во избежание «трибоэлектрического» эффекта. Следовательно, интенсифицирующее действие этой ленты объясняется воздействием электронов на состав клей — эмульсия. Это хорошо видно на фиг. 21, которая представляет собой микрофотографию, сделанную на металлографическом микроскопе, куска липкой ленты, частично наклеенной на пластинку и подвергнутой затем воздействию электронов. Незаклеенная часть имеет тот же вид, что и первоначально.

Наоборот, на заклеенной части наблюдаются крупные хлопья.

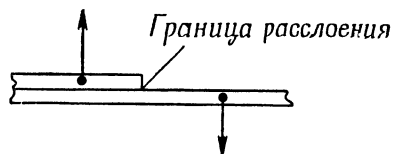
Следует отметить, что расположение ленты поверх слоя эмульсии, по-видимому, не уменьшает четкости изображения.

В выполненной работе этот прирост чувствительности не мог быть использован, так как ширина применявшихся лент была слишком мала.

металлическую сетку с тонкими звеньями (например, из нити толщиной 20 мкн, но не 40 мкн). Яркий беловато-голубой свет появляется одновременно с густым белым дымом, который ложится на сетку. Операцию часто приходится повторять по нескольку раз для получения достаточного количества осажденной окиси.

Сгорание начинается тем скорее, чем тоньше и чище цинковые стержни. Если сгорание начинается не сразу, то продолжать операцию бесполезно.

Тонкие пластинки слюды. В проведенной работе всегда использовалась разновидность слюды, называемая «мусковит». Несмотря на то, что слюда отслаивается легче, чем другие минеральные вещества и притом весьма ровными пластами, далеко не всегда удается получить очень тонкие пластинки, параллельные естественному расположению слоев, с поверхностью, подходящей для проводимых экспериментов; толщина пластинок не должна превышать 5 мкн, а для точечной диаграммы должна быть менее 1 мкн. С другой стороны, полезная поверхность должна быть совершенно плоской и ровной и иметь размеры не менее 2 мм в диаметре.



Ф и г. 23. Схема получения очень тонких листов слюды.

Получение образцов слюды нужной формы осуществлялось следующим образом.

От кусков и пластин слюды, имеющих в продаже, можно легко отделить листки толщиной в несколько десятых миллиметра с хорошо отслаивающейся поверхностью. Для еще большего уменьшения толщины в толщу листа сбоку, параллельно поверхности отслоения, вводилось острое перочинного ножа или, что лучше, тонкая игла. Затем вводили закругленный угол тонкого картонного листка, придавая ему медленное синусоидальное движение с большой амплитудой и постепенно углубляя его в слюду. В результате листок слюды разделяется на две части, причем толщина наиболее тонкой части убывает скачками, на высоту целого числа элементарных слоев. В некоторых случаях при внимательном наблюдении можно заметить на краях полученных таким образом листков довольно большие участки толщиной порядка 1 мкн. Вообще же поверхность пластинки гладкая, плоская и ровная.

Для дальнейшего уменьшения толщины пластинки листок слюды прокалывают заостренными пинцетом в двух близко расположенных точках, разделенных границей расслоения, и разрывают листок (фиг. 23). Таким образом постепенно удастся получить очень тонкие и ровные листки малой поверхности.

Для получения диаграммы Кикучи совершенно необходимо, чтобы облучаемый образец был плоским и ровным, имея постоянную толщину. В этом легко убедиться, взглянув на изображение, которое получается под различными углами зрения от совершенно прямой линии, образованной, например, сильно освещенной гранью образца. В этом случае способ крепления пластинки из слюды на подложке играет основную роль; чтобы она не покоребилась, ее просто кладут на подложку и накладывают на один из ее углов полосу клейкой бумаги, которая прилипает также и к подложке.

Условия горизонтальности и равномерности не столь важны, если речь идет о точечных диаграммах.

Определение толщины облучаемых образцов выдвигает другую задачу. Для этой цели могут быть применены механические приборы, например микрокатор, выпускаемый фирмой «Йогансон». В принципе, этот прибор позволяет измерять толщину до 0,1 мкн. Объект помещается между неподвижной накопательной и подвижным щупом. Вертикальное движение последнего вызывает вращение прозрачного диска, на котором нанесена тонкая стрелка,двигающаяся над градуированным диском. В этом случае возникают два затруднения, присущие механическим процессам. Во-первых, давление, которое достигает

при измерении приблизительно 50 г, сплющивает измеряемый объект, уменьшая его толщину (если не разрушает его полностью). Во-вторых, различные поверхности, с которыми соприкасается прибор в процессе измерения, часто покрыты слоем пыли, превышающим 0,1 мкн.

Сотрудники Центральной лаборатории вооружения частично преодолели эти затруднения, несколько изменив конструкцию микрокатра. Во-первых, давление при измерении было уменьшено приблизительно до 15 г путем введения системы с пружиной, уравновешивающей тяжесть щупа. Во-вторых, наковальня была заменена полуцилиндром, а щуп — поверхностью вращения с большим радиусом кривизны. При совершенно чистых поверхностях могут быть измерены толщины до 0,1 мкн. Сплющивание измеряемой поверхности составляет менее 0,1 мкн. Таким образом, удалось измерить толщину, начиная с 0,7 мкн.

Несомненно, что в подобном случае более пригоден оптический метод. Так как двойное лучепреломление тонких пластинок слюды почти незаметно, был применен интерферометрический метод.

Принцип этого метода заключается в том, что на спектроскопе наблюдают пучок света, нормально отраженный частью пластинки, толщину которой хотят определить. Если источник белый, то и отраженный свет будет совершенно белым (при достаточно тонкой пластинке наблюдаются цветные кольца Ньютона). Наблюдаемые полосы появляются в результате интерференции между двумя отраженными лучами на передней и задней сторонах слюдяной пластинки. Они соответствуют длине волны λ , определяемой выражением

$$2ne = k\lambda,$$

где e — толщина пластинки; n — показатель преломления, соответствующий λ ; k — любое целое число. Возьмем две последовательные интерференционные полосы $\lambda_1 n \lambda_2$ ($\lambda_1 > \lambda_2$); очевидно, что

$$k = \frac{\lambda_2 n_1}{n_2 \lambda_1 - n_1 \lambda_2},$$

$$e = \frac{1}{2} \frac{\lambda_1 \lambda_2}{n_2 \lambda_1 - n_1 \lambda_2}.$$

Следовательно, искомая толщина e части пластинки, которая может иметь очень малые размеры, находится путем определения двух длин волн. Существуют спектроскопы с постоянной разверткой, которые позволяют определить длину волны непосредственно по градуированной шкале, имеющей вид спирали.

В приведенных выше формулах можно считать, что $n_1 = n_2 = 1,60$, допустив при этом ошибку, не превышающую 1%, если принять во внимание полосы, граничащие с желтым цветом. Тогда получим

$$e = \frac{1}{3,2} \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\Delta \lambda}.$$

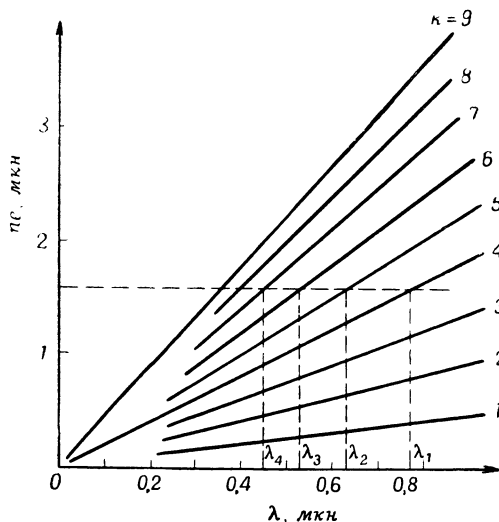
Плотность спектра пучка света, отраженного слюдой, изменяется, как $1_\lambda \sin^2(\pi \delta / \lambda)$, где δ — разность длин пути, равная $2ne$, и 1_λ — плотность спектра падающего света. Поэтому линии затухания, по существу, отсутствуют, а имеются скорее темные полосы, которые тем шире, чем меньше толщина пластинки. Поэтому длину волны, для которой $\delta = \lambda$, не всегда легко определить. Ошибка в этом случае, по-видимому, составляет около 30 Å для $e = 1$ мкн.

Приняв ошибку для k , равной 0 (поскольку k — целое число, малое для тонкой пластинки), можно найти полную относительную ошибку для e

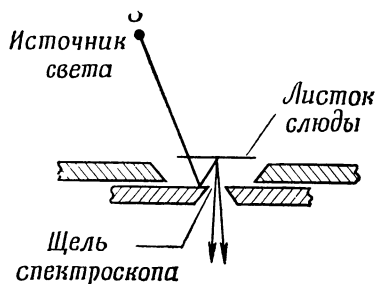
$$\frac{\Delta e}{e} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} + \frac{\Delta n}{n} \leq \frac{30}{5000} + \frac{1}{100} < 2\%.$$

Номограмма, изображенная на фиг. 24, может быть использована, в частности, для быстрого определения толщины e .

Из номограммы следует, что для $ne \leq 0,6$ мкн (т. е. при $e \leq 0,36$ мкн для слюды) в видимом спектре имеется только одна полоса и в принципе измерение невозможно. Если же длина волны этой полосы больше 0,6 мкн, то она соответствует $k = 1$. Неопределенность существует лишь в том случае, если длина волны меньше 0,6 мкн. Однако если определить ширину полосы, то можно сделать выбор между $k = 1$ и $k = 2$. Действительно, если принять $\varepsilon = 1/8$ и $\varepsilon = -1/8$, то дробные значения соот-



Ф и г. 24. Номограмма для расчета толщины.



Ф и г. 25. Принципиальная схема измерения толщины с помощью спектроскопа.

ветствуют двум точкам на половине высоты кривой $\sin^2(\pi i/\lambda)$. Если λ' и λ'' — соответствующие длины волн, то очевидно, что

$$\lambda' - \lambda'' \simeq \frac{2\varepsilon\lambda_k}{k},$$

где λ_k — длина полностью затухшей волны. Отсюда

$$k \simeq 0,25 \frac{\lambda_k}{\lambda' - \lambda''}.$$

Для $ne < 0,2$ мкн измерение невозможно.

Принципиальная схема измерения толщины с помощью спектроскопа показана на фиг. 25. Листок слюды укрепляется с помощью липкой ленты на платине, частично покрывающей края щели, которые должны быть очень гладкими; затем производится анализ одного из световых лучей, рассеянных краями этой щели. Если бы не применялась телепередача, то наблюдатель был бы ослеплен сильным прямым светом, а полосы были бы едва заметны.

II. Дифракция электронов. Результаты

Кольца Дебая — Шеррера. Самая высокая энергия, полученная при опытах с дифракцией электронов, насколько известно, равна приблизительно 1030 кэв.

Для получения этого результата Хюг [7] в 1935 г. использовал β -лучи от радиоактивного источника. При помощи магнитной линзы он заставлял эти лучи сходиться на фотографической пластинке, пропустив их предварительно через тонкий слой аморфного золота, имеющий форму круга диаметром 50 мм. Для получения видимых колец он вынужден был выдерживать пластинки в течение нескольких дней.

Имеющиеся в настоящее время ускорители частиц позволяют возобновить эти опыты в более благоприятных условиях. Так, несмотря на необходимое диафрагмирование с примененным ускорителем благодаря концентрирующей линзе, были получены четкие кольца приблизительно до 1100 кэв при выдержке не более 10 мин. Более того, диаметр облучаемого золотого диска не превышал 3 мм.

Изготовление его также соответственно упрощено. Ускоряющая энергия регулировалась в пределах от 50 до 1000 кэв с помощью реостата по показаниям миллиамперметра. В связи с этим намагничивающий ток монохроматора, подаваемый от аккумуляторной батареи, был очень устойчив.

На фиг. 26,а видны кольца Дебая, полученные с помощью слоя золота при 600 кэв. Табл. 2 относится к этому снимку.

Таблица 2

Кольцо	(111) (200)	(220)	(311) (222)	(331) (420)	(531) (442) (600)
	Измеренные				
Диаметр, мм	9	10,2	15,05	17,52	23,15
λ , экс-единиц	12,62	12,41?	12,72	12,58	12,70

Кольца (422), (333) и больших размеров не занесены туда, так как они не видны на фотометрической кривой. Однако их можно различить на негативе. Исключив кольцо (200), диаметр которого неизвестен, можно взять для λ величину 12,7 экс-единиц с точностью до 1%.

Фиг. 26,б воспроизводит кольца, полученные с помощью слоя окиси цинка при 600 кэв. Снимки для электронов, обладающих энергией 1 Мэв, получены с помощью опытного дифрактографа, вдвое короче описанного выше. Соответствующие кольца настолько малы, а контраст между центром и краями настолько велик, что не удалось получить удовлетворительных снимков.

При всех этих опытах фокусирующая катушка дифрактографа регулировалась таким образом, чтобы дать на пластинке в отсутствие объекта, вызывающего дифракцию электронов, возможно более тонкое пятно (около 0,5 мм).

Точечные диаграммы (двух- и трехразмерные, или «типа N и L»). Точечные диаграммы были получены при помощи тонких пластинок слюды (мусковита). Падающий пучок в отсутствие объекта, вызывающего дифракцию электронов, сосредоточен на фотографической пластинке. Наилучшие снимки с равномерным распределением почернения, с многочисленными и ясными точками получаются при энергии в пределах от 500 до 1000 кэв при помощи пластинок толщиной от 0,5 до 0,8 мкн (соответствующие цветные кольца Ньютона окрашены в зеленый и красный цвета).

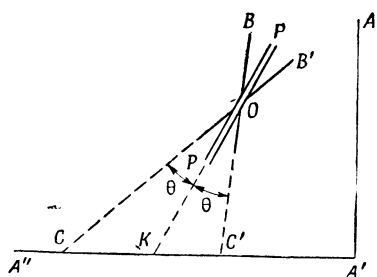
С увеличением толщины пластинок количество видимых точек уменьшается, особенно на периферии, тогда как рассеянные электроны затемняют фотографическую пластинку все более и более равномерно, а затем полностью. Для толщины 5 мкн и энергий электронов около 1 Мэв различается лишь центральное пятно, теряющееся в постоянном сером фоне. На фиг. 26,в, г, д изображены снимки для слюды при энергиях 1050, 900 и 600 кэв соответственно.

Целое число, обозначающее точки, появляющиеся на этих снимках, имеет величину того же порядка, что и число, которое получается при обычных уровнях энергии (40—50 кэв); равным образом и число колец Дебая — Шеррера приблизительно одно и то же в обоих случаях, если толщина объекта, вызывающего дифракцию электронов, имеет оптимальное значение.

ными линиям снимка, либо аберрацией падающего пучка, правая часть которого имеет форму эллипса с малой осью, параллельной этим линиям, вместо круга.

Диаграммы Кикучи (тип Р). В связи с тем что процесс образования линий Кикучи [13] еще не вполне ясен, было бы полезно провести несколько опытов для изучения этого явления при энергиях, значительно превосходящих обычно применяемые в электронной дифрактометрии. С другой стороны, динамическая теория дифракции находит широкое применение при изучении диаграмм Кикучи, где представляется возможность сопоставить теорию с практикой.

Диаграммы дифракции электронов Кикучи типа Р представляют большое число пар прямых линий. Из двух прямых, составляющих пару, одна всегда темнее другой, именно той, которая ближе к следу падающего на пленку пучка. Когда этот пучок имеет цилиндрическую форму, линии Кикучи могут



Ф и г. 27. Схема получения диаграмм Кикучи.

быть получены только при условии, что толщина объекта, вызывающего дифракцию¹⁾, превосходит толщину, необходимую для получения точечных диаграмм.

Это объясняется следующим образом [13]. При достаточной толщине объекта, т. е. приблизительно равной 0,1 мкн, и при энергии 50 кэв возникает большое количество упругих столкновений между частицами кристалла и падающими электронами. Эти последние теряют энергию (вследствие электромагнитного излучения, ионизации и т. д.) и рассеиваются во всех направлениях. Боль-

шая часть из них вызывает почти равномерное потемнение эмульсии. Во всяком случае, есть и такие, которые отклоняются при столкновении, не теряя значительного количества энергии (около 100 э). Они могут еще интерферировать (так как они когерентны) и дать соответствующую диаграмму на сером фоне, обусловленном рассеянием. Так, пучок, подобный BO (фиг. 27), отразится, согласно закону Брэгга, на ретикулярных плоскостях P и попадет на пластинку A' A'' в точке C. Траектория пучка совпадает с прямой (фактически это гипербола с очень большим радиусом кривизны). Следовательно, потемнение пленки увеличивается в точке C и уменьшается в точке C'. Но другой пучок, когерентный B'O и колинеарный OC, может вызвать обратный эффект в этих двух точках. Полагаем, что луч B'O более наклонен к начальному направлению AA', чем луч BO, и, следовательно, менее интенсивен. В итоге получим более темную линию в точке C и параллельную линию в точке C', более светлую, чем фон.

Если d расстояние между ретикулярными плоскостями P, то угловое расстояние двух прямых, образующих пару, равно

$$2\theta = \lambda/d.$$

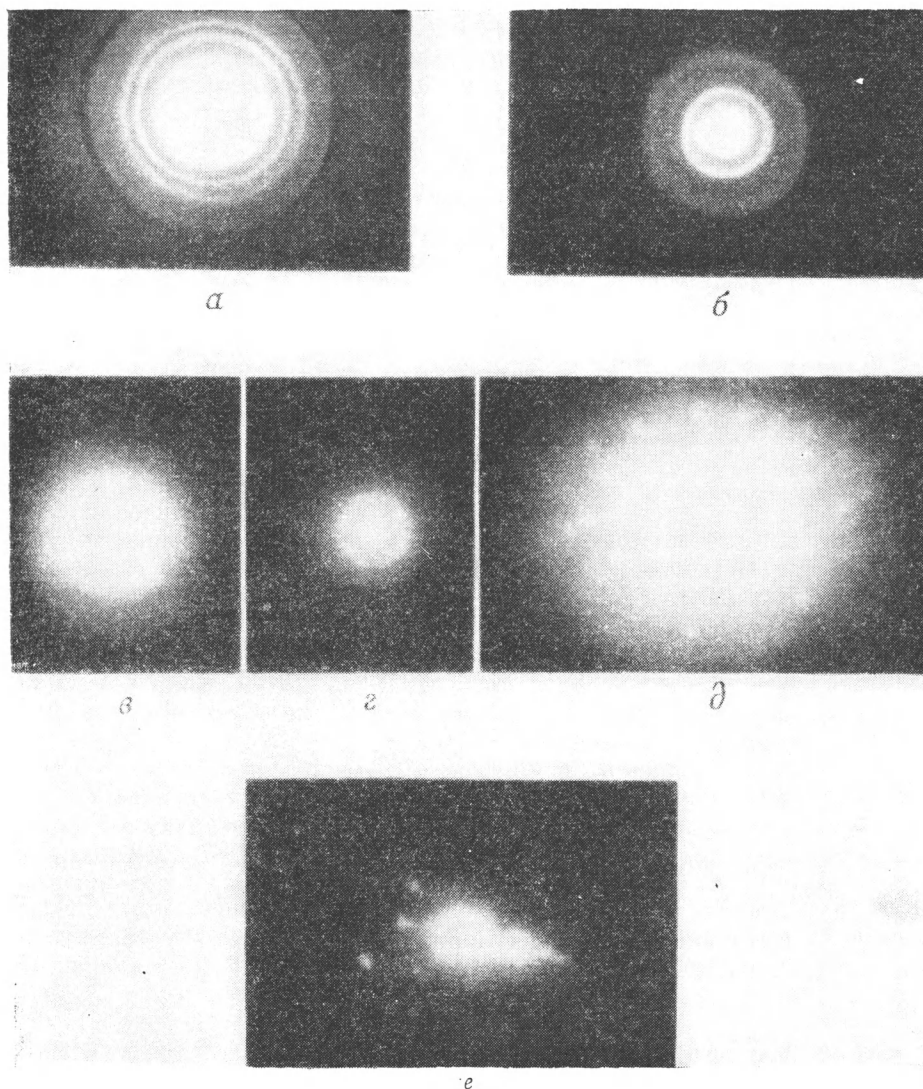
Аналогичное явление встречается и при рентгеновых лучах и названо именем Косселя [9].

Эксперименты. Предшествующий анализ приводит к выводу, что при прочих равных условиях достаточно одновременно увеличить толщину объекта и энергию электронов, чтобы иметь возможность наблюдать линии Кикучи. Это явление было проверено с помощью дифрактографа, описанного выше.

На этом приборе с отверстием диафрагмы, равным 1 мм, изображение пятна имеет диаметр 2 мм. Если диаметр круга, освещающего объект, равен 3 мм, то полезный пучок имеет почти цилиндрическую форму. При увеличении

¹⁾ Этот объект должен представлять собой монокристалл, наблюдаемый дистанционно или при помощи отражения. В этой работе речь идет о слюде, исследуемой путем телепередачи.

На этих «трехразмерных» диаграммах можно различить циркулярные зоны интенсификации точек. Это те области, в которых три условия Ло, относящиеся к трем главным осям, удовлетворяются одновременно [13]. Если пучок перпендикулярен к пластинке слюды, то эти зоны имеют круглую форму и concentричны к его следу. В противном случае они принимают эллиптическую форму, оставаясь concentричными, но центр их не совпадает со следом



Ф и г. 26. Фотоснимки дифракционных колец.

пучка, который находится в этом случае обязательно в одной из упомянутых зон. Это явление проверено на многочисленных диаграммах.

Снимок на фиг. 26,е получен при энергии электронов 1,1 Мэв с листком толщиной 1 мкн. Особенность фотографии заключается в том, что диаграмма получилась неполная и что только видимые точки распределены на прямых параллельных линиях. Это обусловлено либо деформированием слюдяной пластинки, которая могла принять форму цилиндра с образующими, параллель-

где m — первое целое число, которое делает положительной подкоренную величину. Из этого выводится основное соотношение

$$\frac{H}{m} < \frac{4\pi^2}{v_h \lambda}.$$

Итак, угловое расстояние двух основных максимумов, видимых с дифрагирующего объекта, равно $\lambda/2d_h$. Для того чтобы основные максимумы не мешали друг другу, необходимо удовлетворить условию

$$\Delta\theta_m < \lambda/4d_h.$$

Наконец, получаем неравенства

$$\frac{v_h}{4\pi^2} < \frac{m}{H\lambda} < \sqrt{\left(\frac{v_h}{4\pi^2}\right)^2 + \frac{1}{16d_h^2}}. \quad (24)$$

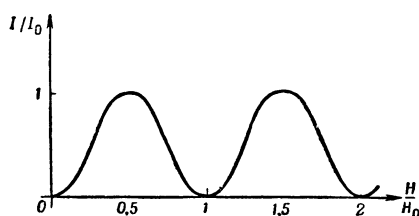
С другой стороны, интенсивность основного максимума дается уравнением (22), где принято $\Delta\theta = 0$

$$I_{hkl} = I_0 \sin^2 \frac{v_h H}{2k}.$$

Оно равно нулю для $H = p(4\pi^2/v_h \lambda)$, если p — целое число.

Из фиг. 32, где $H_0 = 4\pi \lambda$, непосредственно находятся требуемые значения H .

Рассмотрим, например, ряд линий, достаточно ясно видимых на фиг. 31. Для этой диаграммы $\lambda = 9,5$ кс-единиц и $H = 1,4$ мкн. Величина d_h , рассчитанная согласно расстоянию между светлыми и темными линиями первого



Ф и г. 32. График зависимости I/I_0 от H/H_0 .

порядка, равна $2,45 \text{ \AA}$. Эта приближенная величина позволяет предположить, что речь идет о плоскости (131), для которой $d = 2,59 \text{ \AA}$ и $v = 0,44 \text{ \AA}^{-2}$. Тогда соотношение (24) запишется в виде

$$2700 < \frac{H\text{ \AA}}{m} < 9600.$$

Величины $H = 1,4$ мкн и $m = 2$ хорошо удовлетворяют этим неравенствам, так же как и условие, вытекающее из фиг. 32 ($H_0 = 9600 \text{ \AA}$). Уравнение (23) действительно показывает, что ширина основного максимума имеет порядок не более $0,2 \text{ мм}$. Очевидно, что в этих условиях нельзя различить второстепенные максимумы, что подтверждается также и рассмотрением снимка.

Вообще условие (24) ясно подчеркивает, что H должно изменяться, как $1/\lambda$, в случае, если хотят получить подобные диаграммы с различными длинами волны. Сопоставление полученных результатов с опытами, проведенными ранее Косселем и Мелленшtedтом [9] ($H = 1000 \text{ \AA}$ и $\lambda \approx 56$ кс-единиц), вполне подтверждает это.

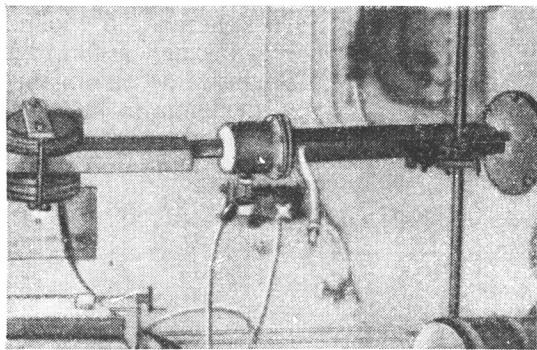
ЛИТЕРАТУРА

1. B l e w e t t et al., *Rev. Sci. Instr.*, **26**, 111 (1955).
2. C h u, *Techn. Rep.* № 140, Stanford Univ., 1951.
3. C h u, H a n s e n, *J. Appl. Phys.*, **18**, 996 (1947).

толщины слоя слюды до 5 $\mu\text{кн}$ и воздействию потока электронов с энергиями около 1 Мэв диаграммы Кикучи ни разу не были получены. Диаграмма с неясными точками (вследствие большого раскрыва пучка) теряется в однообразном сером фоне, причем вначале исчезают точки на периферии.

Аналогичные опыты проводились и на другом дифрактографе (фиг. 28), не имевшем концентрирующей линзы. Принципиальная схема этого прибора показана на фиг. 29.

Коллиматор, помещаемый перед камерой, куда перемещается подложка, состоит из двух диафрагм с диаметром отверстия, равным 1 мм. Под действием электрического заряда и столкновений с молекулами остаточного газа пучок



Ф и г. 28. Общий вид дифрактографа без концентрирующей линзы.

расплывается и дает на флуоресцирующем экране круглое пятно диаметром 5 мм. Облучаемая часть объекта O представляет собой круг диаметром 3 мм.

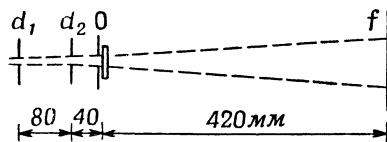
С помощью этого прибора при толщине слюдяной пластинки от 0,8 до 1 $\mu\text{кн}$ (цветные кольца Ньютона очень бледные) можно было наблюдать при энергиях от 0,8 до 1,1 Мэв линии и огибающие линии Кикучи. Когда объект располагался наклонно по отношению к падающему пучку, наблюдались диаграммы, аналогичные тем, которые описывали Коссель и Мелленштедт [9].

Несмотря на то, что полученные диаграммы, как указано выше, не были четкими, вероятно из-за слишком сильного потемнения фона, было решено, что причиной неудачи первых опытов являлась цилиндрическая форма падающего пучка.

Пришлось вернуться к дифрактографу с концентрирующей линзой (см. фиг. 20) и использовать на этот раз сильно концентрированный пучок, при котором изображение диафрагмы получалось лишь на расстоянии 20 см от линзы.

При чистых, однородных и плоских пластинках слюды толщиной от 0,5 до 1,5 $\mu\text{кн}$ с легкостью были получены линии, огибающие линии и полосы Кикучи (фиг. 30 и 31). Более того, с помощью того же образца можно было наблюдать точечную диаграмму или диаграмму Кикучи в зависимости от того, получалось ли изображение диафрагмы d_2 на экране или в 20 см от линзы.

Обсуждение результатов. Казалось бы, что наличие в электронном пучке лучей с различными направлениями должно быть необходимым условием получения диаграммы типа Р. Наоборот, неупругое рассеяние не играет большой роли, по крайней мере при используемых высоких энергиях. Но, как указывалось выше, существует определенное условие для толщины пластинки. Это условие необъяснимо с точки зрения элементарной геометрической теории

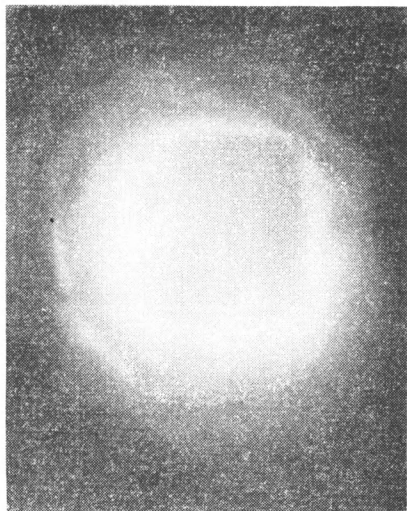


Ф и г. 29. Принципиальная схема дифрактографа без концентрирующей линзы.

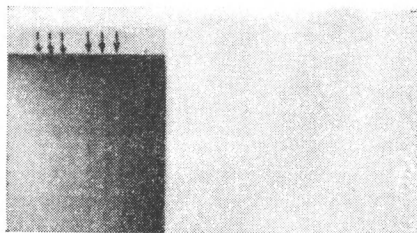
дифракции электронов. Наоборот, динамическая теория вполне объясняет это условие.

Теория (геометрическая, или кинематическая) полагает (аппроксимация Борна), что дифрагированная волна имеет амплитуду, пренебрежимо малую по отношению к падающей волне, которую она не возмущает.

Динамическая теория [13] учитывает существование других волн, амплитудой которых пренебречь нельзя. Эти волны вызываются объектом и связаны с падающей волной отношениями, вытекающими из граничных условий. Эта теория допускает возможность разложения электростатического потенциала в кристалле в тройной ряд Фурье для составляющих амплитуды U_{hkl} , причем переменными величинами являются только три координаты пространства. Пусть θ_0 — угол Брэгга по отношению к плоскости hkl ; λ — принятая длина волны и $k=2\pi/\lambda$;



Ф и г. 30. Фотоснимок полос Кикучи.



Ф и г. 31. Фотоснимок линий Кикучи.

H — толщина пластинки слюды; $\Delta\theta$ — угол, образуемый падающим лучом и лучом, удовлетворяющим условию Брэгга; наконец, I — величина, пропорциональная интенсивности пучков.

Пренебрегая явлениями поглощения в кристалле, динамическая теория показывает, что

$$I_{hkl} = I_0 \frac{v_h^2 \sin^2 \left[\frac{1}{2} kH \sqrt{(\Delta\theta)^2 \sin^2 2\theta_0 + v_h^2/k^4} \right]}{(\Delta\theta)^2 \sin^2 2\theta_0 + v_h^2/k^4}, \quad (22)$$

где

$$v_h = \frac{8\pi^2 me}{h^2} U_{hkl}.$$

Кроме основного максимума, соответствующего $\Delta\theta = 0$, существуют еще второстепенные максимумы интенсивности, разделенные минимумами, которые определяются уравнением

$$\frac{1}{2} kH \sqrt{(\Delta\theta_m)^2 \sin^2 2\theta_0 + v_h^2/k^4} = m\pi,$$

где m — целое число, большее чем $v_h H/2k\pi$.

Если принять, что $\sin 2\theta_0 \approx 2\theta_0 \approx n\lambda/d_h$, где d_h — расстояние ретикулярных плоскостей hkl , очевидно, что

$$\Delta\theta_m = \pm \frac{dh}{n} \sqrt{\frac{m^2}{H^2} - \left(\frac{v_h \lambda}{4\pi^2} \right)^2}. \quad (23)$$

Следовательно, ширина основного максимума первого порядка интерференции

$$2d_h \sqrt{\frac{m^2}{H^2} - \left(\frac{v_h \lambda}{4\pi^2} \right)^2},$$

где m — первое целое число, которое делает положительной подкоренную величину. Из этого выводится основное соотношение

$$\frac{H}{m} < \frac{4\pi^2}{v_h \lambda}.$$

Итак, угловое расстояние двух основных максимумов, видимых с дифрагирующего объекта, равно $\lambda/2d_h$. Для того чтобы основные максимумы не мешали друг другу, необходимо удовлетворить условию

$$\Delta\theta_m < \lambda/4d_h.$$

Наконец, получаем неравенства

$$\frac{v_h}{4\pi^2} < \frac{m}{H\lambda} < \sqrt{\left(\frac{v_h}{4\pi^2}\right)^2 + \frac{1}{16d_h^2}}. \quad (24)$$

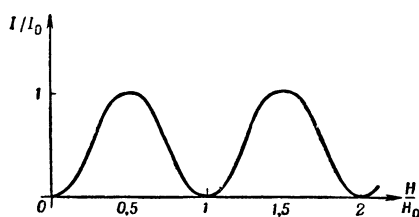
С другой стороны, интенсивность основного максимума дается уравнением (22), где принято $\Delta\theta = 0$

$$I_{hkl} = I_0 \sin^2 \frac{v_h H}{2k}.$$

Оно равно нулю для $H = p(4\pi^2/v_h \lambda)$, если p — целое число.

Из фиг. 32, где $H_0 = 4\pi \lambda$, непосредственно находятся требуемые значения H .

Рассмотрим, например, ряд линий, достаточно ясно видимых на фиг. 31. Для этой диаграммы $\lambda = 9,5$ кс-единиц и $H = 1,4$ мкн. Величина d_h , рассчитанная согласно расстоянию между светлыми и темными линиями первого



Ф и г. 32. График зависимости I/I_0 от H/H_0 .

порядка, равна $2,45 \text{ \AA}$. Эта приближенная величина позволяет предположить, что речь идет о плоскости (131), для которой $d = 2,59 \text{ \AA}$ и $v = 0,44 \text{ \AA}^{-2}$. Тогда соотношение (24) запишется в виде

$$2700 < \frac{H \text{ \AA}}{m} < 9600.$$

Величины $H = 1,4$ мкн и $m = 2$ хорошо удовлетворяют этим неравенствам, так же как и условие, вытекающее из фиг. 32 ($H_0 = 9600 \text{ \AA}$). Уравнение (23) действительно показывает, что ширина основного максимума имеет порядок не более $0,2 \text{ мм}$. Очевидно, что в этих условиях нельзя различить второстепенные максимумы, что подтверждается также и рассмотрением снимка.

Вообще условие (24) ясно подчеркивает, что H должно изменяться, как $1/\lambda$, в случае, если хотят получить подобные диаграммы с различными длинами волны. Сопоставление полученных результатов с опытами, проведенными ранее Косселем и Мелленштедтом [9] ($H = 1000 \text{ \AA}$ и $\lambda \approx 56$ кс-единиц), вполне подтверждает это.

ЛИТЕРАТУРА

1. B l e w e t t et al., *Rev. Sci. Instr.*, **26**, 111 (1955).
2. C h u, *Techn. Rep.* № 140, Stanford Univ., 1951.
3. C h u, H a n s e n, *J. Appl. Phys.*, **18**, 996 (1947).

4. Grosjean, Vanhuyse, *Nuovo] Cim.*, **12**, 639 (1954).
5. Guenard, Doeblér, Warnecke, *C. R.*, **234**, 32 (1952).
6. Hereward, Rapp. Cern., Juin 1954.
7. Hugues, *Phil. Mag.*, **19**, 129 (1935).
8. Kompener, Williams, *Proc. IRE*, **41** (1953); Heffner, *Proc. IRE*, **42**, 930 (1954); Bernier J., *Ann. radio*, **2**, 90 (1947).
9. Kossel, Mollenstedt, *Ann. Phys.*, **36**, 113 (1939).
10. Laue M., *Ann. Phys.*, **23**, 705 (1935).
11. Montgomery, *Technique of Microwave Measurements*, N. Y., 1947.
Moreno, *Microwave Design Data*, 189.
12. Pierce, *Proc. IRE*, **35**, 111 (1947).
13. Pinsker Z. G., *Electron Diffraction*, Lnd., 1953.
14. Ragan, *Microwave Transmission Circuits*, N. Y., 1948.
15. Ramo S., Whinnery J., *Fields and Waves in Modern Radio*, N. Y., 1944.
16. Sarazin A., *Ann. radio*, **8**, 253 (1953).
17. Slater J. C., *Revs. Mod. Phys.*, **20**, 473 (1948).
18. Soutworth, *Principles and Applications of Waveguide Transmission*, N. Y., 1950.
19. Thomson G. P., Cochrane W., *Theory and Practice of Electron Diffraction*, Lnd., 1939.
20. Vastel J., *Ann. radio*, **7**, 26 (1952).
21. Walkinchaw, *Proc. Phys. Soc.*, **61B**, 246 (1948).
22. Warnecke, *Onde électrique*, **34**, 338 (1954).

УЛУЧШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ПОСРЕДСТВОМ ГРУППИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПЕРЕД ИНЖЕКЦИЕЙ¹⁾

Папулар

В настоящей работе рассматривается группирование частиц в пучке путем синусоидального модулирования скоростей. Исследуются применение такого модулирования к электронам, входящим в линейный ускоритель, и его воздействие на энергетический спектр и интенсивность пучка на выходе.

Для проникновения в ускоритель наибольшего числа электронов с оптимальной начальной фазой предусматривается синусоидальное модулирование скорости пучка, выходящего из пушки. Если группирователь имеет малую длину, можно при вычислениях прибегнуть к классической поправке, которая заключается в умножении приложенного напряжения $u \sin \omega t$ на множитель $\sin(\theta/2)/(\theta/2)$, где θ — угол пролета группирователя. В случае, когда скорости инжектируемых частиц достаточно велики, следует применить релятивистские формулы для определения зависимости между изменением скорости v и падением потенциала U . В этом случае

$$\frac{dv}{v} = \frac{1}{2U} 2 \left(\frac{1}{\beta^2} - 1 \right) (1 - \sqrt{1 - \beta^2}) dU = \frac{\alpha dU}{2U}.$$

Если значение u достаточно мало, то

$$\frac{u \sin(\theta/2)}{(\theta/2) \sin \omega t} = dU.$$

Из сравнения с классическим уравнением видно, что релятивистская поправка заключается в умножении приложенного напряжения на второй множитель $\alpha = f(\beta)$ (фиг. 1).

Наконец используя множители α и $\sin(\theta/2)/(\theta/2)$, можно воспользоваться классическими уравнениями модуляции скорости для получения кривых $i = f(t)$, где i — непрерывный поток, проникающий в ускоритель в момент t . Если степень группирования K выше i , то эти кривые имеют две вершины, разделенные интервалом Δt_e , а именно

$$\omega \Delta t_e = 2 \left(\arccos \frac{1}{K} - \sqrt{K^2 - 1} \right).$$

Графическое интегрирование $i = f(t)$ показывает (фиг. 2), что для группирования максимально возможного количества электронов в интервал $\Delta \varphi_i$ необходимо выбрать значение K таким, чтобы $\omega \Delta t_e = \Delta \varphi_i$. Разброс скоростей в образованных таким образом пакетах не превосходит $\Delta v/v = K/\omega \tau_0$, где τ_0 — среднее время пролета в пространстве скольжения, которое должно быть как можно больше для получения дополнительного преимущества — возможности уменьшить напряжение, необходимое для группирования. Нормально отношение $\Delta v/v$ никогда не превосходит нескольких сотых.

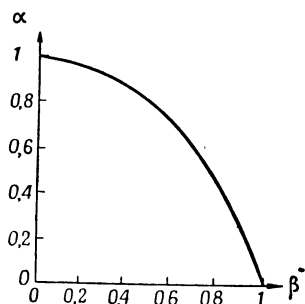
Рассмотрим действие группирования на пучок, выходящий из длинного ускорителя, в котором скорость волны в. ч. равна скорости света. Чу [1] показал, что в этом случае фазы на входе и выходе одной частицы φ и φ_f связаны соотношением

$$\cos \varphi_f = \cos \varphi_i - C \sqrt{\frac{1 - \beta_{e0}}{1 + \beta_{e0}}},$$

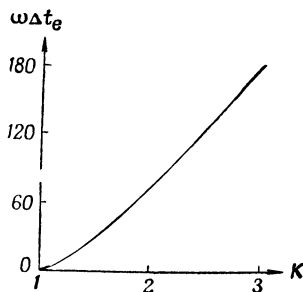
¹⁾ Papoula M., C. R., 238, № 7, 789—791 (1954).

где C — постоянная, зависящая от ускоряющего поля. Величина β_{e0} — скорость инжекции, и $\varphi = 0$ соответствует узлу волны в. ч.

Если $C\sqrt{1-\beta_{e0}}/\sqrt{1+\beta_{e0}}=1$, то наблюдается небольшое самопроизвольное группирование по фазе и по энергии вокруг электрона, для которого $\varphi_i=0$, а энергия на выходе максимальна. Вокруг этого электрона и сле-



Ф и г. 1. Кривая релятивистской поправки $\alpha = f(\beta)$.



Ф и г. 2. Кривая зависимости $\omega\Delta t_0 = \varphi(K)$.

дует формировать пакеты. Предполагая, что ускоритель достаточно длинен для того, чтобы считать энергию на выходе пропорциональной $\sin \varphi_f$, было найдено, что

$$\frac{\Delta E}{E_{\text{макс.}}} = 1 - \sqrt{1 - 4 \sin^4 \frac{\varphi_i}{2}},$$

где ΔE — разность между энергией электрона с начальной фазой φ_i на выходе и энергией $E_{\text{макс.}}$, соответствующей $\varphi_i=0$. Отсюда следует, что 26% электронов, вводимых без предварительного группирования, приобретают энергию, отличающуюся от $E_{\text{макс.}}$ не более чем на 5%. При наличии предварительного группирования, если $K=2$, можно довести долю таких электронов до 80%. В классическом ускорителе 50% вводимых электронов вообще не ускоряется. При наличии предварительного группирования с $K=2$ количество их можно уменьшить до 10%.

Таким образом, модуляция скорости позволяет увеличить поток электронов на выходе и улучшить его энергетический спектр. Однако она вызывает, по существу, изменение скорости. Согласно расчету, изменение скорости $\Delta\beta_{e0}/\beta_{e0}$ электронов с той же начальной фазой φ_i обуславливает рассеяние энергии на выходе

$$\frac{E(\varphi_i)}{\Delta E(\varphi_i)} = \frac{\Delta\beta_{e0}}{1-\beta_{e0}^2} \frac{2 \sin^2 \frac{\varphi_i}{2}}{1-4 \sin^4 \frac{\varphi_i}{2}} = \gamma \frac{\Delta\beta_{e0}}{\beta_{e0}^2}.$$

Величина γ изменяется от 0 до 1, когда φ_i переходит от 0 к $\pm 68^\circ$. Если пакеты тесно сгруппированы вокруг $\varphi_i=0$ и $\beta_{e0} \leq 0,7$, то $\Delta E/E$ не превышает $\Delta\beta_{e0}$. Так, для пакетов шириной порядка 90° с $\beta_{e0}=0,5$ и $\Delta\beta_{e0}/\beta_{e0}=2\%$ находят $(\Delta E/E)_{\text{макс.}}=0,6\%$. Релятивистская поправка не является необходимой, если напряжение инжекции ниже 100 кВ ($\beta_{e0} < 0,6$ и $\alpha > 0,7$). Если поле в. ч. в канале ускорителя не очень интенсивно, то напряжение инжекции должно быть повышено. В этом случае группирование должно производиться при слабом напряжении, благодаря чему электроны будут равномерно ускоряться до желаемого предела.

Было также рассмотрено предварительное группирование электронов в ускорителе с переменной фазой. Здесь тоже достигнуто значительное улучшение. В данном случае было произведено даже экспериментальное исследование. Результаты его будут опубликованы в ближайшее время.

ЛИТЕРАТУРА

1. Techn. Rep. № 140, Stanford Univ., May 1951.

КРИТИЧЕСКИЙ ОБЗОР ИССЛЕДОВАНИЙ ИСКРОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ МИЛЛИМЕТРОВЫХ КОЛЕБАНИЙ¹⁾

Поток

ВВЕДЕНИЕ

За последние годы в технике с.в.ч. достигнут значительный прогресс, связанный с успешным развитием клистронных и магнетронных генераторов. Однако даже в новейших разработках максимальные частоты, которые получаются с помощью этих приборов, соответствуют длине волны, равной примерно 5 мм [47]. Дальнейшее расширение спектра возможно с помощью кристаллических устройств, искажающих форму генерируемых колебаний, но мощность отдельных гармоник с увеличением частоты очень быстро падает. По опубликованным данным [58], мощности первых пяти гармоник магнетрона на 1 см уменьшаются в отношении $10^{10} : 4000 : 20 : 4 : 1$; уменьшение мощности на еще более высоких гармониках происходит, по-видимому, в несколько меньшей пропорции [65]. Поскольку диапазон миллиметровых волн представляет интерес не только для обычных радиолокационных целей, но и в медицинских исследованиях [44], а также для спектроскопии в области длинноволновых инфракрасных лучей и в диапазоне с.в.ч., следует изучить другие возможности генерирования на этих частотах.

Из предложенных ранее способов генератор типа черного тела, использующий тепловое излучение или газовый разряд, мало перспективен, за исключением волн значительно короче 1 мм, а эффекты Черенкова и Допплера в настоящее время представляют, по-видимому, чисто академический интерес (см. приложение).

Предполагалось, что искровой генератор Герца [1], обладающий хорошо известным широкополосным излучением, поможет решить поставленную задачу. Было решено испытать этот генератор в сантиметровом диапазоне. Это предположение в дальнейшем было подкреплено большим количеством материалов, собранных за последние 60 лет, о чем свидетельствует приведенная библиография. Материал этот указывает на возможность получения миллиметровых колебаний с помощью искрового генератора, однако следует иметь в виду, что аналогия между искровым генератором с.в.ч. и генератором Герца является чисто внешней. Если процессы, происходящие в генераторе Герца, в настоящее время хорошо изучены, то в случае диапазона с.в.ч. такой полной ясности пока не существует.

ИСКРОВОЙ ГЕНЕРАТОР В ДИАПАЗОНЕ С. В. Ч.

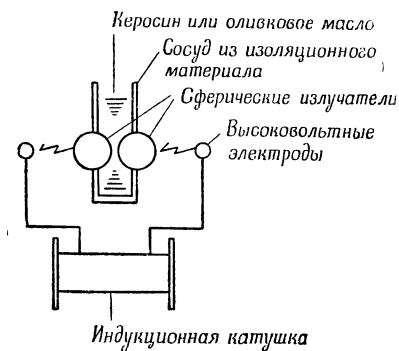
Принцип действия

На фиг. 1 и 2 показаны принципиальные схемы простейших генераторов с.в.ч. [5, 7]. Высоковольтный импульс вызывает пробой двух воздушных промежутков. Высокое напряжение подается на два элемента, рассматриваемых как диполь. В очень малом промежутке между этими элементами, погруженными в жидкость с достаточно высокой пробивной напряженностью (например,

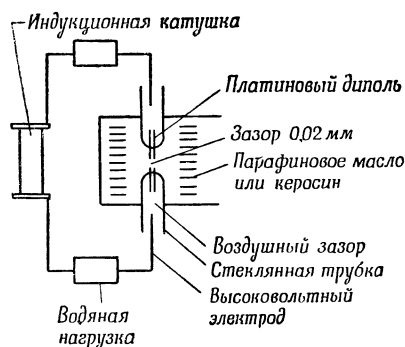
¹⁾ Поток М.Н.Н., *J. Brit. IRE*, 13, № 10, 490—497 (1953).

в парафин или керосин), в результате сильной перегрузки по напряжению происходит очень быстрый пробой, вызывающий внезапное пропадание поля вокруг диполя, который в результате этого начинает излучать [2, 41].

Полной теории, описывающей реальный случай, не существует, однако делалось несколько попыток определить частоту собственных колебаний сфероида вращения [10, 35]. Это геометрическое тело само по себе не представляет большого интереса, но оно переходит в одном предельном случае в сферу,



Ф и г. 1. Принципиальная схема излучателя Риги.



Ф и г. 2. Принципиальная схема излучателя Лебедева.

а в другом — в тонкий цилиндр. Решения сводились к определению двух величин: собственной частоты λ_0 и логарифмического декремента затухания k (т. е. логарифма отношения амплитуд, соответствующих двум последовательным положительным полуволнам).

В случае сферы диаметром D основной тип колебаний определяется соотношением $\lambda_0 = 3,63 D$, а соответствующий логарифмический декремент затухания $k = 3,63$, тогда как в другом предельном случае основной тип колебаний бесконечно тонкого цилиндра длиной l определяется значениями $\lambda_0 = 2l$, а $k = 0$. По мере того как отношение диаметра цилиндра к его длине увеличивается, величина λ_0/l медленно нарастает, а k быстро увеличивается. Например, когда это отношение равно $1/100$, логарифмический декремент затухания k близок к 1 (т. е. амплитуда убывает на 20 дБ менее чем за 3 периода).

Зависимость между длиной волны и размерами диполя

Цилиндрические электроды. Возникающие математические трудности пока не позволяют решить эту задачу. Эти трудности существуют вне зависимости от того, рассматривать ли при определении λ_0 и k два элемента с зазором между ними как один цилиндр с помощью упомянутой выше теории или считать, что каждая половина колеблется и излучает отдельно (но в то же время синхронно).

Если бы мог использоваться длинный тонкий цилиндр, то ответ можно было бы получить из эксперимента. Однако практически это невозможно. С точки зрения излучения, например, волн длиной 1 мм, очевидно, что длина элементов должна быть того же порядка. Если считать, что элементы практически должны быть жестко закреплены (в стекле) и частично погружены в масло, то это равносильно дальнейшему уменьшению их требуемой длины в зависимости от диэлектрической проницаемости этой среды. Поскольку искрение может продолжаться непрерывно, элементы должны быть достаточно прочными, чтобы противостоять износу в течение некоторого минимального периода времени. Это означает, что диаметр должен быть равен по крайней мере 0,1 мм (для вольфрама). Благодаря этому отношение диаметра к длине

становится равным примерно $1/5$, но, как показано ниже, по другим соображениям, это отношение должно равняться примерно $1/2$. Такой цилиндр не может быть рассмотрен с помощью какой-либо из существующих теорий, которые могут только заранее указать на то, что логарифмический декремент затухания, по-видимому, слишком велик. Экспериментальный материал, собранный различными исследователями, работавшими с цилиндрами, подтверждает ту точку зрения, что для определения собственной частоты следует рассматривать два элемента как один цилиндр общей длины l . В этом случае, если l значительно больше диаметра d , то λ_0 имеет порядок $2l$. Если, например, отношение l/d равно 16, то отношение $\lambda_0/l=2,4$ для l , находящихся в пределах от 2,4 до 12,7 мм [14]. Если же уменьшить это отношение до 12, то отношение λ_0/l становится равным 3,82 [38], а если его уменьшить до 2, то λ_0/l приближается к 5 при $\lambda_0 < 2$ мм [21]. Учитывая, что сокращение размеров связано с увеличением отношения той части цилиндра, которая вплавлена в стекло, к части, погруженной в масло, отметим, что результаты достаточно хорошо согласуются с предположениями, основанными на теории, рассматривающей два элемента как один диполь. Эксперименты на более длинных волнах также подтверждают это.

Сферические элементы. В случае сферических элементов могут возникнуть некоторые сомнения. Выше отмечалось, что, согласно установившейся теории [2, 41], сфера диаметром D излучает на волне $\lambda_0=3,63 D$. Такой же результат вытекает из рассмотрения одного из предельных случаев для сфероидов [35], но если сравнить его со случаем цилиндра, то сфера будет излучать таким же образом в том случае, если она разбита на две полусферы, разделенные малым зазором, так как функции диполя должна выполнять вся сфера в целом (назначение зазора сводится к возбуждению собственных колебаний, возникающих в результате внезапного пропадания поля).

Такой осциллятор экспериментально не исследован. Вместо него использовались две сферы, разделенные малым промежутком. В этом случае, принимая во внимание погружение в масло и сдвиг спектра на 20% в сторону низких частот, обусловленный сильным затуханием (см. ниже), можно считать, что результаты [14] достаточно близки к значению $\lambda_0=3,63 D$. Это вполне возможно, так как внезапное пропадание поля вокруг обеих сфер означает такое же пропадание поля для каждой сферы, и, следовательно, условия возникновения колебаний для сферы удовлетворяются. Но это означает, что цилиндрические электроды должны по аналогии излучать на второй гармонике. Так как высшие гармоники излучаются в любом случае [2, 10], возникшие противоречия не могут быть легко преодолены. Должны быть произведены хотя бы качественные опыты с полусферическими элементами.

Частотный спектр излучающего диполя

Как клистрон, так и магнетрон по своей природе являются генераторами непрерывных колебаний. Даже в импульсном магнетроне длительность импульса в несколько тысяч раз больше периода колебаний. Спектральный анализ импульса дает бесконечно узкую полосу [55]. Вся энергия фактически сконцентрирована на несущей частоте. Если бы импульс был очень коротким, то полоса расширилась бы [57]. Следует отметить, что форма импульса не оказывает большого влияния на спектр.

В случае излучающего диполя импульс может быть определен в виде $e^{-\alpha t} \sin \omega_0 t = e^{-k f_0 t} \sin 2\pi f_0 t$. Если проанализировать это выражение с помощью интеграла Фурье, то получится спектральное распределение амплитуд

$$|F(\omega)| = \frac{\omega_0}{\sqrt{(\alpha^2 + \omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\alpha^2\omega^2}}.$$

Отсюда следует, что спектр содержит все частоты от f_0 до 0. Причем

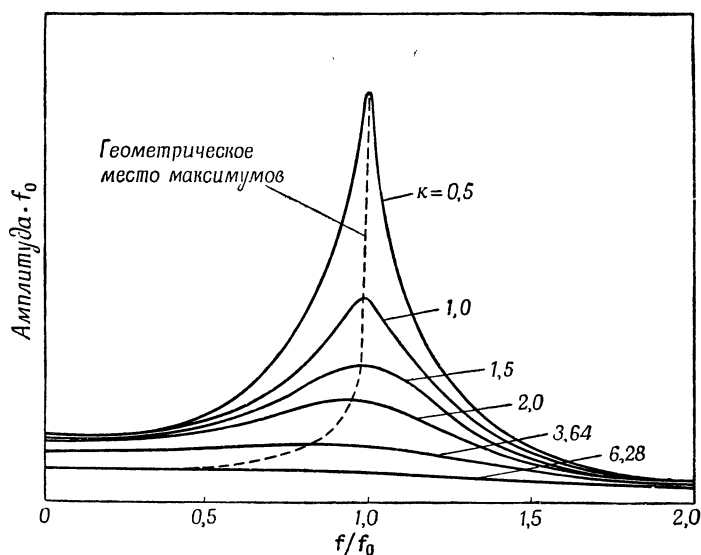
$$|F(0)| = \frac{1}{2\pi f_0 \left(\frac{k^2}{4\pi^2} + 1 \right)},$$

$$|F(f_0)| = \frac{1}{2kf_0 \sqrt{\frac{k^2}{16\pi^2} + 1}},$$

а $F(f)$ достигает максимума при

$$f = f_0 \sqrt{1 - \frac{k^2}{4\pi^2}}.$$

Последний результат особенно важен, так как он показывает, что при увеличении логарифмического декремента затухания максимум амплитуды сдвигается в сторону более низких частот по отношению к основному типу



Фиг. 3. Кривые спектров излучения искрового генератора с. в. ч. при различных значениях логарифмического декремента затухания k .

колебаний. Это иллюстрирует фиг. 3, на которой приведены кривые спектров излучения для различных значений k . По этим данным можно определить полосу спектра по уровню 3 дБ, составив следующую таблицу

k	0,5	0,8	1,0	1,2	1,5	2,0	3,0	3,63
B/f_0	0,17	0,26	0,33	0,40	0,53	0,77	1,37	1,42

Из рассмотрения таблицы вытекают два замечания: во-первых, максимальная выходная мощность соответствует значительно более низкой частоте, чем следует из теории, во-вторых, при расширении полосы с частотой энергия в данной полосе уменьшается.

Излучаемая мощность

Если предположить, что излучатель работает с к.п.д., равным 100%, то энергия в импульсе зависит от заряда, а следовательно, от геометрических размеров. Учитывая это, а также возможное уменьшение к.п.д., можно показать, что излучаемая энергия обратно пропорциональна квадрату частоты [14, 44]. Энергия излучается в широком диапазоне частот во всех радиальных направлениях в плоскости, перпендикулярной диполью. При импульсе 10 кВ, приложенном к двум сферам диаметром 0,25 мм, отстоящим друг от друга на расстоянии 0,01 мм, запасенная энергия составит примерно 10^{-3} Дж. Хотя в данном случае трудно оценить величину к.п.д., но сомнительно, чтобы полезная мощность превосходила 1 мВт, причем эта мощность излучается в виде импульса, длительность которого имеет порядок 10^{-10} — 10^{-11} сек. (что является большим преимуществом в ряде радиолокационных применений). Таким образом, очевидно, что приборы для измерения излучения должны быть действительно очень чувствительны.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РАБОТЫ

Генератор с двумя элементами. Об этом простом генераторе выше сказано достаточно, чтобы показать значение собранного фактического материала. Вследствие непрерывного искрения такие генераторы имеют очень короткий срок службы. Благодаря креплению со стеклом они оказываются меньшими, чем в воздухе или даже в масле.

Система излучателей. Для увеличения мощности производились попытки увеличить число элементов путем расположения их в виде длинных рядов [22, 26, 27, 30, 32, 44]. Результирующая мощность действительно увеличилась, но незначительно и не пропорционально числу диполей. С другой стороны, это устройство излучает в широком диапазоне с многочисленными явно выраженными максимумами. Срок службы такой системы невелик, и она требует постоянной и трудоемкой регулировки.

Массовый излучатель. Недостатки, связанные с креплением, могут быть ликвидированы, если взвесить в масле большое количество элементов и пропускать маленький образец между высоковольтными электродами, что приводит к интенсивному разряду и излучению [23, 24, 28, 29, 33, 37, 40, 47]. Элементы могут иметь неодинаковую форму и размеры, причем если они несколько отличаются друг от друга, то полоса расширяется.

В этом случае мощность также не пропорциональна количеству разрядных элементов, хотя оказалось, что оптимальная концентрация элементов (по отношению к общему объему смеси) составляет около 40% [37, 40].

Наблюдались флуктуации выходной мощности, обусловленные статистическими изменениями размеров и конфигураций образцов.

Прочие системы. По имеющимся данным, использовались также вибрирующие шарики и капельки ртути, но более или менее надежные данные относительно этих устройств в настоящее время отсутствуют.

Детектирование излучения. В большинстве более ранних работ использовались резонансные детекторы. Очень хорошие результаты получены недавно при использовании терморпар с присоединенными к ним короткими дипольными антеннами, резонирующими на желаемой частоте [39]. На входе видеоусилителей успешно применялись вместе с объемными резонаторами также кристаллы [45, 48]. Непрерывной перестройки по спектру не удалось осуществить.

Измерение частоты. Вначале применялись оптические методы, связанные с использованием интерферометра Больцмана [4]. При этом приходилось работать в области Фраунгофера (параллельные лучи), для которой требуются линзы или зеркала.

Приемлемое приближение к параллельным лучам может быть осуществлено в диапазоне с.в. ч. [60] благодаря возможности изготовить аппаратуру с достаточно большими размерами по сравнению с длиной излучаемой волны. Отфильтровывание узкой полосы частот из спектра также производилось более или менее удачно с помощью решеток (пропускающего [49] и эшелонного типов [21, 25]), линз и проходных резонаторов [42, 48]. Все измерения свидетельствуют о наличии короткого спадающего фронта излучения, а следовательно, о большом логарифмическом декременте затухания; причем в соответствии с самими принципами применявшихся методов измерения длительность спадающего фронта оказалась больше, а, следовательно, декремент меньше, чем в действительности.

ВЫВОДЫ

Из изложенного выше следует, что, несмотря на значительные возможности использования искровых генераторов на с.в.ч., имеются также и трудности.

Размеры. Размеры дипольного элемента для волн длиной 1 мм должны быть порядка 0,2 мм по длине и по крайней мере 0,1 мм в диаметре (из соображений прочности). Практически следует, по-видимому, рассматривать только сферические диполи, для которых характерны сильное затухание и широкая полоса частот. Но для выяснения спектрального распределения излучений цилиндрических и сферических элементов потребуется еще дополнительная работа.

Излучаемая мощность. О фактически излучаемой мощности известно немного. Для выяснения возможности увеличения скорости убывания поля необходимо исследовать влияние среды, в которую погружаются разрядные элементы. Это потребует очень тщательно разработанной измерительной техники. Почти во всех прежних работах использовались импульсы с одинаковым передним фронтом. Современная импульсная техника позволяет увеличить скорость разряда, а следовательно, и среднюю выходную мощность. Эксперименты с большим количеством элементов показывают, что мощность этим способом может быть увеличена. Однако маловероятно, чтобы разряд происходил в большом числе промежутков абсолютно одновременно. Если этой одновременности не будет, то возможно, что единственным преимуществом многоэлементного генератора будет значительное увеличение частоты повторений отдельных разрядов благодаря тому, что пробой в различных зазорах наступают поочередно, а холостое время для каждого зазора намного увеличивается. В этом случае увеличится не импульсная, а средняя мощность. Далее, если зазоры будут последовательно пробиваться в пределах двух или трех периодов собственного излучения, то благодаря беспорядочности фазовых смещений отдельных импульсов излучение будет абсолютно некогерентным. Этот вопрос в целом требует более тщательного и продолжительного изучения.

Детектирование. Для излучений малой мощности требуются специальные детектирующие приборы. Недавно проведены работы, связанные с элементом Голея [50]. Этот элемент позволил сконструировать очень чувствительный детектор [52, 53, 56], успешно использованный в микроволновой спектроскопии для обнаружения очень малых изменений интенсивности сигнала [59, 63, 64]. Но работа его основана на тепловом принципе, и он может оказаться слишком инертным для весьма коротких импульсов, излучаемых искровым генератором. Согласно некоторым оценкам [65], отношение сигнала к шуму в диапазоне 1 мм для хорошего кристалла, работающего на узкополосный усилитель промежуточной частоты, больше, чем для элемента Голея. Необходимо еще изучить положительные и отрицательные стороны этих двух методов. Следует также попытаться исследовать возможность использования радиометрических детекторов.

Измерение частоты. Благодаря последним достижениям измерительной техники на миллиметровых волнах, а также в длинноволновой части инфракрасного диапазона [61, 62] в настоящее время можно получить более надежные результаты, чем полученные ранее. Полезные работы были проделаны по интерферометрии [60, 66] и решеткам [51, 54] для миллиметровых волн, которые могут применяться непосредственно к измерениям спектра искровых генераторов.

Следует вести дальнейшую работу по отфильтровыванию узкой полосы частот с использованием материалов с изменяющимся коэффициентом прохождения в миллиметровом диапазоне [46], а также с помощью проходных резонаторов и других избирательных волноводных устройств. Такие фильтрующие свойства могут иметь большое значение для выделения некоторой полосы частот, значительно превышающих собственную частоту излучения, что позволит применять диполи достаточно больших размеров.

Высшие гармоники. В заключение следует подчеркнуть, что искровой генератор излучает энергию также и на высших гармониках, но на это обращалось мало внимания. Трудности детектирования в этом случае очень велики, но свойства высших гармоник описывались [17] и исследовались теоретически [10]. Их использование может устранить некоторые механические трудности, связанные с изготовлением генератора.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ В СВЯЗИ С ЭФФЕКТАМИ ЧЕРЕНКОВА И ДОППЛЕРА

Как обнаружил П. А. Черенков, при прохождении быстрых электронов через вещество излучается видимый свет [67]. Франк и Тамм [68] показали теоретически, что если электроны пересекают среду со скоростью, большей скорости света в этой среде, то излучается видимый свет. Это подтверждено большим экспериментальным материалом. Можно показать, что будут излучаться все волны, скорость распространения которых в данной среде меньше скорости электронов, проходящих через эту среду. Как показывает теория, при соответствующей модуляции пучка можно генерировать когерентные миллиметровые колебания [69].

Известно, что при ускоренном движении частиц происходит излучение энергии. Если ускорение возникает в результате воздействия некоторой последовательности поперечных постоянных электрических и магнитных полей противоположной полярности на электронный луч, движущийся с очень большой скоростью (ондулятор), то благодаря релятивистскому эффекту Допплера будут генерироваться сигналы очень высокой частоты. Этими средствами, как показывает теория, можно генерировать миллиметровые колебания значительной мощности [70].

ЛИТЕРАТУРА

1. Hertz H., *Electric Waves*, Lnd., 1893.
2. Thomson J. J., *Recent Researches*, Oxford, 1893.
3. Lodge O., *Nature*, **41**, 462 (1890).
4. Boltzman L., *Ann. Phys.*, **40**, Ser. 3, 399 (1890).
5. Лебедев П., *Ann. Phys.*, **56**, 1 (1895).
6. Bose J. C., *Phil. Mag.*, **60**, 167 (1896).
7. Righi A., *Treatise on Electric Oscillations*, Bologna, 1897. (Работа по искровым генераторам сантиметровых колебаний была опубликована ранее в *R. C. Acad. Lincei*, **2**, 505 (1893).)
8. Hull G. F., *Phys. Rev.*, **5**, Ser. 1, 231 (1897).
9. Cole A. D., *Phys. Rev.*, **7**, 225 (1898).

10. Abraham M., *Ann. Phys.*, **66**, 435 (1898).
11. Blake F. C., Fountain C. R., *Phys. Rev.*, **23**, 257 (1906).
12. Cole A. D., *Phys. Rev.*, **20**, 268 (1907).
13. Bertenstein D., *Ann. Phys.*, **29**, Ser. 4, 301 (1909).
14. Webb H. W., Woodman L. E., *Phys. Rev.*, **29**, 89 (1909).
15. Ives J. E., *Phys. Rev.*, **30**, 199 (1910).
16. Ives J. E., *Phys. Rev.*, **31**, 185 (1910).
17. Lindman K. F., *Ann. Phys.*, **38**, 523 (1912).
18. Аркадьев В. К., *Ann. Phys.*, **45**, 133 (1914).
19. Аркадьев В. К., *Ann. Phys.*, **58**, 103 (1919).
20. Mobius W., *Ann. Phys.*, **62**, 293 (1920).
21. Nichols E. F., Tear J., *Phys. Rev.*, **21**, Ser. 2, 588 (1923).
22. Левицкий М., *Phys. Z.*, **25**, 107 (1924).
23. Глаголева-Аркадьева А., *Nature*, **113**, 640 (1924).
24. Глаголева-Аркадьева А., *Zs. Phys.*, **24**, 153 (1924).
25. Nichols E. F., Tear J., *Astrophys. J.*, **61**, 17 (1925).
26. Левицкий М., *Phys. Zs.*, **27**, 177 (1926).
27. Левицкий М., *Phys. Zs.*, **28**, 821 (1927).
28. Глаголева-Аркадьева А., *Zs. Phys.*, **55**, 234 (1929).
29. Глаголева-Аркадьева А., *Zs. Phys.*, **58**, 134 (1929).
30. Левицкий М., *Phys. Zs.*, **32**, 352 (1931).
31. Hassebeck W. H., *Ann. Phys.*, **12**, Ser. 5, 477 (1932).
32. Левицкий М., *Phys. Zs.*, **35**, 361 (1934).
33. Глаголева-Аркадьева А., *ДАН СССР*, **3**, 416 (1934).
34. Awaia K., Kurobe T., *Nippon Electr. Commun. Engng.*, **3**, 482 (1937).
35. Page L., Adams N. J., Jr., *Phys. Rev.*, **53**, 819 (1938); перепечатано в книге тех же авторов «Electrodynamics», N.Y., 1941.
36. Melloh A. W., Hartig H. E., *Phys. Rev.*, **54**, 646 (1938).
37. Калугина А. П., *ЖЭТФ*, **9**, 362 (1939).
38. Melloh A. W., *Proc. IRE*, **28**, 178 (1940).
39. Глаголева-Аркадьева А., Соколов Н., *ДАН СССР*, **32**, 543 (1941).
40. Глаголева-Аркадьева А., *ДАН СССР*, **32**, 540 (1941).
41. Стрэттон Дж. А., Теория электромагнетизма, Гостехиздат, 1948.
42. Ludentia W., *Elektr. Nachr. Tech.*, **19**, 7 (1942).
43. Cooley J. P., Rohrbaugh J. H., *Phys. Rev.*, **67**, 296 (1945).
44. Montani A., *Electronics*, **17**, 114 (1944).
45. Kelliher M. G., Watson E.T.S., *Wireless Engnr.*, **23**, 46 (1946).
46. Wantuch E. et al., *J. Appl. Phys.*, **19**, 1092 (1948).
47. Pierce J. R., *Electronics*, **24**, 66 (1951).
48. Anders H., *Zs. Phys.*, **45**, 129 (1951).
49. Аркадьев В. К., Дунская П., *ДАН СССР*, **76**, 513 (1951).
50. Golay M. J. E., *Proc. IRE*, **40**, 1161 (1952).
51. Cleeton C. E., *Physics*, **6**, 207 (1935).
52. Golay M. J. E., *Rev. Sci. Instr.*, **18**, 347 (1947).
53. Golay M. J. E., *Rev. Sci. Instr.*, **18**, 357 (1947).
54. Coates R. J., *Rev. Sci. Instr.*, **19**, 587 (1948).
55. Goldman S., Frequency Analysis, Modulation and Noise, N. Y., 1948.
56. Golay M. J. E., *Rev. Sci. Instr.*, **20**, 816 (1949).
57. Cherry C., Pulses and Transients in Communication Circuits, Lnd., 1949.
58. Loubser J. H. N., Townes C. H., *Phys. Rev.*, **76**, 178 (1949).
59. McCubbin T. K., Sinton, *J. Opt. Soc. Am.*, **40**, 537 (1950).
60. Culshaw W., *Proc. Phys. Soc.*, **63B**, 939 (1950).
61. Menzies A. C., *Proc. IEE*, **98**, part II, 771 (1951).
62. Harvey A. F., *Proc. IEE*, **98**, part II, 781 (1951).
63. McCubbin T. K., *J. Chem. Soc.*, **20**, 668 (1952).

-
64. McCubbin T. K., Sinton, *J. Opt. Soc. Am.*, **42**, 113 (1952).
 65. Klein J. A. et al., см. стр. 555 настоящего сборника.
 66. Culshaw W., *Proc. IEE*, Paper № 1445, 1953.
 67. Черенков П. А., *ДАН СССР*, **14**, № 3, 101 (1937).
 68. Франк И., Тамм И. Е., *ДАН СССР*, **14**, № 3, 109 (1937).
 69. Eder F. X., *Funk u. Ton*, **3**, 67 (1949).
 70. Motz H., см. стр. 194 настоящего сборника.

ВОЗБУЖДЕНИЕ И УСИЛЕНИЕ МИКРОВОЛН АТОМНЫМИ ПРОЦЕССАМИ¹⁾

Комбриссон, Тоунс

РАДИОСПЕКТРОСКОПИЯ. МОЛЕКУЛЫ АММИАКА

Радиоспектроскопия дает возможность исследовать взаимодействие между электрическим вектором электромагнитного поля и электрическими диполями, содержащимися в материальных средах, а также взаимодействие между магнитным вектором и элементарными магнитными моментами электронного или ядерного происхождения. Это изучение сводится к исследованию переходов от одного уровня энергии к другому, при которых частота в уравнении $E=h\nu$ соответствует волнам радиовещательного диапазона или диапазона радиолокационных станций [1, 2].

Физики исследуют линии поглощения, изучая их структуру. На этих частотах свободное излучение весьма маловероятно по сравнению с видимой и ультрафиолетовой областями спектра.

Молекула аммиака явилась предметом многочисленных исследований. Эта молекула имеет форму пирамиды, тогда как атом азота может иметь две структуры. Между обеими структурами имеет место резонанс, и, комбинируя их волновые функции, можно определить два энергетических уровня. Если обозначить через N_+ число молекул в одном состоянии и через N_- — в другом, то получим

$$\frac{N_+}{N_-} = e^{\frac{-\Delta E}{kT}},$$

где k —постоянная Больцмана, T —температура молекул, ΔE —разность энергетических уровней.

Переменное электрическое поле частоты $\nu=\Delta E/h$ (h —постоянная Планка) может вызвать переход молекул из одного энергетического состояния в другое. В связи с тем, что при более низком уровне энергии наблюдается наибольшее насыщение молекулами, при инверсии молекул аммиака возникает явление абсорбции. В действительности частота молекул неодинакова, полоса поглощения имеет сложную структуру, обусловленную вращением молекул, наличием изотопов и квадрупольными моментами ядра. Частота резонанса равна приблизительно 24 000 *Mc*; различные экспериментаторы пользовались все более и более усовершенствованными приборами для регистрации поглощения волн с. в. ч. некоторым объемом аммиака при слабом давлении (для устранения влияния столкновений молекул) в зависимости от частоты. В связи с тем что направление скорости различных молекул по отношению к излучению с. в. ч. неодинаково, возможность решения этой задачи даже при помощи самых совершенных приборов ограничивалась эффектом Доплера.

МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ГЕНЕРАТОР (УСИЛИТЕЛЬ)²⁾ НА АММИАКЕ

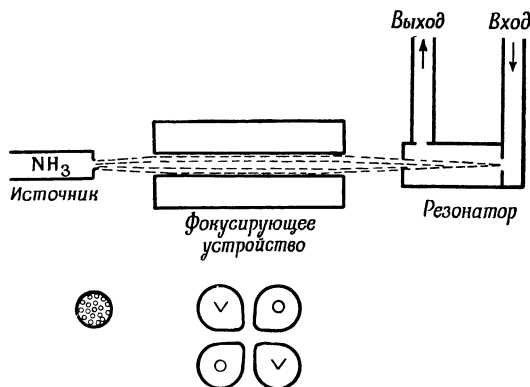
В этом приборе, сконструированном в Колумбийском университете [3], используется пучок молекул аммиака, из которого отбирают молекулы в со-

¹⁾ Combrisson J., Townes C. H., *L'onde électrique*, 36, № 356, 989—991 (1956).

²⁾ См. примечание на стр. 254.

стоянии с наивысшей энергией. Было бы бесполезно пытаться измерить свободное излучение, соответствующее переходу к низшему уровню, так как для осуществления этого перехода потребовался бы приблизительно целый день. Но если обеспечить возможность взаимодействия между отобранными молекулами и высокочастотным полем, то может иметь место возбужденное излучение.

Схема этого молекулярного усилителя (генератора) дана на фиг. 1. Все его детали находятся в вакууме (10^{-5} мм рт. ст.). Источник аммиака вызывает образование молекулярного пучка; с помощью фокусирующего устройства,



Ф и г. 1. Схема молекулярного усилителя (генератора) на аммиаке.

состоящего из электродов, попеременно положительных и отрицательных ($U=15$ кВ), молекулы, находящиеся в состоянии высшей энергии, концентрируются вдоль оси, а частицы, имеющие низшую энергию, удаляются. При наличии постоянного электрического поля вследствие эффекта Штарка энергия высшего состояния W возрастает, а энергия низшего состояния уменьшается. Электроды эквипотенциальны по отношению к потенциалу вида $U=U_0 r^2 \cos 2\theta$, где r, θ — цилиндрические координаты системы, в которой z — ось фокусирующего устройства. В молекулах развивается радиальная сила $f=dW/dr$, пропорциональная r для слабых полей. Эта сила, отрицательная для одной группы молекул и положительная для другой, производит указанную выше сортировку частиц. Пучок отсортированных молекул проникает в резонатор, соединенный с входными и выходным волноводами. Источник колебаний с. в. ч. (клистрон) с помощью входного волновода создает в резонаторе переменное электрическое поле частоты ν . Если $\nu = \nu_0$, где ν_0 — резонансная частота молекул, то это поле вызывает переход молекул из одного состояния в другое. Тогда имеет место «индуцированное» излучение, т. е. если резонансное усиление достаточно велико и если молекулярный пучок достаточно плотен, то при помощи выходного волновода возможен отбор большего количества энергии, чем было введено во входной волновод.

Прибор представляет собой усилитель для частоты ν_0 , он является также спектрографом, поскольку мощность на выходе пропорциональна вероятности перехода молекул из одного состояния в другое на различных частотах вокруг значения ν_0 . Более подробное описание этих приборов, а также полученных результатов в области спектроскопии содержится в работах [3, 4].

Резонатор имеет форму цилиндра, в котором возбуждается волна TE_{011} , причем молекулы направляются вдоль его оси; благодаря большой длине резонатора время взаимодействия между молекулами и высокочастотным полем увеличивается. Эффект Доплера не вызывает расширения линий, так как молекулы имеют параллельные скорости. Однако если резонатор

возбуждается колебанием, для которого требуется более полуволны поля вдоль направления пучка, возникают два резонансных пика.

Если молекулярный пучок достаточно плотен, то в результате могут возникнуть спонтанные колебания с молекулярной резонансной частотой или, точнее, с частотой

$$\nu_0 = \nu_F + \frac{\Delta\nu_F}{\Delta\nu_c} (\nu_c - \nu_F) f(N),$$

где ν_F , ν_c — резонансные частоты пучка и резонатора, $\Delta\nu_F$, $\Delta\nu_c$ — ширина резонансных кривых пучка и резонатора соответственно, $f(N)$ — некоторая функция числа молекул N , $f(N) \approx 1$.

Мощность излучения может достигать 10^{-9} *вт*. Частота этого излучения очень стабильна; ширина спектра излучаемых частот (по половине амплитуды) равна

$$2\delta\nu = \frac{\varepsilon\pi kT}{P_F} (\Delta\nu_F)^2,$$

где k — постоянная Больцмана, T — температура резонатора и P_F — мощность.

Для $T = 300^\circ \text{K}$, $\Delta\nu_F = 3 \cdot 10^3$ *гц*, $P_F = 10^{-10}$ *вт*, величина $2\delta\nu = 10^{-2}$ *гц* и $\nu_0/\delta\nu = 5 \cdot 10^{12}$.

С помощью эксперимента удалось установить характер биений между двумя такими генераторами. В течение 1 сек. уход частоты не превышал 0,1 *гц*, т. е. стабильность каждого генератора равна по меньшей мере $4 \cdot 10^{-12}$. С помощью резонаторов из сплава стали и никеля (инвара) оказалось возможным поддерживать в течение 1 часа устойчивые колебания лишь с точностью до 10^{-10} . Следует отметить, что такая стабильность позволяет использовать эту систему в качестве часов, с помощью которых можно регистрировать изменения скорости вращения Земли и, быть может, проверить некоторые выводы из общей теории относительности.

Как усилитель прибор имеет малую полосу пропускания (менее $3 \cdot 10^3$ *гц*); коэффициент шума у него очень мал, так как в нем отсутствует шум электронного происхождения. К сожалению, этот усилитель может быть применен лишь в очень немногих областях.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ПАРАМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС

Парамагнитными веществами называются вещества, содержащие электроны, в которых равнодействующая кинетического момента, орбитального момента и момента спина имеет вполне определенную величину, и пренебречь ею нельзя (количественно $J = L + S \neq 0$). Следовательно, в парамагнитных веществах существуют элементарные магнитные моменты, связанные с этими кинетическими моментами. Здесь не рассматривается ядерный парамагнетизм, обусловленный наличием ядерного спина I , не равного нулю. Для упрощения возьмем часто встречающийся случай холостых электронов, имеющих момент спина, и исследуем свойства этих спинов в присутствии магнитного поля.

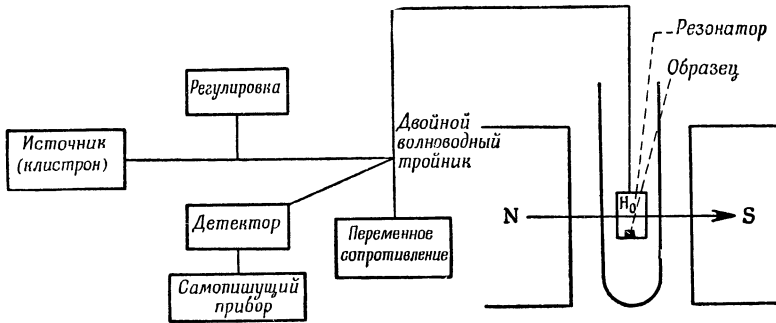
В постоянном поле H_0 спины могут существовать в двух энергетических состояниях, разделенных $\Delta E = 2\mu H_0$, где μ — магнитный момент спинов. Количество спинов в различных энергетических состояниях неодинаково. Соотношение между ними подчиняется закону Больцмана

$$\frac{N_+}{N_-} = e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \quad \text{или} \quad N_- - N_+ = \frac{N_0}{2} \frac{h\nu}{kT},$$

где N_+ и N_- — плотность спинов в двух различных состояниях, N_0 — число рассматриваемых спинов, h и k — постоянные Планка и Больцмана, T — температура и $\Delta E/kT$ — число, малое по сравнению с единицей.

Состояние равновесия между N_+ и N_- устанавливается по закону $e^{-t/\tau}$, позволяющему определить время релаксации τ (в действительности определяется два времени релаксации: T_1 — релаксация спин—решетка и T_2 — релаксация спин—спин). Электромагнитное поле радиочастоты $\nu_0 = \Delta E/h$, перпендикулярное к постоянному полю H_0 , позволяет осуществить переход из одного состояния энергии в другое. В итоге имеет место явление поглощения, так как в состоянии, соответствующем более низкому энергетическому уровню, находится большее число спинов.

Можно исследовать также движение магнитного момента, помещенного в постоянное поле H_0 : подчиняясь силе, действующей под углом к H_0 , он совершает прецессионное движение вокруг H_0 с частотой ν_0 , пропорциональной величине H_0 (частота Лармора). Если наложить на H_0 слабое



Ф и г. 2. Схема спектрографа для магнитного резонанса.

поле H_1 частоты ν , то для $\nu = \nu_0$ имеет место резонанс; угол θ между моментом M и полем H_0 может принимать в этом случае очень большие значения, в результате чего возникает «качение» со значительной амплитудой.

Спектрографы для магнитного резонанса позволяют регистрировать резонансные полосы, иначе говоря, поглощаемую энергию в зависимости от частоты ν , если значение H_0 постоянно, или в зависимости от H_0 , если значение ν остается постоянным. Для полей H_0 в несколько тысяч гаусс частота ν_0 имеет порядок нескольких тысяч мегагерц. Вещество помещается в пучность магнитного поля резонатора. На фиг. 2 представлена схема такого спектрографа. Вообще время релаксации весьма мало, достигая 10^{-10} сек. Резонансные полосы могут иметь тонкую структуру, обусловливаемую влиянием внутреннего поля кристалла на орбитальный момент; они могут иметь и сверхтонкую структуру, наблюдаемую в случае, когда электроны, обуславливающие парамагнитные свойства, связаны с ядром спина $I \neq 0$. Тогда резонансная линия разлагается на $(2I + 1)$ составляющих.

МОЛЕКУЛЯРНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ (ГЕНЕРАТОР) С МАГНИТНЫМ РЕЗОНАНСОМ

Этот прибор может быть сконструирован при наличии вещества с временем релаксации, достаточным для возвращения спинов в прежнее энергетическое состояние и пребывания их там в течение некоторого времени, иными словами, для того чтобы населенность состояния с более высоким энергетическим уровнем была бы выше. Эквивалентом молекулярного аммиачного пучка является совокупность спинов, эквивалентом фокусирующего устройства — прибор для возвращения спинов. Если такой молекулярный генератор (усилитель) функционирует в импульсном режиме, то спины должны последовательно переходить сначала в область, в которую

они должны быть «возвращены» (с частотой $1/\tau$), а затем в область, где они дают индуцированное излучение.

Были исследованы некоторые вещества, например кремний, содержащий примеси мышьяка или фосфора [5]. При температуре 2°K время релаксации достаточно для возвращения спинов, быстро проходящих в условиях резонанса, поскольку время релаксации спин — решетка имеет порядок нескольких минут, спины остаются «возвращенными» в течение некоторого времени [3]. Применяя это вещество, можно работать при очень большой напряженности поля H_0 , используя важный фактор — постоянную Больцмана, а затем осуществить возвращение спинов в поле с меньшей напряженностью.

Для получения колебаний резонатора, обусловленных индуцированным возвращением спинов, мощность P_s , излучаемая спинами, должна превышать ту, которая теряется в резонаторе. Она определяется выражением

$$P_s = \frac{\pi N \mu^2 \nu^2}{k T \Delta \nu} (\bar{H}_1^2)_s,$$

где μ — магнитный момент (магнетон Бора), ν — частота H_1 , k — постоянная Больцмана, T — температура, $\Delta \nu$ — ширина кривой магнитного резонанса, $(\bar{H}_1^2)_s$ — среднее значение H_1^2 в объемном резонаторе.

Потерянная мощность выражается

$$P_c = -\frac{\nu V}{4Q} (\bar{H}_1^2)_v,$$

где $(\bar{H}_1^2)_v$ — среднее значение H_1^2 в объемном резонаторе V и Q — добротность. Условие для возникновения колебаний

$$N \geq \frac{k T V \Delta \nu}{4 \pi Q \mu \nu} \frac{(\bar{H}_1^2)_s}{(\bar{H}_1^2)_v}.$$

Эксперимент проводился при следующих условиях:

$$\nu = 9000 \text{ мГц}, Q = 10\,000, T = 2^\circ\text{K}, V = 4,4 \text{ см}^3, (\bar{H}^2)_s = (\bar{H}^2)_v.$$

Из приведенного выше неравенства $N \geq 10^{17}$ или с учетом сверхтонкой структуры $N \geq 2 \cdot 10^{17}$ для образцов, содержащих фосфор.

Импульс энергии, излучаемой спинами, должен быть

$$\frac{N h \nu}{2} \frac{h \nu}{k T} \approx 0,6 \text{ эрг.}$$

Если эта энергия излучается в течение 10^{-2} сек., то она соответствует нескольким микроваттам.

С имевшимися образцами (N — порядка 10^{17}) и при указанных условиях эксперимента колебания не могли быть получены, но удалось возратить все спины и рассчитать соотношения между отдаваемой ими мощностью и мощностью, необходимой для поддержания поля в резонаторе. При лучших условиях это соотношение составляло $1/3$. Следовательно, можно полагать, что с помощью некоторых технических усовершенствований вполне возможно сконструировать прибор, основанный на описанном явлении [6].

Этот прибор нельзя было бы использовать в качестве стабильного генератора, так как в таком случае частота зависела бы от поля H_0 , однако он был бы очень полезен как усилитель вследствие малого уровня шума, так как при 2°K существовал бы лишь тепловой шум резонатора (шумом, создаваемым волноводами, соединенными с резонатором, и антенной, можно пренебречь). Частота этого усилителя регулируема, а ширина его полосы пропускания порядка многих мегагерц. Прибор мог бы найти применение в радиоастрономии.

Некоторые вещества могут иметь более длительное время релаксации и обладать свойствами, аналогичными кремнию. Проведенные предваритель-

ные исследования показали, что облученные тела, столь различные по своему химическому составу, как гликоль и антрацен, имеют при 4° К резонансную полосу, характеризующую временем релаксации T_1 порядка нескольких секунд. Величина T_1 является функцией дозы облучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gordy, Smith, Trambarulo, *Microwave Spectroscopy*, N. Y., 1953.
2. Townes, Schawlow, *Microwave Spectroscopy*, N. Y., 1955.
3. Gordon J. P., Zeiger, H. J., Townes C. H., *Phys. Rev.*, **99**, 1264 (1955).
4. Gordon J. P., *Phys. Rev.*, **99**, 1253 (1955).
5. Honig A., Combrisson J., *Phys. Rev.*, **102**, 917 (1956).
6. Combrisson J., Honig A., Townes C. H., *C. R.*, **20**, 2451 (1956).

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ВОЛНОВОДЫ С МАЛЫМИ ПОТЕРЯМИ¹⁾

Вейс, Джорджи

ВВЕДЕНИЕ

История диэлектрических волноводов начинается с 1910 г., когда была опубликована теоретическая работа Гондроса и Дебая [1], которые провели математическое исследование распространения волн поперечно-магнитного типа в диэлектрическом волноводе без потерь. Саутворт в 1930 г. [2] начал экспериментальное исследование волн этого типа, а Карсон, Мид и Щелкунов [3] разработали общую теорию, в которой показано существование волн типов TE и TM , а также волн смешанного типа HE . В период второй мировой войны стали применяться диэлектрические стержневые антенны [8]. Однако, так как самые короткие волны, используемые в то время на практике, составляли всего несколько сантиметров, считалось, что диэлектрические волноводы нельзя применять в качестве линий передачи. Размеры диэлектрика, требуемые на этих относительно длинных волнах, а также затруднения, связанные с креплением волноводов, излучением и перекрестными искажениями, сильно тормозили практическое использование этих волноводов. Кроме того, не было большой необходимости в диэлектрических волноводах, поскольку металлические волноводы, пропускающие только основную волну, обладали достаточно малыми потерями, тогда как гибкость их без труда обеспечивалась с помощью гофрированных волноводов или коаксиальных линий.

Впоследствии с укорочением длины волны до 1 см и меньше вновь усилился интерес к обеспечению малых потерь и гибкости с помощью диэлектрических волноводов. Чэндлер [4] и Элзассер [5] исследовали затухание в диэлектрических волноводах цилиндрической формы, а группа сотрудников лаборатории с. в. ч. Нортуэстерского университета провела более подробное исследование волноводов, состоящих из круглых диэлектрических стержней и труб, и получила количественные соотношения для полей внутри и вне этих волноводов. Эта группа провела также экспериментальное и теоретическое изучение затухания в таких волноводах. Фокс (фирма «Бэлл телефон лабораториз») также исследовал распространение электромагнитных волн по диэлектрическим волноводам с точки зрения их использования вместо металлических волноводов в стендовых установках на миллиметровых волнах. В результате этой работы появилось несколько очень простых гибких волноводов, направленных ответвителей и волноводных сочленений. В настоящей статье описана работа, проведенная фирмой «Бэлл телефон лабораториз» по диэлектрическим волноводам с малыми потерями, пригодным для передачи сигнала на небольшие расстояния.

ТИПЫ ВОЛН В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

Ниже сделано только несколько общих замечаний по теории типов волн в диэлектрическом волноводе, так как она подробно рассмотрена в литературе [3]. Под типом волны в волноводе обычно понимается определенное распреде-

¹⁾ Weiss M. T., Georgy E. M., *Trans. IRE, MTT-2*, № 3, 38—44 (1954).

ление электромагнитного поля, которое изменяется экспоненциально в направлении распространения по закону $e^{-\gamma z}$, где постоянная распространения γ может быть вещественной, мнимой или комплексной. В случае полого металлического волновода на всех частотах существуют волны бесчисленного множества типов, которые до отсечки распространяются (γ имеет мнимое значение), а после отсечки затухают (γ имеет вещественное значение). Эта последовательность типов волн в металлическом волноводе является полной, так что любая произвольная конфигурация поля может быть выражена в виде суммы возможных волн.

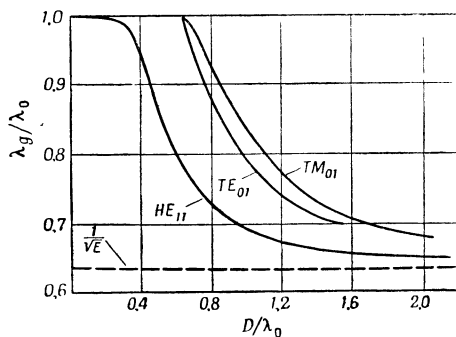
Адлер [6] показал, что для диэлектрических волноводов без потерь постоянная распространения γ никогда не может быть действительной величиной и обязательно является мнимой, т. е. $\gamma = j\beta$. Следовательно, обычная отсечка, которая наступает в металлическом волноводе, в данном случае не может иметь место, однако не все волны могут распространяться при любых частотах. Это означает только, что ниже определенной критической частоты волны некоторых типов просто перестают существовать. На очень высоких частотах, когда диаметр волновода значительно больше длины волны, постоянная распространения

$j\beta$ приближается к $j\omega \sqrt{\varepsilon_1 \mu_0}$, где ε_1 — диэлектрическая проницаемость волновода. Это вполне закономерно, так как на таких высоких частотах почти вся энергия волны концентрируется внутри диэлектрика. По мере уменьшения частоты постоянная распространения уменьшается до тех пор, пока не будет достигнута критическая частота, при которой $j\beta = j\omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$ совпадает с постоянной

распространения в свободном пространстве. При еще более низких частотах волна больше не распространяется вдоль диэлектрика и перестает существовать в противоположность металлическому волноводу, в котором после отсечки постоянная распространения становится действительной. Поэтому термин «отсечка» не полностью отражает те явления, которые происходят в диэлектрическом волноводе при этой критической частоте. Адлер [6] предложил термин «частота рассеяния», поскольку при этой частоте волна рассеивается диэлектриком в пространство, вместо того чтобы распространяться вдоль диэлектрика. Из изложенного выше следует, что при любой данной частоте могут существовать только волны конечного числа типов. Таким образом, последовательность волн этих типов не является полной, так как произвольная конфигурация поля не может быть выражена в виде суммы этих волн, а должна быть представлена как сумма распространяющихся и излучающихся волн.

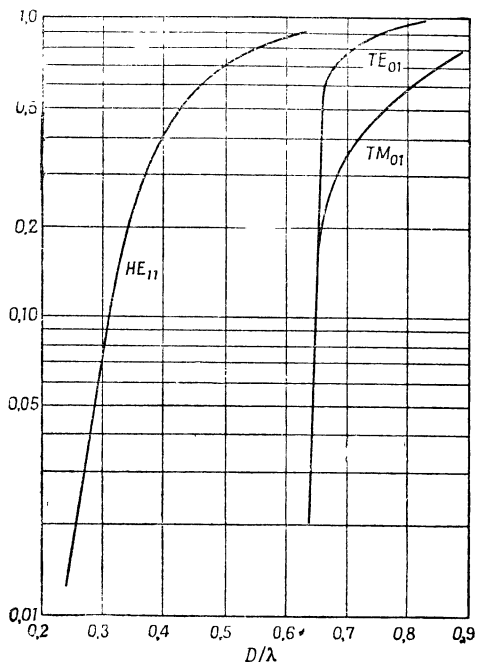
Большинство волн в диэлектрическом волноводе должно иметь продольные составляющие как E , так и H . Эти волны обычно называются «смешанными» и обозначаются в форме HE_{nm} , если поле в поперечном сечении напоминает поле волн $H(TE)$, или в форме EH_{nm} , если это поле по своей структуре ближе к волнам $E(TM)$. Можно показать, что поперечно-электрические или поперечно-магнитные волны могут распространяться только в случае аксиальной симметрии поля.

Поперечно-электрические и поперечно-магнитные волны самого низкого порядка (TE_{01} и TM_{01}) могут существовать в полистироловом стержне только в том случае, если диаметр стержня больше чем 0,626 длины волны. Если отношение диаметра к длине волны близко к этой величине, то почти вся



Ф и г. 1. Графики зависимости длины волны от диаметра полистиролового волновода.

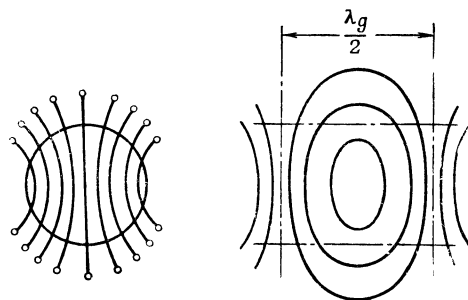
энергия волны сосредоточена в пространстве, окружающем волновод, так что длина волны в волноводе почти совпадает с длиной волны в свободном пространстве. Но по мере того как отношение диаметра к длине волны возрастает, длина волны в волноводе быстро уменьшается и при больших диаметрах волновода, как показано на фиг. 1, приближается к длине волны в безграничной диэлектрической среде. Можно также утверждать, что с уменьшением длины волны потери возрастают (фиг. 2), так как изменения этих двух величин



Фиг. 2. Графики зависимости потерь от диаметра полистиролового волновода для волн различных типов. $\alpha_K = \frac{\sqrt{\epsilon} \pi \operatorname{tg} \delta}{\lambda_0} \times$
 \times Потери в безграничной среде.

зависят от соотношения между энергиями полей, находящихся внутри и вне диэлектрика.

Из волн смешанных типов волна типа HE_{11} не имеет «частоты рассеяния» и может распространяться при любых частотах независимо от диаметра. На очень низких частотах волна этого типа превращается почти полностью в поперечную электромагнитную волну, распространяющуюся в свободном пространстве практически без потерь и без волноводного



Фиг. 3. Приближенная структура поля HE_{11} для волны типа HE_{11} в диэлектрическом волноводном стержне.

воздействия со стороны диэлектрика. По мере того как отношение диаметра к длине волны увеличивается, волноводное воздействие усиливается, а длина волны в волноводе значительно отклоняется от длины волны в свободном пространстве, как показано на фиг. 1. Приближенная структура поля волны типа HE_{11} изображена на фиг. 3. Нетрудно заметить, что волна этого типа очень похожа на основную волну типа TE_{11} в круглом волноводе.

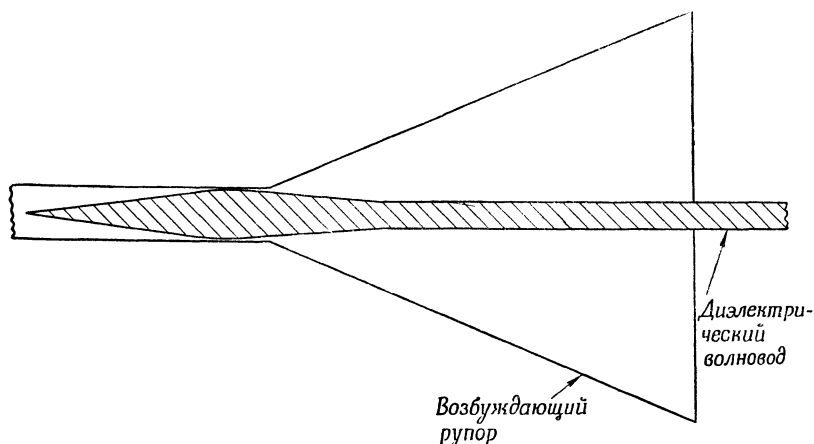
ВЫБОР ТИПА ВОЛНЫ

В диэлектрическом волноводе волна наиболее подходящего типа для передачи с. в. ч. должна легко возбуждаться, иметь малые потери и быть по возможности устойчивой к вырождению или к излучению, обусловленным неточностями, допущенными при изготовлении волновода.

Рассмотрим вначале вопросы, связанные с возбуждением. Поскольку волна типа HE_{11} имеет структуру поля, весьма близкую к структуре поля основной волны типа TE в металлическом волноводе, возбуждение легко осуществить путем введения диэлектрика в металлический волновод, пропускающий только основную волну и соответствующим образом расширяющийся на конце, как

показано на фиг. 4. Для возбуждения всех волн остальных типов потребуются трансформаторы.

Что касается потерь, то нетрудно видеть из фиг. 2, что волна типа HE_{11} имеет малые потери в более широком диапазоне изменения диаметров по сравнению с волнами поперечных типов, для которых потери быстро возрастают от нуля до довольно большой величины, так что очень малые изменения диаметра приводят к весьма большим изменениям потерь. Таким образом, для волны типа HE_{11} требуются меньшие точности при изготовлении волновода, и поэтому ей следует отдать предпочтение по сравнению с волнами других типов.



Ф и г. 4. Схема возбуждения волны типа HE_{11} .

Волне типа HE_{11} должно быть также отдано предпочтение и с точки зрения вырождения типов волн. Если отношение диаметра диэлектрика к длине волны мало (для полистирола менее 0,626), то вырождения типов волн не происходит, так как в волноводе может существовать только волна типа HE_{11} . Неоднородности волновода будут, конечно, приводить к паразитному излучению. Однако в линиях передачи это излучение не представляет собой такой серьезной опасности, как вырождение типов волн, заключающее в себе потенциальную возможность увеличения помех.

Таким образом, для целей передачи с. в. ч. волна типа HE_{11} является наиболее подходящей по сравнению с волнами всех остальных типов.

ФОРМА ВОЛНОВОДА

Одной из первых задач, подлежавших изучению, являлось определение формы волновода (стержень или труба, круглое или прямоугольное сечение), обеспечивающей получение наименьших потерь при наибольших допусках на неоднородность и при концентрации энергии в определенном пространстве.

Относительные преимущества стержневой и трубчатой форм диэлектрического волновода можно оценить теоретически, исходя из соотношений, выведенных группой сотрудников лаборатории с. в. ч. Нортвестернского университета. С участием Моргана произведены расчеты относительного потока мощности в различных участках стержня и трубы определенных размеров, потери которых примерно одинаковы. Результаты этих расчетов показали, что для данных размеров стержень лучше ограничивает энергию, чем труба.

С другой стороны, в случае использования трубы длина волны в волноводе меньше зависит от диаметра, чем в случае применения стержня, поэтому допуски на размеры трубы не столь жестки. Однако это преимущество недо-

статочно для оправдания производственных трудностей, возникающих при изготовлении трубы.

Вопрос о поперечном сечении волновода теоретически не рассматривался из-за очень больших трудностей, встречающихся при решении задачи для диэлектрических волноводов с некруглым поперечным сечением. Однако эксперименты с круглыми волноводами, произведенные Фоксом, показали, что эти волноводы не пригодны для целей передачи сигнала, так как внутренние напряжения, геометрические неоднородности и закругления волноводов вызывали изменение направления плоскости поляризации линейно поляризованной волны HE_{11} . Поэтому было решено применять волноводы с прямоугольным или овальным поперечным сечением. Для этих поперечных сечений явления, связанные с изменением поляризации, сводятся к минимуму, так как для двух взаимно-перпендикулярных осей симметрии волновода длины волн в волноводе различны. Таким образом, эта работа дополняет другие исследования диэлектрического волноводного стержня, для которого математическая задача решается проще.

ИЗМЕРЕНИЯ ЗАТУХАНИЯ НА ЧАСТОТЕ 24 000 МГц

Теория затухания в сплошном круглом диэлектрическом волноводе рассматривалась Элзассером [5] и группой сотрудников Нортвестернского университета применительно к полистиролу. Полученные результаты показаны на фиг. 2. Для прямоугольных диэлектрических волноводов никаких теоретических исследований затухания не проводилось из-за чрезвычайной сложности задачи, в связи с чем этот вопрос изучался экспериментально. Предполагалось, что если в прямоугольном волноводе вектор E направлен параллельно его широкой стенке, то затухание совпадает с затуханием в круглом волноводе с диаметром, несколько превышающим ширину широкой стенки волновода. Точно так же предполагалось, что если вектор E направлен параллельно узкой стенке волновода, то потери будут те же, что и в круглом волноводе с диаметром, несколько превышающим ширину узкой стенки волновода.

Измерения производились с использованием двух различных методов. Первый метод сводился к непосредственному измерению потерь в волноводе, обладающем достаточно большой длиной для получения хорошей точности. Выполнение этих измерений оказалось довольно трудным из-за сложности получения одинакового поперечного сечения на больших длинах. Кроме того, передающие линии большой длины громоздки и требуют отсутствия неоднородностей на протяжении большой длины. Тем не менее произведено несколько измерений с большими длинами на образцах, вырезанных из листового материала, а затем сваренных друг с другом для получения линии необходимой длины, а также на образцах, отпрессованных на промышленном оборудовании.

Результаты измерений на линиях большой длины приведены в табл. 1.

Таблица 1
Затухание в диэлектрическом волноводе на частоте 24 000 МГц

Материал, использовавшийся для изготовления полистироловых волноводов	Размеры сечения волновода, мм	Направление вектора E	Радиус области распространения поля, см	Потери, дБ/м
Листовой	$2,41 \times 3,96$	По ширине волновода	3,8	0,164
Прессованный »	$2,18 \times 3,94$	То же	10,2	0,164
	$2,18 \times 3,94$	По высоте волновода	17,8	0,082

Линия, сконструированная из кусков листового материала, имела прямоугольную форму и размеры $2,41 \times 3,96$ мм. Потери измерялись на частоте 24 000 МГц для волноводов различной длины. Если электрическое поле параллельно широкой стенке волновода, то, как показали измерения, средние потери составляют 0,16 дБ/м. Измерения радиуса, в котором сосредоточено поле, производились довольно грубо и не претендуют на большую точность. Однако эти измерения показывают, что если взять большие металлические или поглощающие пластины и поднести их к волноводу на расстояние 4 см, то они не оказывают заметного влияния (менее 1%) на передачу сигнала. Плоскость поляризации приемного рупора вращалась на 360° по отношению к передающему рупору при длине линии, равной 10,7 м, без заметного воздействия на принимаемый сигнал. Эта линия может также иметь искривление с радиусом кривизны 13,7 м. При этом изменение выходного сигнала не превышает 1%.

Линия, изготовленная промышленным способом, имела овальную форму и размеры $2,18 \times 3,94$ мм с отклонением порядка $\pm 0,13$ мм. Вследствие меньших размеров отпрессованной линии и в результате того, что ее поперечное сечение было не прямоугольным, а овальным, поле было сосредоточено в радиусе 10 см вместо 3 см, полученных для линии, изготовленной из листового материала. Предполагалось, что по той же причине отпрессованная линия будет иметь значительно меньшие потери, чем линия, изготовленная ручным способом. Однако, вопреки ожиданиям, для этой линии получен такой же результат (0,16 дБ/м).

Единственное правдоподобное объяснение таких больших потерь заключается в том, что отпрессованный полистирол сам по себе имеет больший тангенс угла потерь, обусловленный, по-видимому, примесями, привнесенными при прессовке. Измерения подтвердили эти предположения и показали, что на 3000 МГц листовой материал имеет тангенс угла потерь, равный 0,0006, а отпрессованный материал 0,0022. Таким образом, очевидно, что измерения на диэлектрическом волноводе, отпрессованном из полистирола, давали завышенные значения потерь. Поэтому были предприняты шаги к получению материалов лучшего качества.

Второй метод измерения потерь в диэлектрическом волноводе основан на использовании резонансных способов, аналогичных примененным Чэндлером [4] и Джексом. Согласно этой методике, диэлектрический волновод помещается между двумя параллельными плоскими отражателями, образующими резонатор, который благодаря многократным отражениям значительно увеличивает длину волновода. Прохождение через резонатор происходит в случае, когда на его длине укладывается целое число полуволн. Определяя величину максимумов прохождения при изменении длины линии, получаем достаточно данных для расчета затухания в диэлектрическом волноводе.

На этой резонансной установке произведены измерения потерь в полистироловом волноводе, отпрессованном промышленным способом. В этом случае при поляризации вектора электрического поля в направлении размера 3,94 мм измеренные потери составили 0,164 дБ/м, что хорошо согласуется с измерениями на линии большой длины. Измерения радиуса области распространения поля в резонаторе и в линии большой длины также хорошо согласуются друг с другом. В случае когда вектор электрического поля направлен вдоль размера 2,18 мм, поле сосредоточено в радиусе, равном примерно 18 см, а потери снижаются до 0,082 дБ/м.

ИЗМЕРЕНИЯ ЗАТУХАНИЯ НА ЧАСТОТЕ 48 000 МГц

Измерения затухания на частоте 48 000 МГц производились двумя способами. Первый способ сводился к рассмотренным выше измерениям на линиях большой длины. Во втором методе использовался передвижной направ-

ленный ответвитель, позволявший производить измерения в любой точке вдоль линии. Однако применение направленного ответвителя связано с рядом трудностей. Оказалось, что в применявшейся линии при номинальных размерах $1,42 \times 3,61$ мм имелись периодические изменения размеров по длине, которые, влияя на коэффициент связи, вызывали появление переменной составляющей мощности, измеряемой вдоль линии передачи. Для обеспечения одинаковых размеров и уменьшения поперечного сечения полистирол был точно откалиброван. Но переменная составляющая все же сохранилась, и для определения потерь в волноводе пришлось усреднять результаты достаточно большого числа измерений. Очевидно, сохранившиеся колебания обусловлены изменениями диэлектрической проницаемости, которые вызывали соответствующие изменения коэффициента связи. В свою очередь изменения диэлектрической проницаемости могут быть вызваны изменениями размеров в полистироле до его калибровки.

Если вектор E перпендикулярен к большей оси поперечного сечения волновода, то для полистироловой линии $1,42 \times 3,61$ мм и длиной 30,5 м (100 футов), подвешенной на нейлоновых нитях, следующих через каждые 1,8 м (6 футов), потери изменялись от 24 до 30 дБ на 30,5 м (100 футов) длины. Если вектор E параллелен большей оси поперечного сечения, то измеренные потери изменялись от 94 до 120 дБ на 30,5 м (100 футов) длины. При относительной влажности, близкой к 100%, затухание увеличивалось. Настройка линий не была критичной даже в том случае, когда вектор E был направлен перпендикулярно к большей оси поперечного сечения волновода. Смещение середины линии длиной 100 футов на 1 фут не вызывало заметных изменений затухания. Но смещение середины секции длиной 2 фута на 1 дюйм вызывало дополнительные потери, равные 0,5 дБ. Выразить влияние расстройки в общей форме довольно трудно. Потери на излучение, происходящее на однородных закруглениях, не представляют большого практического интереса, так как случайная расстройка не приводит к равномерному изгибу. Выше приведены значения потерь, обусловленных смещением точки крепления волновода. Однако следует учитывать, что эти потери зависят от механических свойств линии, так как механические свойства определяют остроту изгиба при данном смещении деталей крепления волновода.

Экспериментально найдено, что для прямоугольной полистироловой линии сечением $0,97 \times 2,90$ мм поле распространяется в области с радиусом порядка 4 см. В том случае, когда вектор E направлен параллельно узкой стенке волновода, потери диэлектрического волновода длиной 30,5 м с креплением на нейлоновых петлях через каждые 1,8 м составляли 4,5 дБ на 30,5 м. Приведенные значения затухания измерялись с точностью до $\pm 0,2$ дБ. Введение скрутки длиной 3,7 м, поворачивающей плоскость поляризации на 360° , вызвало увеличение потерь примерно на 1 дБ, но возбуждавшаяся при этом волна, поляризованная в перпендикулярном направлении, была ничтожна (отношение мощностей волн с взаимно-перпендикулярной поляризацией, превышало 20 дБ).

Наконец, рассматривался полистироловый волновод сечением $0,81 \times 2,44$ мм. Потери для секции этого волновода длиной 32,3 м с креплением на нейлоновых нитях через каждые 1,2 м составляли около 0,7 дБ на 30,5 м. Настройка линии оказалась очень критичной: Смещение одной из поддерживающих нитей на 2,5 см вызывало дополнительные потери порядка 2 дБ. При креплении линии через каждые 3,7 м потери возрастали до 1,2 дБ на 30,5 м. Использование скрутки, поворачивающей плоскость поляризации на 90° и имеющей длину 3,7 м, увеличивало потери на 0,5 дБ. Для скрутки на 180° длиной 3,7 м отношение мощностей волн с взаимно-перпендикулярными плоскостями поляризации составляло примерно 20 дБ. Смещение линии не вызывало появления заметной составляющей, поляризованной в перпендикулярном направлении. Экспериментальные результаты сведены в табл. 2.

Таблица 2

Затухание в диэлектрическом волноводе на частоте 48 000 МГц

Размеры сечения волновода, мм	Направление вектора E	Радиус области распространения поля, см	Потери, дБ/м
1,42×3,61	По ширине волновода	1,0	3,28
1,42×3,61	» высоте »	2,0	0,89
0,97×2,90	» » »	3,8	0,15
0,81×2,44	» » »	7,6	0,023

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛНОВОДА

Как указывалось выше, в диэлектрическом волноводе можно возбудить волну HE_{11} , если, как показано на фиг. 4, вставить заостренный конец этого волновода внутрь прямоугольного металлического волновода, пропускающего только основную волну и заканчивающегося рупором. Для определения оптимальных размеров рупора, при которых возбуждение волны происходит с малыми потерями, был выполнен ряд экспериментов. Исходя из качественных соображений, можно утверждать, что как длина рупора, так и его угол раскрытия существенны и должны быть подобраны оптимальным образом. Для волновода с размерами поперечного сечения $2,41 \times 3,96$ мм и с вектором E, направленным вдоль широкой стенки волновода, наилучшие результаты получены с рупором длиной 25,4 см и углом раскрытия, равным 20° . Потери на возбуждение для этого рупора составляли примерно 0,75 дБ.

По мере уменьшения поперечного сечения диэлектрика и увеличения поля вне диэлектрика возбуждение становится все более затруднительным. В частности, это подтвердилось в экспериментах по возбуждению на частоте 48 000 МГц. Так, например, в случае волновода $1,42 \times 3,61$ мм, для которого поле распространяется в области с радиусом порядка 1,0 см, и конического рупора длиной 12,7 см и диаметром 4,45 см потери на возбуждение составляли 1,0 дБ. Для маленького волновода $0,81 \times 2,44$ мм и того же рупора потери на возбуждение составляли 5,1 дБ. Для уменьшения потерь в этом волноводе до 1,5 дБ потребовался рупор длиной 53,3 см с двумя углами раскрытия и с выходным диаметром, равным 10,2 см. Попытки дальнейшего уменьшения этих потерь путем применения различных схем с использованием линз и диэлектрических волноводов с переменным сечением оказались безуспешными.

ЭКРАНИРОВАНИЕ ВОЛНОВОДОВ

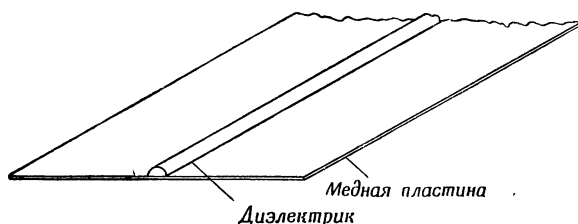
Диэлектрические волноводы требуют электрической и механической экранировки, защищающей их от перекрестных электрических помех, а также от дождя, снега и т. п. и наряду с этим допускающей работу волновода в непоглощающей сухой атмосфере. Однако при изготовлении экранов не требуются очень жесткие механические допуски, необходимые для металлических волноводов, пропускающих волны многих типов.

Эксперименты, связанные с экранировкой, выполнялись с применением резонаторных методов. Оказалось, что при наличии металлического экрана появляется много ложных резонансов, обусловленных связью между смешанными волнами в диэлектрике и волнами, распространяющимися в металлическом волноводе. Таким образом, очевидно, что металлические экраны работают неудовлетворительно и вызывают перекрестную связь между волнами различных типов.

Поэтому наилучшая экранировка обеспечивается с помощью поглощающей трубы большого диаметра, не захватывающей область распространения энергии вокруг диэлектрика. Поскольку трубы промышленного изготовления с большим диаметром отсутствовали, пришлось воспользоваться фанерой толщиной 1,27 см, которая оказалась вполне удовлетворительной.

КРЕПЛЕНИЕ ВОЛНОВОДА

Для исследования возможных способов крепления диэлектрических волноводов производились испытания с использованием как резонаторного метода, так и метода линии большой длины. Тонкие нейлоновые нити оказались вполне приемлемыми. Были также испытаны тонкие листы из пенопласта, которые показали удовлетворительные результаты только при симметричном расположении по отношению к плоскости, перпендикулярной вектору электрического



Ф и г. 5. Схема использования плоскости зеркальных отображений.

поля, или к плоскости, перпендикулярной вектору магнитного поля. Эти крепления с размерами $25,4 \times 25,4 \times 0,635$ см повторялись через каждые 25,4 см вдоль полистироловой линии сечением $2,41 \times 3,96$ мм и длиной 45,7 м, не оказывая заметного влияния на потери распространения. Однако несимметричные крепления из пенопласта вызывали большие потери на излучение.

Вопрос о применимости пенопластовых креплений для вертикальных участков волноводных линий пока не решен и требует дальнейших исследований. При одном из возможных вариантов в середину диэлектрического волновода вводится провод, увеличивающий механическую жесткость диэлектрика и лишь ненамного нарушающий структуру поля волны смешанного типа. Испытания, проведенные на частоте 24 000 МГц, показали, что провод диаметром 0,64 мм, введенный в середину полиэтиленового волновода диаметром 3,71 мм, ненамного увеличил диэлектрические потери, но значительно улучшил довольно плохие механические свойства диэлектрического волновода. Однако в тех случаях, когда важно иметь неискаженный тип волны, такой диэлектрический волновод с проводом не применим, так как провод вызывает возникновение волны ТМ типа Губау, тесно примыкающей к диэлектрику и распространяющейся с большими потерями. Это явление можно, по-видимому, устранить, используя центральный провод с большим удельным сопротивлением.

Вторым из возможных вариантов крепления является использование плоскости зеркальных отображений. Так как распределение поля волны HE_{11} имеет плоскость симметрии, можно расщепить диэлектрический стержень на две половины и использовать плоскость зеркальных отображений, как показано на фиг. 5. Хотя при наличии этой плоскости к диэлектрическим потерям в волноводе добавятся потери в меди, однако, поскольку значения напряженности поля малы, величины плотности токов проводимости, а следовательно, и потери в меди будут также малы. Кинг [7] опубликовал некоторые экспериментальные результаты, относящиеся к волноводу такого типа.

ВЫВОДЫ

Благодаря работам Фокса доказано, что для передач на короткие расстояния и для стендовых установок (на частотах свыше 24 000 Мгц), когда очень малые потери являются сравнительно маловажным фактором, гибкость, простота в изготовлении и дешевизна диэлектрических волноводов приобретают очень большое значение.

При передаче на небольшие расстояния (например, к антенне, удаленной от источника сигнала на расстояние до 100 м) для получения дешевой и надежной линии передачи можно зачастую пожертвовать коэффициентом полезного действия. Для этой цели диэлектрические волноводы могут оказаться весьма полезными при условии успешного разрешения вопросов, связанных с вертикальным креплением этих волноводов. Диэлектрический волновод с плоскостью зеркальных отображений является наиболее подходящим для этих целей.

Применение диэлектрических волноводов для передач на большие расстояния может быть оправдано только в том случае, если эта передача будет иметь возможность конкурировать с распространением аксиально симметричной электрической волны типа TE_{01} в круглом металлическом волноводе. Эта волна обеспечивает передачу сигнала с малыми потерями в меньшем пространстве по сравнению с диэлектрическим волноводом. Хотя для количественного сравнения этих двух средств передачи на большие расстояния с малыми потерями требуется дальнейшая работа над диэлектрическими волноводами, однако в этом случае следует, по-видимому, отдать предпочтение использованию аксиально симметричной электрической волны в металлическом волноводе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hondros D., Debye P., *Ann. Phys.*, **32**, 465 (1910).
2. Southworth G. C., *Bell System Techn. J.*, **15**, 284 (1936).
3. Carson J. R., Mead S. P., Schelkunoff S. A., *Bell System Techn. J.*, **15**, 310 (1936).
4. Chandler C. H., *J. Appl. Phys.*, **20**, 1188 (1949).
5. Elsasser W. M., *J. Appl. Phys.*, **20**, 1193 (1949).
6. Adler R. B., *Proc. IRE*, **40**, 339 (1949).
7. King D. D., *J. Appl. Phys.*, **23**, 699 (1952).
8. Mueller G. E., Tyrrrell W. A., *Bell System Techn. J.*, **26**, 837 (1947).



Scan AAW

ЧАСТЬ IV



ГЕНЕРАТОРЫ МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН¹⁾

Гоукинс

ВВЕДЕНИЕ

Наиболее удачные генераторы миллиметровых волн сконструированы на основе ламп сантиметрового диапазона по методу геометрического подобия. Поскольку потери в таких схемах пропорциональны корню квадратному из значения частоты, с увеличением частоты наступает некоторый предел, начиная с которого потери превышают вырабатываемую мощность, и генерация прекращается. Таким образом, для любого самовозбуждающегося генератора имеется верхний предел по частоте, за которым генерация невозможна. Поэтому проблема генерации коротких миллиметровых волн сводится к разработке высокочастотной схемы с возможно меньшими потерями, а также технологии, обеспечивающей получение значительной концентрации мощности в пространстве взаимодействия.

Генераторы, разработанные для практических целей, должны быть воспроизводимыми при серийном изготовлении. Допуски для магнетронов и клистронов на 8 мм составляют менее 0,001 дюйма (0,025 мм) и могут быть выдержаны в условиях массового производства. Для массового производства генераторов на значительно более короткие волны требуется новая прецизионная технология [1], которая в значительной степени определяет тип высокочастотного генератора в коротковолновой части миллиметрового диапазона. Например, при изготовлении генератора с обратной волной, разработанного фирмой «Бэлл телефун лабораториз», соблюдалась точность, определяемая технологией намотки сеток радиоламп; ряд исследований посвящен технологии изготовления весьма малых деталей систем миллиметрового диапазона методом фотогравирования [14].

На миллиметровых волнах снижение вырабатываемой мощности, обусловленное уменьшением пространства взаимодействия, и снижение к. п. д. ограничивают выходную мощность до величин, значительно меньших, чем в сантиметровом диапазоне. Однако для исследовательских работ [26] и в системах связи [20] большие мощности не требуются. Таким образом, несмотря на неизбежную ограниченность выходной мощности, целесообразно постоянное изучение и разработка приборов, конструируемых по методу подобия на основе сантиметровых генераторов.

ОБЗОР ГЕНЕРАТОРОВ МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН

Многие исследования производились над искровыми генераторами [25, 15, 9, 12, 11], представляющими собой широкополосные некогерентные источники излучения. Источники когерентного и монохроматического излучения, вообще говоря, более полезны, так как они обеспечивают получение большей частотной избирательности. Такие источники хорошо освоены в длинноволновой части миллиметрового диапазона, в которой применяются магнетроны [33] и клистроны [3], вырабатывающие среднюю мощность порядка нескольких

¹⁾ H a w k i n s P. O., *J. of Electronics*, 1, № 5, 498—502 (1956).

ватт в импульсном и непрерывном режимах. Эти приборы имеют срок службы порядка нескольких сотен часов и вполне воспроизводимы при промышленном изготовлении. Магнетроны изготавливались и для более коротких волн [34, 16], однако с уменьшением длины волны воспроизводимость параметров, величина выходной мощности и срок службы резко уменьшались. Наименьшая длина волны, на которой в настоящее время еще работают магнетроны, равна 2,6 мм [8]. Маломощные усилители [21, 29], отражательные клистроны [34, 28, 27, 18, 35, 4] и генераторы с обратной волной [6, 17, 13, 14] были изготовлены для диапазона 4—8 мм. Существующий предел для отражательных клистронов составляет около 4 мм. В генераторах с обратной волной, которые в настоящее время быстро развиваются, наименьшая длина волны должна быть еще установлена. Наблюдалась генерация на волнах короче 2 мм. Компфнер сообщает, что «генератор с обратной волной вырабатывал мощность на волне короче 2 мм».

Предельная частота колебаний для любого генератора, несомненно, увеличивается, так как этот предел в настоящее время является искусственным и определяется технологическими трудностями изготовления волноводных деталей, невозможностью получения мощности, превосходящей потери в схеме, без повреждения самой лампы или ограничениями эмиссии катода и отсутствием подходящей оптической системы для электронного пучка. Последняя задача может быть частично решена за счет сокращения срока службы при работе катода в условиях форсированного температурного режима.

Преодоление остальных трудностей не является столь легким, и дальнейший прогресс зависит от темпов разработки и внедрения новой технологии.

ЭКСПЕРИМЕНТ НА ВОЛНЕ 8,6 мм

Влияние технологии на развитие техники миллиметровых волн может быть проиллюстрировано на примере миллиметрового клистрона большой мощности. Целью эксперимента было получение стабильного генератора с низким уровнем шумов, вырабатывающего мощность порядка нескольких ватт при непрерывном излучении на волне 8,6 мм. После изучения некоторых опытных конструкций [5] была использована электронная пушка обычной конструкции, которая работала при значительном перегреве, чтобы обеспечить достаточную эмиссию катода, и в импульсном режиме для предотвращения перегрева высокочастотных узлов.

Эти эксперименты показали, что пусковой ток не постоянен и значительно превышает предполагаемую величину. Дальнейшее изучение показало, что большие потери обусловлены несовершенством механической обработки внутренних поверхностей отдельных высокочастотных узлов. После соответствующей обработки поверхностей получены воспроизводимые пусковые токи требуемой величины. Эти эксперименты показали, что изготовление клистрона с выходной мощностью порядка нескольких десятков ватт возможно при условии, что: а) рабочие характеристики электронной пушки воспроизводимы при конструкции, обеспечивающей умеренную эмиссию катода; б) трудности, связанные с рассеянием энергии, окажутся преодолимыми; это условие вызвано тем, что плотность мощности в пучке при непрерывном излучении составляет 120 кВт/см^2 . Таким образом, при попадании пучка на какую-нибудь преграду должно произойти испарение материала, из которого состоит эта преграда. Ввиду того что пары металлов быстро конденсируются, это явление само по себе не опасно, если оно не вызывает сильные деформации внутренней поверхности. Однако весьма существенно выделение остаточных окклюдированных газов, так как оно связано с потерей активности катода под воздействием ионной бомбардировки.

Эта задача решена с помощью технологии, при которой применяются молибден и стекло с высокой точкой плавления, позволяющей нагревать всю

лампу в процессе откачки до температуры, при которой все абсорбированные газы эффективно выделяются. Поскольку в лампе имеются детали с длиной, значительно превышающей их диаметры, возникла необходимость в разработке технологии глубокой вытяжки молибдена. Отсутствие газов оказало существенную помощь при разработке электронной пушки и позволило снять с катода в течение многих сотен часов плотности эмиссии, в два раза превосходящие обычные плотности.

Таким образом, первый эксперимент с использованием известной техники миллиметровых волн и технологии производства ламп показал, что изготовление генератора возможно. Для практического использования этого результата необходимо было: а) изучить состояние поверхности и проводимость меди [31]; б) разработать электронную пушку с большими плотностями тока [2]; в) разработать химию и технологию спаев молибдена с алюмосиликатами [31]; г) разработать технологию глубокой протяжки молибдена [10].

Без этих исследований, охватывающих механику, металлургию, химию, технику с. в. ч. и электронную физику, лампа не могла быть изготовлена.

Как показывает практика, в клистронах требуются механические допуски порядка 10^{-4} дюйма, которые могут быть выдержаны в условиях массового производства. Изготовление приборов этого класса на значительно более коротких волнах нецелесообразно до разработки новой технологии.

ВЫВОДЫ

Генераторы миллиметровых волн имеют практические применения. Факторы, ограничивающие величину мощности, получаемой на миллиметровых волнах, носят принципиальный характер. Технологические трудности снижают практически получаемую мощность до еще меньших значений, стремящихся к нулю в коротковолновой части миллиметрового диапазона.

Очевидно, что дальнейшее развитие возможно в результате применения усовершенствованной технологии при изготовлении миллиметровых генераторов известных типов. Менее очевидно, но весьма вероятно, что последние предложения, касающиеся электронов с релятивистскими скоростями [22, 23, 24, 7, 30, 19, 32], открывают возможности получения «квазикогерентного» излучения на весьма коротких миллиметровых волнах и в субмиллиметровом диапазоне.

ЛИТЕРАТУРА

1. Alvey J., *SERL Techn. J.*, **4**, 93 (1954).
2. Bell R. L., *SERL Techn. J.*, **4**, 119 (1954).
3. Bell R. L., Hiller M., *SERL Techn. J.*, **4** (1954); **5** (1955).
4. Bernier J., *L'Onde electrique*, **33**, № 314, 353 (1953).
5. Bridges T. J., Curnow H. J., *SERL Techn. J.*, **3**, 28 (1953).
6. Christenson W. V., Watkins D. A., *Вопросы радиолокационной техники*, № 4 (28), 107 (1955).
7. Coleman, Sirkis, см. стр. 356 настоящего сборника.
8. Columbia Radiation Lab. Quart. Progress Rep., 1946—1955.
9. Cooley J. P., Rohrbaugh J. H., *Phys. Rev.*, **67**, 296 (1945).
10. Duckworth F., *Machinery*, **84**, 389 (1954).
11. Farrands J. L., *Proc. IEE*, Monograph № 112 R, 1954.
12. Глаголева-Аркадьева А., *Nature*, **113**, 640 (1924).
13. Helmice G. E., *Bell Lab. Rec.*, **31**, 286 (1953).
14. Karp A., *Вопросы радиолокационной техники*, № 4 (28), 96 (1955).
15. Kelliher M. G., Walton E. T. S., *Wireless Engng.*, **23**, 46 (1946).
16. Klein J. A., et al., см. стр. 555 настоящего сборника.
17. Kompfner R., *Bell. Lab. Rec.*, **31**, 281 (1953).

18. Lafferty J. M., *J. Appl. Phys.*, **17**, 1061 (1946).
19. Landecker K., см. стр. 179 настоящего сборника.
20. Miller S. E., *Bell System Techn. J.* (1954).
21. Millman S., *Proc. IRE*, **39**, 1035 (1951); *Bell Lab. Rec.*, **30**, 413 (1952).
22. Motz H., см. стр. 194 настоящего сборника.
23. Motz H. et al., см. стр. 317 настоящего сборника.
24. Motz H., Mallory, см. стр. 330 настоящего сборника.
25. Nichols E. F., Tear J. D., *Phys. Rev.*, **21**, 587 (1923).
26. Pierce J. R., *Phys. Today*, **3**, 24 (1950).
27. Pierce J. R., Shepherd J. W. G., *Bell System Techn. J.*, 603 (1947).
28. Reed E. D., см. стр. 467 настоящего сборника.
29. Robertson S. D., см. стр. 563 настоящего сборника.
30. Seidel M., *Slaboproudy Obs.*, **16**, 2 (1955).
31. Thorp J. S., *Proc. IEE*, 57 (1954).
32. Twiss R. Q., см. стр. 375 настоящего сборника.
33. Vaughan J. R. M., *Proc. IEE*, Monograph № 142 R (1955).
34. Willshaw W. E. et al., *Proc. IEE*, 99 (1955).
35. Wootton D. J., Pearce A. F., *Proc. IEE*, Monograph № 143 R, 1955

ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ НИЗКОВОЛЬТНЫЙ ОТРАЖАТЕЛЬНЫЙ КЛИСТРОН, РАБОТАЮЩИЙ В ДИАПАЗОНЕ 50—60 Гц¹⁾

Рид

ВВЕДЕНИЕ

При конструировании низковольтного перестраиваемого отражательного клистрона для работы в непрерывном режиме в миллиметровом диапазоне волн возникает ряд сложных вопросов, большинство которых прямо или косвенно связано с малыми размерами объемного резонатора. Кроме того, приходится бороться с тем неприятным, но неизбежным явлением, что с увеличением частоты добротность резонаторов клистрона неизменно снижается. При этом гладкость поверхности стенок резонатора и отсутствие в них внутренних напряжений приобретают все возрастающее значение. Наконец, если нужен оксидный катод с большим сроком службы, т. е. если работа прибора происходит при небольших поверхностных плотностях тока, то приходится сталкиваться с довольно сложной проблемой конструирования пушки.

Многие способы, как электрические, так и механические, успешно применяемые в диапазоне сантиметровых волн, не пригодны при конструировании отражательных клистронов диапазона миллиметровых волн; поэтому пришлось искать другие решения, которые удовлетворяют специфическим требованиям, возникающим в этом диапазоне частот. Поскольку большинство из этих проблем относится к числу механических, очевидно, что электрическая часть лампы такого типа не может быть разработана без достаточно большого внимания к вопросам конструктивного осуществления. Второе затруднение, возникающее при разработке лампы в этом относительно новом диапазоне частот, связано с отсутствием обычно доступных широкополосных волноводных элементов, необходимых для определения важных параметров лампы.

Отражательный клистрон M1805 появился в результате усилий, направленных на исследование возможностей генерирования миллиметровых колебаний с помощью низковольтного перестраиваемого отражательного клистрона. Простота работы и общее удобство такой лампы необходимы были не только для исследований в диапазоне миллиметровых волн, выполнявшихся фирмой «Бэлл телефун' лабораториз» и в ряде военных учреждений, но также для практического применения в новых исследованиях, находящихся в законсервированном состоянии из-за отсутствия подходящих первичных сигнал-генераторов.

Как показано в работе [1], интерес упомянутой выше фирмы к диапазону миллиметровых волн концентрировался преимущественно вокруг применения круглого волновода в качестве передающей среды с малыми потерями. Этот интерес и некоторые не менее важные военные нужды привели к активизации усилий, связанных с разработками клистрона для диапазона миллиметровых волн, которые еще в последний период войны велись в сравнительно небольшом объеме и нерегулярно. Пирсу еще в 1945 г. удалось получить на миллиметровых волнах при непрерывном излучении мощность порядка нескольких милливатт [2]. Его лампа 1464XQ могла перестраиваться в пределах примерно от 45 до 48 Гц и при напряжении на резонаторе, равном 400 в (эта

¹⁾ R e e d E. D., *Bell Syst. Techn. J.*, 34, № 3, 563—599 (1955).

величина определялась рассеивающей способностью сеток), обеспечивала на выходе высокочастотную мощность порядка 2—5 *вт*. После изготовления небольшого количества этих ламп разработка была приостановлена в стадии, далекой от завершения. Однако опыт, накопленный в процессе этой разработки, а также более поздняя работа Годдарда немало способствовали успешному конструированию лампы М1805.

Программа разработки, целью которой являлось получение низковольтного сеточного отражательного клистрона для генерации на самой высокой частоте, когда-либо полученной от лампы такого типа, была начата в двух определенных направлениях. Во-первых, требовалось выяснить возможность изготовления на лабораторной базе низковольтного перестраиваемого отражательного клистрона для работы в непрерывном режиме в диапазоне 5—6 *мм*. Не было никакой уверенности в выполнимости этой задачи при наличии ограничений, накладываемых такими требованиями, как низкое рабочее напряжение, перестройка, небольшая плотность эмиссии и длительный срок службы. Кроме того, поскольку рабочие характеристики лампы Пирса 1464ХQ находились на пределе возможного, моделирование на еще более высокие частоты представлялось довольно рискованным. Вторая задача зависела от успешного выполнения первой. Требовалась лампа с воспроизводимыми характеристиками, пригодная в случае необходимости для внедрения в массовое производство.

Полученные результаты с выборочными экземплярами лампы М1805 показывают, что цели, поставленные в начале конструирования, по большинству показателей выполнены, а по некоторым из них, как, например, по выходной мощности и диапазону перестройки, перевыполнены. В среднем лампа обладает механической перестройкой в пределах 50—60 *Гц*, давая в этом диапазоне максимальную мощность 15—30 *вт* в непрерывном режиме¹⁾ и имея четкую и симметричную рабочую зону, почти свободную от электронного гистерезиса. Оптимальная связь с согласованным волноводом достигнута в большей части диапазона механической перестройки, и вообще лампа работает так же хорошо и регулируется так же просто, как обычный отражательный клистрон на более низких частотах.

Отражательный клистрон М1805 современной конструкции сочетает результаты, полученные в процессе отдельных предварительных исследований, которые необходимо было выполнить для окончательного механического конструирования этой лампы. Эти исследования связаны с электронно-оптической системой, или, точнее, с конструированием сильнофокусирующей электронной пушки, а также с развитием слабопоглощающих пассивных элементов цепи, состоящих из перестраиваемого объемного резонатора и широкополосной системы выходной связи. Наконец, они были направлены на поиски методов, позволяющих выдержать необходимые допуски и размеры, определяемые рабочей частотой этой лампы; некоторые из них не отличались от «нормальных» допусков.

В результате этих исследований найдено, что миниатюрные размеры и жесткие допуски, связанные с изготовлением клистрона для миллиметрового диапазона волн, при наличии соответствующего технического обеспечения не представляют значительных трудностей. Для таких параметров, как первеанс пушки и токопрохождение, практически получена значительно лучшая воспроизводимость, чем для обычных более низкочастотных ламп. Постоянство высокочастотных рабочих характеристик также было удовлетворительным, хотя и нуждалось в дальнейшем улучшении.

Из технических приемов, обеспечивших столь высокую воспроизводимость и управляемость в условиях миниатюрных размеров деталей и расстояний

¹⁾ Этот разброс включает возможную погрешность, обусловленную методикой измерения мощности и равную примерно 1 *дб*.

между ними, наиболее важными являются следующие: широкое использование прецизионной штамповки, применение оптических средств вместо самовыравнивания для получения требуемой достаточно точной соосности и использование индивидуально подобранных керамических шаблонов для фиксации расстояний между деталями. Не менее важен электрический расчет, который обеспечивает наиболее полное использование этих технических приемов.

РАССМОТРЕНИЕ ОБЩЕЙ КОНСТРУКЦИИ

Исследуем более подробно проблемы, возникающие перед конструктором отражательного клистрона для диапазона миллиметровых волн. Ниже показаны найденные решения этих проблем и их применения к конструкции лампы М1805.

Рассмотрим вначале зависимость конструкции объемного резонатора от частоты. Линейные размеры резонатора прямо пропорциональны длине волны или обратно пропорциональны частоте. Следовательно, например, резонатор на 4000 МГц с внешним диаметром, равным примерно 2,5 см, при увеличении частоты в 15 раз, т. е. до 60 000 МГц, уменьшится и будет иметь диаметр 1,7 мм. Для резонатора на 4000 МГц допуск на размеры, равный $\pm 0,05$ мм, вполне приемлем. Во втором случае при той же относительной точности для резонансной частоты этот допуск становится равным 3 мкм. К тому же Q обратно пропорционально корню квадратному из частоты. Следовательно, такой резонатор в лучшем случае будет иметь собственное Q в $\sqrt{15}$, или, грубо говоря, в 4 раза меньше, чем в первом случае, при условии, что относительная гладкость его поверхности та же, что и у резонатора на 4000 МГц. Практически это означает, что резонатор для диапазона миллиметровых волн должен иметь зеркально гладкие медные поверхности. Это в свою очередь приводит к тому, что тянутые детали с гальваническим покрытием, а также резонаторы, изготовленные путем механической обработки, вполне приемлемые на 4000 МГц, становятся непригодными для миллиметрового диапазона волн.

Рассмотрим далее способ перестройки, который сводится в большинстве ламп с внутренним резонатором к изменению расстояния между сетками в целях воздействия на эффективную шунтирующую емкость резонатора. В лампе на 4000 МГц это осуществляется путем выполнения верхней крышки резонатора в виде гибкой мембраны. Такая диафрагма с диаметром, равным примерно 2,5 мм, и с правильно расположенными концентрическими выпуклостями и выемками, а также радиальными пазами выдерживает много тысяч циклов перестройки. По практическим причинам от перестраиваемой диафрагмы с диаметром порядка 1,5 мм нельзя ожидать такой долговечности. Эта механическая трудность заставляет рассматривать изменения пассивной системы, которые позволяют использовать достаточно большую перестраиваемую диафрагму.

Для типового отражательного клистрона на 4000 МГц отношение сдвига частоты в мегагерцах к изменению зазора, выраженному в миллиметрах, равно 500/0,76. Если с увеличением частоты все размеры уменьшаются в 15 раз, то этот коэффициент увеличится в 225 раз — до величины 148 000 МГц/мм. Следовательно, изменение зазора на 0,02 мм вызовет перестройку этого воображаемого резонатора на 3000 МГц. Таким образом, отражательный клистрон для миллиметрового диапазона волн становится настолько чувствительным к изменениям размеров, что для изготовления настраиваемого элемента с подходящей дисперсией, будь то механического или теплового вида, должны быть приняты специальные меры. Нужно также принять меры против передачи на перестраиваемую диафрагму нежелательных движений, которые могут легко вызвать повреждение сеток. Такие движения могут быть вызваны дифференциальным тепловым расширением, возникающим в процессе откачки, которое трудно учесть заранее.

В связи с конструированием электронной пушки возникает еще одна проблема, которая не может быть решена путем простого моделирования. Пропорциональное уменьшение поверхности катода приводит к появлению очень больших плотностей тока (во всяком случае, для оксидного катода), так как общий эффективный ток пучка должен быть по крайней мере равен (а желательно, и больше) току, необходимому для лампы на более низких частотах при средней выходной мощности. Это требует разработки электронной пушки с возможно большей сходимостью пучка. В то же время необходимо сконструировать механическую систему, обеспечивающую высокую степень точности взаимного расположения и концентричности деталей такой пушки, и при этом иметь необходимую тепловую изоляцию катода, а также придумать сетки, способные противостоять бомбардировке электронного пучка при плотностях тока, во много раз превосходящих плотности, встречающиеся в низкочастотных клистронах.

Рассмотрим проблему рассеяния тепла. Вся мощность пучка, достигающая порядка 25 *вт*, рассеивается главным образом на центральном стержне резонатора. Поскольку этот стержень и сетки, находящиеся внутри него, должны противостоять сосредоточенной электронной бомбардировке, эти элементы должны быть окружены очень хорошими тепловыми поглотителями, которые в свою очередь должны вывести тепло за оболочку лампы, где может быть применено естественное или искусственное охлаждение, используя конвекцию и теплопроводность.

Рабочие характеристики клистрона для миллиметрового диапазона волн не могут быть заранее рассчитаны с любой степенью точности, так как в теории слабых сигналов содержится слишком много приближений, допущений и догадок, связанных с оценкой таких важных параметров лампы, как эффективный ток пучка, коэффициент связи с пучком, шунтирующая проводимость резонатора и т. д. В лучшем случае теория показывает, что лампа должна генерировать, если Q резонатора не упало намного ниже того значения, которое должно получиться в результате пропорционального уменьшения размеров, и если конфигурация пространства перед отражателем обеспечивает эффективное группирование.

ЭЛЕКТРОННАЯ ПУШКА

При конструировании пушки преследовались следующие задачи: а) получение большого первеанса пушки; б) использование оксидного эквипотенциального катода; в) обеспечение длительного срока службы, для чего при указанном выше типе катода требуется сильно сходящийся пучок; г) отсутствие ускоряющей сетки.

Соображения, лежащие в основе этих требований, вполне очевидны, за исключением, пожалуй, последнего, которое обусловлено тем, что, помимо механической сложности, использование ускоряющих сеток часто приводило к неустойчивостям, связанным с колебаниями ионов.

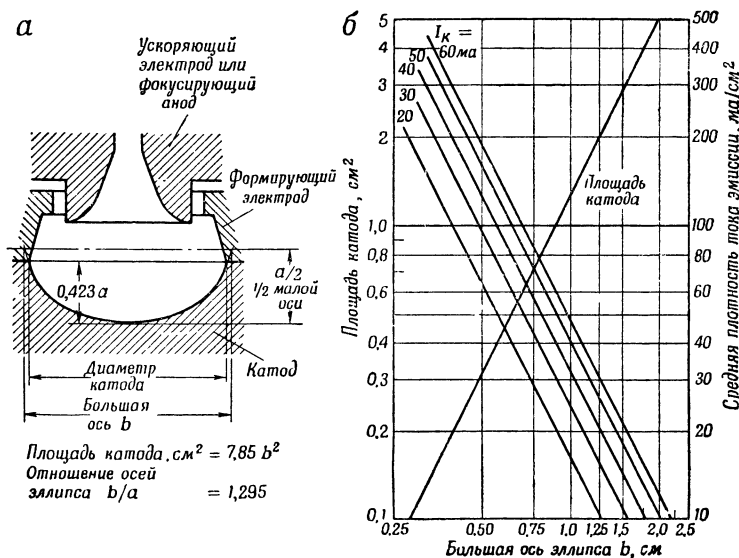
Две основные конфигурации пушки, известные в настоящее время, могут послужить основой для дальнейшей разработки, с тем чтобы удовлетворить перечисленным выше требованиям. К ним относятся известная пушка Пирса и пушка, разработанная Гейлем [3] в Университете шт. Огайо.

Бун в связи с разработкой лампы 1464XQ исследовал во время войны маленькие пушки типа пушки Пирса. Наилучшая конструкция пушки, разработанная в процессе этого исследования и использованная в лампе 1464XQ, имеет следующие рабочие характеристики:

Ускоряющее напряжение, <i>в</i>	400
Ток в цепи катода, <i>ма</i>	20
Плотность тока катода, <i>ма/см²</i>	425
Первеанс, <i>мка/в^{3/2}</i>	2,5

Токопрохождение через отверстие диаметром 0,64 мм, не	
содержащее сеток, %	80
Коэффициент увеличения плотности тока	12

Рабочие характеристики пушки Гейля представлялись настолько перспективными, что необходимость тщательного изучения ее для использования в лампе М1805 не вызывала никакого сомнения. Полученное ранее значение коэффициента увеличения плотности тока, равное 230, почти в 20 раз превышало аналогичное значение в пушке Пирса, описанной выше, а первеанс, достигавший $4,5 \text{ мка/в}^{3/2}$, был почти в два раза больше. В связи с этим был изготовлен ряд испытательных установок с газопоглотителями, содержащих пушки Гейля с пропорционально уменьшенными размерами.



Ф и г. 1. Конструктивные данные электронной пушки Гейля.

а—основные контуры пушки Гейля; б—графики зависимости площади катода и средней плотности тока от размеров катода.

Однако, несмотря на тщательно произведенное моделирование, по совершенно неясным причинам на этих испытательных установках не удалось воспроизвести опубликованные данные. Первеанс пушек почти достигал полученной ранее величины, но токопрохождение колебалось вокруг неприемлемо малого значения, равного 50%. Эти исходные результаты явно указывали на необходимость значительных изменений в первоначальном варианте пушки Гейля для возможности использования ее в отражательном клистроне миллиметрового диапазона волн.

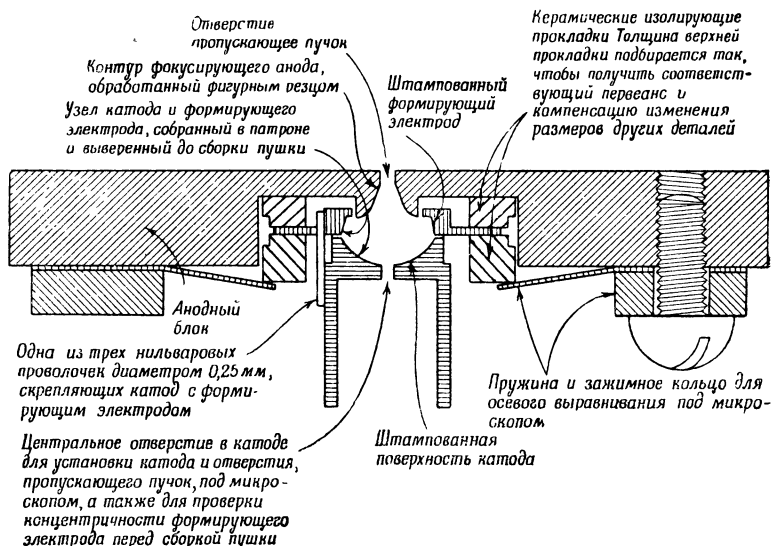
Основные контуры пушки Гейля показаны на фиг. 1, а. Ее катод представляет собой часть сфероида, образованного вращением эллипса вокруг своей малой оси. Отношение b/a (большой оси к малой) равно 1,295, а высота сфероида, измеренная вдоль малой оси, равна $0,423 a$. Если допустить, что отсутствующая поверхность полусфероида является цилиндрической (что является достаточно хорошим приближением), то выражение для площади катода упрощается и принимает вид

$$\text{Площадь катода, см}^2 = 1,22 b^2, \quad (1)$$

где b —большая ось, выраженная в см. Это равенство представлено графически на фиг. 1, б вместе с графиками плотности тока эмиссии для нескольких значений тока, которые могут быть использованы для определения средних плотностей эмиссии при данных диаметрах катода.

Формирующий электрод непосредственно примыкает к катоду, соединен с ним электрически, но изолирован термически. Его форма, а также форма ускоряющего электрода показаны на фиг. 1. Угол между образующей формирующего электрода и касательной к поверхности катода в точке соприкосновения с формирующим электродом равен $157,5^\circ$. Таким образом, угол между формирующим электродом и траекторией краевых электронов равен $67,5^\circ$.

Программа работ, предпринятых в связи с исследованием возможности использования пушки Гейля в клистроне для миллиметрового диапазона волн,



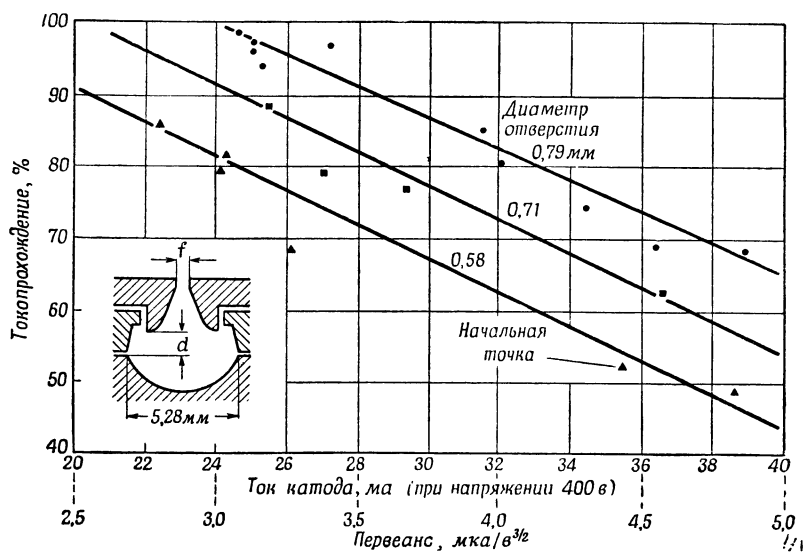
Ф и г. 2. Конструкция разборной электронной пушки, использованная первоначально для изучения возможностей применения пушки Гейля в отражательном клистроне миллиметрового диапазона волн М1805. Воспроизводимость и механическая устойчивость ее оказались настолько хорошими, что эта конструкция была включена в основном без изменений в окончательный вариант лампы.

была чисто эмпирической. Она сводилась к систематическому изменению параметров d и f , показанных на фиг. 3, где размер d , определяющий расстояние между катодом и фокусирующим анодом, влияет на первеанс пушки, f — диаметр отверстия, в окончательном варианте очень близкий к минимальному диаметру пучка.

Для обеспечения вакуума, обычного для работающих ламп, все испытательные установки помещались в стеклянные оболочки с газопоглотителем. Однако внутри этих оболочек конструкцию можно полностью демонтировать, как показано на фиг. 2. Испытательные установки состояли из трех основных элементов: узла коллектора, состоявшего из самого коллектора и экрана для вторичных электронов (не показан на фиг. 2), агрегата катода с формирующим электродом и анодного блока, на котором крепились первые два узла. Оказалось, что устойчивые и воспроизводимые рабочие характеристики достигаются только при такой точности размеров, которая не обеспечивается самовыравниванием деталей. Поэтому была принята техника изготовления, описанная ниже.

Эмитирующая поверхность катода изготовлялась с большой точностью из твердой никелевой заготовки путем специальной штамповки, описанной более подробно ниже в связи с пассивными элементами системы. Другие, менее критичные поверхности катода получены путем механической обработки. Три нильваровые проволоки, размеры и размещение которых определялись термоизоляцией и соответствующей механической жесткостью, приваривались

к катоду и формирующему электроду. В таком виде узел подвергался тщательной проверке на concentричность и на правильность размеров. Электрическая изоляция и правильные расстояния между этим узлом и анодным блоком обеспечивались при помощи двух керамических прокладок вместе с пружиной и зажимным кольцом. Нижняя керамическая прокладка выполняла роль



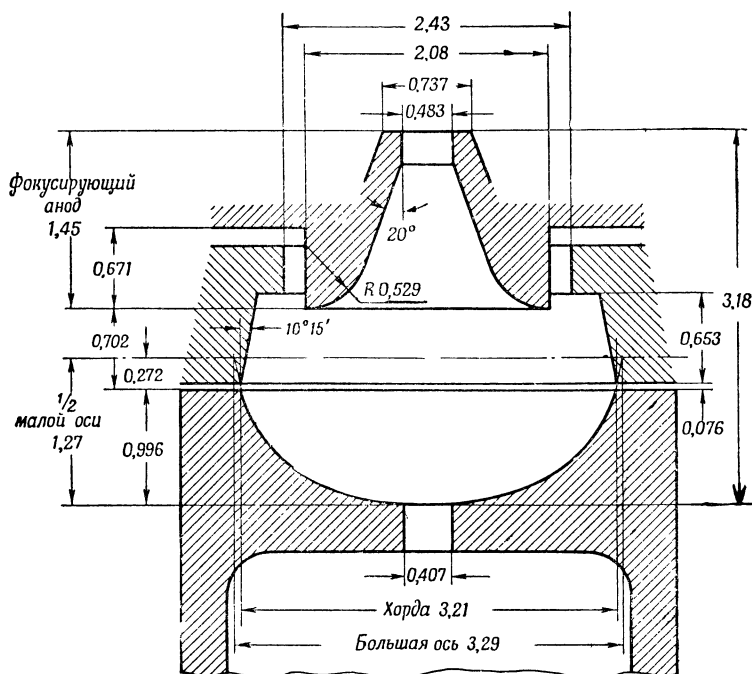
Ф и г. 3. Экспериментальные результаты, полученные при изменении первеанса и отверстия, пропускающего пучок для пушки Гейля с диаметром катода, уменьшенным до 5,28 мм. Каждая точка представляет результат измерений на отпаянной испытательной установке с распыленным газопоглотителем. Первеанс изменялся путем изменения d с помощью керамических прокладок (см. фиг. 2), имеющих различную толщину и перемещающих катод и формирующий электрод как одно целое. Диаметр f отверстия, пропускающего пучок, увеличивался скачками путем соответствующего рассверливания.

только изолятора, и поэтому ее размеры были не критичными. Верхняя керамическая прокладка определяла расстояние между катодом и анодом, и поэтому ее толщина и параллельность поверхностей должны были строго выдерживаться. Однако было решено, что вместо точного соблюдения ее толщины выгоднее иметь набор прокладок с известными и откалиброванными толщинами и выбирать ту из них, которая обеспечивает необходимый первеанс пушки, компенсируя при этом изменения размеров других деталей.

Комбинация пружины и зажимного кольца вместе с описываемым ниже процессом наладки под микроскопом вполне обеспечивали получение concentричности порядка 6 мкн. Этот процесс включал сборку составных частей пушки, показанных на фиг. 2, при зажимном кольце, достаточно прижатом, чтобы удерживать их в собранном состоянии и в то же время допускать боковое перемещение катодного узла путем очень легкого нажатия. Затем узел монтировался под монокулярным микроскопом с визирной сеткой, состоящей из concentрических окружностей. Фокусируя микроскоп последовательно на отверстии для пропускания луча и на центральном отверстии в катоде, предусмотренном только для этой цели и не играющем никакой роли в электрической схеме, удавалось осуществить достаточно точную установку катода, после чего кольцо поджималось сильнее.

Имеется два простых, но эффективных способа управления токопрохождением электронной пушки: путем изменения расстояния между катодом и фокусирующим анодом, а следовательно, и первеанса и путем подгонки огра-

ничающего размера отверстия. В пушке Гейля, показанной на фиг. 3, это соответствует изменению размеров d и f . Как упоминалось выше, исходным пунктом проведенного исследования был пропорционально уменьшенный вариант пушки Гейля с диаметром катода, уменьшенным до 5,28 мм, при соответствующем диаметре отверстия для пропуска луча, равном 0,58 мм. Эта пушка помещалась в полуразборную конструкцию, описанную выше.



Ф и г. 4. Конструктивные данные модифицированной электронной пушки Гейля, применявшейся в отражательном клистроне М1805 для миллиметрового диапазона волн. Все размеры даны в мм.

Приведенные ниже электрические данные относятся только к однонаправленному электронному пучку, имеющемуся в испытательных установках. Токотпрохождение 95%; первеанс 3 мка/в^{3/2}; коэффициент увеличения плотности тока 75; мощность подогревателя 3,9 вт.

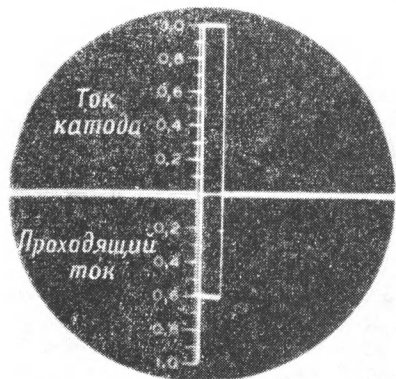
Напряжение пучка, в	400	500	600
Ток эмиссии, ма	24	33	45
Плотность тока у катода, ма/см ²	180	250	340
Плотность тока в минимуме пучка, ма/см ²	14	19	25

Экспериментальный результат, полученный с этой конструкцией после отпайки и в условиях ограничивающего пространственного заряда, представлен на фиг. 3 в виде точки с надписью «Начальная точка». Первеанс пушки равен $\sim 4,4$ мка/в^{3/2} и примерно соответствует ожидаемому значению, но токопрохождение, составляющее около 50%, слишком мало для практического использования. Сохраняя диаметр отверстия, пропускающего луч, равным 0,58 мм и изменяя первеанс путем замены верхней керамической прокладки другими прокладками различной толщины, Дрешлер получил точки, обозначенные на фиг. 3 треугольниками, которые определяют положение нижней из трех прямых, показанных на графике. Когда эти эксперименты были приостановлены, токопрохождение достигло всего 85%, так как при этом первеанс упал ниже 2,8 мка/в^{3/2}. Дрешлер увеличил диаметр отверстия, пропускающего луч, путем рассверливания и получил в этом же интервале первеанса экспериментальные точки, определяющие среднюю прямую на фиг. 3. Наконец, тот же

опыт был повторен с диаметром отверстия, равным 0,79 мм, с значениями токопрохождения, группирующимися вокруг 95%, и с первеансом, несколько превышающим $3 \text{ мка/б}^{3/2}$. Поскольку эти данные рассматривались как удовлетворительные, конструкция, обеспечивающая их получение, была выбрана в качестве прототипа пушки для лампы миллиметрового диапазона волн. Оставалось только уменьшить размеры конструкции примерно в 1,5 раза при наличии отверстия, пропускающего луч, равного 0,48 мм, чтобы размеры пушки сопрягались с размерами, установленными в процессе изучения резонатора, описанного ниже. На фиг. 4 приведены основные размеры этой модифицированной пушки Гейля в окончательном варианте и ее характеристики при различных режимах работы. Следует отметить, что значения катодного тока и нагрузки катода, приведенные в таблице под фиг. 4, получены для однонаправленного электронного пучка, имеющегося в испытательных установках. В работающем отражательном клистроне определенная часть электронов возвращается в катодную область, что приводит к некоторому уменьшению первеанса и нагрузки катода.

Описанная выше механическая конструкция пушки была задумана вначале как устройство, хорошо приспособленное и обладающее достаточной точностью для исследования пушки. Но опыт применения пушек этой конструкции был настолько успешен с точки зрения удобства сборки, воспроизводимости результатов и тепловой стабильности, что эта пушка была без изменений включена в конструкцию клистрона M1805.

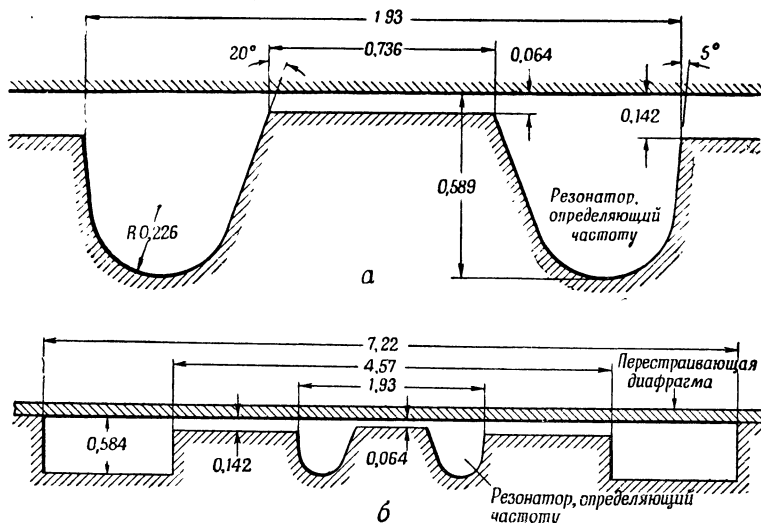
Для более 90% изготовленных ламп ток эмиссии уменьшался в пределах 10% среднего значения, т. е. в пределах 2 ма при среднем токе 18,7 ма и при напряжении, равном 400 в. Примерно для 95% этих же ламп токопрохождение изменялось в пределах 5% от среднего значения, равного 56%. Величина катодного тока при данном напряжении пучка является очень чувствительным индикатором расстояния между катодом и фокусирующим анодом (расстояние d на фиг. 3). Если допустить, что это расстояние является единственным фактором, обуславливающим изменение первеанса пушки, то, как показывают экспериментальные данные, это расстояние для подавляющего большинства ламп выдерживалось с точностью до 0,04 мм. Величина токопрохождения сама по себе не имеет существенного значения, так как управление вторичными электронами в этой лампе нельзя осуществить. Однако разброс значений токопрохождения тесно связан с воспроизводимостью регулировки пушки. Для экспериментального определения величины токопрохождения необходимо работать при положительном напряжении на отражателе и измерять ту часть тока эмиссии, которая достигает отражателя после прохождения через две сетки. В нормальном отражательном клистроне работа с положительным отражателем вызывает быстрый перегрев лампы и последующий выход ее из строя. Для преодоления этой трудности Неннингер разработал метод измерений токопрохождения с непосредственным отсчетом; использовался импульсный электронный пучок с достаточно большой скважностью. Ответ получался в виде осциллограммы, состоящей из двух импульсов с высотами, пропорциональными соответственно катодному и проходящему токам, как показано на фиг. 5.



Фиг. 5. Осциллограмма, полученная на установке по исследованию токопрохождения в пушке. Специальная масштабная шкала позволяет установить импульс катодного тока на единичной метке, а затем по высоте импульса проходящего тока непосредственно определить токопрохождение.

ПАССИВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ СИСТЕМЫ

Из двух наиболее широко используемых способов перестройки клистронного резонатора, а именно емкостной и индуктивной, для ламп с внутренним резонатором почти всегда применяется емкостная перестройка. Вообще говоря, этот способ состоит в изменении расстояния между сетками, ограничивающими пространство взаимодействия, приводящем к изменениям эффективной шунтирующей емкости, а следовательно, и резонансной частоты резонатора. При емкостной перестройке требуемое изменение частоты достигается значительно меньшим перемещением, чем при индуктивной перестройке при более простом конструктивном осуществлении. Очевидно, что поэтому для клистрона М1805 была выбрана емкостная перестройка.



Ф и г. 6. Конструктивные данные объемного резонатора отражательного клистрона М1805 для миллиметрового диапазона волн. а — форма и размеры внутреннего резонатора, определяющего частоту; б — конструкция, использующая тот же резонатор, окруженный ступенчатой радиальной дроссельной секцией. Резонансная частота резонатора при указанной величине зазора равна примерно 54 Гц, причем добавление дроссельной секции не влияет заметно на эту частоту. Все размеры в мм.

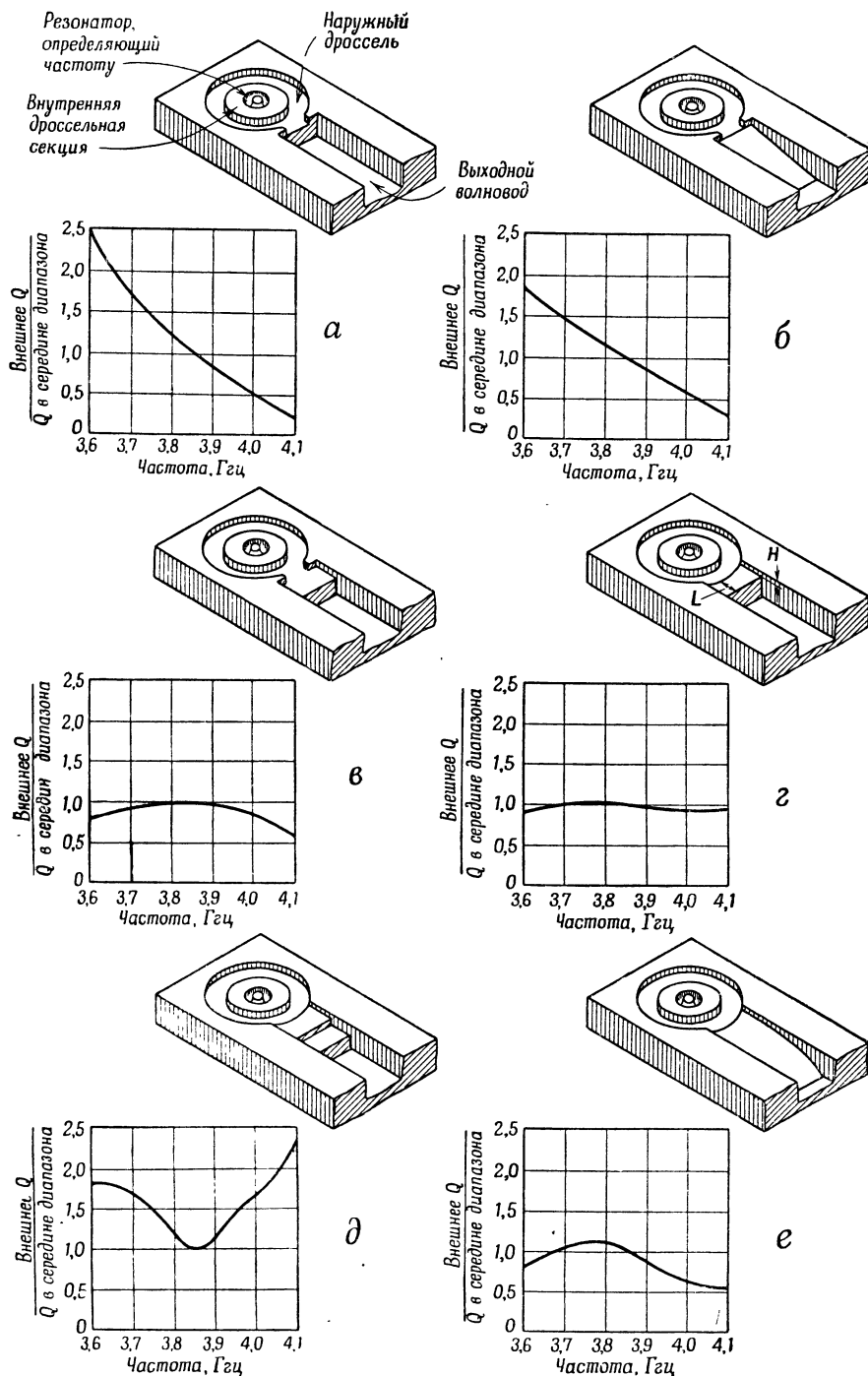
Такой выбор оказал определенное влияние на конструкцию пассивных элементов системы. Отражательные клистроны на более низкие частоты обычно перестраиваются путем деформирования металлической диафрагмы, заменяющей стенку резонатора и содержащей одну из сеток, ограничивающих пространство взаимодействия. Такой элементарный подход, будучи применен к резонатору миллиметрового диапазона волн, вызывает многочисленные практические затруднения. На фиг. 6, а показаны форма и размеры объемного резонатора, определяющего частоту. Как видно из чертежа, диаметр его верхней стенки равен всего 1,93 мм, что явно не обеспечивает гибкости, необходимой для перестраивающей диафрагмы; этот недостаток еще усугубляется трудностями, связанными с пропорциональным уменьшением размеров вспомогательных приспособлений для перестройки и канавок для припоя. Поэтому было решено окружить внутренний резонатор, определяющий частоту, ступенчатой радиальной дроссельной секцией, обеспечивающей достаточно широкополосное короткое замыкание внутреннего резонатора и позволяющей использовать перестраивающую диафрагму, которая благодаря своим большим размерам является достаточно гибкой. Как показано на фиг. 6, б, в этом случае диафрагма перекрывает не только резонатор, но и дроссельную секцию, причем диаметр последней равен 7,22 мм и почти в 4 раза превосходит диаметр исходного резонатора. Точная конфигурация подбиралась экспериментально на механически

обработанных моделях в диапазоне 4000 МГц. В этом диапазоне имелись широкополосные волноводные элементы и соответствующие измерительные приборы. Оказалось, что добавление радиальной дроссельной секции существенно не влияло ни на собственное Q , ни на резонансную частоту внутреннего резонатора. Однако оно усложнило конструкцию широкополосного выходного трансформатора, служащего связующим звеном между резонатором и выходным волноводом.

Для отдачи максимальной мощности работающего отражательного клистрона в согласованный волновод без использования внешнего согласующего трансформатора необходимо обеспечить примерно одинаковую связь между внешней нагрузкой и резонатором во всем проектируемом диапазоне механической перестройки. Иными словами, увеличение внешней добротности Q_E за счет выходного трансформатора не должно существенно зависеть от частоты. В случае резонатора с дроссельной системой, изображенного на фиг. 6, б, это достигается путем изменения высоты внутренней дроссельной секции, а следовательно, и характеристического сопротивления радиальной линии, примыкающей к внутренней полости, за счет перемещения перестраиваемой диафрагмы.

На фиг. 7 показан общий вид некоторых выходных элементов связи, исследованных в процессе разработки конструкции, обладающей необходимыми электрическими свойствами и пригодной для промышленного изготовления. Каждому варианту соответствует экспериментальный график, иллюстрирующий изменение внешнего Q , отнесенного к значению Q в середине исследованного диапазона частот. Эти измерения производились, как и в случае резонатора, в диапазоне 4000 МГц на больших латунных моделях. Нетрудно заметить, например, что в самом простом случае, а именно случае окна, открывающегося непосредственно в выходной волновод (фиг. 7, а), значение Q изменяется более чем в 10 раз, что явно нежелательно. Крутой спад этой кривой обусловлен в первую очередь изменением высоты внутренней дроссельной секции. Таким образом, внутренняя дроссельная секция имеет максимальную высоту на высокочастотном конце диапазона, когда внешнее Q принимает свое минимальное значение, а следовательно, лампа имеет наибольшую связь с внешней нагрузкой. При перестройке на более низкие частоты путем уменьшения пространства взаимодействия высота внутренней дроссельной секции уменьшается, а вместе с ней уменьшается коэффициент связи; поэтому Q_E увеличивается. Переходя к фиг. 7, б, отметим, что добавление линейного плавного перехода между окном и волноводом уменьшает коэффициент изменения внешнего Q от значения, превышающего 10, примерно до 6. Применение четвертьволнового трансформатора (фиг. 7, в) уменьшает этот коэффициент до величины, меньшей 2.

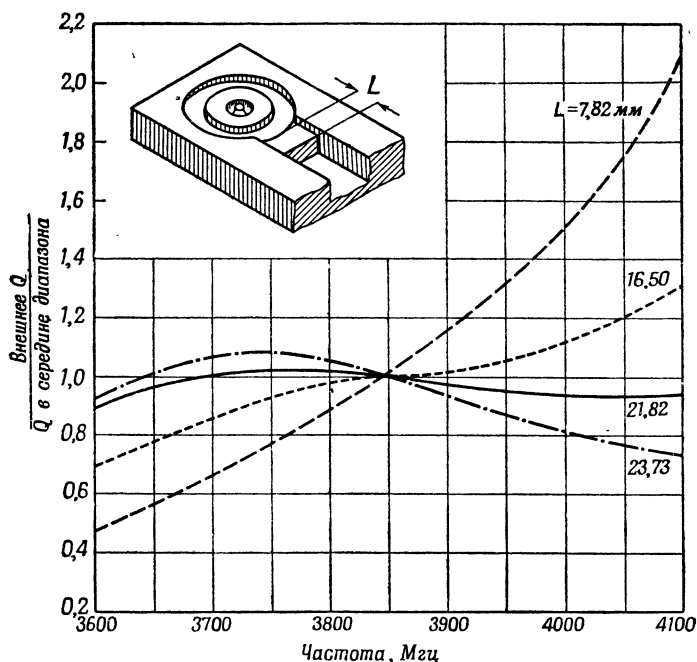
Частотную чувствительность четвертьволнового трансформатора на фиг. 7, в можно подобрать так, чтобы значение внешнего Q было достаточно постоянным. Однако из этой конструкции желательно было исключить тонкую диафрагму из-за серьезных конструктивных трудностей, возникающих при пропорциональном уменьшении размеров примерно в 15 раз. Исходя из этого, был сконструирован выходной трансформатор, изображенный на фиг. 7, г, в котором диафрагма заменена четвертьволновым трансформатором во всю ширину волновода, непосредственно примыкающим к внешней дроссельной секции. Эта конструкция не только наиболее проста механически и поэтому наиболее подходит для пропорционального уменьшения размеров, но и позволяет достигнуть наилучших электрических характеристик, обеспечивая наименьшее изменение внешнего Q (в пределах 3%). Естественно, что эта конструкция была выбрана для окончательного варианта клистрона М1805. Электрические характеристики этого трансформатора определяются длиной L и высотой H (см. фиг. 7, г). Высота в основном обуславливает коэффициент связи, а длина — частотную чувствительность.



Ф и г. 7. Общий вид различных конструкций выходных элементов связи и соответствующие им графики изменения внешнего Q в зависимости от частоты. Значения внешнего Q нормированы по отношению к величине Q в середине диапазона. Измерения производились на латунных моделях в диапазоне 4000 Мгц.

а—окно, открывающееся непосредственно в выходной волновод; б—окно, открывающееся в выходной волновод через линейный плавный переход; в—окно, соединяющееся с выходным волноводом через четвертьволновый трансформатор; г—четвертьволновый трансформатор во всю ширину волновода при отсутствии окна; д—ступенчатый четвертьволновый трансформатор; е—экспоненциальный плавный переход во всю ширину волновода.

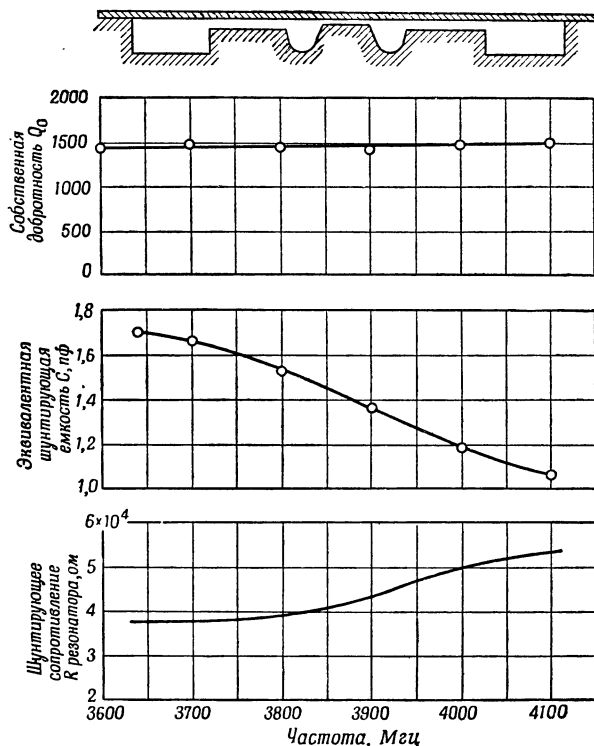
Влияние длины L четвертьволнового трансформатора на частотную чувствительность внешнего Q иллюстрируется экспериментальными кривыми, приведенными на фиг. 8. Сплошная кривая показывает, что при правильном выборе L можно ограничить изменение внешнего Q пределами менее чем $\pm 3\%$. Ниже показано, что путем подбора L можно не только обеспечить максимальное постоянство влияния нагрузки, но также добиться желаемых изменений внешнего Q . Эти изменения в свою очередь могут компенсировать изменения потерь



Фиг. 8. Кривые изменения нагрузки резонатора (т. е. внешнего Q) при различных значениях длины L выходного трансформатора. Кривая при $L = 21,82$ мм соответствует наименьшему диапазону изменения и была выбрана для клистрона М1805. Кривые получены экспериментально на моделях в диапазоне 4000 МГц.

во внутреннем резонаторе, как показывают кривые на фиг. 9. Первые две из них, выражающие соответственно зависимость собственного Q и эквивалентной емкости пространства взаимодействия от частоты, получены из независимых друг от друга экспериментов на латунных моделях пассивных элементов системы, третья кривая рассчитана по формуле $R = Q_0/\omega C$. Не учитывая абсолютной величины шунтирующего сопротивления из-за неопределенности коэффициента ее изменения при моделировании и рассматривая только его относительное изменение в пределах диапазона механической перестройки, можно с уверенностью показать, что при постоянном значении внешнего Q мощность, отдаваемая на всех частотах, не является максимально возможной [4]. Кривая для внешнего Q должна иметь такую форму, которая обеспечила бы наибольшую нагрузку лампы на высокочастотном конце диапазона. Положение осложняется еще и тем, что при изменении расстояния между сетками изменяется также коэффициент связи с пучком, а следовательно, и электронная проводимость и что это изменение расстояния происходит в направлении, уменьшающем изменения шунтирующего сопротивления резонатора, показанного на фиг. 9. Таким образом, в общем случае требование постоянства внешнего Q является, по-видимому, разумным исходным допущением и может быть уточнено

только путем экспериментального исследования на работающих лампах миллиметрового диапазона, конструкция которых близка к завершению. В то же время возможность регулируемого изменения нагрузочных характеристик является определенным преимуществом, которое, правда, пока еще не реализовано в клистроне М1805. Рабочие характеристики, приведенные ниже, показывают, что эта лампа отдает максимальную или почти максимальную мощность в согласованный волновод при наличии выходного трансформатора, полученного в результате пропорционального уменьшения размеров трансформатора, соответствующего сплошной кривой на фиг. 8.

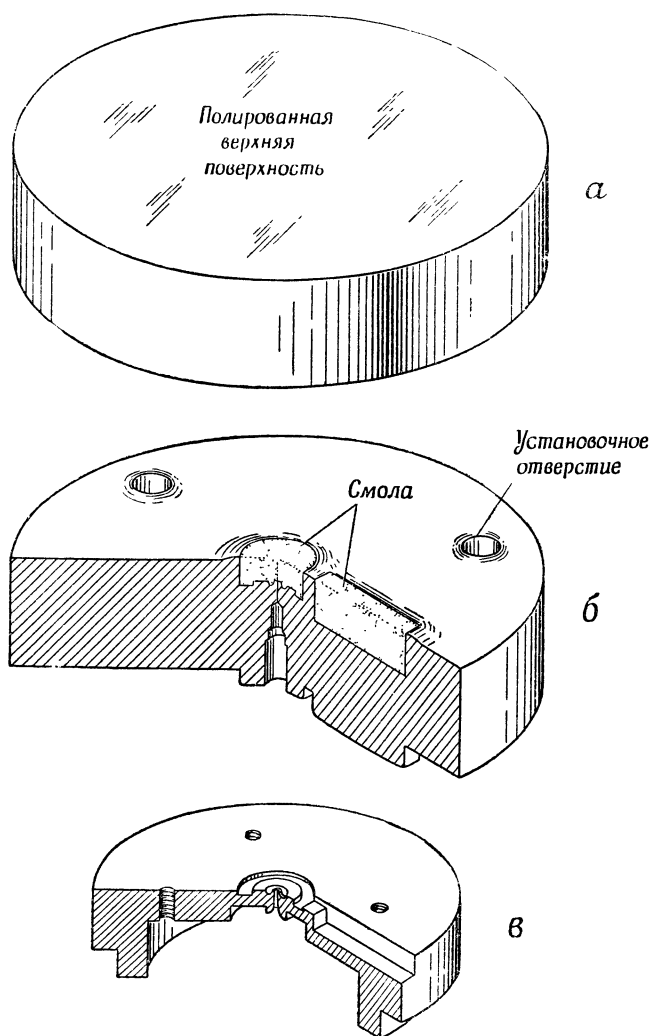


Ф и г. 9. Кривые изменения параметров внутреннего резонатора по диапазону механической перестройки. Кривые для собственной добротности Q_0 и эквивалентной емкости зазора C сняты экспериментально независимо друг от друга методами на латунных моделях резонатора, изображенного на фиг. 6, б; третья кривая рассчитана с помощью первых двух по формуле $R = Q_0 / \omega C$.

Описанное выше моделирование было произведено над конструкцией, которая должна была не только обеспечить необходимые электрические свойства, но и сделать возможным применение цельного штампованного блока резонатора. Поэтому предусматривалось, чтобы все элементы, составляющие пассивную цепь, оказались внутри блока резонатора, выходя на обычную плоскую поверхность, и, кроме того, была исключена тонкостенная диафрагма, обычно соединяющая резонатор с выходным волноводом. Такая цельная штампованная конструкция, несмотря на малые размеры, обеспечила отличную воспроизводимость.

Метод изготовления блока резонатора, разработанный Лакнером, сводится к последовательным операциям, показанным на фиг. 10. Исходным материалом служит простая цилиндрическая заготовка с полированной верхней

поверхностью, показанная на фиг. 10, а, из бескислородной меди, полученной методом вакуумной плавки. Закаленный и тщательно отшлифованный стальной штамп с профилем, соответствующий форме получаемой выемки, впрессовывается в холодную заготовку гидравлическим прессом под давлением порядка 16 т. Отштампованный объемный резонатор и выходная система имеют



Ф и г. 10. Основные этапы изготовления блока резонатора.

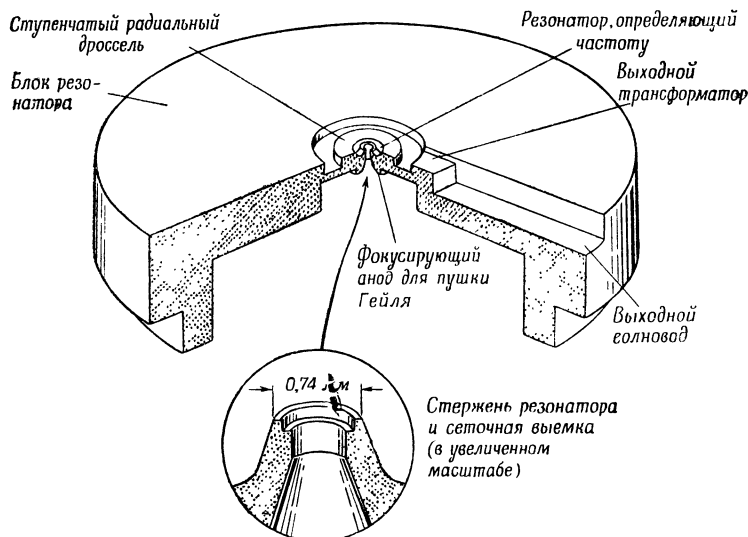
а—исходная цилиндрическая медная заготовка, полученная методом вакуумной плавки; б—медная заготовка с выдавленными пассивными элементами схемы и тремя установочными отверстиями для точной центровки при последующей механической обработке; заполнение смолой предохраняет зеркально гладкие поверхности от повреждения; в—законченный блок резонатора.

очень плотную и зеркально гладкую поверхность. Для предотвращения какой-либо случайной порчи поверхности или царапины на ней, а также для предотвращения ее при последующей механической обработке выемка тотчас же после штамповки заполнялась смолой, как показано на фиг. 10, б. С помощью трех установочных отверстий, отпрессованных в процессе начальной штамповки, блок резонатора центрируется на токарном станке для обработки фокуси-

рующего анода и прилегающих контуров. Далее остается произвести довольно обычную механическую обработку всей плоской поверхности, после чего блок принимает форму, показанную на фиг. 10, в.

Конструкция готового блока резонатора показана в разрезе на фиг. 11. В этой единой конструкции содержатся следующие основные элементы лампы. 1) внутренний резонатор, определяющий частоту; 2) ступенчатая радиальная дроссельная секция; 3) широкополосный выходной трансформатор; 4) выходной волновод; 5) фокусирующий анод для пушки Гейля.

Кроме того, в стержне резонатора была отштампована выемка (см. в увеличенном масштабе на фиг. 11), служившая гнездом для одной из сеток, ограничивающих пространство взаимодействия.



Ф и г. 11. Конструкция готового блока резонатора (в разрезе), изготовленного из сплошной медной заготовки посредством операций, показанных на фиг. 10. Этот блок представляет собой важнейшую составную часть лампы.

Благодаря такой конструкции пассивных элементов схемы был обеспечен ряд электромеханических преимуществ: 1) все поверхности, по которым протекают токи высокой частоты, штампуются, не требуя дальнейшей механической обработки или подгонки, причем их зеркальная поверхность может быть без труда сохранена; 2) процесс штамповки и одноблочная конструкция исключают обычные допуски при сборке и, следовательно, обеспечивают отличную воспроизводимость; 3) благодаря округленным контурам внутреннего резонатора, определяющего частоту, достигается хороший коэффициент формы; 4) поглощающий паяный шов между диафрагмой и резонатором расположен во внешней дроссельной секции и существенно не снижает собственную добротность; 5) поскольку медный блок выходит за пределы лампы, может быть с успехом применено принудительное воздушное охлаждение и обеспечена достаточная тепловая емкость для центрального стержня резонатора и крепящейся на нем сетки.

Поскольку на частоте 60 000 Мгц толщина скин-слоя в меди равна примерно 0,25 мкн, поверхностные слои с малой проводимостью сильно влияют на добротность резонатора. Такая пониженная проводимость может быть обусловлена не только химическими включениями или неровностями поверхности, но и механической обработкой.

Как показали исследования, проведенные недавно в Англии [5, 6], высокочастотная проводимость штампованных медных поверхностей на волне

зано на фиг. 14, а. После удаления сердечника спаянная спираль шлифуется с обоих торцов до толщины примерно 0,25 мм и хромируется: хром выполняет роль барьерного слоя при последующих пайках. Отшлифованная и хромированная спираль затем разрезается на несколько долей, как показано на фиг. 14, б. Каждая доля шлифуется до тех пор, пока не получается маленький сплошной диск, диаметр которого соответствует внутреннему диаметру изготавливаемой сетки, как показано на фиг. 14, в. Этот диск вставляется на небольшую глубину и впаивается в плотно охватывающую его тонкостенную платиновую трубочку, которая для облегчения обработки предварительно впаивается в железный диск, как показано на фиг. 14, г. Весь этот блок шлифуется с обеих сторон до толщины примерно 0,07—0,10 мм, т. е. до рабочей толщины изготавливаемой сетки и принимает окончательный вид, соответствующий фиг. 14, д. Остается только путем травления удалить железо как вне, так и внутри платинового кольца. На первых этапах разработки в качестве травителя применялась горячая концентрированная соляная кислота. Однако сетки, изготовленные таким способом, оказались неудовлетворительными, так как кислота не полностью удаляла остатки железа между ленточками сетки. Помимо слишком большого перехвата электронов, существовала опасность испарения остатков, сохранившихся после травления, под воздействием высокой рабочей температуры. Отложения на гладких стенках резонатора вызывают увеличение высокочастотных потерь, а отложения на изолирующих деталях — электрическую утечку. Кроме того, соляная кислота воздействует также на припой, разрушая пайку ленточек сетки.

Более эффективный способ удаления железа был разработан Кунцем. Этот метод неизменно обеспечивал получение большого количества ленточных сеток отличного качества. Вкратце этот метод сводится к следующему: если поместить железо в раствор хлорида меди, то поверхностный слой железа переходит в раствор и заменяется металлической медью. Обычно эта реакция останавливается, как только поверхность полностью покрывается медью. Единственный способ поддержания этой реакции заключается в непрерывном удалении отложений меди, после чего расположенные ниже слои металла могут подвергаться дальнейшему растворению. Это достигается по способу Кунца путем погружения образца, изображенного на фиг. 14, д, в перемешиваемый с помощью ультразвука раствор хлорида меди, к которому добавлено некоторое количество порошка карборунда. Взвешенная карборундовая пыль выполняет двоякую функцию. Она снимает поверхностный слой меди в процессе его образования, обеспечивая таким образом необходимые условия для полного растворения железа, и весьма эффективно освобождает ленточную сетку от заусенцев, возникающих в процессе предыдущих операций шлифовки и полировки.

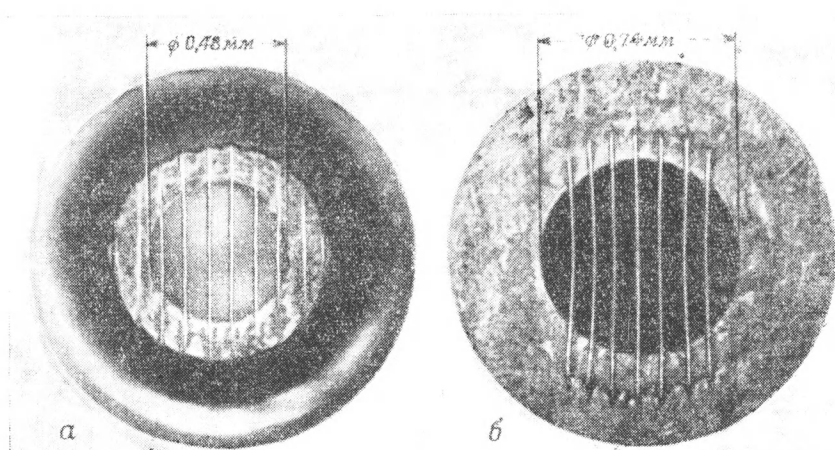
Поскольку сетки с малыми размерами, применявшиеся в клистроне M1805, охлаждались главным образом за счет теплопроводности, возникло сомнение, обеспечит ли замена меди вольфрамом получение ленточной сетки, достаточно стойкой к рассеиваемой на ней мощности при значительном снижении высокочастотных потерь. Может показаться, что более высокая теплопроводность меди с избытком перекроет недостаток, связанный с более низкой температурой ее плавления. Этот вопрос, а также ряд других, связанных с более полным представлением о характере нагрева сеток в клистроны миллиметрового диапазона, исследованы теоретически Уигингтоном. Он сумел показать, что медная ленточная сетка должна работать при более низкой температуре, чем эквивалентная ленточная сетка из вольфрама, но что для напряжения пучка 600 в температура сетки G_2 лежит слишком близко к ее собственной точке кипения¹⁾, чтобы быть практически применимой.

¹⁾ Под «точкой кипения» понимается температура, при которой давление паров металла равно давлению паров окружающих его газов. Для нормального давления в лампе точка кипения меди близка к 1000° К, а вольфрама — к 2500° К.

8 мм примерно на 30—50% меньше проводимости по постоянному току. В этих работах описывается также ряд способов обработки поверхности, которые применительно к штампованным резонаторам на волну 8 мм обеспечивают значения собственного Q , весьма близкие к теоретической величине. Вообще эти способы связаны с отпусканием остаточных напряжений путем отжига и с удалением или покрытием поверхностных слоев химическими средствами. Из этих способов в настоящее время для клистрона М1805 применялся только первый, а именно отпускание остаточных напряжений. Применение химической обработки поверхностей, предложенной в упомянутых работах, предполагается осуществить после окончательной отработки техники измерений Q в диапазоне 5—6 мм. Грубые измерения Q , произведенные для резонаторов клистрона М1805, показывают, что процесс штамповки, сопровождаемый отжигом, увеличивает Q примерно до значения, которое получается при экстраполяции результатов измерений с латунными моделями в диапазоне 4000 МГц.

СЕТКИ

Необходимость в пространстве взаимодействия, ограниченном сетками, вытекала непосредственно из решения осуществить работу клистрона в низковольтном режиме. Было очевидно, что применение низковольтной лампы снизит стоимость источников питания и в процессе эксплуатации будущих систем



Ф и г. 12. Микрофотографии сеток из круглой вольфрамовой проволоки, применявшихся в первых клистронах М1805 для миллиметрового диапазона. а—проволочки припаяны к стержню резонатора. б—проволочки припаяны к диафрагме.

трудности, связанные с изготовлением сеток, полностью окупаться. Эти трудности обусловлены не только очень малыми размерами сеток, имевших внутренние диаметры 0,51 и 0,76 мм соответственно для сеток G_1 и G_2 ¹⁾, но также весьма интенсивной электронной бомбардировкой, которой подвергаются эти сетки. Так, для ускоряющего напряжения, равного 600 в, и для однонаправленного пучка плотность тока в плоскости сетки G_1 должна быть около 25 а/см^2 , а соответствующая плотность мощности — 15 квт/см^2 .

Первые лампы миллиметрового диапазона волн были оборудованы сетками, аналогичными показанным на микрофотографиях (фиг. 12). Эти сетки, сравнительно простые по своей конструкции, состояли из ряда параллельных вольфрамовых проволок диаметром 20 мкн, вставленных в стержень резонатора

¹⁾ G_1 —сетка, ближайшая к катоду, а G_2 —сетка, ближайшая к отражателю.

или диафрагму и припаянных к ним золотом. Такая сетка при использовании в качестве G_1 оказалась устойчивой к бомбардировке пучком напряжения 600 в. Но при использовании в качестве G_2 центральная часть сетки неизменно разрушалась. Сетка G_2 работает в гораздо более тяжелых условиях нагрева, чем сетка G_1 . Последняя имеет меньший диаметр, что связано с более эффективным отводом тепла в медный резонатор, а самое главное, бомбардируется только электронами, летящими в прямом направлении, тогда как сетка G_2 имеет диаметр 0,76 мм (по сравнению с диаметром сетки G_1 0,51 мм), бомбардируется электронами, летящими как в прямом, так и в обратном направлении,



Ф и г. 13. Эскиз, иллюстрирующий конструкцию сетки, применявшуюся в окончательном варианте клистрона М1805. Вольфрамовые лопатки, встречающие электронный поток своими ребрами толщиной 7,6 мкм, располагаются широкой стороной (70 — 100 мкм) вдоль электронного потока и впаяны своими торцами в наружное платиновое кольцо. Их начальная кривизна фиксирует направление, в котором они изгибаются во время работы при повышенных температурах.

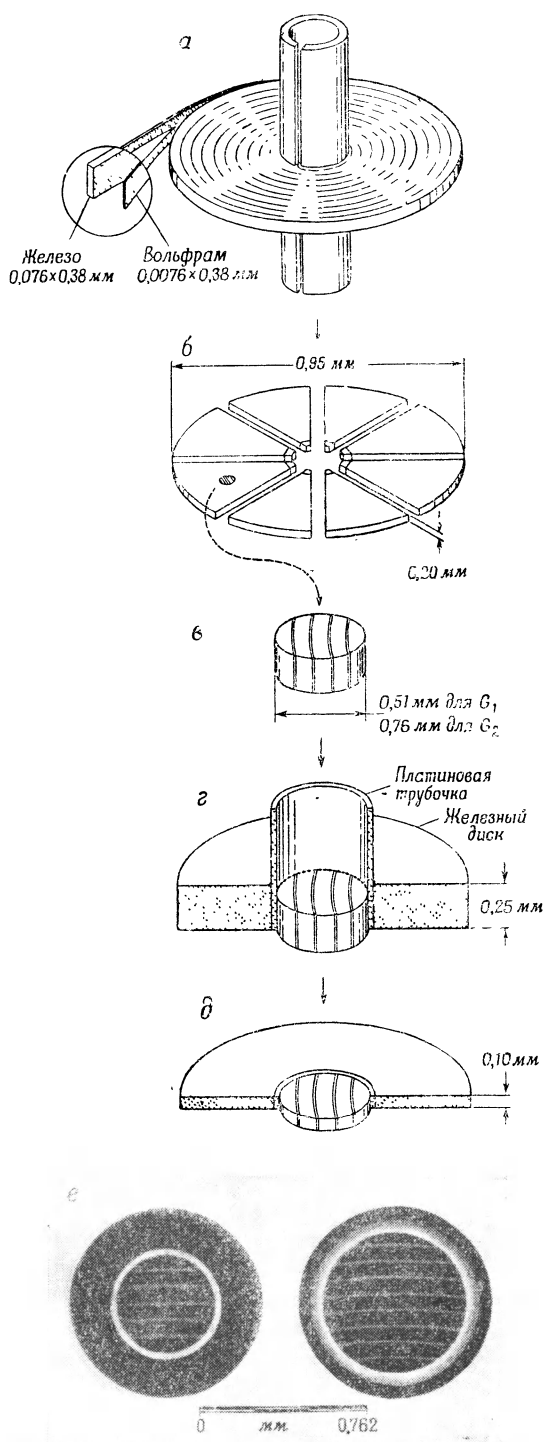
и связана со сравнительно меньшей тепловой емкостью довольно тонкой медной диафрагмы. В результате сетка этого типа ограничивала максимальное напряжение пучка в непрерывном режиме примерно до 400 в. Поэтому если первые лампы с сетками, сделанными из круглой проволоки, работали при напряжениях пучка, превосходивших эту величину, то приходилось переходить на импульсный режим работы.

Поскольку сетки с такими размерами, которые применялись в клистроне М1805, охлаждаются преимущественно за счет теплопроводности, их рассеивающая способность может быть заметно повышена путем увеличения поперечного сечения элементов, составляющих сетку, если только это не увеличит перехват электронов. Поэтому сетка, состоящая не из проволок с круглым поперечным сечением, а из тонких полосок или лопаточек, имеет большие преимущества. Перехват электронов такой сеткой определяется прежде всего толщиной полосок в направлении, перпендикулярном электронному потоку, тогда как поперечное сечение, влияющее на теплоотвод, пропорционально также глубине полосок в направлении электронного потока. Сетка такого типа была предложена сотрудником фирмы «Бэлл телефоун лабораториз» Вансом несколько лет назад. Основные черты ее конструкции показаны на фиг. 13. Эта сетка состоит из ряда вольфрамовых лопаточек, впаянных каждая в отдель-

ности во внешнюю цилиндрическую оправку, и не только обеспечивает повышенную способность рассеивать тепло в результате замены проволочек лопаточками, но имеет и дополнительное важное преимущество, связанное с хорошо управляемыми и заранее известными перемещениями при нагревании. Эти перемещения обусловлены как формой поперечного сечения, так и начальной кривизной, благодаря которой лопаточки при электронной бомбардировке изгибаются в заданную сторону, не изменяя существенно величину пространства взаимодействия.

Особая трудность, возникшая в процессе работы, заключалась в том, что пропорциональное уменьшение этой ленточной сетки доходило до таких размеров, для которых способ изготовления, предложенный Вансом, уже не мог использоваться. При решении этой задачи значительную помощь оказали инженеры фирмы «Сперри гироскоп корпорейшн», разработавшие основные этапы остроумного способа изготовления ленточных сеток с весьма малыми размерами, показанными на фиг. 13. Важный вклад в детальную разработку технологии этих сеток сделан также Гронросом, Кунцем и Дрешлером.

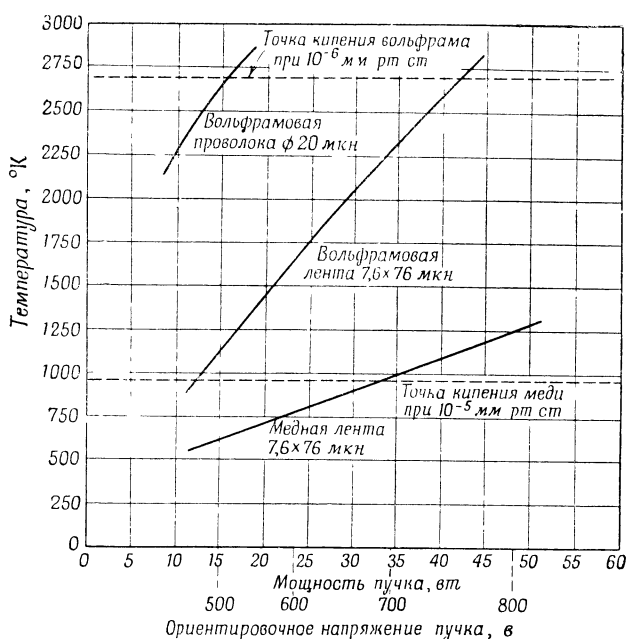
Основные этапы изготовления ленточной сетки показаны на фиг. 14. Вольфрамовая (толщиной 7,6 мкн) и железная (толщиной 76 мкн) ленты, покрытые медью, наматываются и спаиваются в плотную спираль, как пока-



Фиг. 14. Основные этапы изготовления ленточной сетки.

а — вольфрамовая и железная полоски наматываются и спаиваются в тугую спираль; б — после удаления сердечника поверхности спирали с обеих сторон шлифуются и спираль разрезается на восемь частей; в — путем шлифовки изготавливается сплошной сеточный диск; г — сеточный диск впаивается в платиновую трубочку; д — платиновая трубочка удаляется и оставшийся блок шлифуется до окончательной толщины; е — микротопографии законченных сеток, изготовленных из заготовок (д) путем химического удаления железа как внутри, так и вне платинового кольца.

Поскольку при нормальном давлении в лампе точка кипения вольфрама меньше, чем его температура плавления, то перегрев прежде всего вызовет не расплавление сетки, а ее испарение. Кроме того, по причинам, указанным выше, наибольшая вероятность выжигания имеет место в центральной части сетки G_2 . На фиг. 15 показаны расчетные кривые зависимости максимальной температуры сетки, т. е. температуры в середине центральной полоски сетки G_2 , от мощности пучка для сеток трех типов. На сетках первого типа, состоящих



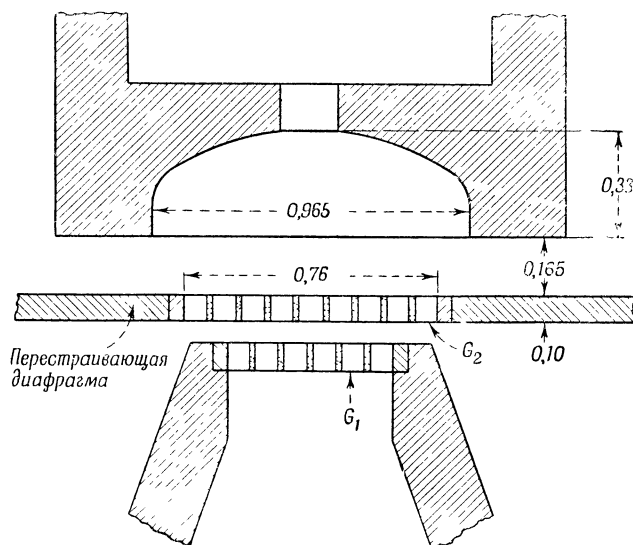
Ф и г. 15. Расчетные кривые зависимости максимальной температуры сетки от мощности бомбардирующего пучка для сеток трех типов. Кривые рассчитаны для геометрических размеров, соответствующих клистрону М1805. Максимальная температура наблюдается в середине центральной полоски сетки G_2 .

из круглой вольфрамовой проволоки, можно успешно работать примерно до 400 в, что хорошо согласуется с экспериментальными данными. Сетка второго типа, состоящая из полосок вольфрама, работает при значительно более низкой температуре, оставаясь вполне пригодной до напряжений пучка примерно порядка 600 в. Однако, как показал эксперимент, в этом случае теоретические данные несколько завышены. Это расхождение, по-видимому, не слишком неожиданно, так как при расчете распределения температур принят параллельный электронный поток; таким образом, частичный перехват электронов зависел от площади проекции сетки, тогда как эффективная площадь, вероятно, значительно больше. Ожидаемые рабочие данные медной ленточной сетки соответствуют нижней кривой фиг. 15. Нетрудно видеть, что для этой сетки расчетная максимальная температура для пучка напряжением 600 в слишком близко подходит к точке кипения. Поскольку по причинам, рассмотренным выше, расчетные температуры являются, по-видимому, несколько заниженными, эта сетка не изготавливалась.

ОТРАЖАТЕЛЬ

Последним из рассматриваемых элементов электрической схемы лампы является отражатель, конструкция которого показана на фиг. 16. Этот отражатель, эмпирически подобранный в диапазоне 4000 Мгц на клистроне с ана-

логичной электронно-оптической системой, оказался удовлетворительным и был перенесен в конструкцию клистрона для миллиметрового диапазона в качестве первого и единственного применяющегося в настоящее время. Очевидно, что успех этого отражателя обусловлен его оптимальной конструкцией, возникшей в результате удачного выбора. В процессе многих экспериментальных работ, направленных на улучшение формы отражателя, не удалось обнаружить сколько-нибудь резких оптимумов. Однако предстоит еще показать,



Фиг. 16. Конструкция отражателя клистрона М1805. Центральное отверстие в отражателе облегчает оптическую наладку. Размеры в мм.

что конструкция отражателя клистрона М1805 находится по крайней мере где-то в пределах широкого максимума.

Контур отражателя, играющий важную электрическую роль, изготавливается, как и катод, методом штамповки и монтируется с помощью оптических методов, используя предназначенное только для этой цели центральное отверстие.

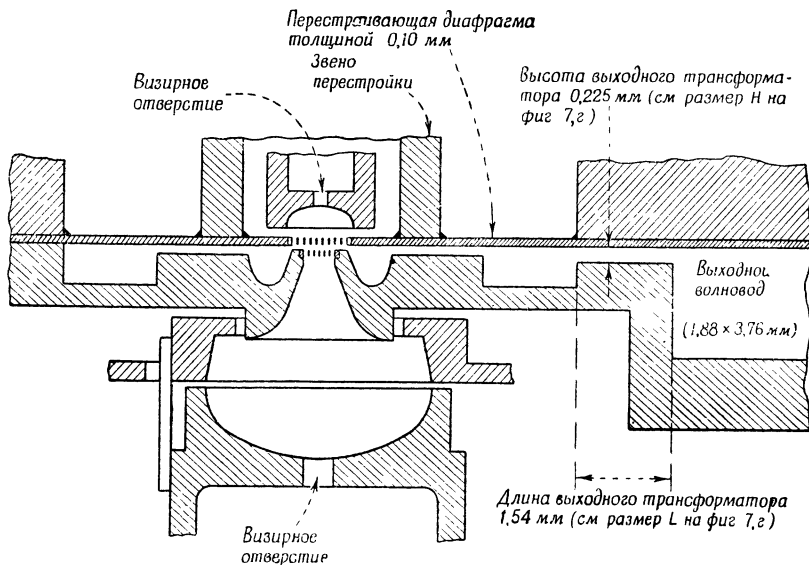
ЭЛЕМЕНТЫ ЛАМПЫ, ВЫПОЛНЯЮЩИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ

Рассмотрев все основные части лампы в отдельности, можно перейти к рассмотрению их взаимосвязи и объединения в единую конструкцию. На фиг. 17 показана конструкция элементов отрагательного клистрона М1805 для миллиметрового диапазона, выполняющих электрические функции. Следует отметить большой размер катодной области по сравнению с областями резонатора и отражателя. Отметим также, что центральная ось лампы проходит последовательно через четыре отверстия, из которых два — в катode и отражателе — служат только для облегчения оптической наладки.

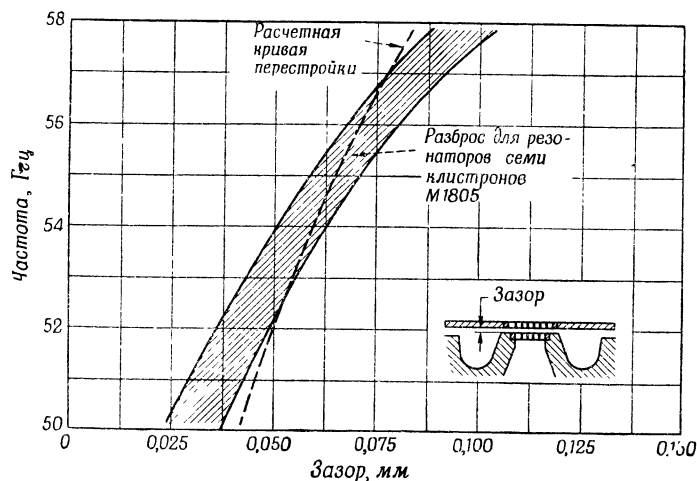
Единственной деталью, выполняющей электрические функции и до сих пор не описанной, является выходное окно; оно представляет собой обычное стеклянное окно дроссельного типа с размерами, соответствующими миллиметровому диапазону. Входные потери этого окна, конструкция которого показана на фиг. 19, колеблются около 0,7 дБ и достаточно постоянны по рабочему диапазону.¹

СООБРАЖЕНИЯ ПО ВЫБОРУ НАСТРАИВАЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА

Как указывалось выше, механическая перестройка этой лампы осуществляется путем изменения расстояния между сетками, ограничивающими про-



Ф и г. 17. Конструкция элементов клистрона М1805, выполняющих электрические функции, характеризующая взаимодействие и сочетание основных элементов лампы. Более подробные данные этих элементов см. на фиг. 4 для пушки, на фиг. 6 для пассивных элементов схемы и на фиг. 16 для отражателя.



Ф и г. 18. Кривые холодной перестройки для резонаторов семи клистронов М1805. Штриховая кривая представляет характеристику перестройки, полученную для лампы миллиметрового диапазона на основании моделирования резонатора в диапазоне 4000 МГц. Различный наклон кривых, вероятно, обусловлен отсутствием сеток, а следовательно, относительно большей емкостью зазора в низкочастотной модели.

странство взаимодействия. Для перестройки лампы в пределах от 50 до 60 ГГц требуется общее перемещение длиной менее 0,1 мм, что соответствует средней чувствительности к перестройке 0,01 мкн/МГц. На фиг. 18 показан разброс

кривых перестройки для семи ламп. Показана также (штрихами) кривая перестройки, полученная в результате моделирования на больших резонаторах. При коэффициенте моделирования, равном 15, такое близкое совпадение результатов, полученных из моделей и непосредственно на рабочих образцах, следует считать весьма удовлетворительным.

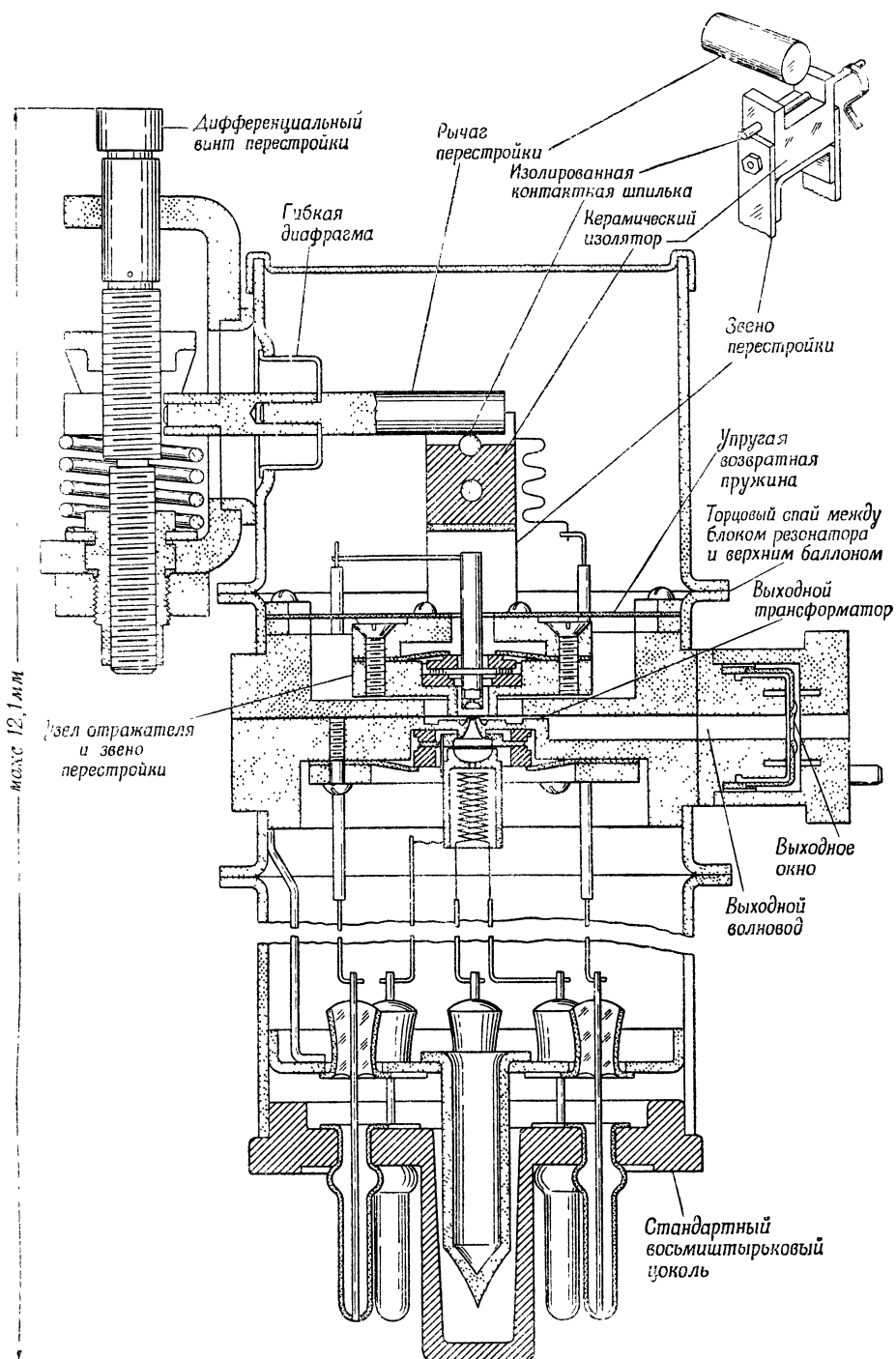
Поскольку общее перестраивающее перемещение настолько мало, не известно, какой из способов перестройки окажется лучшим: механический или тепловой. Для механической перестройки потребуется определенный механизм, способный обеспечить весьма малые контролируемые перемещения. При тепловой перестройке используется движение, обусловленное тепловым расширением какой-либо детали механизма, причем нагрев осуществляется либо путем электронной бомбардировки, либо пропусканием сравнительно большого электрического тока. Тепловая перестройка, по-видимому, является более подходящей для осуществления очень малых перемещений в лампе миллиметрового диапазона. Однако следует помнить, что тепловая перестройка сильно усложняет конструкцию внутри вакуумной оболочки лампы, а вне лампы неизменно требует систему обратной связи для обеспечения стабильности частоты. Однако первоначальный выбор перестраиваемого элемента не оказывает значительного влияния на основную электрическую конструкцию лампы. Поэтому была выбрана система механической перестройки, представляющая несколько усовершенствованный вариант системы перестройки, применяемой в отражательном клистроне 431А фирмы «Уэстерн электрик» на 4000 Мгц. Опыт эксплуатации этой перестраивающей системы был в общем удовлетворительный. Так же как и в случае конструирования описанного выше узла пушки, эта система была вначале использована в качестве пробного образца, а затем благодаря удовлетворительным рабочим данным она была принята в качестве окончательного варианта конструкции. Однако вполне вероятно, что в будущем могут появиться системы, которые потребуют тепловой перестройки. В этом случае такая замена может быть осуществлена без привлечения новой технологии.

МЕХАНИЧЕСКАЯ КОНСТРУКЦИЯ

Механическая конструкция отражательного клистрона М1805 для миллиметрового диапазона волн, в разработке которой большое участие принял Лакнер, показана на фиг. 19. В основном она состоит из трех отдельных блоков, которые после соединения высокочастотными спаями образуют законченную лампу. На фиг. 19 сверху изображен узел верхнего баллона и перестраивающей системы. Далее имеется узел, содержащий все элементы пассивной системы, включая выходное окно, электронно-оптическую систему, а также ножку и подогреватель, крепящиеся тремя стойками к блоку резонатора. Третий элемент — рукав, охватывающий ножку, — припаян к ней, а также к блоку резонатора, завершая вакуумную оболочку лампы.

Из фиг. 19 видно, что элемент механической перестройки содержит горизонтальный перестраивающий рычаг, прикрепленный приблизительно в своей средней точке к вакуумплотной диафрагме. Вне вакуума перестраивающий рычаг соединяется с дифференциальным винтом, один оборот которого перемещает рычаг на 8 мкм вдоль центральной оси лампы.

Перестраивающий рычаг не имеет жесткого соединения с промежуточным звеном системы перестройки, а просто давит на изолированную стальную шпильку, составляющую часть звена. Это промежуточное звено прикреплено к блоку отражателя, который в свою очередь припаян к перестраивающей диафрагме. Таким образом, каждое движение изолированной шпильки вызывает эквивалентное движение сетки G_2 . Положение блока отражателя и промежуточного звена перестройки жестко фиксируется возвратной пружиной, упругость которой значительно превосходит упругость медной перестраивающей диафрагмы толщиной 100 мкм. В процессе откачки эта упругая возвращающая пружина



Ф и г. 19. Общая конструкция отражательного клистрона М1805 для миллиметрового диапазона волн. На увеличенном пояснительном эскизе показаны детали изолированной контактной шпильки, образующей часть сигнальной цепи.

устанавливает длину пространства взаимодействия, несколько превосходящую верхний предел диапазона механической перестройки. Во время перестройки рычаг должен только передавать вниз давление, достаточное для преодоления упругой силы возвратной пружины.

В процессе отжига и откачки между перестраивающим рычагом и изолированной шпилькой выдерживалось расстояние порядка нескольких сотых долей миллиметра для предотвращения нежелательных перемещений диафрагмы. После подготовки лампы к испытанию перестраивающий рычаг медленно перемещался вниз до соприкосновения с изолированной шпилькой. Момент соприкосновения определялся по замыканию внешней сигнальной цепи, проходившей через оболочку лампы и изолированную шпильку; эта цепь имеет специальный вывод, прикрепленный к изолированной шпильке и проходящий через цоколь лампы. С момента этого соприкосновения любое дальнейшее перемещение перестраивающего плеча вызывало соответствующее перемещение сетки G_2 .

Второе преимущество внешней индикации контакта заключается в том, что она позволяет осуществить абсолютную калибровку по частоте, аналогичную показанной на фиг. 20, г. Характеристики перестройки оказались достаточно стабильными во времени, так что для грубой настройки ламп миллиметрового диапазона отпала необходимость в утомительных измерениях с помощью волномера.

Обращаясь к фиг. 19, следует отметить, что блок резонатора может быть легко отсоединен путем отпайки от верхнего и нижнего баллонов. Поскольку стоимость блока резонатора составляет большую часть стоимости лампы, эта конструктивная особенность имеет важное значение и в ряде случаев уже успела себя оправдать.

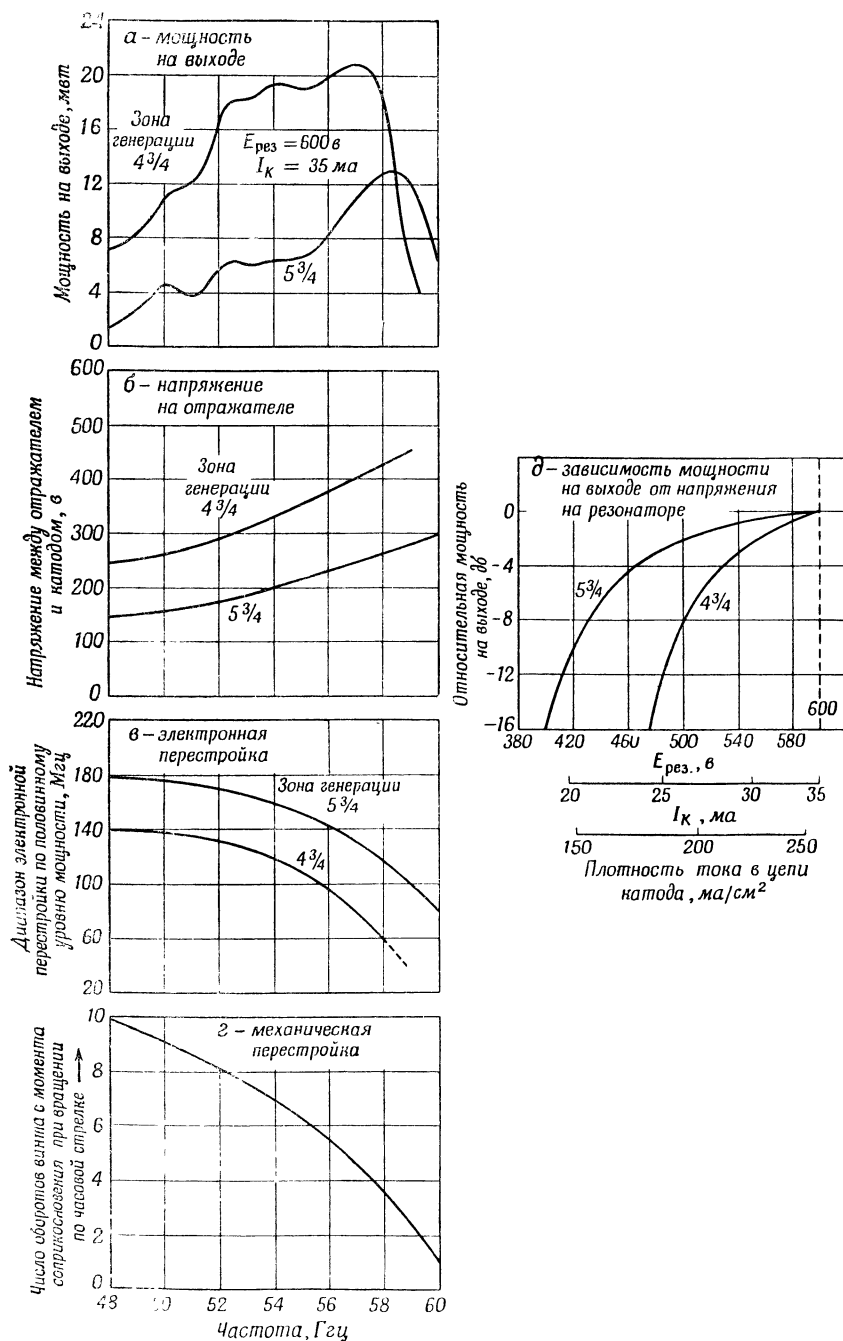
ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КЛИСТРОНА M1805

На фиг. 20 приведены типичные рабочие данные в виде экспериментальных графиков. Из фиг. 20, а видно, что лампа перестраивается механически примерно в диапазоне от 48 000 до 60 000 $Mгц$, т. е. в пределах 12 000 $Mгц$. Максимальная мощность лампы на миллиметровых волнах равна примерно 20 $мвт$ при напряжении пучка 600 в. Для отбора максимальной мощности не требуется рассогласующий элемент, так как имеется примерно оптимальная связь с согласованным волноводом. Высокочастотная мощность отдельных экземпляров ламп достигала 30 $мвт$, однако для большинства экземпляров эта мощность составляла от 15 до 20 $мвт$. Такой разброс рабочих данных, включающих также данные для первых ламп, частично обусловлен небольшими искажениями формы диафрагмы. На фиг. 20, б и в приведены кривые зависимости напряжения на отражателе, соответствующего максимальной мощности на выходе, и диапазона электронной перестройки от частоты для зон генерации $4^{3/4}$ и $5^{3/4}$.

Клистрон M1805 может работать и при напряжениях пучка, меньших 600 в. Типичные кривые зависимости мощности на выходе от напряжения пучка представлены на фиг. 20, д. Если напряжение пучка уменьшается на 100 в, т. е. с 600 до 500 в, то мощность на выходе в зоне $4^{3/4}$ уменьшается примерно на 8 дб, тогда как в зоне $5^{3/4}$ она увеличивается всего на 2 дб.

Рабочие характеристики системы механической перестройки представлены на фиг. 20, г в виде графика зависимости частоты от положения вращающегося винта перестройки.

Примечательной и весьма существенной особенностью работы этой лампы является фактическое отсутствие электронного гистерезиса, а следовательно, вполне отчетливые и симметричные формы зон генерации. Осциллограммы на фиг. 21 являются типичными. На осциллограмме фиг. 21, а видна форма зоны, полученная при синусоидальном напряжении на отражателе в случае совпадения кривых, соответствующих прямому и обратному ходу развертки.

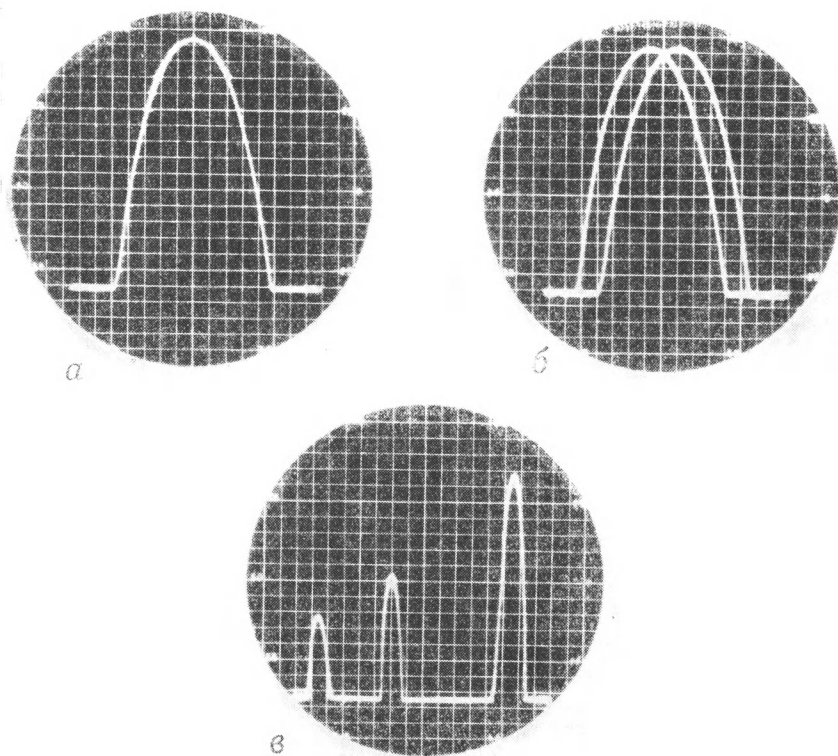


Ф и г. 20. Типичные рабочие характеристики клистрона М1805.

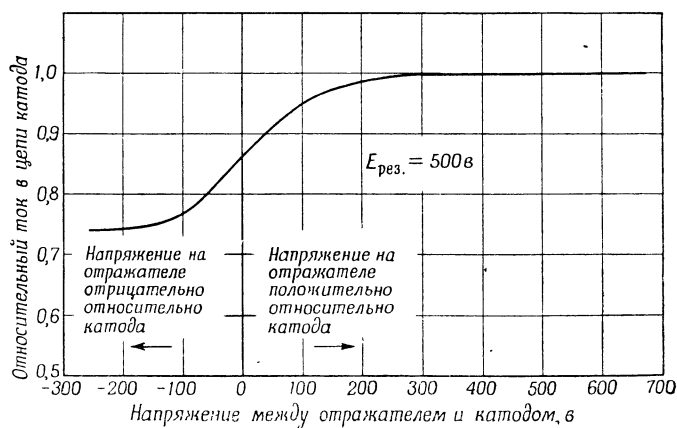
На осциллограмме фиг. 21, б эти две кривые смещены по фазе, что позволяет исследовать форму каждой кривой в отдельности. На осциллограмме фиг. 21, в показаны три соседние зоны генерации в случае наложения кривых прямого и обратного хода развертки. Поскольку конфигурация отражателя соответствует фиг. 16, отсутствие гистерезиса является, по-видимому, неожиданным. Исходя из этой фигуры, можно ожидать, что значительная часть возвращающихся электронов вновь попадает в катодную область. Это действительно было подтверждено экспериментом (фиг. 22), в котором контролировался катодный ток при изменении в широких пределах напряжения на отражателе. Поскольку отражатель мог выдерживать ограниченную мощность, этот эксперимент производился с пульсирующим пучком. При отрицательных значениях напряжения на отражателе по отношению к катоду ток в цепи катода, а следовательно, и эффективный первеанс лампы были примерно на 25% меньше соответствующих величин при положительном напряжении на отражателе. Таким образом, отсутствие гистерезиса означает, что либо лишь немногие из электронов достигают пространства взаимодействия в третий раз, либо те из них, которые достигают этого пространства, не являются более группированными.

ЛИТЕРАТУРА

1. Miller S. E., *Bell System Techn. J.* (November 1954).
2. Pierce J. R., Shepherd W. G., *Bell System Techn. J.*, 603 (1947).
3. Heil O., Ebers J. J., *Proc. IRE* (June 1950).
4. Pierce J. R., Shepherd W. G., *Bell System Techn. J.*, 478 (1947).
5. Thorp J. S., Taylor D. J., *SERL Techn. J.*, 3, 21 (1953).
6. Thorp J. S., *Proc. IEE*, 101, part III, 357 (1954).



Ф и г. 21. Осциллограммы типичных зон генерации, полученных при синусоидальной развертке.
 а—кривые, соответствующие прямому и обратному ходу развертки, совпадают; б—эти кривые разделены, что облегчает их изучение; в—кривые снова совпадают, видны зоны генерации $4\frac{3}{4}$, $5\frac{3}{4}$ и $6\frac{3}{4}$.



Ф и г. 22. График зависимости тока в цепи катода от напряжения на отражателе. Значения тока нормированы по отношению к соответствующей величине, получаемой при положительном напряжении на отражателе. Для конфигурации отражателя, применявшегося в клистроне М1805, и при работе с отрицательным напряжением на отражателе некоторые электроны возвращаются в катодную область, что вызывает уменьшение тока в цепи катода.

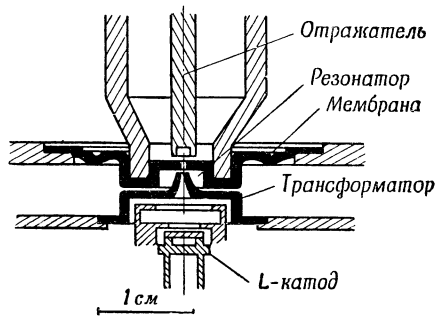
ОТРАЖАТЕЛЬНЫЙ КЛИСТРОН ДЛЯ ДИАПАЗОНА МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН¹⁾

Ван Иперен

КОНСТРУКЦИЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

За последние годы завершены работы по конструированию целого ряда отражательных клистронов для диапазона миллиметровых волн, в том числе работы по трем лампам для волн длиной 12, 8 и 4 мм. Эти клистроны имеют полосу механической перестройки от 10 до 25% и обеспечивают в режиме непрерывных колебаний мощность порядка 100 мвт.

Целью проводимых исследований являлось получение такой конструкции, которая путем уменьшения размеров могла быть применима для самых коротких миллиметровых волн. Поэтому было решено отказаться от применения сетки в пространстве взаимодействия, а вместе с тем и от преимущества, связанного с малым ускоряющим напряжением. Лампы работают при напряжении от 2000 до 2500 в при плотности тока пучка от 10 до 15 ма. Однако благодаря использованию в них *L*-катода можно получить весьма большую долговечность даже при очень короткой длине волны, указанной выше.



Ф и г. 1. Основная часть конструкции клистрона (в разрезе), работающего на волне 12 мм.

Электрический монтаж различных ламп указанной серии клистронов почти идентичен. Основные размеры клистронов приблизительно пропорциональны длине волны. Совершенно очевидно, что для обеспечения

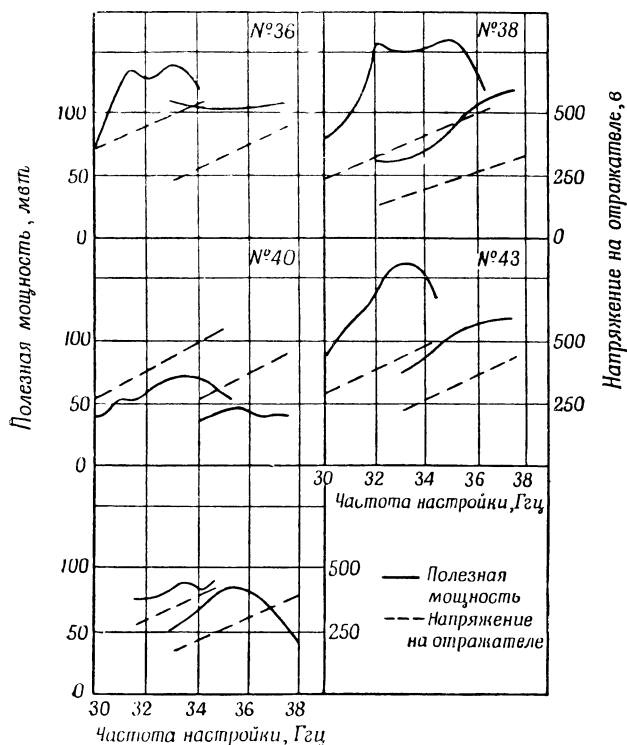
работы этих клистронов на столь коротких волнах понадобилось изменить методы их конструирования и монтажа в целях удовлетворения самым жестким требованиям точности. Более того, следует отметить, что применение *L*-катода представляет большой интерес при пропорциональном уменьшении размеров с целью перехода к более коротким волнам. Действительно, благодаря большой плотности тока, получаемой с этого катода, можно пропорционально уменьшить и электронную пушку, сохраняя при этом большую долговечность катода. Предельные возможности в этой области еще не достигнуты; отметим, что для самой короткой волны, скажем длиной 4 мм, требуется плотность тока в цепи катода, превышающая 2 а/см².

На фиг. 1 представлен разрез основной части конструкции лампы, работающей на волне 12 мм. Резонатор ее имеет обычную форму, и поток энергии направляется при помощи радиального четвертьволнового трансформатора к внешней полости, имеющей кольцеобразную форму. Благодаря этой конструкции можно осуществить механическую перестройку в широкой полосе без риска повреждения мембраны; более того, эта конструкция исключительно благоприятна для пропорционального уменьшения размеров. Таким образом, оказалось возможным без труда уменьшить размеры конструкции, чтобы при-

¹⁾ Van Iperen B. B., Le vide, 11, № 65, 264—266 (1957).

способить ее для работы на волне 4 мм; в этом случае получились следующие размеры: диаметр резонатора 1,6 мм; диаметр отверстия 0,25 мм; расстояние отражатель—резонатор 0,15 мм; диаметр катода 0,9 мм.

Установлено, что лампа, имеющая указанные выше размеры, работает еще достаточно хорошо, и остается проверить, до каких пределов может быть доведено уменьшение размеров. Этот вопрос рассмотрен ниже.



Ф и г. 2. Графики зависимости выходной мощности и напряжения на отражателе от частоты настройки резонатора для пяти ламп, работающих в диапазоне 8 мм.

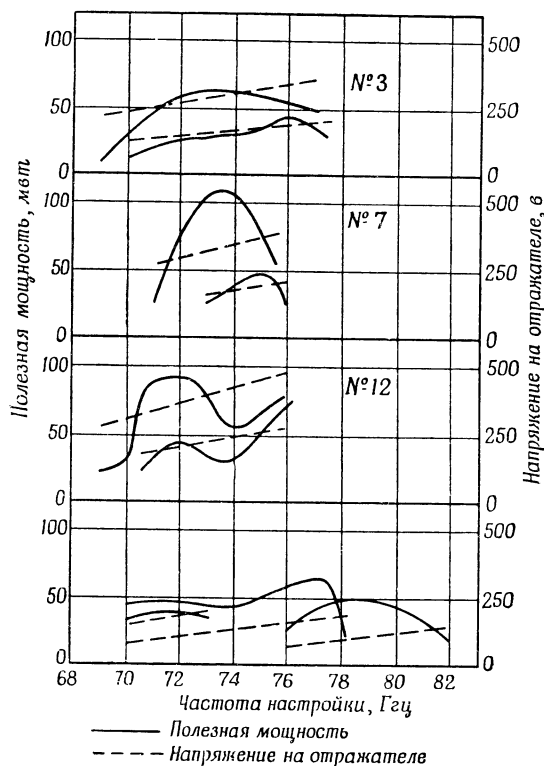
В табл. 1 приведена сводка полученных результатов; P —значение полезной мощности, представляющее среднее из значений, измеренных на нескольких хорошо действующих лампах; U_0 и I_0 —соответственно напряжение ускорения и интенсивность тока пучка; η —к. п. д. и I_K и I_B —соответственно плотности тока на катоде и в пучке вблизи от пространства взаимодействия (при диаметре пучка, равном 80% диаметра отверстия).

Таблица 1

λ , мм	12	8	4
U , в	2000	2250	2500
I_0 , ма	10	15	15
P , мвт	60	100	70
η , %	0,3	0,3	0,2
I_K , а/см ²	0,14	0,47	2,2
I_B , а/см ²	3,5	12	55

Графики, приведенные на фиг. 2, дают представление о системе механической перестройки и об изменениях выходной мощности и напряжения на отражателе для пяти ламп, работающих на волне 8 мм в зависимости от частоты. Эти данные относятся к двум последовательным значениям времени пролета в «отражающем пространстве».

Как видно из кривых, четыре лампы из пяти имеют полосу механической перестройки в пределах от 30 до 37,5 Гц (т. е. в диапазоне волн от 8 до 10 мм),



Ф и г. 3. Графики зависимости выходной мощности и напряжения на отражателе от частоты настройки резонатора для четырех ламп, работающих в диапазоне 4 мм.

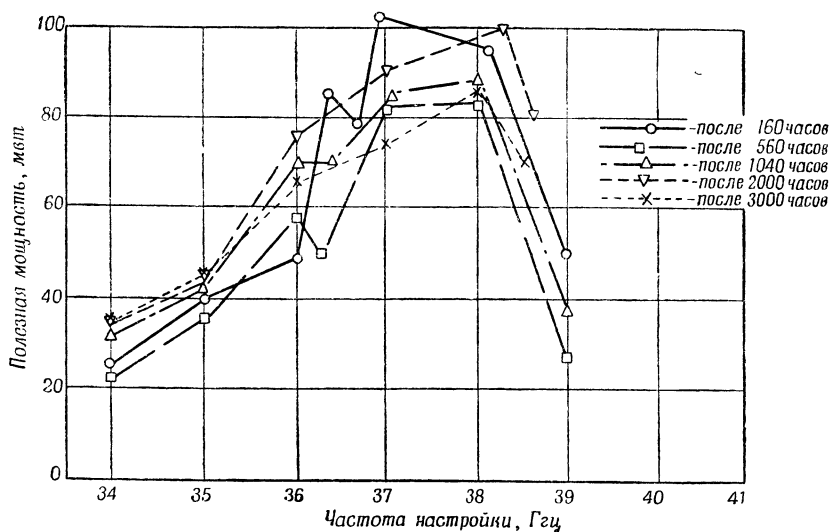
причем максимальная мощность изменяется в пределах полосы не более чем вдвое в случае применения наиболее благоприятного из двух указанных значений напряжения на отражателе. Со стороны высоких частот полоса ограничена факторами механического характера, а также слишком большим уменьшением полезной мощности и возникновением явлений гистерезиса.

Разброс значений полезной мощности у различных ламп находится в непосредственной зависимости от точности юстировки электронной пушки. У ламп, имеющих наибольшую мощность, наблюдается также самый большой проходящий ток, если отражатель находится под потенциалом резонатора. Ширина полосы, равная 25%, в пределах которой мощность изменяется от 80 до 16 мвт, считается нормальной для хороших ламп, работающих в диапазоне 8 мм.

На фиг. 3 приведены некоторые результаты измерений тех же данных для ламп, работающих на волне 4 мм, которые указывают на более значительный разброс, чем наблюдаемый у ламп для диапазона 8 мм. Частично это объясняется менее тщательной сборкой ламп этого типа. Тем не менее мощность порядка 100 мвт в этом случае также осуществима, ширина полосы достигала 16%.

Самая короткая волна, полученная при помощи этих ламп, оказалась равной 3,5 мм, а мощность на этой волне составляла 20 мвт.

На фиг. 4 приведены графики зависимости выходной мощности от частоты настройки резонатора при различных сроках службы для лампы, работающей



Ф и г. 4. Графики зависимости выходной мощности от частоты настройки резонатора при различных сроках службы для лампы, работающей в диапазоне 8 мм.

в диапазоне 8 мм. Эти данные позволяют констатировать, что по истечении 3000 час. полезная мощность практически не изменилась, тогда как ширина полосы немного уменьшилась.

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И ИЗМЕРЕННАЯ ПОЛЕЗНАЯ МОЩНОСТЬ

Из теории отражательного клистрона получено выражение для к. п. д.

$$\eta = \frac{K\beta_2}{2\pi\beta_1 N} X^2 J_2(X);$$

где X —степень группирования, определяемая формулой

$$G_R + G_B = \pi K\beta_1\beta_2 N \frac{I_0}{U_0} J_0(X);$$

K —часть тока пучка, эффективно использованная после прохождения отражающего пространства; N —время пролета отражающего пространства, выраженное в периодах напряжения высокой частоты; β_1 и β_2 —коэффициенты связи пучка с резонатором в обоих направлениях; G_R —проводимость незаряженного резонатора; G_B —эквивалентная проводимость пучка.

Из величин, фигурирующих в выражении для η , только значения β_1 и β_2 , а также та часть G_B , которая обусловлена затуханием во время пролета, могут быть рассчитаны с достаточным приближением. Величина N получается простым способом, исходя из двух частот ν_1 и ν_2 , на которых в лампе возникают колебания двух последовательных видов при одном и том же значении постоянного напряжения в соответствии с формулой

$$\frac{\nu_1}{\nu_2} = \frac{N+1}{N}.$$

Частота тока пучка K , который вновь проходит через резонатор после отражения (характеризующая к. п. д. пучка), определяется путем специаль-

ных измерений. На основании этих измерений были определены также проводимость незаряженного резонатора и величина G_B , в которую входят как затухание во время пролета, так и затухание, вызванное вторичными электронами.

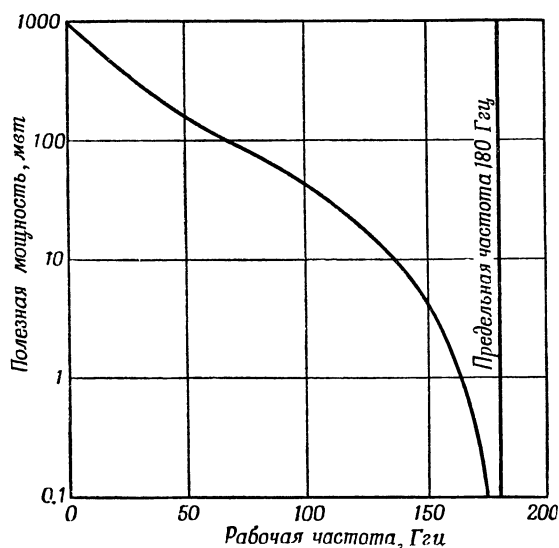
При помощи полученных таким образом данных были рассчитаны к. п. д. и полезная мощность ламп, работающих на волнах 12, 8 и 4 мм. Результаты сведены в табл. 2, где для сравнения приведены также наибольшие измеренные

Таблица 2

λ , мм	U_0 , в	I_0 , ма	$\eta_{\text{теор.}}$, %	$\eta_{\text{эксп.}}$, %	$P_{\text{теор.}}$, мвт	$P_{\text{эксп.}}$, мвт	$P_{\text{эксп.}}/P_{\text{теор.}}$
12	2000	10	0,75	0,50	150	100	0,67
8	2250	15	0,85	0,53	290	180	0,63
4	2500	15	0,43	0,30	160	110	0,69

значения полезной мощности и к. п. д., а также их отношения к расчетным значениям; для всех случаев среднее значение этих отношений равно приблизительно 0,66.

В этом расчете не учитывались два явления, в результате которых происходит уменьшение плотности тока пучка; значимость этих явлений быстро возрастает с величиной N ; речь идет во-первых о продольных силах объемного



Ф и г. 5. График зависимости полезной мощности от рабочей частоты.

заряда, во-вторых, о разбросе значений времени пролета отдельными электронами пространства взаимодействия под действием отражающего поля. Рассчитать с достаточной точностью степень влияния этих явлений невозможно, но при расчете к. п. д. можно учесть общее влияние обоих этих факторов, умножив значение плотности пучка на коэффициент направленности $R < 1$ (точное значение которого неизвестно): Для того чтобы теоретическое значение полезной мощности равнялось значению, найденному из эксперимента, следует принять $R=0,85$. Приблизительная оценка влияния сил объемного заряда подтверждает правильность выбора такого значения R . Весьма вероятно, что увеличение R повлечет за собой быстрое уменьшение N . На это указывает, напри-

мер, результат, полученный с лампой для волны 4 мм, работавшей при значении N , приблизительно равном 11. Графики, изображенные на фиг. 3, относятся к этой лампе. В этом случае теоретически получается для $R=1$ полезная мощность, превышающая нормальное значение при $N=7$, в действительности же она значительно меньше. Возможно, что увеличение времени пролета также отчасти вызывает это уменьшение к. п. д. Легко показать, что расширение полупериода (например, на 4,5% применительно к рассматриваемой лампе) влечет за собой уменьшение R до значения, равного $R=0,65$. Поэтому нельзя рассчитывать на улучшение результатов путем использования значений N порядка больше 10.

Выбрав значение $R=0,85$, найденное экспериментально для ламп, работающих на определенной волне, по-видимому, можно рассчитать полезную мощность ламп, сконструированных для более коротких волн путем пропорционального уменьшения размеров ламп (значения величин ускоряющего напряжения и плотности тока пучка остаются при этом неизменными). На фиг. 5 изображен график, полученный в результате расчета для ускоряющего напряжения 2500 в и плотности тока пучка, равной 15 ма. Как видно из графика, уменьшение размеров лампы для работы на волнах меньше 4 мм сопровождается быстрым уменьшением полезной мощности. Так, для волны 2,5 мм полезная мощность будет порядка 20 мвт, причем предельная длина волны приблизительно равна 1,7 мм. Этот предел граничит с пределом, полученным путем последовательного уменьшения размеров, учитывая некоторые другие соображения, например допустимые значения интенсивности поля, плотности тока катода, а также максимальную температуру нагрева и технологические возможности.

ГЕНЕРАТОР НА ОТРАЖАТЕЛЬНОМ КЛИСТРОНЕ ДЛЯ ДИАПАЗОНА 8—9 мм¹⁾

Вуттон, Пирс

ПЕРЕЧЕНЬ ОСНОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

Всюду используется система единиц MKS

- β — коэффициент связи с пучком;
- R — шунтирующее сопротивление ненагруженного резонатора;
- I — эффективный ток резонатора;
- N — общий коэффициент шума супергетеродинного приемника;
- L — потери на преобразование в кристаллическом смесителе;
- t — коэффициент температурных шумов в кристалле;
- t' — прирост коэффициента температурных шумов за счет шумов гетеродина;
- $N_{\text{упч}}$ — коэффициент шума усилителя промежуточной частоты;
- $P_{\text{ш.}}$ — мощность шумов гетеродина, содержащихся в двух боковых шумовых полосах;
- T — абсолютная температура;
- B — полоса приемника;
- P — выходная мощность гетеродина;
- f_0 — собственная резонансная частота генератора;
- ω — угловая частота;
- F' — коэффициент группирования, зависящий от распределения потенциала в зоне отражателя;
- s — общая длина дрейфа;
- U_0 — потенциал пучка в середине резонаторного промежутка;
- Q_L — нагруженная добротность;
- φ — разность фаз между приходом электронных пакетов в резонатор и максимальным электрическим полем в промежутке;
- C_0 — эквивалентная емкость резонаторного промежутка.

ВВЕДЕНИЕ

После второй мировой войны в целях развития радиолокации было уделено значительное внимание разработкам приборов на более коротких волнах, чем применявшиеся до этого времени. При этом имелось в виду получение возможности применения антенн меньших размеров при той же разрешающей способности. Один из таких диапазонов, выбранный для практической работы, соответствовал диапазону волн 8—9 мм, в котором существует область минимального атмосферного поглощения. В связи с этим возникла необходимость в перестраиваемом маломощном генераторе, работающем в этом диапазоне и пригодном для использования в супергетеродинных приемниках и для стендовых измерений.

Первая конструкция, предназначенная для работы в этом диапазоне, представляла собой лампу с дисковыми спаями и с резонатором, работающим на

¹⁾ Wootton D. J., Pearce A. F., *Proc. IEE*, part C, 103, № 3, 104—111 (1956).

волне высшего типа, и была разработана сотрудниками Кларендонской лаборатории (Clarendon Laboratory) в Оксфорде на основе лампы, разработанной ранее для диапазона 1,25 см. Макеты этих ламп были изготовлены как в Научно-исследовательском центре по радиолокации (Radar Research Establishment), так и в Научно-исследовательской лаборатории по электронике (Services Electronic Research Laboratory), но позднее, в 1947 г., встретились затруднения как в изготовлении, так и в применении этих ламп (последние в дальнейшем были в значительной степени преодолены) и возникла необходимость в новой конструкции. Ниже изложены результаты начатой в то время разработки лампы, окончательный вариант которой имеет обозначение VX5023. Разработан также и магнетрон для этого диапазона волн [1].

В течение примерно шести месяцев с помощью ряда экспериментов, производившихся над лабораторным макетом, разрабатывалась основная конструкция лампы. Затем усилия были направлены на изготовление отпаянных ламп, содержащих механизм перестройки, и в 1950 г. разработка была в основном завершена.

С самого начала решено было применить высоковольтное питание порядка 2 кв. Это решение вытекало главным образом из практических соображений, так как считалось, что выбранное значение является минимальной величиной, обеспечивающей необходимые рабочие данные при использовании резонатора с отверстиями без сеток.

Изготовление сеток, являющихся необходимыми элементами низковольтной лампы, на этой частоте связано с большими трудностями из-за их миниатюрных размеров. В лучшем случае сетки смогли бы рассеивать лишь весьма небольшую мощность, что ограничило бы мощность питания и к. п. д. Преимущество высоковольтной лампы, которое в течение последних нескольких лет оказалось для этого диапазона весьма существенным, связано с уменьшением шумов гетеродина в супергетеродинном приемнике.

Что касается резонатора, то в этом случае выбор производился между работой на волнах основного или высшего типа. Работа на волне высшего типа имеет то преимущество, что резонатор получается больших размеров, что облегчает его перестройку и общее управление. Работа на основной волне имеет два преимущества: во-первых, потери в меди при этом меньше, а, следовательно, к. п. д. выше; во-вторых, в этом случае можно изменять частоту в пределах 10% полосы без внезапных изменений выходного сигнала, тогда как на некоторых волнах высших типов это не всегда выполнимо.

Оказалось, что резонатор, предназначенный для работы на волне основного типа, должен иметь диаметр, равный примерно 4 мм, и высоту 1 мм, а диаметр отверстий, равный 0,5 мм. Хотя эти размеры очень малы, эксперимент показал, что путем использования тонкой диафрагмы в качестве одной из стенок резонатора можно изменять емкость в пределах, достаточных для обеспечения перестройки в полосе порядка 10%. Поэтому был выбран резонатор, предназначенный для работы на волне основного типа.

Более поздние разработки резонаторов, работающих на волнах высших типов, свидетельствуют, что их недостатки не столь велики, как казалось в 1947 г., и что поэтому такие резонаторы применимы в генераторах данного типа.

При рассмотрении возможных способов изготовления прежде всего нужно было обеспечить большую точность сборки и в особенности осевой установки пушки, резонатора и отражателя. Поэтому было решено изготавливать резонатор из медного блока и фиксировать положение пушки и отражателя относительно этого блока. Медный блок монтировался внутри тонкой стальной оболочки, а генерируемая мощность выводилась в наружный волновод через стеклянное окно, обычно используемое в магнетронах. Резонатор имел хороший тепловой контакт с металлическим баллоном, что обеспечивало необходимое охлаждение и сводило к минимуму уход частоты.

ОСНОВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ КОНСТРУКЦИИ

Метод разработки окончательной конструкции сводился к определению по возможности большего числа необходимых размеров путем сочетания расчета с предварительно известными экспериментальными данными и к нахождению остальных размеров эмпирическими способами.

В процессе конструирования возникает ряд трудностей при расчете, но основное затруднение связано с электронной оптикой. При больших плотностях тока, которые требуются в лампах рассматриваемого типа, траектории электронов определяются не столько законами геометрической электронной оптики, сколько их взаимным отталкиванием. В отражательном клистроне задача усложняется тем, что вблизи отражателя электронный пучок изменяет направление движения на противоположное и при этих условиях траектории электронов не могут рассчитываться с какой бы то ни было степенью точности.

Важно, чтобы отверстия резонатора были по возможности малы, пропускающая в то же время в основном весь электронный пучок, так как в противном случае потери в резонаторе будут слишком велики (шунтирующее сопротивление R слишком мало), а коэффициент связи (β) слишком мал. Выбранный размер зависит от величины электронного тока, который предполагается использовать (считая, что напряжение питания выбрано заранее). Ток, обеспечивающий необходимую выходную мощность, рассчитывался по методу, изложенному в последнем разделе, причем для таких величин, как шунтирующее сопротивление R резонатора, выбирались наиболее благоприятные значения. Оказалось, что ток порядка 8—12 мА при напряжении 2000 в является подходящим, и диаметр отверстия резонатора для него был принят равным 0,51 мм.

В отражательном клистроне выгодно, чтобы отверстие резонатора, расположенное ближе к отражателю, было несколько больше, чем отверстие, расположенное ближе к пушке. Благодаря этому некоторое количество краевых электронов, которые в противном случае были бы потеряны, после отражения попадает в резонатор и отдает энергию, что с избытком компенсирует уменьшение коэффициента связи (β). Диаметр большего отверстия был принят равным 0,64 мм.

Оптимальное расстояние между этими двумя отверстиями, называемое «промежуток», определяется из условия [2] получения максимального значения $\beta^2 R$. При малых промежутках значение β велико, а R мало, при больших промежутках наблюдается обратное явление. Между этими крайними случаями существует широкий оптимум. Величину β можно без труда рассчитать [3], но, как показано ниже, значение R можно определить только приближенно. Тем не менее оптимальное значение $\beta^2 R$, а значит, и оптимальный промежуток могут быть найдены на основании таких расчетов достаточно точно для начала экспериментальной работы.

Остальные размеры резонатора, а именно диаметр и высоту, можно без труда определить хотя бы приблизительно на основании имеющихся данных. Возможно, что после изготовления и испытания резонатора потребуются внесение небольших изменений для получения точного значения заданной частоты, которая требуется. Допускается некоторая свобода в выборе отношения диаметра к высоте. В данном случае выбрано весьма большое отношение для получения возможно большего диаметра гибкой диафрагмы.

Первые эксперименты производились с разборной лампой, работавшей под непрерывной откачкой. Это был простейший способ для разработки подходящей конструкции электронной пушки и отражателя, для подстройки частоты резонатора и в случае необходимости для юстировки электродов. Полость резонатора и выходная секция изготовлены из медной пластины (фиг. 1, а); резонатор выполнен из двух пластин с отверстиями. Хорошие контакты обеспечи-

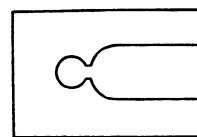
вались серебрением всех трех деталей и припаиванием их друг к другу после сборки в зажимном приспособлении. На фиг. 1,б показан вид этой сборки в разрезе.

Конструкция электронной пушки базируется на разработанной ранее конструкции генераторов для диапазона 3 см [4], в которую внесены необходимые изменения. Оксидный катод имел диаметр, равный 3 мм, и вогнутую поверхность с радиусом кривизны 4,75 мм. Он окружен фокусирующим электродом, форма которого показана на фиг. 2, работавшим, как обычно, под отрицательным напряжением относительно катода. Токпрохождение через резонатор составляло примерно 90%.

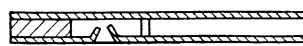
Отражатель имел обычную блюдцеобразную форму с диаметром, равным 1,27 мм, и глубиной 0,64 мм. Остальные размеры выбирались на основании экспериментов с разборной системой.

В процессе проведения этих экспериментов выяснилась необходимость очень точной установки электродов и отверстий. Когда отражатель отклонялся всего на 0,05 мм от своего оптимального положения, выходная мощность уменьшалась наполовину. Положение пушки менее критично.

Из ряда экспериментов с разборной системой получены рабочие характеристики, близкие к ожидаемым, позволившие начать изготовление отпаянных

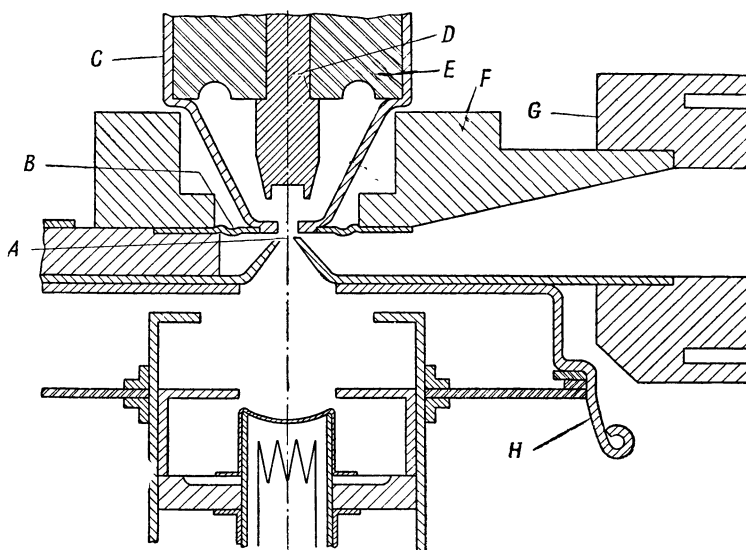


а



б

Ф и г. 1. Конструкция резонатора.



Ф и г. 2. Собранный блок, содержащий резонатор и электроды (в разрезе).

ламп. На этом этапе изучалась техника сборки лампы и ее монтажа в металлическом вакуумном баллоне. Возникла необходимость во всевозможных мелких изменениях, к числу которых относились изменение щели выходной связи и изменение промежутка в целях получения максимальной выходной мощности и удовлетворительных рабочих характеристик.

ОПИСАНИЕ КОНСТРУКЦИИ

Блок резонатора

В отпаянной лампе применялся блок резонатора, описанный выше. Он был выбран, в частности, по соображениям, связанным со способом перестройки. Предварительно были рассмотрены различные методы перестройки, прежде чем решили остановиться на методе емкостной перестройки с помощью изгибания одной из стенок резонатора. Перестраивающая диафрагма *B* (см. фиг. 2) гофрирована для увеличения гибкости, соединена с никелевой трубкой *C*, внутри которой помещался отражатель *D*, и жестко припаяна к крышке баллона. Эта крышка достаточно гибка для перемещения ее извне посредством механизма, описываемого ниже. Отражатель представляет собой металлический стержень с чашеобразным участком, выточенным концентрично в конце стержня и обращен в сторону диафрагмы резонатора. Его положение жестко фиксировано с помощью точно отшлифованного керамического изолятора *E*. При такой конструкции можно установить отражатель на оси с точностью до 0,02 мм. В медном блоке *F* имеется переход от выходной щели резонатора до полной высоты стандартного волновода. Этот блок использовался одновременно в качестве стопора, предотвращающего повреждение диафрагмы во время перестройки.

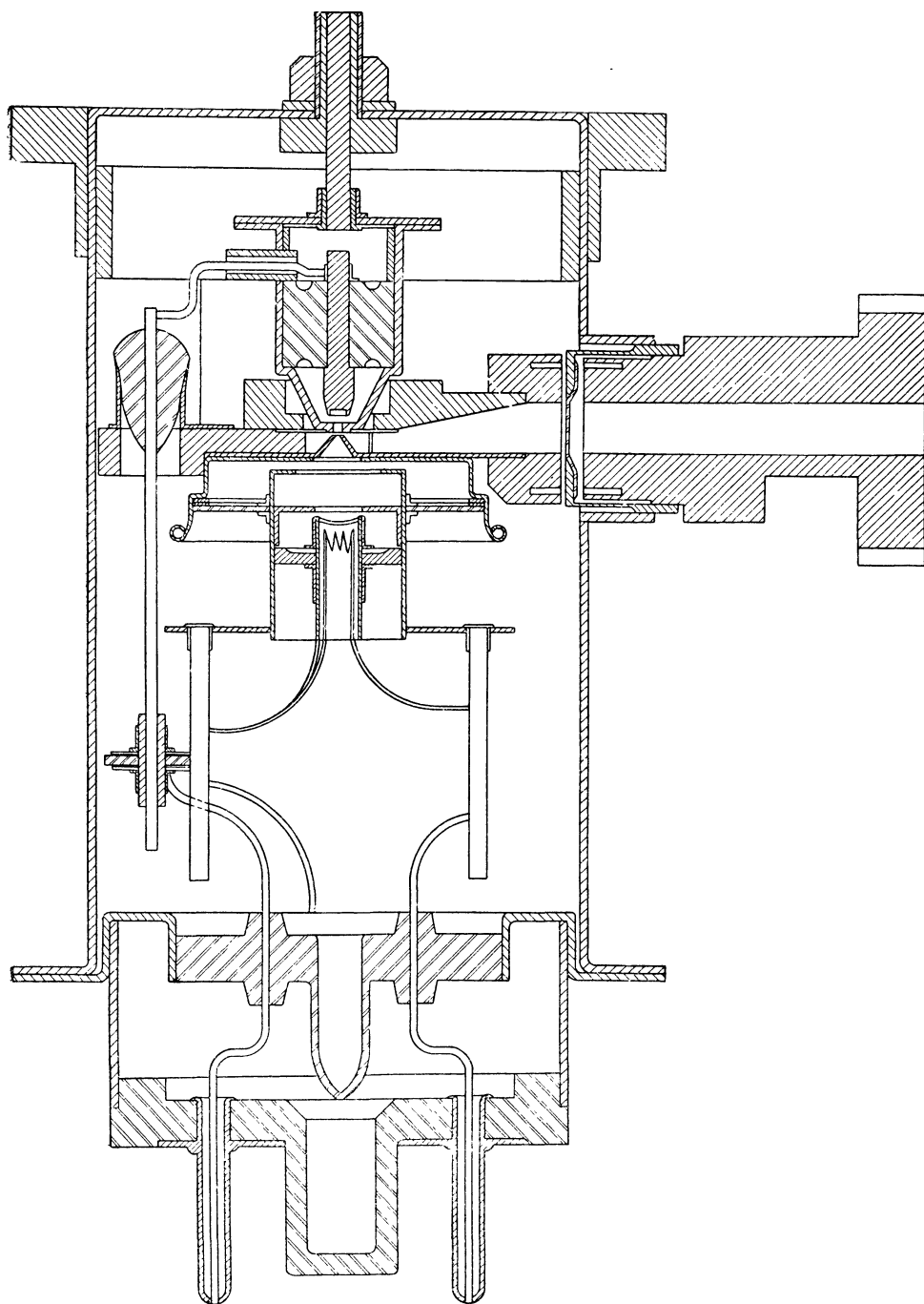
Общая компоновка

На фиг. 3 показан вид лампы (без механизма перестройки) в разрезе. Выходное окно состоит из стеклянного диска, впаянного в чашеобразную оправку из железо-никель-кобальтового сплава, которая припаявается к трубчатому металлическому креплению на баллоне. С внешней стороны к оправке окна припаявается короткий отрезок волновода, который на своем дальнем конце заканчивается стандартным элементом связи. Чтобы избежать потерь выходной мощности, в волноводах, примыкающих с обеих сторон к окну, сделаны дроссельные пазы. Блок резонатора крепится на винтах к металлическому ободу, приваренному к баллону. Благодаря применению специального приспособления при соединении обода с баллоном обеспечивается точная установка блока резонатора и дросселя *G* (см. фиг. 2) по отношению к окну. После правильного подбора размеров диафрагмы окна, толщины стекла и расстояний между окном и двумя дроссельными пазами коэффициент стоячей волны выходного устройства в диапазоне 8—9 мм не превышал 1,2. Общий вид собранной лампы с механизмом перестройки показан на фиг. 4.

Остальные технические вопросы, возникавшие при конструировании отпаянной лампы, относились к прикреплению пушки и соединительных волноводов к резонатору и к приемам выполнения окончательного вакуумного спая между ножкой и баллоном лампы.

Ножка содержала диск из свинцового стекла с впаянными шестью вводами; к диску припаявался окружающий его фланец из никель-хром-железного сплава, сопрягающийся с другим аналогичным фланцем на стальном баллоне. Эти фланцы скреплялись друг с другом посредством дуговой сварки. Для изготовления небольшого количества ламп этот прием является вполне приемлемым.

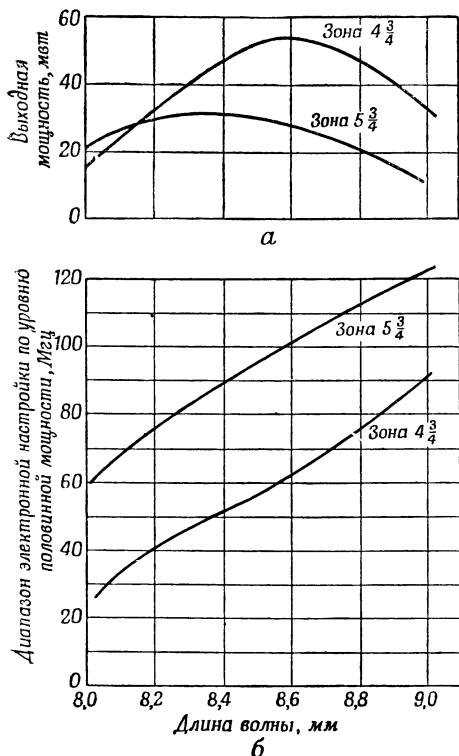
Трудность, связанная с креплением пушки и вводов к резонатору, преодолена благодаря использованию гибкого соединения пушки с ножкой: пушка могла упруго погружаться в никелевую тарелочку *H* (см. фиг. 2), концентрично припаянную к основанию блока резонатора. Вывод отражателя проходит через ножку и соединяется посредством скользящего контакта с изолированным вводом, проходящим через блок резонатора. Такое приспособление является приемлемым, поскольку через отражатель ток не протекает.



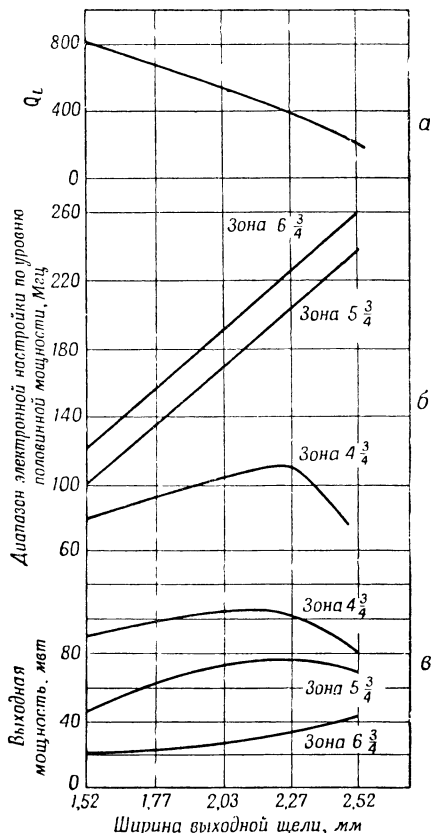
Ф и г. 3. Вид лампы (без механизма перестройки) в разрезе.

Выходная мощность и диапазон электронной настройки

На фиг. 5, *а* и *б* показаны кривые зависимости выходной мощности и диапазона электронной настройки от длины волны для двух различных зон генерации. Кривые относятся к лампе, имеющей щель шириной 1,52 мм, связывающую резонатор с волноводом. Как показывают кривые, данные рабочего режима



Ф и г. 5. Кривые зависимости выходной мощности и диапазона электронной настройки от длины волны для двух зон генерации.



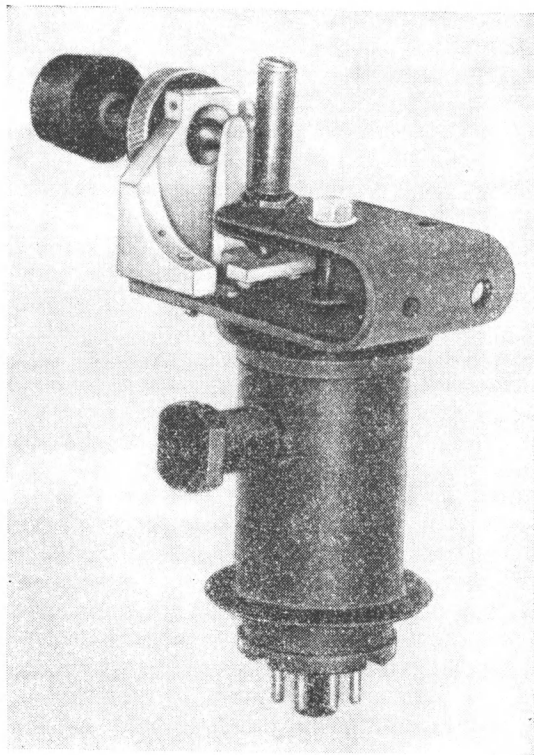
Ф и г. 6. Кривые зависимости основных характеристик лампы от ширины выходной щели резонатора.

несколько изменяются по диапазону, но в середине диапазона в зоне $4\frac{3}{4}$ выходная мощность достигает 50 мвт, а диапазон электронной настройки 60 Мгц.

Для определения оптимальной ширины выходной щели с точки зрения получения максимальной выходной мощности и наибольшего диапазона электронной настройки был произведен ряд экспериментов с разборной системой. Результаты их показаны на фиг. 6, *а*, *б* и *в*, выражающих соответственно зависимость добротности и нагрузки, диапазона электронной настройки и выходной мощности от ширины выходной щели. Очевидно, что при ширине щели, равной 1,52 мм, связь является недостаточной. Максимальная мощность и наибольший диапазон электронной настройки соответствуют щелям шириной от 2,03 до 2,29 мм. В этом интервале величина добротности нагрузки достигает порядка 400. При определении оптимальной ширины щели следует учитывать также наличие шумов на выходе, которые более подробно рассмотрены в следующем разделе. Известно, что с увеличением ширины щели (уменьшением Q_L) шумы на выходе возрастают, и для некоторых применений может оказаться, что лам-

Механизм перестройки

Собственная частота резонатора сильно зависит от рабочего промежутка в резонаторе: изменение его на 0,025 мм вызывает сдвиг частоты на 500 Мгц. Поэтому для облегчения перестройки необходимо, чтобы наружный механизм



Ф и г. 4. Общий вид лампы VX5023.

перестройки имел большое передаточное число. Это достигается путем применения винто-рычажного механизма с пружиной С (см. фиг. 2), которая соединяется с серединой крышки баллона лампы, выгибающейся во время перестройки. Механизм перестройки, смонтированный на крышке баллона (см. фиг.4), аналогичен соответствующему приспособлению в генераторе типа VX302, работающем в диапазоне 1,25 см.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛАМПЫ

Ниже приводятся данные, определяющие режим работы лампы.

Ток резонатора устанавливается по максимальному выходному сигналу путем регулировки напряжения между катодом и экраном.

Напряжение накала, в	6,3
Ток накала, а	0,9
Напряжение между катодом и резонатором, кв	2,0
Ток резонатора, ма	от 8 до 12
Рабочая область напряжений между экраном и катодом, в	от 0 до —200]
Рабочая область напряжений между отражателем и катодом, в	от —100 до —500

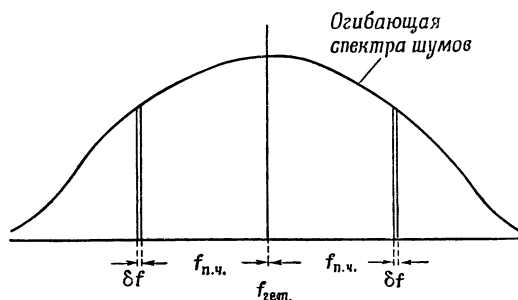
па с полной шириной щели генерирует слишком мощные шумы. Поэтому ширина щели принята равной первоначально 1,52 мм, а затем 1,78 мм. Не исключено, что ширину щели можно будет увеличить до оптимальной величины, когда появится более полное представление о причинах, вызывающих описанный ниже значительный разброс по уровню шумов на выходе для различных экземпляров ламп, и о практически допустимом уровне шумов гетеродина в приемниках для диапазона 8—9 мм.

Для измерения мощности применялся энтракометрический мост [5]. Некоторые измерения, относящиеся к первым лампам, получены на термисторном мосте, который впоследствии был заменен, так как вносил абсолютную ошибку, имевшую на волнах короче 3 см существенное значение [6].

При измерениях диапазона электронной настройки применялась синусоидальная модуляция напряжения на отражателе, так как при определении частот, соответствующих половинному уровню мощности, путем ручной регулировки напряжения на отражателе результаты получались ненадежными. Это обусловлено тем, что при регулировке напряжения на отражателе несколько изменялся ток резонатора, изменялись условия его нагрева и происходило дополнительное изменение частоты, помимо нормальной электронной настройки.

Шумы гетеродина

Гетеродин в супергетеродинном приемнике генерирует некоторый уровень шумов. На волнах порядка 3 см и длиннее это явление не имеет большого значения, но в диапазоне 8—9 мм оно может оказаться существенным. Долю гетеродина в общем уровне шумов приемника удобно выражать через приращение



Ф и г. 7. Огибающая спектра шумов гетеродина.

t' относительной шумовой температуры кристаллического смесителя. Общий коэффициент шума супергетеродинного приемника в сантиметровом диапазоне определяется выражением

$$N = L(t + t' + N_{\text{УПЧ}} - 1). \quad (1)$$

Для улучшения работы приемника все эти коэффициенты следует по возможности уменьшить.

На фиг. 7 показана огибающая спектра шумов, генерируемых лампой. Две боковые полосы, входящие в качестве составляющих в общий спектр шумов приемника, отстоят от частоты гетеродина на интервал, равный промежуточной частоте. Очевидно, что мощность шумов зависит от промежуточной частоты и полосы усилителя, а также от спектра шумов гетеродина; причем последний в свою очередь зависит от нагруженной добротности резонатора.

Исходя из элементарных соображений, можно показать, что

$$t' = \frac{a}{kT} \frac{P_{\text{ш.}}}{BP} \quad (2)$$

где a —постоянная, а k —постоянная Больцмана.

Поскольку величина $P_{ш}$ пропорциональна полосе, величина t' является мерой отношения мощности шума и сигнала гетеродина в единичной полосе. Она увеличивается с уменьшением нагруженной добротности резонатора и с уменьшением промежуточной частоты.

Полезно определить зависимость коэффициента шума приемника для диапазона 8—9 мм от величины t' , если в выражение (1) подставить конкретные значения параметров, относящиеся к другим приемникам. В табл. 1 приводятся некоторые численные данные для отдельного кристаллического смесителя при $L=8,5$ дБ; $t=2,0$; $N_{упч}=3$ дБ (для усилителя с полосой 45 МГц).

Таблица 1

Зависимость коэффициента шума приемника от прироста относительной шумовой температуры

t'	0	0,2	0,3	0,5	1	2	3	4	5	10
N , дБ	13,2	13,5	13,6	13,9	14,5	15,4	16,2	16,9	17,5	19,6

Из табл. 1 следует, что ухудшение рабочих характеристик приемника с простым смесителем становится значительным, если величина t' превышает 0,5. Однако влияние шумов гетеродина можно значительно уменьшить путем использования балансного смесителя, а при хорошем согласовании кристаллов шум гетеродина полностью ликвидируется. Практически некоторое рас-согласование все же имеется. Поэтому шумы гетеродина следует по возможности снизить. Уровень, допускаемый при использовании балансного смесителя, пока точно не установлен, но предполагается, что максимальный прирост относительной шумовой температуры, составляющий примерно 10%, допустим. Если согласование между кристаллами выполнено плохо, то коэффициент подавления шумов, соответствующий величине уменьшения шумов гетеродина за счет применения балансного смесителя, может уменьшиться до 20. При этом ухудшение рабочих характеристик приемника, обусловленное гетеродином, при $t'=10$ составляет примерно 0,7 дБ. В обычных условиях это ухудшение значительно меньше.

В период проведения основной разработки лампы аппаратура для измерения прироста относительной шумовой температуры отсутствовала, но позднее измерения были выполнены Дитчфилдом и Малверном. Усредненные результаты измерений для различных зон генерации приводятся в табл. 2 для лампы с выходной щелью шириной 1,52 мм.

Таблица 2

Результаты измерений прироста относительной шумовой температуры

Зоны генерации	$4^{3/4}$	$5^{3/4}$	$6^{3/4}$
Значения t' в середине зоны	1,7	4,1	10
Значения t' на нижней границе диапазона по половинному уровню мощности	4,3	10,4	> 20
Значения t' на верхней границе диапазона по половинному уровню мощности	5,3	16,8	> 20

Увеличение t' с возрастанием номера зоны обусловлено тем, что при переходе от одной зоны к другой коэффициент шума почти не изменяется, тогда как выходная мощность с увеличением номера зоны уменьшается.

Гамильтон, Купер и Книп ([7], гл. 17) произвели общее рассмотрение шумов отражательного клистрона, считая, что единственным их источником является дробовой эффект притекающего тока. Они показали, что асимметрия шумов по отношению к частотам, соответствующим половинной мощности, объясняется изменением относительной фазы между прямым и отраженным токами, содержащими шум, при изменении напряжения на отражателе. Это явление демонстрируется в табл. 2.

Хотя общие свойства шумов лампы VX5023 могут быть объяснены с помощью известной теории, наблюдался значительный разброс значений шума на выходе. Например, оказалось, что в ряде ламп с примерно одинаково нагруженными резонаторами отдельные значения t' имели разброс в интервале от 1,5 до 10 и более в середине зоны $5^{3/4}$ при среднем значении, равном 4,1. Точное объяснение этого явления пока неизвестно, но проводящиеся в настоящее время эксперименты показывают, что это изменение частично обусловлено смещением электродов.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СООБРАЖЕНИЯ

Располагая значениями некоторых параметров и непосредственно используя теорию слабых сигналов, можно рассчитать к.п.д. и диапазон электронной настройки отражательного клистрона. Однако значения некоторых из этих параметров известны только приблизительно. Кроме того, в применяемой теории не учитываются некоторые явления, которые могут оказаться существенными (например, влияние пространственного заряда на группирование пучка). Поэтому получаемые численные значения являются несколько приближенными, однако эти расчеты все же оказывают значительную помощь при решении некоторых вопросов проектирования.

Расчеты основаны на теории Бэрфорда и Мэнифолда [2].

Коэффициент полезного действия

К.п.д. определяется как функция двух параметров C и k , где

$$C = 1,68 \cdot 10^{-6} \frac{\omega F' s}{\sqrt{U_0}} \quad (3)$$

и

$$k = \frac{\beta^2 R I C}{U_0} \quad (4)$$

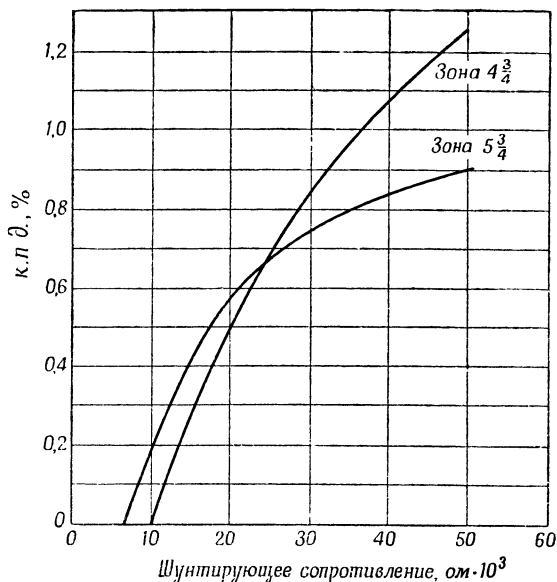
Величина к.п.д. обратно пропорциональна величине C , а с увеличением k она возрастает (от нуля при $k=1$) вначале круто, а затем, при больших значениях k ([2], стр. 305), все более полого. Для получения большого к.п.д. значение C должно быть мало, а k — велико.

Величины F' , s и U_0 , фигурирующие в соотношениях (3) и (4), можно найти, исходя из распределения напряженности поля, полученного с помощью электролитической ванны, хотя величина F' , определяемая этим способом, может оказаться несколько неточной из-за отсутствия учета пространственного заряда. Величину β можно рассчитать с хорошей точностью [3]. Если промежуток в резонаторе равен 0,15 мм, то β равно 0,6. Эффективный ток представляет собой еще один множитель, который трудно определить с достаточной точностью. При расчете принималось, что он составляет 80% от общего тока, т. е. 8 ма.

Шунтирующее сопротивление резонатора, обусловленное потерями в меди и торможением пучка трудно определить с какой бы то ни было степенью точ-

ности. Составляющая этого сопротивления, обусловленная торможением пучка, поддается расчету, и ею можно пренебречь, так как она превышает 1 *Мом*. Согласно данным, опубликованным для резонатора примерно такой же формы, что и в описываемом генераторе, но без отверстий ([7], стр. 78), шунтирующее сопротивление, обусловленное потерями в меди, равно 50 000 *ом*. Благодаря наличию отверстий эта величина, по-видимому, возрастет, но, с другой стороны, поверхностная проводимость меди редко совпадает с значением на низких частотах, поэтому на практике скорее всего должно получиться значение, несколько меньшее 50 000 *ом*.

Если считать шунтирующее сопротивление изменяющимся, то к.п.д., рассчитанный по формулам (3) и (4), может быть представлен графически в виде



Ф и г. 8. Кривые зависимости к. п. д. лампы от величины шунтирующего сопротивления.

функции от R , как показано на фиг. 8 для зон генерации $4 \frac{3}{4}$ и $5 \frac{3}{4}$. В этом случае при совпадении теоретического значения к.п.д. с максимальным значением, полученным экспериментально (0,8% для зоны генерации $4 \frac{3}{4}$), величина R должна быть порядка 30 000 *ом*, что хорошо согласуется с оценкой, произведенной выше. Используя это значение шунтирующего сопротивления, можно найти теоретическое значение к.п.д. для зоны $5 \frac{3}{4}$, которое превышает измеренное значение. Это характерно для отражательных клистронов и обусловлено увеличением времени дрейфа для зоны более высокого порядка [8]. В результате возрастают потери отраженных электронов и увеличивается любая разность фаз, которая может существовать между осевыми и краевыми электронами.

Диапазон электронной настройки

Как известно, в случае, когда напряжение на отражателе несколько отличается от значения, соответствующего максимальной мощности, частота генерации определяется выражением

$$f - f_0 = -\frac{\dot{f}_0}{2Q_L} \operatorname{tg} \varphi. \quad (5)$$

Известно также [8], что

$$Q_L = \frac{C_0}{1,68 \cdot 10^{-3} \beta^2 I F' s U_0^{-3/2} [2J_1(x)/x]}. \quad (6)$$

Величина $2J_1(x)/x$ является функцией, зависящей только от k , и поэтому для известных значений k может быть рассчитана. Величина C_0 определяется по формуле

$$Q_0 = \omega_0 C_0 R.$$

Следовательно, по формуле (6) можно рассчитать Q_L , а по формуле (5) окончательно определить диапазон электронной настройки, поскольку $\operatorname{tg} \varphi$ является известной функцией k [8].

Результаты расчета, приведенные ниже в табл. 3, справедливы для оптимальной нагрузки, и поэтому их следует сравнивать с экспериментальными данными, полученными при ширине щели, равной 2,29 мм. Нетрудно заметить, что расчетный диапазон электронной настройки не очень чувствителен к изменению шунтирующего сопротивления в пределах от 20 000 до 50 000 ом. Полученные экспериментальные значения (110 и 200 Мгц) превышают расчетные значения для зон $4^{3/4}$ и $5^{3/4}$. Это расхождение, по-видимому, обусловлено влиянием пространственного заряда на некоторые параметры, использованные при расчете, например, на коэффициент группирования F' .

Таблица 3

Результаты расчета диапазона электронной настройки

Зоны генерации	Диапазон электронной настройки по уровню половинной мощности, Мгц		
	при $R=20\,000\text{ ом}$	при $R=30\,000\text{ ом}$	при $R=50\,000\text{ ом}$
$3^{3/4}$	43	53	54
$4^{3/4}$	72	77	81
$5^{3/4}$	125	130	138

Разброс диапазонов электронной настройки для различных ламп оказался значительным. При ширине выходной щели, равной 1,52 мм, средние значения примерно равны 60 Мгц для зоны $4^{3/4}$ и 80 Мгц для зоны $5^{3/4}$. Эти значения меньше расчетных, так как связь с нагрузкой была меньше оптимальной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Vaughan J. R. M., см. стр. 538 настоящего сборника.
2. Barford N. C., Manifold M. B., *J. IEE*, **94**, Part III, 302 (1947).
3. Fremlin J. H., Gent A. W., Petrie D. P. R., Wallis P. J., Tomlin S. G., *J. IEE*, **93**, Part III, 890 (1946).
4. Pearce A. F., *J. IEE*, **95**, Part III, 415 (1948).
5. Collard J., *J. IEE*, **93**, Part III, 1399 (1946).
6. Collard J., Nicoll J. R., Lines A. W., *Proc. Phys. Soc.*, **63B**, 215 (1950).
7. Hamilton D. R., Knipp J. K., Kuper J. B. H., *Klystrons and Microwave Triodes*, N. Y., 1948.
8. Pearce A. F., Mayo B. J., *Proc. IEE*, **99**, Part III, 445 (1952).

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНЕТРОНОВ В КОЛУМБИЙСКОЙ ЛАБОРАТОРИИ ИЗЛУЧЕНИЙ¹⁾

Бернштейн, Кролл

Исследование и разработка магнетронов в Колумбийской лаборатории излучений преследовало главным образом цели получения самых коротких волн миллиметрового диапазона, больших мощностей в этом диапазоне, разработки ламп с широким диапазоном перестройки и изучения работы магнетрона в слабых полях.

Работы, связанные с получением таких коротких волн, производились в двух направлениях: во-первых, по линии использования обычных магнетронных генераторов, во-вторых, по линии изучения магнетронов, работающих в так называемом режиме слабых полей. Соотношение между рабочим напряжением и приложенным магнитным полем обычного магнетрона определяется формулой Хартри

$$\frac{U}{U_0} = \frac{2B}{B_0} - 1,$$

где

$$U_0 = 2,52 \cdot 10^6 \frac{D_A^2}{n^2 \lambda^2}, \text{ в},$$

$$B_0 = \frac{21,400}{(1 - \sigma^2) n \lambda} \text{ гаусс},$$

U_0 —характеристическое напряжение магнетрона;

B_0 —характеристическое магнитное поле магнетрона;

D_A —диаметр анода;

n —порядок колебаний (для π -колебаний n равно половине общего числа резонаторов);

λ —длина волны;

σ —отношение диаметров катода и анода.

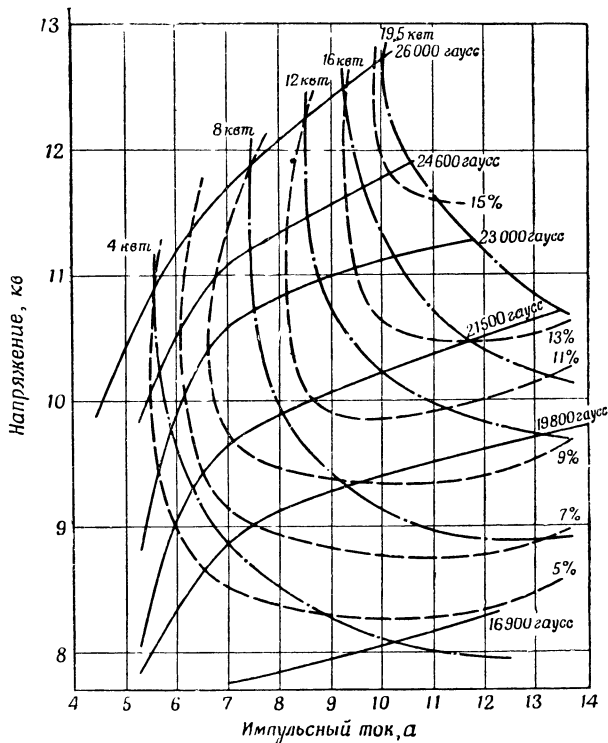
Для магнетронов, работающих в нормальном режиме, значения магнитного поля, обычно используемые на практике, лежат в интервале между $2B_0$ и $3B_0$, что, согласно соотношению Хартри, соответствует интервалу рабочих напряжений между $3U_0$ и $5U_0$.

ОБЫЧНЫЕ МАГНЕТРОНЫ

Магнетроны для миллиметрового диапазона волн обычного типа конструировались путем моделирования. За основу были приняты магнетроны на волну 1,25 см, разработанные в той же лаборатории в течение второй мировой войны. Основной анодный блок, который оказался наиболее подходящим для этих ламп, имеет конструкцию типа «восходящее солнце» с 22 резонаторами [1]. Устойчивые и достаточно хорошие результаты получены на волнах 3,3 мм и выше. Рабочая диаграмма лампы на волне 3,3 мм показана на фиг. 1. В рабочей точке, соответствующей, например, напряжению 10 кВ и импульсному току 10 А, требуемое магнитное поле равно 20 000 гаусс. Но для получения максимального к.п.д. требуется магнитное поле порядка 26 000 гаусс. Это значение соответствует примерно максимальному полю, которое можно получить в лабо-

¹⁾ Bernstein M. J., Kroll N. M., *Trans. IRE, MTT-2*, № 3, 33—37 (1954).

раторных условиях с помощью имеющихся электромагнитов. Такие лампы вырабатывали мощность 10 квт в течение 100 час. с максимальным уменьшением мощности, не превосходящим примерно 30%. Для предупреждения чрезмерного перегрева катода электронами применялась очень большая скважность



Ф и г. 1. Рабочая диаграмма обычного магнетрона с 22 резонаторами на волне 3,3 мм.

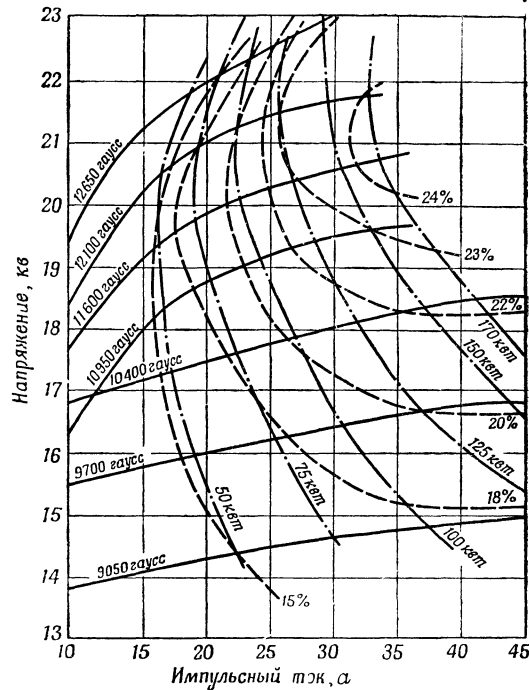
импульсов (0,25 мсек, 500 гц). Усиленные попытки продолжить моделирование до диапазона 2,5 мм привели к совершенно неудовлетворительным результатам.

Основные размеры анодов типа «восходящее солнце» с 22 резонаторами ¹⁾

Длина волны	12,5	6,3	4,5	3,3	2,5	6,3 ²⁾
Основные данные						
Диаметр анода	4,60	2,44	1,64	1,27	0,97	3,12
Диаметр малых резонаторов	7,90	4,19	2,81	2,18	1,63	4,60
Диаметр больших резонаторов	10,41	5,41	3,76	2,87	2,13	6,12
Толщина лопаток	0,368	0,216	0,13	0,10	0,08	0,267
Высота анода	4,32	3,05	1,90	1,65	1,22	5,08
Диаметр катода	2,95	1,57	1,04	0,81	0,64	1,96
U ₀ , в	3000	3150	3050	3000	3100	5100
H ₀ , гаусс	2700	5200	7700	10 000	13 000	5200

1) Линейные размеры в мм.—Прим. ред.
2) Высоковольтный вариант.

Основные размеры анодов, применявшихся в магнетронах для диапазона миллиметровых волн, сведены в таблице. Размеры лампы на волну 2,5 мм представляют особый интерес. Одна из возможных причин плохих результатов на этой волне заключается в неудовлетворительном качестве анода, размеры которого приведены в таблицах. Второе серьезное ограничение относится к требующимся сильным магнитным полям. Поскольку величина B_0 равна 13 000 гаусс, следует ожидать, что минимальное поле, при котором начинается эффективная работа магнетрона, составляет 26 000 гаусс, а для нормальной работы нужны значительно более сильные поля.

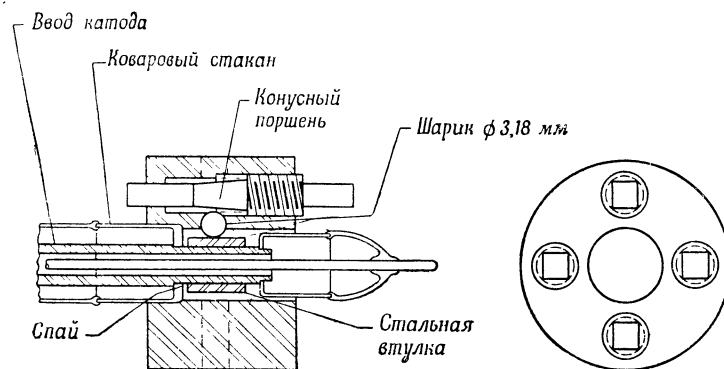


Ф и г. 2. Рабочая диаграмма мощного магнетрона с 22 резонаторами на волне 6,3 мм.

На волне 6,3 мм исследовалась возможность получения высокочастотной мощности 100 кВт. Типичные рабочие данные лампы на волне 6,3 мм приведены во втором столбце таблицы и соответствуют напряжению 15 кВ и импульсному току 15 а при импульсной выходной мощности, равной 40 кВт. Для получения мощности 100 кВт при том же к.п.д. нужно увеличить затрачиваемую мощность в 2,5 раза. Это можно осуществить путем повышения напряжения, связанного с увеличением U_0 в 1,6 раза, и увеличения тока за счет увеличения высоты анода тоже в 1,6 раза. Размеры анода, полученные в результате пропорционального изменения размеров, приведены в последнем столбце таблицы. Рабочая диаграмма для одной из лучших ламп этой серии изображена на фиг. 2. Рабочий режим, соответствующий мощности 100 кВт, можно без труда осуществить при напряжении 20 кВ и импульсном токе 20 а с к.п.д., равным 20%. (При мощностях, превышающих 75 кВт, волновод следует наполнять углекислым газом под повышенным давлением.) Выбор большой скважности предотвратил повреждение стеклянного окна, использовавшегося в этой лампе. В некоторых более современных лампах применены альсимаговые окна, благодаря чему скважность удалось уменьшить в 5 раз. Ограничения, накладываемые на затрачиваемую мощность, определяются условиями разогрева катода электронами.

Некоторые лампы дали среднюю выходную мощность 25 *вт*. На одной из них удалось получить мощность, равную 200 *квт*.

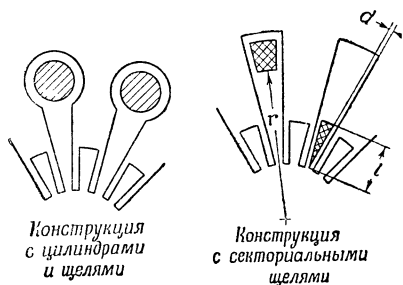
Для обеспечения успешной работы и воспроизводимости ламп миллиметрового диапазона необходима также наряду с хорошим качеством анода точная центровка катода. Устойчивые результаты были достигнуты только после применения в каждой такой лампе устройства для центровки катода (фиг. 3).



Ф и г. 3. Конструкция приспособления для центровки катода.

Катодная ножка может перемещаться относительно спая с коваровым стаканом, если к шарiku приложено давление, возникающее при вращении конусного элемента настройки с винтовой нарезкой. При соответствующем подборе комбинации таких элементов настройки катод в процесс работы лампы можно пере-

мещать, добиваясь максимальной выходной мощности в данной рабочей точке. При фиксированных напряжениях и магнитном поле эта регулировка осуществляется по минимуму тока в предположении, что центральное положение катода является оптимальным. Некоторые лампы, не работавшие при первоначальных испытаниях, после такой наладки катода работали вполне эффективно.



Ф и г. 4. Конструкции настраиваемых анодов.

Исследования возможностей перестройки анода типа «восходящее солнце» производились в основном на волне 1,25 *см*. Была исследована система перестройки типа «венчик с шипами», при которой элементы настройки вставляются только в большие резонаторы. Была проведена также большая предварительная теоретическая работа по изучению влияния размеров резонатора и элементов настройки и по сравнительным характеристикам емкостных и индуктивных элементов настройки. При этом размеры резонаторов были таковы, что вместо оценок, основанных на анализе сосредоточенных параметров, потребовался электродинамический расчет. Отметим некоторые важнейшие особенности полученных результатов.

1. При индуктивной перестройке конструкция с цилиндрами и щелями значительно выгоднее обычной конструкции резонатора с секторными щелями (фиг. 4). Кроме того, оптимальная перестройка получается только при целесообразном выборе отношения размеров отверстия и резонатора. Слишком большое отверстие привносит значительную емкость. Такое увеличение емкости может частично уравновесить (даже с избытком) влияние элементов настройки на индуктивность.

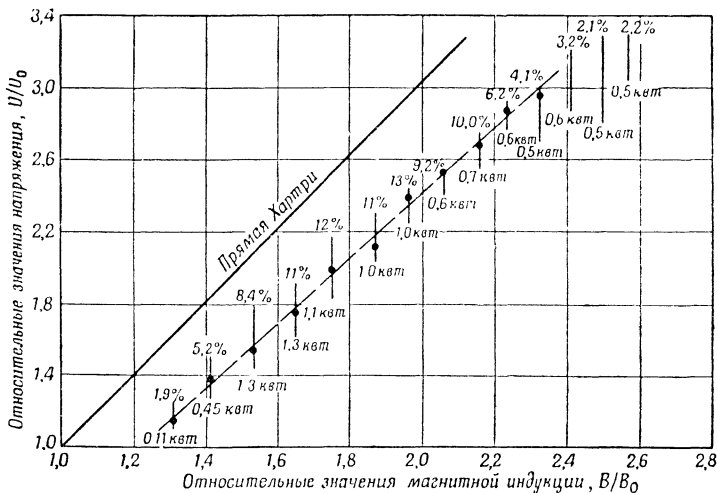
2. Емкостная настройка значительно выгоднее индуктивной. Конструкция типа «восходящее солнце» обладает тем свойством, что малые резонаторы и пространство взаимодействия являются в основном индуктивными, т. е. большая часть емкости лампы сосредоточена в больших резонаторах.

3. Наилучшие диапазоны перестройки получаются при довольно большом коэффициенте глубины резонатора. Но если этот коэффициент слишком велик, то работа магнетрона становится неустойчивой. Эту трудность можно преодолеть путем перекрытия концов. Но поскольку перекрытие концов сокращает диапазон перестройки, должен быть найден разумный компромисс. По-видимому, предпочтительнее оставить концы открытыми и ограничить диапазон перестройки максимальным коэффициентом глубины, при котором еще возможна нормальная работа магнетрона.

Конструкция секториального типа, приведенная на фиг. 4, является наиболее перспективной из тех, которые изучались. На двух лампах получен диапазон перестройки, достигающий 18%. Хотя в пределах этого диапазона мощность довольно сильно изменяется, однако следует отметить тот благоприятный факт, что на обеих границах диапазона мощность достаточно велика. Вопрос о наличии паразитных резонансов в настоящее время еще продолжает исследоваться.

РЕЖИМ РАБОТЫ ПРИ СЛАБЫХ ПОЛЯХ

В работе Уилшоу и его сотрудников, проведенной в Англии, показано, что магнетрон с весьма малым диаметром катода можно заставить генерировать с пониженным к.п.д. при магнитных полях, составляющих примерно 25%



Ф и г. 5. Кривая зависимости относительных значений напряжения от индукции магнитного поля для магнетрона с 20 резонаторами, работающего в режиме слабых полей на волне 1,3 см.

от их обычных значений. В этой работе использовалась та же конструкция анода типа «восходящее солнце» с 28 резонаторами, что и при обычной работе с сильными полями.

Поскольку один из факторов, ограничивающих работу магнетрона на волнах короче 3 мм, связан с необходимостью использовать сильные магнитные поля, уменьшение магнитного поля в этом диапазоне является перспективным. В диапазоне волн от 1,3 до 1,0 см исследовался ряд различных режимов при слабых полях. Для этой цели использовалось 20 анодов типа «восходящее солнце» со щелевыми резонаторами. Основные рабочие характеристики для одной из этих ламп показаны на фиг. 5. Диаметр катода в этой лампе составлял

примерно $\frac{2}{3}$ нормальной величины. В связи с уменьшением диаметра катода значение B_0 уменьшилось примерно до 75% по сравнению с величиной поля при нормальном размере катода. Вертикали, проведенные через каждое значение магнитного поля, определяют диапазон напряжений, в котором генерирует лампа. Численные значения указывают максимальную мощность и наибольший к.п.д., соответствующие каждой вертикали. В точках, пересекаемых вертикалями, импульсный ток равен 1 а . В данном случае основное отличие от режима нормальной работы заключается в том, что работа происходит на прямой, расположенной ниже и почти параллельно прямой Хартри. Качественно это аналогично результатам, полученным в упомянутой выше работе. Вторая особенность, которую следует отметить, связана с малыми значениями B/B_0 , при которых начинается работа прибора. Эти значения поля, которые в данном случае составляли 2400 гаусс , следует сравнить с наименьшим значением поля, необходимым для нормальной работы в обычном режиме и равным 5000 гаусс . Некоторые результаты почти совпадают с результатами упомянутой выше работы. К числу их относится начало работы прибора при напряжениях, близких к U_0 , а также аналогичные значения к.п.д. Основное различие в режиме работы связано со значительно более широким рабочим диапазоном магнитного поля по сравнению с 8%, полученными в этой работе. Кроме того, наряду с π -колебаниями наблюдались только $(\pi-1)$ -колебания, тогда как в упомянутой работе зафиксировано значительно больше типов колебаний. Малый диапазон изменения тока, всего 4 а , по сравнению с диапазоном в пределах более 15 а в обычных лампах является одной из характерных особенностей этой лампы.

Исследовалось влияние на работу лампы следующих параметров:

σ — отношение диаметра катода к диаметру анода, которое изменялось в пределах от 1,7 до 0,63 (при обычных размерах). При этом максимальный к.п.д. заметно не изменялся. Но диапазон токов, а также требуемое значение магнитного поля увеличились. Для отношения 0,58, ближайшего к наибольшему при наибольшем магнитном поле, наблюдался резкий переход от более низких напряжений к напряжениям, соответствующим прямой Хартри с двумя максимумами к.п.д. Это подтверждает наличие двух различных типов колебаний.

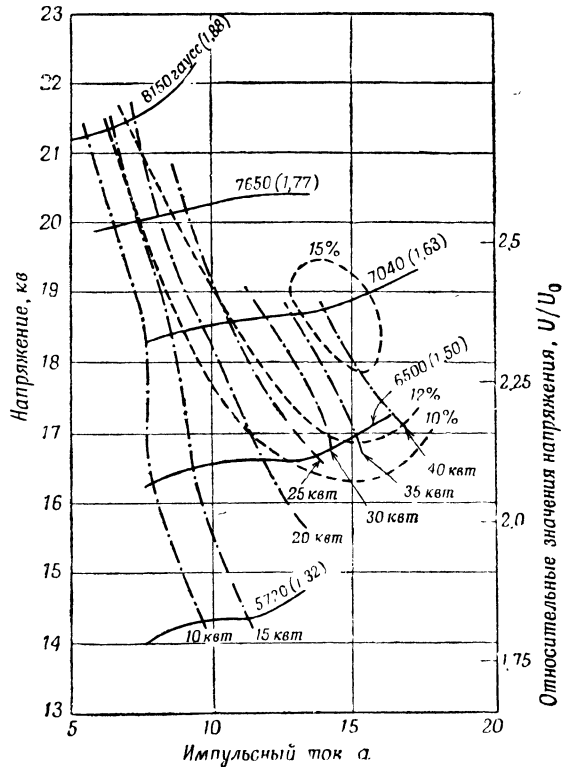
r — отношение глубин больших резонаторов к глубинам малых резонаторов, которое изменялось в пределах от 1,9 до 2,5. При больших значениях этого отношения магнетрон работал хуже, чем при малых. Тем не менее при отношении, равном 2,5, можно получить режим, свободный от колебаний высших типов, что невозможно осуществить в нормальном режиме Хартри. Таким образом, условия выделения колебаний определенного типа при слабых полях отличаются от аналогичных условий в нормальном режиме работы.

N — число резонаторов. Было собрано также несколько ламп с 30 резонаторами. Полученные результаты лучше совпадают с результатами работы, проведенной в Англии, чем в случае 20 резонаторов. Благодаря увеличению N магнитное поле еще больше уменьшается, но диапазон его изменения ограничивается примерно 10%. Магнетрон работает при значениях индукции поля порядка $1600\text{—}2000\text{ гаусс}$. Но диапазон изменения тока ограничивается примерно 1 а .

U_0 — для повышения которого от 3,0 до 7,9 кВ был соответственно увеличен диаметр анода лампы с 20 резонаторами. Это автоматически уменьшило длину волны с 1,3 до 1,0 см. К.п.д. этих высоковольтных ламп остался тем же, что и у низковольтных, но диапазон изменения тока достиг 15 а . Увеличение затрачиваемой мощности привело к повышению выходной мощности до 7 кВт. Такие результаты были достаточно хорошими для начала работ на более коротких волнах.

Мощная лампа с 22 резонаторами на волне 6,3 мм, размеры которой приведены в последнем столбце таблицы, использовалась для проверки работы магнетронов на миллиметровых волнах в режиме слабых полей. Диаметр анода был увеличен, чтобы повысить значение U_0 от 5,1 до 8,1 кВ. Длина волны

уменьшилась соответственно до 5,7 мм. Отношение диаметров катода и анода было принято равным 0,45, что соответствовало наилучшим результатам на волне 1 см. Из рабочей диаграммы одной из этих ламп (фиг. 6) видно, что к.п.д. и мощность оказались выше, чем на более длинных волнах. Наибольший к.п.д. также соответствовал большим значениям тока. Магнитное поле было очень мало для таких коротких волн. Над каждой линией постоянного поля указана



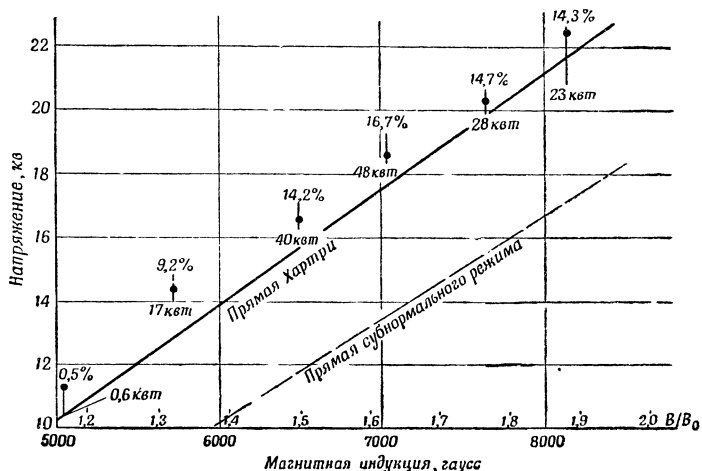
Ф и г. 6. Рабочая диаграмма магнетрона с 22 резонаторами, работающего в режиме слабых полей на волне 5,7 мм.

соответствующая величина поля, а в скобках — значение B/B_0 . Из кривой зависимости напряжений для этой лампы (фиг. 7) видно, что она работает в совершенно обычном режиме, т. е. на прямой Хартри или выше нее, так же как лампа с большим катодом. Причина отсутствия субнормального режима¹⁾, которого следовало ожидать по аналогии с более длинноволновыми лампами, пока не выяснена. Однако эта лампа не является исключением. Другие лампы, изготовленные для той же длины волны с аналогичными значениями к.п.д. и мощности, также работали на прямой Хартри или выше нее. При использовании этого режима работы на еще более коротких волнах ограничения, с которыми приходится сталкиваться в обычных магнетронах при сильных магнитных полях, не встречаются.

Анод, сконструированный для работы в режиме слабых полей на волне 2,6 мм, имеет диаметр 1,61 мм и толщину щели 0,13 мм. Эти размеры следует сравнить с соответствующими размерами 0,97 и 0,076 мм для обычных анодов

¹⁾ Под субнормальным (субхартриевым) режимом авторы понимают режим, соответствующий более сильным полям и меньшим напряжениям по сравнению с классической прямой Хартри. — *Прим. ред.*

при сильных полях (см. таблицу на стр. 516). Был изготовлен также анод высокого качества для работы в режиме слабых полей, с которым получены на достаточном количестве ламп различные результаты. В настоящее время наилучшими данными являются выходная мощность 3,3 квт и к.п.д. 2,5%. Из числа других ламп некоторые вырабатывали мощность 1—2 квт при к.п.д., равном примерно 1%. Магнетрон работал в магнитном поле с индукцией



Ф и г. 7. Кривая зависимости напряжения от индукции магнетрона с 22 резонаторами, работающего в режиме слабых полей на волне 5,7 мм.

порядка 15 000 гаусс при напряжениях в пределах от 19 до 20 кв. Эти данные соответствуют рабочим точкам, расположенным на прямой Хартри или выше нее, как и в случае волны 5,7 мм. Но при столь высоких напряжениях происходит сильное искрение, сокращающее срок службы ламп до нескольких часов. Был сконструирован и изготовлен анод с несколько пониженным напряжением (на 20%). Разработка этих ламп с более низкими напряжениями в настоящее время еще не закончена. Можно надеяться, что при пониженных напряжениях изготавливаемые лампы будут более воспроизводимыми, будут иметь больший к.п.д. и более длительный срок службы на волне 2,6 мм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Магнетроны сантиметрового диапазона, II, стр. 394, изд-во «Советское радио», 1951 г.

ПРАКТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ РАБОТЫ МАГНЕТРОНА ДЛЯ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН¹⁾

Робертс, Бригс

При разработке нового магнетрона, условия работы и заданные характеристики которого не соответствуют ни одному из существующих приборов подобного типа, перед конструктором возникает сложная задача. Если к тому же отсутствуют для рабочего диапазона частот этого прибора готовые и доступные генераторы и измерительное оборудование, то практическая сторона задачи значительно усложняется, так как после окончания конструирования прибора невозможно проверить устойчивость его работы и приходится полностью полагаться на горячие испытания.

С такой дилеммой пришлось столкнуться в 1951 г. фирме «Боумак лабораториз» при конструировании и изготовлении магнетрона с определенными рабочими характеристиками в диапазоне 5 мм. Отметим, что величины выходной мощности и приложенного напряжения были заданы. Конструкция прибора должна была быть пакетной, что требует заданного магнитного поля. В то время не было подходящих генераторов стандартных сигналов, а выбор размеров волновода был еще весьма произвольным. Такие незаменимые приборы, как кристаллические детекторы, ослабители, измерительные линии и волномеры имелись лишь в нескольких учебных и правительственных исследовательских лабораториях. Эти приборы в том виде, в котором они существовали тогда, оказались до некоторой степени полезными при выполнении дальнейшей программы исследований.

При разработке магнетрона иногда можно прийти к правильной конструкции, приняв за основу уже проверенную лампу и изменив все ее размеры соответственно изменению длины волны. Однако зачастую зависимость мощности от частоты такова, что непосредственное моделирование по длине волны неприемлемо и требуется более сложное решение. В этом случае полезно разделить магнетрон на следующие основные части: а) резонансную систему; б) катод; в) выходное устройство; г) магнитную цепь.

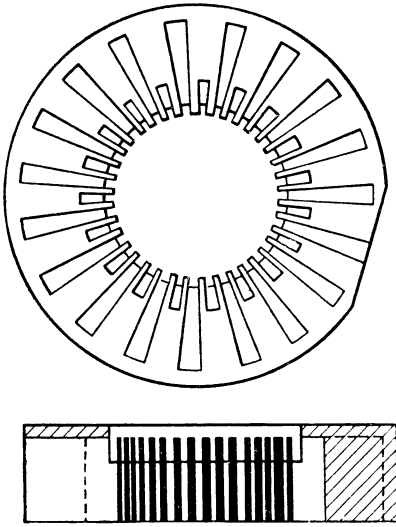
Для ламп, работающих в диапазоне миллиметровых волн, анод со связками не применим, так как связки получаются исчезающе малыми. Конструкция анода типа «восходящее солнце» обладает аналогичными характеристиками. В такой системе короткие и длинные резонаторы, следующие попеременно друг за другом, осуществляют функции связок в системах щелевого типа или типа отверстия со щелью. Большинство предварительно испытанных анодов, оказавшихся удовлетворительными, имеет сравнительно небольшое количество резонаторов—18 и 22. Однако в таких системах диаметр катода сравнительно мал и, следовательно, не обеспечивает требуемые плотности тока. Поэтому внимание было сосредоточено на системе, содержащей 38 резонаторов и позволяющей по возможности увеличить диаметр катода, поскольку этот диаметр равен

$$d_c = f(\lambda, \sqrt{U}) N \sigma,$$

где N — число резонаторов; U — характеристическое напряжение Слэтера; $\sigma = (\text{Радиус катода/Радиус анода}) = \frac{r_c}{r_a}$.

¹⁾ Roberts L. W., Briggs R. S., *Le vide*, 12, № 65, 258—263 (1957).

Однако предыдущий опыт других исследователей показывает, что разрыв между π -колебаниями и соседними колебаниями более низкого и более высокого порядков весьма мал. Если анод с одной стороны полностью закрыть, то можно добиться такого разрыва между колебаниями, который соответствует открытому аноду с меньшим числом резонаторов. Однако применение анодов полностью закрытой конструкции иногда вызывает затруднения при получении однородного магнитного поля в пространстве взаимодействия без слишком большого увеличения магнитного зазора. Наиболее целесообразной оказалась конструкция с частично закрытыми анодами, выбранная для данной лампы. На фиг. 1 показана конструкция частично закрытого анода с 38 резонаторами, аналогичного аноду рассматриваемой лампы.



Ф и г. 1. Конструкция частично закрытого анода с 38 резонаторами.

Конструкция анода осуществлена на основе непосредственного моделирования с помощью предварительно изготовленных ламп на волны 8 мм и 1 см с заданными рабочими характеристиками. Несколько лучшее сравнение может быть сделано с помощью приведенных переменных, полученных из характеристических масштабных факторов, описанных Слэтером. К характеристическим масштабным факторам относятся магнитное поле, напряжение, ток, проводимость и мощность, которые определяются по формулам

$$\mathfrak{B} = 2 \frac{m}{e} \frac{2\pi c}{\lambda} \frac{1}{1 - \left(\frac{r_c}{r_a}\right)^2}, \text{ гаусс};$$

$$\mathfrak{U} = \frac{1}{2} \frac{m}{e} \left(\frac{2\pi c}{n\lambda}\right)^2 r_a^2, \text{ в};$$

$$\mathfrak{F} = \frac{2\pi a}{\left[1 - \left(\frac{r_c}{r_a}\right)^2\right]^2 \left(\frac{r_c}{r_a} + 1\right)} \frac{m}{e} \left(\frac{2\pi c}{n\lambda}\right)^3 r_a^3 \varepsilon_0 h, \text{ а};$$

$$\mathfrak{G} = \mathfrak{F}/\mathfrak{U}; \quad P = \mathfrak{F}\mathfrak{U}.$$

Приведенные переменные являются безразмерными и связаны с масштабными факторами Слэтера соотношениями

$$b = \frac{B}{\mathfrak{B}}; \quad u = \frac{U}{\mathfrak{U}}; \quad i = \frac{I}{\mathfrak{F}}; \quad g = \frac{G}{\mathfrak{G}}; \quad p = \frac{P}{\mathfrak{F}}.$$

В нашем случае рабочей точке соответствовали данные

$$b = 3,6; \quad u = 4,8; \quad i = 0,35; \quad g = 0,075; \quad p = 0,285;$$

$$\mu = W/d = 0,515; \quad \sigma = r_c/r_a = 0,688; \quad n = 19.$$

Графическое представление рабочих данных в приведенных переменных позволяет сравнить друг с другом большое число магнетронов с различными условиями работы.

Для магнетронов частично закрытой конструкции трудно произвести точный расчет резонансной длины волны с какой бы то ни было степенью

точности. Резонансная длина волны в системах типа «восходящее солнце» открытой конструкции, согласно Миллмэну [1], равна

$$\lambda_{\pi_0} = P [1,03 - 0,06 (r_1 - 1,8) + 0,05 (r_2 - 1,5)],$$

где P — периметр общего пути для двух резонаторов,

$$r_1 = \frac{r_{\text{макс.}}}{r_{\text{мин.}}}; \quad r_2 = \frac{\text{Толщина лопатки}}{\text{Расстояние между лопатками}}.$$

В лампах закрытой конструкции

$$\lambda_{\pi_c} = \frac{\lambda_{\pi_0}}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_{\pi_0}}{2h}\right)^2}}.$$

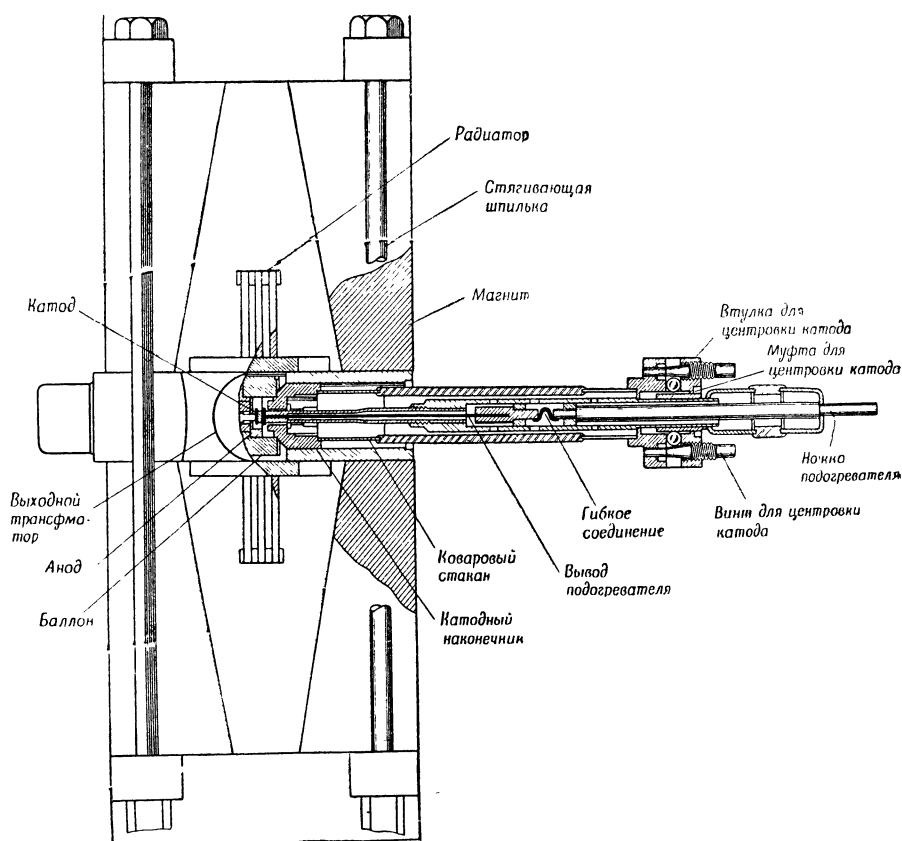
Очевидно, что для ламп с частично закрытой конструкцией резонансные длины волн находятся между этими двумя значениями. Таким образом, некоторое регулирование частоты данной лампы можно осуществить путем изменения степени перекрытия анода. Если, однако, это регулирование осуществлять в слишком широких пределах, то появятся нежелательные явления, связанные с нарушениями типов колебаний.

В период проведения работ с этой лампой о катод с пористой перегородкой фирмы «Филипса» было известно немного, поэтому пришлось начинать работу с катодами более известных типов. Оксидные катоды с молибденовым керном оказались очень чувствительными в работе и быстро выходили из строя в результате искрения и перегрева; редко удавалось получить эмиссию, ограничиваемую пространственным зарядом, и срок службы был очень небольшой. Работы Джипсенса по активизированной эмиссии показали, что с некоторым успехом может быть использован катод, состоящий из почти чистого металла, нанесенного на определенный керн. Работы Бэртола по ториевым смесям также представлялись перспективными. В связи с этим был изготовлен ториевый катод. Но большая мощность подогревателя при низком напряжении требовала весьма большой мощности питания, что вызывало перегрев молибденового керна и последующее испарение. Поэтому воспроизводимость была плохой — частично из-за нестабильности свойств при высокой температуре, а частично из-за особенностей тория.

После нескольких испытаний удалось применить катод с пористой перегородкой, также требующий большого тока при низком напряжении и позволяющий использовать один вольфрамовый стержень, служивший в ториевом катоде для подогревателя. Было сконструировано протяженное крепление, чтобы предотвратить искривление стержня подогревателя.

Сборка ламп для работы в миллиметровом диапазоне должна производиться с большой тщательностью и точностью. Допуски уменьшаются почти пропорционально длине волны, поэтому крепление и центровка катода почти не поддавались контролю. В связи с этим было сконструировано центрирующее приспособление по образцу, предложенному Дэчертом в лаборатории излучений Колумбийского университета. Это устройство обеспечивало точную центровку после откачки и в процессе работы магнетрона. Оно состояло из катодной ножки, закрепленной на небольшой диафрагме. Регулировка любого из четырех винтов обеспечивала перемещение катода в направлении, противоположном направлению давления винта. Вакуумное соединение совпадало с точкой опоры рычажного механизма. Конструкции катода и центрирующего механизма показаны в разрезе на фиг. 2. Этот механизм оказался совершенно необходимым для получения наибольшей мощности и обеспечения стабильности работы. После окончания сборки катодной ножки она запрессовывалась в анодный блок, а катод со шляпками насаживался на конец катодной ножки через отверстие в полюсном наконечнике. При напайке трубчатого катода с по-

ристой перегородкой на ножку использовался припой, состоявший из порошка никеля, взвешенного в нитроцеллюлозном составе. Затем в отверстие, проходящее через полюсный наконечник, вставлялся вакуумный патрубок и производилась откачка прибора. В процессе откачки катод нагревался за несколько секунд примерно до 1300°C для припайки указанного катода со шляпками.



Ф и г. 2. Конструкция катода и центрирующего механизма (в разрезе).

Перед окончательной сборкой к катоду приваривался газопоглотитель, представлявший полоску циркония толщиной $0,1\text{ мм}$ и в течение достаточно длительного времени эффективно поглощавший абсорбированные газы, выделявшиеся во время работы магнетрона. Обработка катода при повышенной температуре 1300°C служила в то же время для его активирования. Оказалось, что вакуум $5 \cdot 10^{-6}\text{ мм рт. ст.}$, достаточен для предотвращения отравления катода.

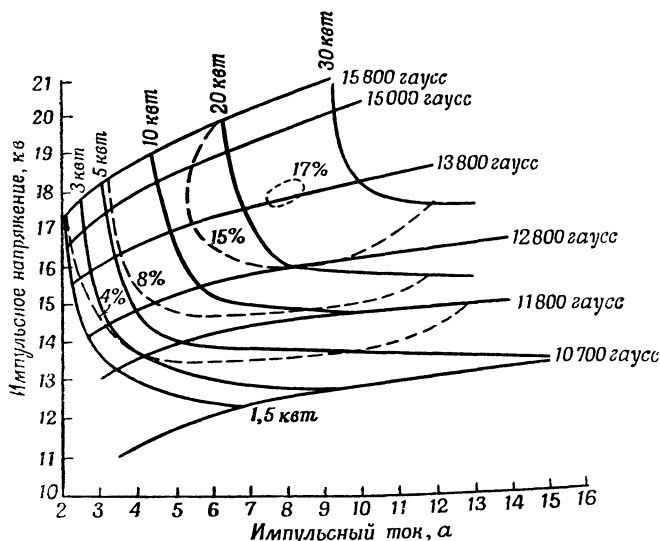
Наличие катода с пористой перегородкой и центрирующего устройства почти обеспечило удовлетворительную эмиссию. Срок службы оказался также весьма хорошим и удовлетворял поставленным требованиям.

Отсутствие соответствующей измерительной аппаратуры на этой частоте не позволяло определить к.п.д. в виде отношения между нагруженным и внешним Q

$$\eta_c = \frac{Q_L}{Q_E}.$$

Однако выбор волновода размерами $1,88 \times 3,76\text{ мм}$, известного в настоящее время под маркой RG-98/U, позволил разместить трансформатор и звено вы-

Выше рассмотрены некоторые наиболее важные вопросы, с которыми приходится сталкиваться при конструировании и изготовлении магнетронов.



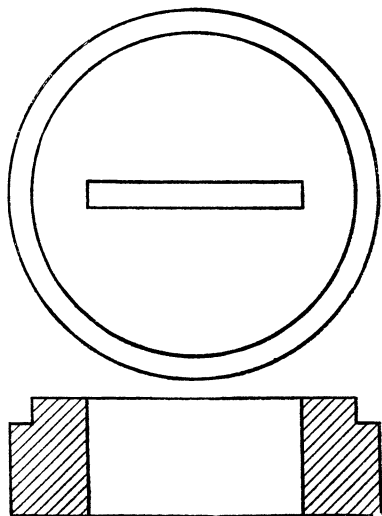
Ф и г. 6. Рабочие характеристики магнетрона для диапазона 5 мм.

На решение их влияли наши производственные возможности и оборудование, имевшееся в нашем распоряжении. Возможны и другие методы конструирования приемлемых ламп в том же диапазоне частот. Однако лампы с приведенными выше характеристиками могут быть изготовлены по описанному способу.

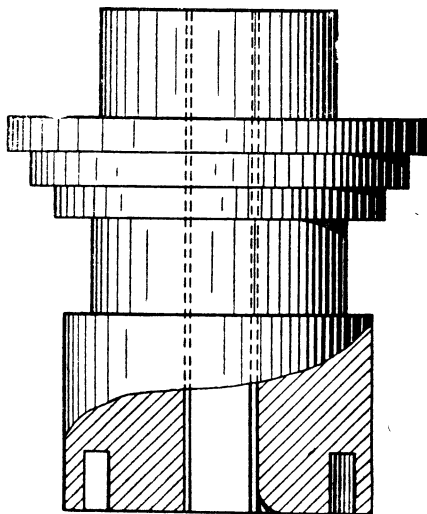
ЛИТЕРАТУРА

1. Магнетроны сантиметрового диапазона, II, стр. 83, изд-во «Советское радио», 1951.

ходной связи в осевом направлении магнетрона. Прямой щелевой трансформатор подобран так, чтобы его волновое сопротивление являлось средним геометрическим между волновым сопротивлением волновода и предполагаемым волновым сопротивлением резонатора. На фиг. 3 показана конструкция выходного трансформатора с поперечным сечением через его щель. Выходная



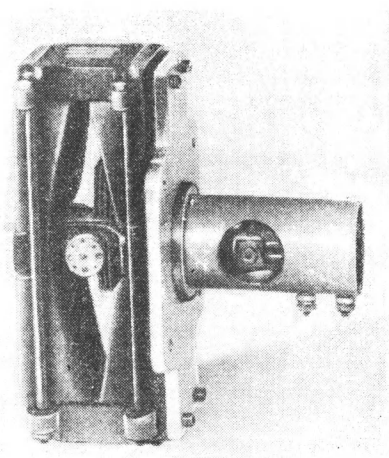
Ф и г. 3. Конструкция выходного трансформатора.



Ф и г. 4. Конструкция входного устройства

связь является более или менее общепринятой в технике. Используется плоское стеклянное окно, запрессованное в оправку из кобальта и зажатое с двух сторон. Малая добротность и значительная пробивная мощность выходного устройства обеспечиваются наличием вблизи окна плавного перехода между связывающим фланцем и волноводом.

Конструкция выходного устройства изображена на фиг. 4. Первые испытания магнетронов указывали на целесообразность использования электромагнитов. Но в данном случае требуются столь большие значения напряженности магнитного поля, что наружные магниты для пакетных конструкций должны были бы иметь гигантские размеры и требовать большую мощность питания. В связи с этим было произведено небольшое изменение в конструкции полюсных наконечников, значительно уменьшившее магнитный зазор. Таким образом, удалось сочетать пакетную конструкцию лампы с приемлемыми размерами магнита. Общий вид собранного прибора показан на фиг. 5. Хотя рабочие характеристики, выраженные в приведенных переменных, не были построены, однако на фиг. 6 изображены рабочие характеристики действующей лампы. Используя последние, а также значения приведенных переменных, рассмотренных выше, можно построить рабочие характеристики в приведенных переменных.



Ф и г. 5. Общий вид магнетрона в сборке.

МАГНЕТРОНЫ БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ ДЛЯ ДИАПАЗОНА МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН¹⁾

Звобада

ВВЕДЕНИЕ

Прежде чем приступить к основному изложению, необходимо вкратце остановиться на положении, занимаемом клистронами и магнетронами среди генераторов большой мощности, работающих в импульсном режиме.

Положение, которое занимали клистрон и магнетрон среди генераторов с.в.ч., неоднократно резко изменялось. Это объясняется отчасти неравномерным ходом технического прогресса, отчасти обстоятельствами нетехнического характера. При каждом таком изменении казалось, что одна из этих ламп заменит другую. В действительности же, каждая из них должна найти свою область применения в зависимости от ее возможностей в данный момент.

Сравнение двух названных ламп может быть проведено по ряду показателей. В теоретическом отношении электронные процессы в клистроне гораздо проще, чем в магнетроне.

С технической точки зрения основное различие между клистроном и магнетроном, не зависящее от длины волны, заключается в том, что клистрон представляет собой лампу, которая может работать в качестве усилителя с низким к.п.д., тогда как магнетрон является генератором с высоким к.п.д.

Преимущества клистрона-усилителя очевидны, когда усиливаются колебания строго определенной частоты и фазы или маломощные сигналы управления. Клистрон-усилитель должен иметь управляющий электрод, не влияющий на оптику электронного пучка.

При работе клистрона в качестве усилителя устраняются трудности, обусловленные паразитными колебаниями.

С уменьшением длины волны интерес к клистроу и возможности его использования все более возрастает, с одной стороны, потому что в клистроне можно сохранить достаточно большую поверхность катода, фокусируя пучок в пространстве взаимодействия, с другой стороны, потому что при одной и той же длине волны резонаторы в клистроне могут иметь большие размеры, чем у магнетрона.

Необходимо также привести соображения в пользу магнетрона и постараться определить область наиболее целесообразного его использования.

Прежде всего магнетрон как генератор удобен и прост во многих случаях применения и с точки зрения потребителя предпочтительнее, так как имеет всего два электрода (катод и анод), тогда как клистрон имеет четыре электрода (катод, управляющий электрод, фокусирующее устройство, анод).

Необходимость магнитного поля в магнетроне не является отрицательным фактором, так как клистрон также должен иметь фокусирующее магнитное поле, которое, очевидно, нельзя получить с помощью постоянных магнитов.

Если при укорочении рабочей волны поверхность катода магнетрона уменьшается, то происходящее при этом уменьшение тока эмиссии можно компенсировать за счет увеличения тока вторичной эмиссии.

¹⁾ Z w o b a d a R., *L e v i d e*, 11, № 65, 267—269 (1957).

Пространство взаимодействия в магнетроне превышает аналогичное пространство в клистроне. Кроме того, малые диаметры пролетных отверстий в клистродах вызывают ряд трудностей, связанных с фокусировкой и охлаждением.

К.п.д. магнетронов вдвое больше, чем у клистронов, при любой длине волны.

С технологической точки зрения магнетрон представляет более простую конструкцию, которую легче сделать прочной и вибростойкой.

Из этого беглого сравнения можно заключить, что очень важно найти предел целесообразного применения магнетрона как лампы с наиболее простой и прочной конструкцией.

Несмотря на все видимые преимущества магнетрона при данном уровне развития техники миллиметровых волн, наиболее правильным было бы решение разрабатывать параллельно лампы обоих типов, так как каждая из них по-своему отвечает различным основным и дополнительным требованиям.

Вместе с этим необходимо разрабатывать лампы с бегущей волной, возможности которых при импульсном режиме в области высоких частот еще недостаточно изучены.

УВЕЛИЧЕНИЕ МОЩНОСТИ МАГНЕТРОНОВ ДЛЯ МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН

Рассмотрим вопросы увеличения импульсной и средней мощности магнетрона для миллиметрового диапазона волн.

Первый из таких магнетронов, выпущенный радиопромышленностью, разработан в 1953 г. на основе информации, полученной от английской фирмы «Электрик энд мьюзикэл индастрис» с несколько измененной технологией. Эта лампа, предназначенная для работы на волне 8,6 мм, дает максимальную мощность 15 кВт и среднюю мощность 6 Вт. Магнетроны с такими данными вполне пригодны для многочисленных применений. В частности, на радиолокационной станции Декка Лондонского аэропорта используется лампа этого типа.

В дальнейшем продолжалась разработка более мощных магнетронов с помощью Технической службы дальних воздушных сообщений (STTA).

Конечной целью в этом случае было получение магнетрона, дающего максимальную импульсную мощность 100 кВт и среднюю мощность 40 Вт.

Разработка в настоящий момент закончена, и эта лампа будет выпущена в текущем году малой серией.

В настоящей статье изложено содержание работ, проведенных для получения этой лампы, и характер трудностей, встречающихся на этом пути, а также уточнены некоторые вопросы, относящиеся к конструированию и измерению параметров этих ламп.

УВЕЛИЧЕНИЕ ПИКОВОЙ МОЩНОСТИ

Увеличение пиковой мощности возможно за счет воздействия на напряжение, ток и к.п.д. По соображениям, изложенным ниже, был выбран способ, при котором к.п.д. поддерживался высоким, что обеспечивало возможность работы при сравнительно низком напряжении, но при больших напряжениях магнитного поля.

Импульсная мощность 100 кВт на волне 8 мм была получена в лаборатории несколько лет тому назад. Но очевидно, что увеличение мощности представляет интерес лишь в случае получения приемлемого срока службы лампы. Этот срок службы должен быть, по-видимому, не менее 200 час.

Обычно магнетроны прекращают работать в связи с выходом из строя катода, первичная эмиссия которого становится недостаточной для возбуждения колебаний.

В случае магнетронов для диапазона миллиметровых волн возникает новое осложнение, которое, не приводя к полному выходу из строя магнетрона, делает его, однако, непригодным для использования. Речь идет о прогрессирующей эрозии ребер анодного блока, вызывающей уход частоты, в результате

чего в течение 1 часа происходит резкое ухудшение характеристик лампы. Эта эрозия поражает концы ребер с одной стороны, в зависимости от направления вращения электронного облака.

Что касается катода, то очевидно, что необходимо установить предельное значение плотности тока эмиссии и затем увеличить поверхность катода в соответствии с увеличением тока. В качестве предельного значения выбрана величина 100 а/см^2 .

Причины эрозии ребер не совсем ясны. Возможно, что они обусловлены природой остаточных газов или изменением электронной оптики за счет частичного уравнивания пространственного заряда остаточными ионами. В обоих случаях некоторым паллиативом служит, возможно, более высокий вакуум, но как бы то ни было и при хорошем вакууме эрозия все же наблюдается за счет энергии ударяющихся о ребра частиц. Каковы бы ни были причины эрозии, очевидно, что ее действие должно уменьшиться при работе с малыми напряжениями и плотностями тока, а также при высоком к.п.д., т. е. при условиях, обеспечивающих более эффективное торможение электронов, приближающихся к аноду.

Эти условия могут быть удовлетворены лишь при увеличении числа щелей.

Действительно, радиус анода пропорционален числу щелей и корню квадратному из анодного напряжения.

Отсюда следует, что увеличение числа щелей приводит к увеличению радиуса анода, почти не увеличивая анодного напряжения. Это тем более выгодно, что допустимое отношение радиусов катода и анода заметно возрастает с числом щелей.

С другой стороны, магнитное поле обратно пропорционально числу щелей. Следует отметить, что его величина должна значительно отличаться от критического значения, для которого к.п.д. значительно уменьшается, особенно когда анодные блоки имеют форму восходящего солнца. До последнего времени магнетроны для диапазона миллиметровых волн работали лишь при значениях магнитного поля ниже критического. Увеличение поверхности катода может быть получено путем увеличения его высоты. Однако это вызывает увеличение воздушного зазора, при котором трудно превзойти критическое значение поля с помощью магнитов приемлемых размеров. Выбранная рабочая точка расположена на левой ветви кривой к.п.д. вблизи максимума.

Следует рассмотреть ограничения, встречающиеся на этом пути. Ограничения эти двоякого вида.

Во-первых, увеличение числа щелей вызывает уменьшение предела допустимых изменений ряда величин: отношения радиусов катода и анода, отношения глубин щелей, отношения толщины ребер к размерам интервалов. Это ограничение сказывается тем сильнее, чем менее правильна структура магнетрона и, в частности, чем менее точно расположен катод относительно центра анодного блока.

Следовательно, можно считать, что это ограничение носит технологический характер. Для примера укажем, что анодный блок магнетрона на 100 квт имеет 24 щели.

Во-вторых, увеличение высоты катода связано с качеством используемых постоянных магнитов. Исследование этих магнитов было поручено Обществу «Альварские доменные печи и горны» (Société «des Hauts Fourneaux et Forges d'Allevard»). Хорошие характеристики этих магнитов позволили работать с мощным магнитным полем ($11\,000 \text{ гаусс}$) при относительно большом воздушном зазоре, более 4 мм .

УВЕЛИЧЕНИЕ СРЕДНЕЙ МОЩНОСТИ

Опыт показывает, что улучшение характеристик радиолокационной станции зависит в конечном счете от средней мощности, которую может дать магнетрон.

В связи с этим возникает ряд новых задач. Одна из них — удаление тепла от анодного блока — не представляет больших затруднений. Мощность порядка 120 *вт* легко удаляется при помощи радиатора, припаянного к анодному блоку. Очевидно, что уменьшение ребер радиатора приводит к уменьшению отвода тепла.

Вторая задача — удаление тепла, создаваемого на катоде возвратной бомбардировкой, — является значительно более трудной. Действительно, уменьшение термического сопротивления подложки катода вызывает увеличение мощности нагрева, необходимой для запуска магнетрона. При обычных методах предел этой мощности ограничен размерами лампы.

Наконец, задача вывода мощности высокой частоты выдвигает вопрос о конструкции окна. Причина пробоя окон пока является дискуссионной. Очевидно, что потери в холодном стекле не могут вызывать его размягчения. Но местный нагрев окна, обусловленный, например, покрытием слоем металла, может привести в конечном счете к разрушению окна. Следует отметить, что магнетрон выходит из строя обыкновенно до пробоя окна вследствие размягчения стекла за счет высокочастотных потерь в стекле и последующего нарушения вакуума. Для магнетронов миллиметрового диапазона волн максимальная мощность, которая может быть выведена с малыми потерями через стеклянное окно, по-видимому, не превышает 50 *вт*.

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ КОНСТРУИРОВАНИИ МАГНЕТРОНОВ

В связи с конструированием магнетрона мощностью 100 *квт* были разрешены некоторые дополнительные вопросы.

Отношение глубин щелей. Полученные результаты подтверждают расчеты, связанные с определением частоты паразитных колебаний. Выбрано соотношение, равное 1,75.

Отношение толщин ребер к интервалам. Это отношение, не являясь критичным, должно быть больше единицы.

Отношение между радиусами катода и анода. По-видимому, оно не должно превышать 0,7 для блока с 24 щелями.

Длина рабочей волны. Эмпирическая формула, связывающая длину волны с периметрами малой и большой щелей, с двумя поправочными коэффициентами, зависящими от глубины щелей, и отношением радиусов катода и анода, достаточно хорошо проверена экспериментально. Различие результатов расчета и эксперимента обусловлено закруглениями концов ребер, особенно на границе с полюсными наконечниками. Наблюдается вполне определенное различие между длиной резонансной волны холодного анодного блока и длиной волны генерируемых колебаний.

Распределение магнитного поля. Равномерность магнитного поля в пространстве взаимодействия весьма желательна. Зависит она от размеров отверстий в полюсных наконечниках магнитной системы. Для изучения свойств магнитных систем весьма полезны диаграммы магнитного поля, однако они становятся неточными в случае насыщения полюсных наконечников. Следует отметить, что идентичность характеристик магнетрона для двух направлений магнитного поля служит, по-видимому, хорошим критерием геометрической правильности конструкции.

Профиль полюсных наконечников. Распределение магнитного поля зависит в значительной степени от профиля полюсных наконечников, который тщательно изучается.

Соединение полюсных наконечников с магнитами. Магнитный контур состоит из магнитов и полюсных наконечников. Профиль магнитной системы в целом разработан совместно производственным персоналом и конструкторами ламп.

Намагничивание магнитов. Намагничивание магнитов для магнетронов обеспечивает получение более интенсивного магнитного поля, его стабилизацию и установку на лампе в положении, соответствующем наиболее благоприятным условиям работы.

Трансформатор. Трансформатор поля H ограничивает величину выемки в полюсных наконечниках, уменьшающей сечение канала для магнитного потока.

Отражение, обусловленное окном. Отражение, возникающее благодаря наличию окна на выходе, вызывает некоторые нежелательные явления, в частности аномальное изменение частоты магнетрона.

Качество вакуума. Срок службы магнетрона в значительной мере зависит от степени вакуума, в свою очередь зависящей от свойств применяемых материалов и качества системы откачки. Практически правильной системы откачки магнетрона до сих пор не существует.

ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ МАГНЕТРОНОВ

В связи с изложенным следует указать, что успешное выполнение описанной конструкции обусловлено главным образом двумя технологическими факторами.

Во-первых, технологией, обеспечивающей необходимые допуски для производства и сборки, которые должны быть тем точнее, чем больше число щелей. Переход от 18 к 22, а затем к 24 щелям был в этом отношении показателен. В ближайшее время будет проведена разработка конструкций с еще большим числом щелей, но, по-видимому, полученные результаты близки уже к тому пределу, который еще может быть приемлем для промышленного изготовления ламп с достаточным к.п.д.

Во-вторых, технологией откачки, играющей первостепенную роль, так как от нее зависят срок службы и стабильность частоты лампы.

Исследование условий сушки, дегазации, формирования катода обеспечило весьма заметное улучшение характеристик магнетронов.

ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ МАГНЕТРОНОВ

Проведение измерений при большом уровне мощности порядка 100 кВт весьма затруднительно. Основные трудности определяются необходимостью использовать приборы в условиях высокого давления и обеспечить при этом удовлетворительные контакты.

Следует особо остановиться здесь на методике наблюдения и измерения импульсов.

Обычно импульсы напряжения и тока наблюдаются на осциллографе. При испытании магнетронов экспериментатора интересует прежде всего импульс высокой частоты. В настоящее время исследуется лампа с отклоняющим устройством, состоящим из волноводной системы, через которую проходят импульсы высокой частоты от магнетрона. Эта лампа обеспечит получение на экране осциллографа неискаженную огибающую высокочастотных импульсов.

До изготовления этой лампы используется значительно более простое устройство, состоящее из обыкновенной лампы-диода, помещаемой в электромагнитное поле рупора; к пластинам осциллографа подается сигнал, полученный в анодном контуре лампы. Таким образом, можно получить на экране огибающую импульсов высокой частоты. Форма огибающей искажается приемной лампой, однако это влияние можно учесть, введя необходимую поправку. По-видимому, было бы полезно расширять применение подобных методов и ввести в практику измерения параметров магнетронов средства, обеспечивающие визуальное наблюдение огибающей импульса высокочастотных колебаний.

Ниже приведены данные режима испытаний и основные характеристики магнетрона MG16T1:

Импульсное напряжение, <i>кв</i>	20
Максимальный ток, <i>а</i>	20
Импульсная мощность, <i>квт</i>	100
Коэффициент использования	0,0004
Средняя мощность, <i>вт</i>	40
Длительность импульсов, <i>мксек</i>	0,1—0,4
Затягивание при к.с.в. 1,3, <i>мгц</i>	Менее 45
Минимальный срок службы, час	200

ВЫВОДЫ

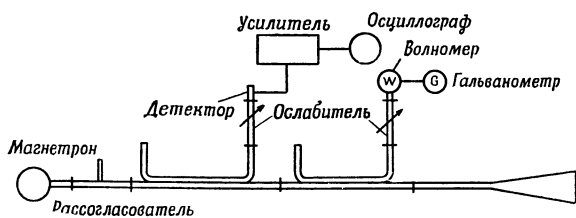
В заключение следует отметить, что, по-видимому, полученные результаты исчерпывают все, что можно получить от обычно применяемой технологии. Увеличение средней и импульсной мощностей можно ожидать лишь при условии использования новых технологических методов.

ПАРАЗИТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ МАГНЕТРОНОВ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА¹⁾

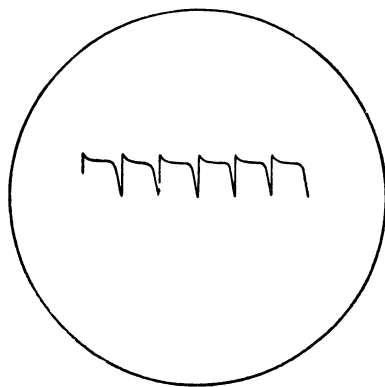
Госс, Линдсей

Это сообщение посвящено дополнительным исследованиям паразитной модуляции электронного потока в магнетронах и должно рассматриваться совместно с вышедшей недавно работой Катлера [1].

В процессе разработки магнетрона миллиметрового диапазона для работы в режиме минимального напряжения [2] на волнах порядка 8—9 мм наблюдалась сильная паразитная модуляция выходной мощности. Схема экспериментальной установки показана на фиг. 1. Она состоит из магнетрона, питающего через рассогласователь и два направленных ответвителя согласованную нагрузку в виде прямоугольного рупора. На выходе первого направленного ответвителя находится кристаллический детектор с примерно квадратич-



Ф и г. 1. Схема экспериментальной установки.



Ф и г. 2. Форма выходного сигнала на экране осциллографа при наличии паразитной модуляции.

ной характеристикой; выходное напряжение детектора подается на отклоняющие пластины осциллографа, частота развертки которого изменяется в пределах от 50 гц до 5 Мгц. Второй направленный ответвитель используется для отвода мощности к волномеру.

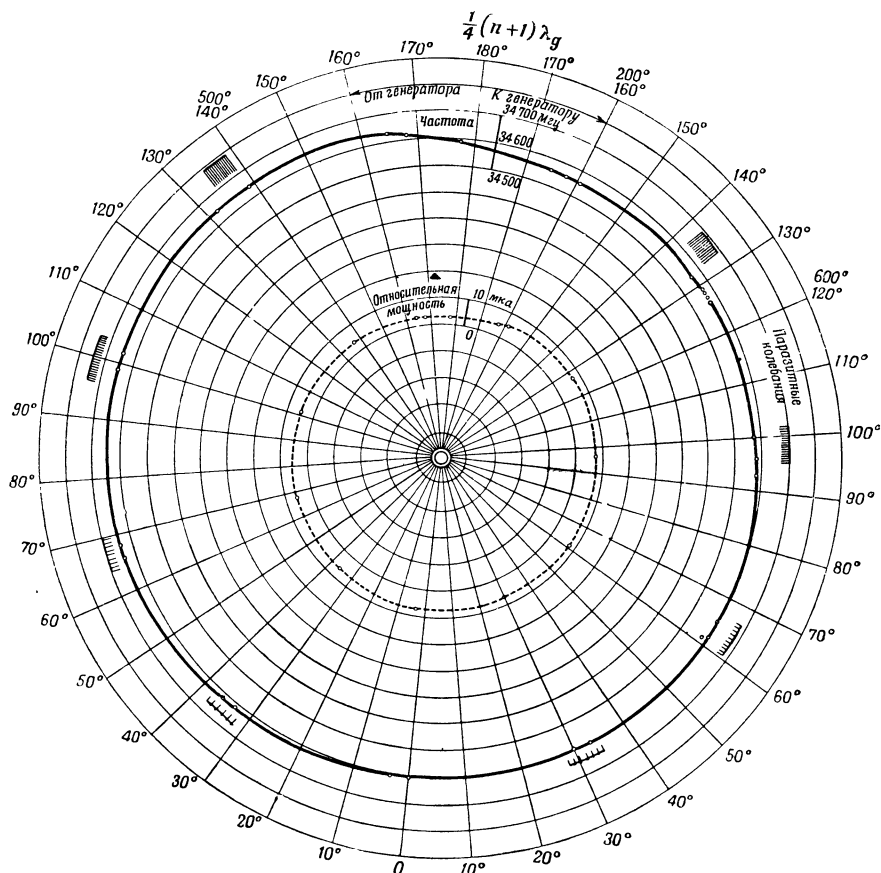
В выходном сигнале большинства ламп при определенных положениях рассогласователя наблюдалось появление паразитной модуляции примерно такой формы, как показано на фиг. 2. Графики зависимости частоты, относительной мощности и паразитной модуляции от положения рассогласователя для типичной лампы представлены на фиг. 3.

В большинстве случаев модуляция была явно релаксационного типа; для всех ламп частота ее изменялась в пределах от 1 кгц до 2 Мгц. Для каждой из ламп диапазон изменения частоты был значительно меньше, причем амплитуда и частота сильно зависели от положения рассогласователя. Перед исчезновением модулирующих колебаний, происходящим обычно в точке, противоположной скачку частоты, частота их всегда была самой низкой. Колебания всегда зависели от всех параметров лампы, которые в свою очередь

¹⁾ Goss T. M., Lindsay P. A., *Proc. IRE*, 44, № 10, 1474—1475 (1956).

обнаруживали значительную взаимозависимость. Колебания можно было частично синхронизировать для наблюдения на экране катодного осциллографа. Амплитуда модуляции обычно превосходила среднюю амплитуду сопровождающего шума лампы по крайней мере в 1000 раз.

Окончательно установлено, что правильный выбор положения катода в процессе работы лампы является единственным способом уменьшения или даже полного уничтожения модуляции. Зачастую положение катода, соответствующее минимальной паразитной модуляции, не обязательно совпадало



Ф и г. 3. Графики зависимости частоты, относительной мощности и паразитной модуляции от положения рассогласователя.

с положением катода, при котором наступает наиболее резкая отсечка. Модуляция появлялась вне зависимости от режима работы лампы, непрерывного или импульсного, хотя отдельные лампы лучше работали при каком-либо одном режиме.

Наблюдавшаяся паразитная модуляция обусловлена, по-видимому, колебаниями ионной плазмы наряду с некоторыми явлениями ионизационной релаксации, описанными в [1]. Исследованный диапазон частот (1 кГц—2 МГц) перекрывает диапазон частот 100 кГц—2 МГц для «ионных колебаний» и диапазон 10—100 кГц для ионизационной релаксации [1], причем колебания обоих типов вполне могут происходить при давлениях порядка 10^{-5} мм рт. ст. и окончательно пропадают при давлении порядка 10^{-7} мм рт. ст. В описываемом случае предполагаемое давление для большинства ламп составляло от $5 \cdot 10^{-5}$ до $5 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. В импульсном режиме (2 кГц, скваж-

ность 1 : 1) во многих случаях для нарастания колебаний требовалось определенное время; для таких условий задержка во времени порядка 50—100 мксек была довольно обычной. Некоторый интерес представляет тот факт, что во многих случаях колебания можно было возбудить путем постукивания по лампе, что вызывало микрофонный эффект в катодном узле.

Соображения, высказанные в [1] о механизме колебаний, по-видимому, относятся и к описываемому случаю. Действительно, как известно, катоды магнетронов почти всегда подвергаются сильной обратной бомбардировке. Рассматриваемая лампа была рассчитана на обратную бомбардировку, необходимую для поддержания достаточно высокой температуры катода после выключения пускового тока накала. Вполне вероятно, что такая мощная обратная бомбардировка катода почти наверняка вызывает эмиссию большого количества вторичных электронов в пространство взаимодействия. Эти вторичные электроны, получаемые в случае, описанном в [1], с коллектора, достаточны для генерации колебаний ионной плазмы. Имеющийся опыт по уменьшению колебаний путем центровки катода, по-видимому, подтверждает этот вывод. Следует отметить, что переход от танталового эмитера к ториевому с тем же коэффициентом вторичной эмиссии не оказывает существенного влияния на эти паразитные колебания, но охлаждение анодного блока во многих случаях уменьшает их. Кроме того, поскольку лампа работала в режиме минимального напряжения, большой разброс пространственного заряда благоприятствовал образованию областей с малой напряженностью поля, в которых могла проявляться ионизационная релаксация [1]. Этим обусловлено наличие низкочастотных составляющих (1—100 кГц) в спектре паразитных колебаний. К сожалению, не было возможности непосредственно исследовать зависимость этих низкочастотных колебаний от давления в лампе.

В заключение следует отметить, что значение работы [1] значительно шире, чем можно было предполагать, судя по простым граничным условиям, соответствующим этим экспериментам.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cutler C. C., *Proc. JRE*, **44**, 1, 61 (1956).
2. Willshaw W. E., Robertshaw R. G., *Proc. Phys. Soc.*, **63B**, 41 (1950).

МАГНЕТРОН ДЛЯ ДИАПАЗОНА МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН¹⁾

Воуан

ПЕРЕЧЕНЬ ОСНОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

- U, I, B — рабочее напряжение ($\kappa\text{в}$), ток (a), магнитная индукция ($\kappa\text{гс}$);
 U_0, I_0, B_0 — характеристические напряжение, ток и магнитная индукция по Хартри и Слэтеру;
 U_R, I_R, B_R — приведенные напряжение, ток и магнитная индукция (выраженные в виде отношений, например $U_R = U/U_0$);
 U_1 — напряжение в рабочей точке ($10a, 10 \kappa\text{гс}$);
 λ_π, f_0 — длина волны и частота π -колебаний;
 f_p — показатель затягивания;
 N, n, γ — число резонаторов, порядок типа колебаний, номер гармоники Хартри ($\gamma = n \pm mN/2$, где m — целое число);
 Q_E — внешняя добротность или добротность связи;
 P — периметр поперечного сечения двух последовательных резонаторов;
 r_1 — отношение радиальных глубин следующих друг за другом резонаторов;
 r_2 — отношение толщины лопаточки к ширине резонатора в его горловине;
 r_a — радиус анода;
 r_c — радиус катода;
 $Z_1, Z_2, Z_3, l_1, l_2, l_3$ — характеристические сопротивления и длины резонатора (рассматриваемого как простая четвертьволновая линия), трансформатора и выходного волновода до «затягивателя»;
 Z_p — эквивалентный последовательный импеданс «затягивателя»;
 $Z_c = R_c + jX_c$ — импеданс в плоскости соединения трансформатора с выходным волноводом (в направлении «от магнетрона»);
 Y_r — проводимость резонатора (Y_{rl} — для длинного резонатора, Y_{rs} — для короткого резонатора);
 $Y_A = G_A + jB_A$ — проводимость в горловине резонатора с присоединенным выходным устройством;
 Y_B — проводимость в задней части резонатора с присоединенным выходным устройством (проводимость направлена наружу);
 $a, b, b_l, b_s, b_0, t, \phi, l_a$ — размеры резонатора в соответствии с фиг. 7;
 k, k' — малые неточности;
 p, q, r, s — постоянные, определяемые размерами резонатора;
 σ — коэффициент расстройки;
 β — коэффициент изменения фазы.

¹⁾ Vaughan J. R. M., *Proc. IEE*, 103, Part C, № 3, 95—103 (1956).

мер, показатель затягивания в значительной мере определялся диапазоном электронной перестройки, получаемым в соответствующем клистроне [3]. Все лампы были проверены в соответствии с техническими условиями, а некоторые из них исследовались в более широких пределах. Импульсные мощности до 50 *квт* и средние мощности до 40 *вт* были получены за счет срока службы катода и только благодаря специальному охлаждению выходного окна. Для общего сопоставления рабочих параметров (указанных в ТУ и достигнутых фактически, ниже приведены соответствующие данные.

Условия питания

Напряжение на катоде (отрицательное импульсное)	<div> <div> Максимальное по ТУ Фактическое (в среднем) </div> <div> 16 <i>кв</i> 13 <i>кв</i> </div> </div>
Ток катода (импульсный)	Номинальный 10 <i>а</i>
» » при нормальной удовлетворительной работе	<div> <div>От минимального до максимального</div> <div>6 <i>а</i> 14 <i>а</i> </div> </div>
Ток катода (средний)	По ТУ 4 <i>ма</i>
Длительность импульса	По ТУ 0,2 <i>мксек</i>
Частота повторений	По ТУ 2000 <i>имп/сек</i>
Скважность	2500

Выходные данные

Выходная мощность (импульсная при обусловленном питании)	<div> <div>Минимальная по ТУ Фактическая (в среднем)</div> <div>15 <i>квт</i> 20 <i>квт</i> </div> </div>
Выходная мощность (средняя при обусловленном питании)	<div> <div>Минимальная по ТУ Фактическая (в среднем)</div> <div>6 <i>вт</i> 8 <i>вт</i> </div> </div>
Длина волны	<div> <div>Максимальная по ТУ Минимальная по ТУ</div> <div>8,69 <i>мм</i> 8,51 <i>мм</i> </div> </div>
Показатель затягивания	<div> <div>Максимальный по ТУ Фактический (в среднем)</div> <div>45 <i>Мгц</i> 32 <i>Мгц</i> </div> </div>
Полоса (по уровню мощности, равному $1/4$)	<div> <div>Максимальная по ТУ Фактическая (в среднем)</div> <div>20 <i>Мгц</i> 10 <i>Мгц</i> </div> </div>

ЭЛЕКТРОНИКА ЛАМПЫ

Первоначальная конструкция резонатора и форма пространства взаимодействия появились в результате непосредственного моделирования магнетрона 3J31. Обращаясь к уравнениям подобия [12], стр. 215 и следующие), замечаем, что характеристическое напряжение U_0 и ток I_0 остаются неизменными и что характеристическая магнитная индукция B_0 возрастает обратно пропорционально длине волны. Характеристическая мощность $P_0 = I_0 U_0$ и проводимость $G_0 = I_0 / U_0$ также остаются неизменными. После некоторых небольших уточнений и исправления опечатки в значении P_0 , приведенном у Коллинса, данные лампы UX5027 оказались следующими: $U_0 = 3,29$ *кв*; $I_0 = 20$ *а*; $B_0 = 4,27$ *кгс*; $P_0 = 66$ *квт*; $G_0 = 0,0061$ *мо*.

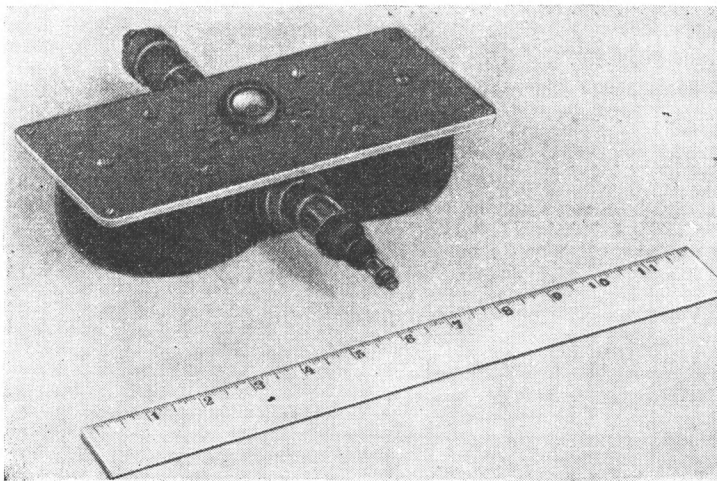
Если фактическое рабочее напряжение U , ток I и индукцию B выразить в виде «приведенных переменных» U_R , I_R , B_R через U_0 , I_0 , B_0 (т. е. $U_R = U/U_0$ и т. д.), то приведенные переменные можно представить графически в виде рабочей диаграммы, которая должна быть аналогична диаграмме исходной лампы.

На фиг. 3 показана «оптимизированная» усредненная приведенная рабочая диаграмма лампы UX5027. Она составлена на основании рабочих данных 30 ламп и является оптимизированной в том смысле, что для каждой лампы опре-

ВВЕДЕНИЕ

В статье описывается применение известных принципов конструирования магнетронов [1, 2] при изготовлении лампы для диапазона миллиметровых волн по заданным техническим условиям. Проведенные исследования были ограничены определенными пределами, поэтому статья носит скорее описательный, чем аналитический характер. Для сравнения с экспериментальными результатами приводятся некоторые формулы Коллинса [2] и дается подробный анализ показателя затягивания, так как этот параметр оказалось трудно определить и измерить.

Описываемая лампа представляет собой мощный магнетрон с фиксированной перестройкой, работающий в импульсном режиме на волне 8,6 мм.



Ф и г. 1. Общий вид магнетрона UX5027.

Вывод подогревателя является ближайшим к камере, за ним следуют вывод катода, стеклянный изолятор катода и коваровая трубка, входящая в полюсный наконечник. Выходное устройство проходит через середину зажимной плиты. Десять маленьких отверстий, расположенных поблизости от него, являются каналами воздушного охлаждения. Два отверстия большего размера расположены в строго определенных местах по отношению к выходному устройству и подогнаны под входящие в них втулки при сборке. Магниты защищены бакелитовым покрытием, которое не показано. Масштаб в дюймах.

Он впервые изготовлен в Научно-исследовательской лаборатории по электронике (Services Electronic Research Laboratory) в 1947 г. под маркой UX9005 и является моделированным вариантом магнетрона 3J31 ([2], стр. 390), хотя внешне сильно отличается от него. На фиг. 1 показан общий вид лампы с удаленной крышкой, что позволяет видеть внутренние магниты.

Конструкции, разработанные в этой лаборатории, стали известны автору в 1948 г., после чего работа продолжалась в обеих лабораториях в течение нескольких лет с частым обменом информацией. Таким образом, основные результаты, приведенные в данной статье, относятся к работе, выполненной в упомянутой выше лаборатории. Описываемая лампа имеет обозначение UX5027 и совпадает по своим характеристикам с лампой UX9005, хотя в их внутреннем устройстве имеется некоторое различие.

ТЕХНИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ (ТУ) И РАБОЧИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Основные технические условия на мощность и длину волны были установлены в самом начале разработки, а допуски и дополнительные ограничения добавлялись по мере накопления опыта у изготовителя и потребителя. Напри-

делялись наилучшие значения постоянных, затем результаты усреднялись и, исходя из них, строилась диаграмма. Кривизна линий постоянного поля при этом исчезает, что не совпадает с действительностью, но облегчает сравнение с рабочей диаграммой магнетрона 3J31, заимствованной из [2] (стр. 33) и изображенной на том же графике. Обе эти диаграммы можно сравнить с полутеоретической полуэмпирической рабочей диаграммой, основанной на соотношениях Хартри ([2], стр. 31). Эти соотношения после преобразования и исправления опечатки записываются в виде

$$U - 2 \frac{U_0}{B_0} B + U_0 = 0, \quad (1)$$

$$U_0 = 2 \frac{m}{e} \frac{\pi c r_a^2}{(\gamma \lambda)^2}, \quad (2)$$

$$B_0 = \frac{4\pi c r_a^2}{r_a^2 - r_c^2} \frac{m}{e} \frac{1}{\gamma \lambda}, \quad (3)$$

где использованы обычные обозначения.

Коллинс ([2], стр. 33) пользуется величинами U_γ и B_γ для определения зависимости от γ для различных типов колебаний. В данном случае имеется только одно значение $\gamma = N/2 = 9$. Подставляя размеры магнетрона UX5027, получаем

$$U - 1,52B + 3,29 = 0, \quad (4)$$

где U выражено в кв, а B — в кГс, или

$$U_R - 2B_R + 1 = 0, \quad (4a)$$

где U_R и B_R выражены в приведенных единицах.

Уравнение (4) связывает U и B в момент возникновения генерации. Характер дальнейшего изменения U с возрастанием тока теоретически не исследован, но изучение некоторых рабочих диаграмм показывает, что на большинстве из них величина dU/dI остается почти постоянной. Исключение составляют те участки диаграмм, на которых ток близок к нулю или магнитная индукция велика. Таким образом, к уравнению (4) можно добавить эмпирический член $-kI$, где $k = dU/dI$.

Изучение приведенной рабочей характеристики Глогстона ([2], стр. 24—36) показывает, что в диапазоне 8 мм значение k примерно равно 0,11.

В результате получаются расчетно-эмпирические соотношения

$$U - 1,52B - 0,11I + 3,29 = 0, \quad (5)$$

$$U_R - 2,00B_R - 0,68I_R + 1,00 = 0, \quad (5a)$$

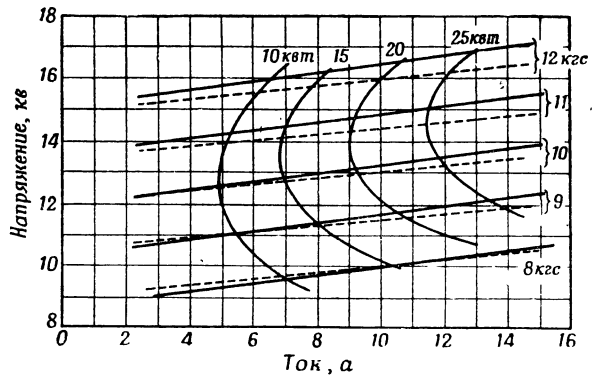
которые представлены графически соответственно на фиг. 2 и 3.

Уравнения, описывающие оптимизированные усредненные фактические и приведенные рабочие диаграммы, записываются в виде

$$U - 1,59B - 0,127I + 4,0 = 0 \quad (\text{см. фиг. 2}), \quad (6)$$

$$U_R - 2,09B_R - 0,78I_R + 1,23 = 0 \quad (\text{см. фиг. 3}). \quad (6a)$$

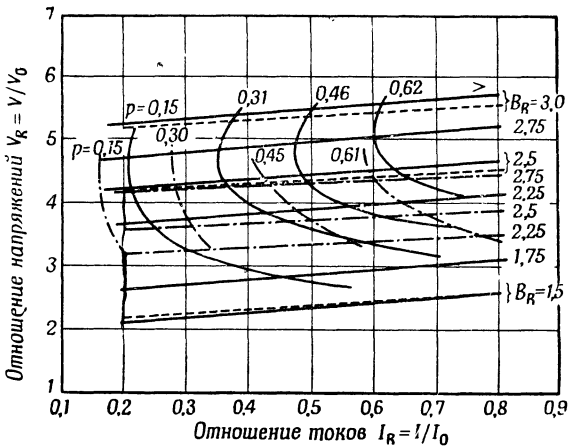
Разброс значений коэффициентов показан в нижеследующей таблице, в которой приведены также значения напряжения U_1 в стандартной рабочей



Ф и г. 2. Рабочая диаграмма.

— оптимизированные усредненные фактические рабочие характеристики; — расчетно-эмпирические рабочие характеристики.

точке (10 а, 10 кгс) и показатель затягивания f_p , теоретическое значение которого определяется ниже. Исследователям, выполнявшим измерения в диапазоне 8 мм, только один показатель затягивания покажется слишком большим (см. раздел «Выходная связь»), остальные величины почти не отклоняются от обычных значений. Большое значение U_0 частично объясняется большой величиной dU/dI .



Ф и г. 3. Приведенная рабочая диаграмма.

— оптимизированные усредненные приведенные рабочие характеристики; - - - - - расчетно-эмпирические приведенные рабочие характеристики; — — — — — приведенные рабочие характеристики магнетрона 3J31, нанесенные для сравнения.

Сравнительные рабочие данные 30 ламп

Наименование величин	Средние значения	Условные пределы, в которые укладывается 75% ламп	Предельные значения	Теоретические значения
$\frac{dU}{dB}$	1,59	1,4 1,75	1,35 1,85	1,52
$\frac{dU}{dI}$	0,127	0,11 0,14	0,08 0,26	
U_0	4,0	3,0 5,0	2,1 6,0	3,29
U_1	13,0	12,4 13,6	11,4 14,7	12,4
f_p	32	20 40	9 61	42 ¹⁾

1) Для стандартного трансформатора связи 0,012 дюйма (0,305 мм).

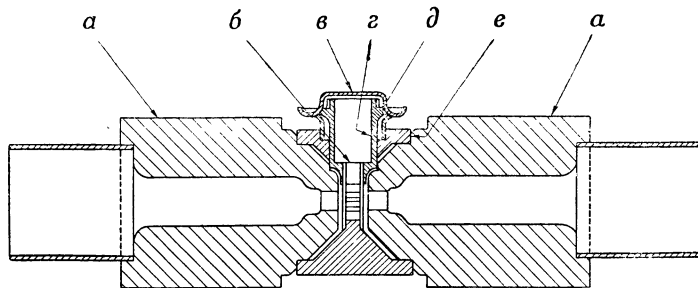
Приведенная проводимость g равна 0,145.

КОНСТРУКЦИЯ

Общая компоновка лампы определяется следующими соображениями:

1. Поскольку требуется сильное магнитное поле, полюсные наконечники должны быть вмонтированы внутрь лампы, непосредственно примыкая с обеих сторон к пространству взаимодействия (между катодом и анодом).

2. Центровка катода относительно анода является критичной, тогда как осевое положение менее существенно. Тепловое расширение деталей, крепящих

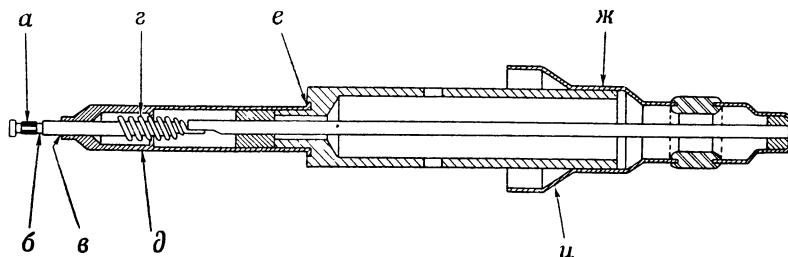


Ф и г. 4. Конструкция основного блока лампы (в разрезе).

а—полюсный наконечник; *б*—трансформатор; *в*—окно; *г*—выходной волновод; *д*—чашечка для окна; *е*—блок анода.

катод, несовместимо с несимметричным радиальным креплением, а расстояние между анодом и каждым полюсным наконечником недостаточно для выполнения симметричного радиального крепления. Поэтому крепление катода должно быть осевым и проходить через отверстие в полюсном наконечнике.

3. Длина изолятора, способного выдержать импульсное напряжение на катоде, значительно превышает радиус допустимого отверстия в полюсном наконечнике. Поэтому катод должен крепиться на довольно длинном стержне, проходящем непосредственно через полюсный наконечник к большому изоля-



Ф и г. 5. Конструкция блока катода (в разрезе).

а—никелевая обкладка; *б*—вольфрамовый Kern катода; *в*—спай на никель-палладиевом припое; *г*—подогреватель; *д*—трубка из молибдена; *е*—спай на медно-золотом припое; *ж*—спай на медно-серебряном припое; *и*—коваровая шляпка.

тору, расположенному позади. Очевидный недостаток этой системы заключается в том, что в условиях вибрации крепление может оказаться неудовлетворительным. Этот недостаток не удалось устранить.

Основной блок лампы (фиг. 4) состоит из медного анода с 18 резонаторами, полюсных наконечников, короткой коваровой трубки, установленной вдоль главной оси, а также из выходного трансформатора, волновода и окна, расположенных вдоль поперечной оси. Детали собираются в зажимном приспособлении вместе с необходимыми кольцами из медно-серебряного эвтектического припоя и накрываются стеклянной оболочкой, заполненной водородом. Полюсные наконечники подвергаются высокочастотному нагреву, и все спаи выполняются в течение одной операции. Этот способ не только значительно быстрее пайки в печи, но и менее опасен в смысле повреждения выходного трансформатора.

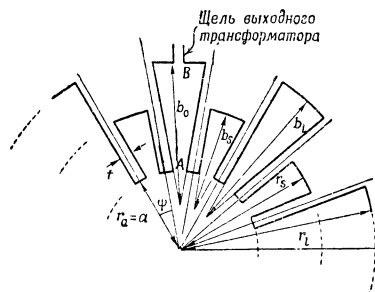
Центральное отверстие и 18 резонаторов анода изготавливались методом горячей штамповки. Закаленный стальной штамп в результате шлифовки приобретал требуемую форму, а затем вдавливался при 600°C в заготовку из бескислородной меди с высокой электропроводностью. Поскольку этот процесс является не ударным, а пластическим, износ штампа ничтожен, но повреждение штампа не поддается исправлению. Для предотвращения повреждений лопаток при дальнейшей обработке отверстие после штамповки заполняется диакном под давлением 280 кг/см^2 . В результате этого заполнение приобретает твердость меди, что обеспечивает аккуратное выполнение механической обработки.

И-образный выходной трансформатор и прямоугольное отверстие в волноводе также штампуются.

Штампы автоматически шлифуются на станках, сконструированных для этой цели. С каждой поверхности поочередно снимается тонкая стружка (обычно $0,005\text{ мм}$); после каждой операции изделие заново устанавливается, а после каждого полного оборота производится подача круга. Таким образом, неравномерная твердость материала не вызывает несимметричный износ круга, и глубокие, узкие щели могут быть отшлифованы с одинаковой точностью. Штампы обычно изготавливались из стали HPSH (инструментальная сталь с 18% вольфрама), закаленной до твердости $H_v=700-750$, по Виккерсу, или из стали JC20, закаленной до твердости $H_v=500-550$, по Виккерсу. На всех наружных острых кромках для предотвращения растрескивания и откалывания, вызванных концентрацией напряжений, необходимо оставлять маленькие фаски (примерно $0,02\text{ мм}$).

СИСТЕМА РЕЗОНАТОРОВ

Система резонаторов (фиг. 7) представляет собой 18-лопаточный блок типа «восходящее солнце» с секториальными резонаторами и открытыми концами. Отношение радиальных глубин резонаторов, следующих друг за другом, равно $r_1=1,8$. Указанные размеры окончательно приняты для $\lambda_{\pi}=8,6\text{ мм}$. Размеры r_l и r_s , разработанные для той же длины волны в Научно-исследовательской лаборатории по электронике, превосходят указанные размеры соответственно на $0,06$ и $0,04\text{ мм}$. Это обусловлено тем, что лопатки в конструкции указанной лаборатории имеют почти полукруглое поперечное сечение, а лопатки в лампе UX5027 сделаны по возможности прямоугольными (радиус закругления у них составлял около $0,04\text{ мм}$). Такое различие в размерах более чем вдвое превышает допустимое отклонение по длине волны и показывает, с какой тщательностью следует шлифовать штампы. Контроль формы доньшка щели глубиной $2,16\text{ мм}$ и шириной $0,25\text{ мм}$ может быть осуществлен без труда. Очевидно, при использовании любого профиля нужно, чтобы он был одинаков у всех 18 резонаторов. Если не учитывать изменение длины волны, то в рабочих характеристиках не отмечалось никаких различий, связанных с выбором круглой или прямоугольной формы лопаток.



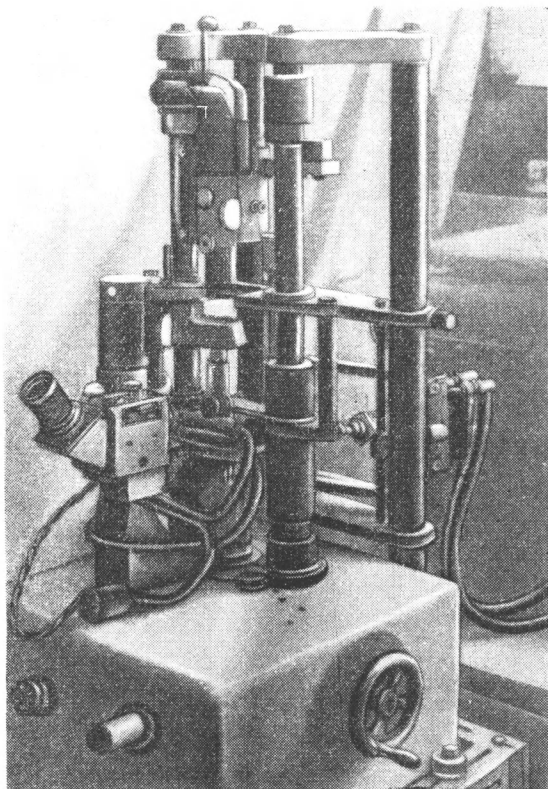
Ф и г. 7. Схема системы резонаторов.

$$\begin{array}{ll} r_l=3,56\text{ мм}; & l_a=2,64\text{ мм}; \\ r_s=2,58\text{ мм}; & \psi=20^{\circ}; \\ r_a=a=1,40\text{ мм}; & t=0,24\text{ мм}. \end{array}$$

Разделение типов колебаний

При $r_1=1,8$ и $D_a=0,325\lambda_{\pi}$ 8-й тип колебаний был удален от π -колебаний на 5% книзу, а 4-й тип колебаний был удален более чем на 25% вверх. Таким образом, прямая помеха при работе на π -колебаниях со стороны колебаний дру-

Блок катода (фиг. 5) обладает полной аксиальной симметрией, что уменьшает до минимума радиальные перемещения в процессе нагрева. Активная поверхность, которая подробно рассматривается ниже, в разделе, посвященном катоду, наносится на вольфрамовый керн, припаяваемый к креплению из нимоника с помощью никель-палладиевого припоя. Сплав нимоник, разработанный для лопаток газовых турбин, был выбран благодаря его малой ползучести при высоких температурах. Это крепление в свою очередь припаявается



Ф и г. 6. Общий вид приспособления для центровки катода.

Зажим, поддерживающий основной блок и охлаждаемый водой, перемещается вертикально с помощью правой рукоятки. Под ним закреплен катод с помощью пневматического крепления с водяным охлаждением, перемещающегося горизонтально и допускающего установку под некоторым углом. Катушка индукционного нагрева показана в рабочем положении для спайки стекла катодного изолятора с основным блоком. Центровка и осевые регулировки контролируются с помощью двух микроскопов.

положенным в откачной трубе, так что газ, притекающий из лампы к насосу, проходит через манометр. Это уменьшает ошибки, обусловленные самим манометром.

Постоянные магниты и некоторые наружные детали не подсоединялись к лампе до испытаний ее в электромагните.

Ряд экспериментов с механизмом для изгиба коваровой шляпки катода в процессе работы лампы показал, что точность центровки превосходит 90%, т. е. при дальнейшей центровке можно увеличить выходную мощность не более чем на 10%.

к стальной трубке, а стальная трубка — к коваровой шляпке, служащей для спая как с изолятором подогревателя, так и с главным изолятором катода. Спайка этого блока также производится с помощью высокочастотного нагрева в атмосфере водорода, но отдельные спаи выполняются последовательно.

Сборка, осевая установка и центровка катодного блока без повреждения чувствительных лопаточек анода являются сложной задачей. Применявшееся зажимное приспособление (фиг. 6) позволяет осуществлять микрометрические перемещения в трех перпендикулярных направлениях, а взаимное расположение отдельных деталей контролируется с помощью двух инструментальных микроскопов. Параллельность устанавливается с помощью шарового шарнирного зажима, а для осевого микроскопа и нагревательной индукционной катушки предусмотрена независимая центровка. При этом осевая и радиальная регулировки производятся при размягченном стекле.

Откачка контролируется не по отсчету времени, а с помощью манометра. Отжиг стекла при 450°C и активирование катода продолжаются до тех пор, пока давление не достигнет до 10^{-6} мм рт. ст. Давление измеряется ионизационным манометром, рас-

гих типов была ничтожна. Несмотря на ожидание помех со стороны реверсивных составляющих ($m=-1$) длинноволновых типов колебаний от 1 до 4, они не наблюдались. Малая длина анода ($l_a=0,31 \lambda_\pi=2,64$ мм) предотвращала помехи со стороны аксиальных гармоник колебаний этих типов.

Определение длины волны

Длина волны определяется теоретически из решения уравнений Максвелла, которые в случае секториального резонатора разделимы. Однако практически результат этого решения является заниженным примерно на 10%, главным образом из-за того, что значение проводимости центрального резонатора с открытыми концами неизвестно. Это решение приводится ниже [формула (20)] в связи с расчетом показателя затягивания.

Наиболее удобной для практического использования является эмпирическая формула, приведенная в [2],

$$\lambda_\pi = P [1,03 - 0,06 (r_1 - 1,8) \div 0,05 (r_2 - 1,5)], \quad (7)$$

где P —периметр поперечного сечения двух последовательных резонаторов, а r_2 —отношение толщины лопатки к ширине щели у входа в резонатор. Эта формула проверена на восьми вариантах различных размеров, относящихся к 31 лампе. Если отнести 0,5% за счет остаточной кривизны лопаток, то формула верна с точностью до 0,5% относительно средней наблюдаемой длины волны. Разброс длин волн различных ламп, изготовленных с помощью одного и того же штампа, составляет 0,035 мм (0,4%), большая часть которого обусловлена небольшими изменениями расстояния между анодом и полюсными наколечниками.

КАТОДЫ

Рабочая площадь катода, определяемая практически размерами анода, равна $0,13 \text{ см}^2$. Таким образом, ток в импульсе, равный в рабочем режиме 10 а , соответствует 75 а/см^2 , а при испытании требуется по меньшей мере 100 а/см^2 . Ни один катод с достаточным сроком службы не может обеспечить такую величину начальной эмиссии, но обратная бомбардировка катода электронами, ускоренными в сторону катода за счет колебаний пространственного заряда, сопровождается испусканием вторичных электронов, что позволяет получить большие токи при слабой начальной эмиссии. Некоторые электроны в результате такого же процесса ускоряются в сторону анода и ударяются о него, хотя магнитное поле в лампе обычно соответствует полной отсечке, так что требуемая энергия черпается за счет накала. Скорости электронов, достигающих анода, меньше скоростей, соответствующих приложенному напряжению, и из соображений, основанных на законе сохранения энергии, следует, что электроны, возвращающиеся на катод, должны иметь избыток энергии, затрачиваемый на разогревание катода. Установление тока происходит менее чем за 10^{-8} сек. Этот период трудно с точностью зафиксировать из-за больших емкостных токов, возникающих благодаря большой скорости нарастания напряжения.

Таким образом, обратная бомбардировка является существенным процессом в работе лампы, но она же оказывает и дополнительные вредные влияния: вызывает разрушение покрытия катода и повышает его температуру, увеличивая в результате разрушение покрытия за счет испарения. Испарение можно ограничить в процессе работы лампы определенными пределами путем уменьшения мощности накала. Обычное различие между эмиссией, ограниченной пространственным зарядом, и температурной эмиссией в данном случае сглаживается благодаря возникновению вторичной эмиссии. Смысл уменьшения мощности подогревателя вовсе не сводится к уменьшению анодного тока до величины, при которой начальная эмиссия уже недостаточна для получения импульса. В этом случае лампа перестает генерировать и анодный ток резко падает до

нуля. В некоторых случаях лампа может продолжать работать с нулевой мощностью подогревателя. Хотя на первый взгляд это кажется выгодным, однако в действительности происходящая при этом весьма активная бомбардировка катода сокращает срок службы.

Первые катоды, применявшиеся в лампе UX5027, состояли из никелевого стержня, покрытого, как обычно, окислами бария и стронция. Покрытие исчезло после нескольких часов работы. Тогда на стержне была сделана нарезка и заполнена покрытием, увеличившим срок службы лампы до нескольких десятков часов, а никелевый стержень для повышения жаропрочности был заменен стержнем из нимоника. Следующим шагом было спекание никелевого порошка в широком пазе глубиной 0,25 мм для получения пористой матрицы, которая затем смачивается и пропитывается оксидным покрытием. Благодаря применению этих средств срок службы был увеличен до 250—500 час., хотя возможно, что некоторая часть этого прироста должна быть отнесена за счет уменьшения обратной бомбардировки вследствие усовершенствования способов центровки катода. Размер никелевого зерна оказался не критичным. В Научно-исследовательской лаборатории по электронике использовался порошок 250—300 меш, спеченный в атмосфере форми́ргаза. Этот крупнозернистый порошок не сплавляется со сплавом нимоник в водородной атмосфере благодаря быстрому окислению хрома, а применение форми́ргаза связано с некоторыми неудобствами. Поэтому применялся гораздо более мелкозернистый порошок (5 мкн) без заметного влияния на срок службы катода. В окончательном варианте нимоник заменен вольфрамом и полученные сроки службы были порядка 500—2000 час. Испытывался также ряд катодов других типов, например катод с платиновым покрытием и канавками за пределами пространства взаимодействия, а также никель-вольфрамовый сплав, покрытый бериллоном бария, однако эти катоды оказались менее удачными. Удачные катоды разработаны в упомянутой выше лаборатории.

Применялся подогреватель типа «паяльник», который вставлялся внутрь полюсного наконечника, чтобы защитить его от влияния магнитного поля. Не говоря уже об очень малом объеме, который можно было выделить для подогревателя, если бы активная часть катода была полый, лампа (при нормальном токе накала) находилась бы под воздействием радиальных напряжений порядка 50 г, изменяющихся с частотой напряжения питания.

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

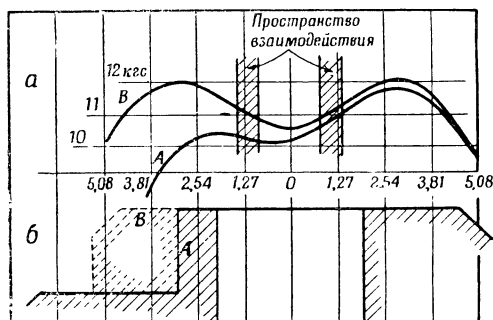
Лампа работает удовлетворительно при индукциях порядка 8—11,5 кгс, причем наилучший к.п.д. соответствует 10,5 кгс. При больших индукциях к.п.д. падает по мере приближения к точке циклотронного резонанса (14,3 кгс [2]). Иногда лампы работали и при значениях индукции, превышающих эту точку (примерно при 16 кгс), причем без большого ущерба для катода.

Оказалось, что первоначальная конструкция полюсных наконечников с вырезом для щелевого трансформатора вызывала появление несимметричного поля. Кривая А на фиг. 8 иллюстрирует изменения поля вдоль поперечной оси, проходящей через середину выходного волновода. После перехода на Н-образный трансформатор вырез почти полностью был устранен и была получена кривая В. Кривые сняты путем измерения эффекта Холла в образце германия размерами 0,76×0,76×0,38 мм, перемещавшемся на зонде вдоль поперечной оси полого макета. Они воспроизводились по форме с точностью до 1%, но точность определения абсолютных величин напряженности поля по этим кривым составляла примерно 5%.

Наличие минимума в центре лампы показывает, что магнитные эквипотенциальные линии вогнуты по направлению к этой точке. Следовательно, перпендикулярные силовые линии выгнуты в сторону центра, т. е. поле в осевой плоскости рабочей зоны имеет подушкообразную форму. Это поле стремится вытолкнуть

нуть электроны из пространства взаимодействия и в результате уменьшает к.п.д., но при осевом монтаже катода это почти неизбежно. Таким образом, магнитная цепь весьма неэффективна: максимальное поле располагается вне пространства взаимодействия и используется только 5% всего магнитного потока. Зазор равен 4,40 мм.

Магнитная индукция, равная 10,5 кГс, создавалась при испытаниях электромагнитом с 5500 ампер-витками или парой плугообразных магнитов весом 1,5 кг каждый.



Фиг. 8. Кривые изменения осевой магнитной индукции вдоль поперечной оси.

a — измеренная магнитная индукция, характеризующая влияние выреза в полюсном наконечнике; горизонтальный масштаб выражен в мм; b — поперечные сечения через головки соответствующих полюсных наконечников, изображенные в том же горизонтальном масштабе.

ВЫХОДНАЯ СВЯЗЬ

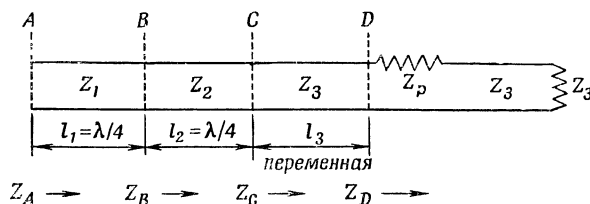
Ряд испытаний показал, что нагрузка, приложенная к отдельному резонатору, распределяется равномерно благодаря взаимной связи между резонаторами. Поэтому выходная мощность отбирается с задней стороны одного из длинных резонаторов через четвертьволновый трансформатор и стандартный волновод на волну 8 мм, в котором располагается вакуумное окно (см. следующий раздел). Поскольку оказалось, что степень связи зачастую сильно расходится с результатами приближенных теоретических расчетов ([2], гл. 5, раздел 3), был произведен более точный расчет влияний, оказываемых длиной резонатора и некоторыми возможными геометрическими неточностями. Подробное изложение этого расчета слишком громоздко, но основная схема метода и полученные результаты приведены ниже, а также в приложении.

Трансформатор представляет собой четвертьволновый волновод с малым волновым сопротивлением. В первом варианте это был простой прямоугольный волновод с поперечным сечением $6,20 \times 0,38$ мм ($Z_0 \approx 30$ ом), но при этом требовались специальные вырезы в полюсных наконечниках (см. предыдущий раздел). Позднее был принят Н-образный волновод, в результате чего ширина сократилась до 3,55 мм, а профиль волновода позволял применять горячую штамповку, не допуская изгиба пуансона. Схема выходной системы приведена на фиг. 9.

Степень связи между резонансной системой и выходным волноводом обычно выражается через показатель затягивания f_p . Эта величина выражает общий сдвиг частоты магнетрона при работе на нагрузку, когда к.с.в. по напряжению равен 1,5 : 1 и когда стоячая волна, перемещаясь, проходит через все фазы. Таким образом, показатель затягивания можно измерить непосредственно на генерирующем магнетроне с использованием регулируемого рассогласующего элемента (рассогласователя) в согласованном волноводе. Практически эти измерения редко бывают достаточно точными; калибровка рассогласователя производится большей частью на мощностях порядка милливатт с использова-

нием гетеродина, а затем предполагается, что эта калибровка справедлива на мощностях порядка нескольких киловатт. Кроме того, трудно устранить все остальные отражения в волноводе и в то же время в достаточной мере поглотить мощность магнетрона.

Значения f_p можно также рассчитать, исходя из размеров магнетрона, а также из измерений добротности на низком уровне мощности. Эти значения известны под названием «холодных» показателей затягивания, так как не учитывается электронный поток генерирующей лампы.



Ф и г. 9. Схема выходной системы.

Z_1 — характеристический импеданс резонатора;
 Z_2 — характеристический импеданс трансформатора;
 Z_3 — характеристический импеданс выходного волновода и согласованной нагрузки;
 Z_p — импеданс затягивателя;
 Z_A — импеданс в точке A по направлению вправо;
 Z_B — импеданс в точке B по направлению вправо;
 Z_C — импеданс в точке C по направлению вправо;
 Z_D — импеданс в точке D по направлению вправо.

Метод, основанный на измерении добротности, предложен Лоусоном и описан в [2] (стр. 315—320), но приведенный там график (фиг. XVIII, 15) неприменим в том случае, когда минимальный сдвиг вблизи резонанса направлен в противоположную сторону. Изучение круговой диаграммы указывает на необходимость его видоизменения. Если f_0 — собственная частота, а Q_E — внешняя добротность, полученная из измерения нагруженной добротности и к.с.в. при резонансе, то нетрудно показать, что холодный показатель затягивания равен

$$\hat{f}_p = \frac{5}{12} \frac{f_0}{Q_E}. \quad (8)$$

На практике обычно наблюдается удовлетворительное совпадение (обычно в пределах 25%) между холодными показателями затягивания, измеренными этим способом, и горячими показателями затягивания, измеренными непосредственно. Но для лампы UX5027 в значительном числе случаев обе величины оказались заниженными более чем в 5 раз по сравнению с величиной, ожидаемой исходя из размеров магнетрона.

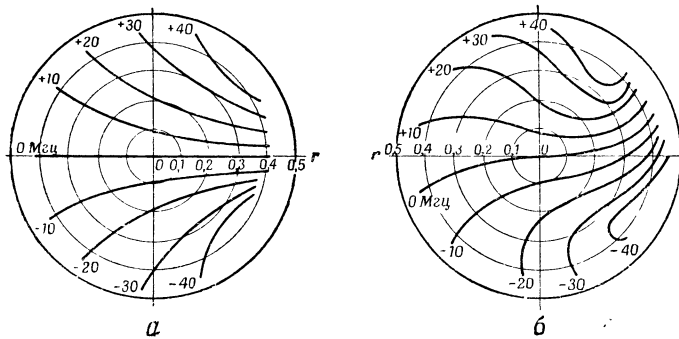
Расчет теоретической величины холодного показателя затягивания производится несколькими этапами. Вначале предполагается, что резонаторы и трансформатор представляют собой просто четвертьволновые линии, и определяются положения нагрузки, соответствующие максимальному сдвигу частоты. Затем вносится поправка на секториальную форму резонаторов и периодическое изменение размеров в предположении, что используются те же положения нагрузки. И, наконец, вносится поправка на применение Н-образного трансформатора. Этот расчет в основных чертах описан в приложении. При первоначально использовавшемся зазоре трансформатора 0,38 мм холодный показатель затягивания равнялся $\hat{f}_p = 66$ Мгц.

Эта величина превышает предел, обусловленный ТУ, и поскольку оказалось, что некоторые лампы приближаются к этому значению (и редко его превосходят), размер щели трансформатора был уменьшен до 0,3 мм. При изменении \hat{f}_p по квадратичному закону получается величина, равная 42 Мгц.

Оказалось, что наилучшие экземпляры ламп имели горячие показатели затягивания порядка 75% от этого теоретического значения, причем у некото-

рых ламп он доходил до 20%, а у других достигал 140%. Эти большие значения не вызывали каких-либо серьезных последствий, так как такие лампы обычно имели большую выходную мощность и их можно было применять в тех случаях, когда показатель затягивания не играет существенной роли. Но малые значения показателя приводили к браку и требовали детального исследования. При тщательном изучении не было обнаружено каких-либо неточностей в геометрических размерах или механических повреждений, а испытания показали, что такие значения показателя не связаны ни с катодом, ни с окном. Была обнаружена определенная связь между уменьшением показателя затягивания и небольшим увеличением длины волны, однако это не внесло ясности в исследуемые вопросы.

Исследовалось также влияние неточности длины трансформатора (см. приложение). Было показано, что любая неточность длины (в разумных пределах)



Ф и г. 10. Диаграммы Рике.

а — неискаженная диаграмма; б — диаграмма, искаженная в результате неточной длины трансформатора.

не вызывает существенного изменения показателя затягивания, но при этом выяснились причины S-образного искажения диаграммы Рике, часто наблюдаемого на практике (фиг. 10).

Возможно также, что при сборке лампы трансформатор был слишком сильно прижат к задней стенке выходного резонатора, что вызвало вдавливание лопаток внутрь и изменение их положения относительно друг друга, в результате чего уменьшился угол резонатора и увеличилась его ширина во входной части. Расчет, аналогичный приведенному в приложении, показал, что малое процентное уменьшение k' угла резонатора ϕ вызывает увеличение f_p всего на $2k'\%$.

Таким образом, вопрос остается неясным. Однако в последнее время лампы со слишком низким показателем затягивания перестали появляться.

КОНСТРУКЦИЯ ОКНА

Выходное окно представляет собой круглую металлическую диафрагму, закрытую стеклом с малыми потерями и расположенную между секциями стандартного прямоугольного волновода на некотором расстоянии от них. Центральные участки широких стенок вблизи окна расходятся для уменьшения градиентов напряжения около неоднородности, а радиальная утечка через зазор (необходимый по соображениям, связанным с тепловым расширением) предотвращается с помощью четвертьволновых дросселей. Для получения малого к.с.в. расходящиеся стенки, дроссели, диафрагма и стекло должны быть выполнены в виде цельного блока. В обычных конструкциях окна подобраны такие соотношения диаметра диафрагмы и толщины стекла, при которых к.с.в. равен единице. Но в данном случае оказалось, что имеется только одна пара этих величин при фиксированных значениях других параметров. Существенно, что стеклян-

ный диск должен быть утоплен по отношению к плоскости диафрагмы; в противном случае разность фаз между отражениями от стекла и диафрагмы делает невозможным согласование без использования вспомогательных элементов. Керамические окна, вставленные в диафрагму, обеспечивают к.с.в. не ниже 1,3, хотя эта величина может быть уменьшена путем применения симметричной конструкции с двумя диафрагмами. В случае стекла, вообще говоря, достигается величина 1,03. Вначале использовалось стекло кодигал, которое пробивалось при средней выходной мощности (согласованная нагрузка) 16—20 *вт*. Затем применялось стекло корнинг 7070, которое выдерживало 30—35 *вт*. Но окна из стекла кодигал, расположенные в волноводе на некотором расстоянии от магнетрона, с вакуумом по одну сторону и с такой же температурой окружающей среды, как и у магнетрона, свободно пропускали более 40 *вт*. Следовательно, менее половины мощности поглощалось благодаря диэлектрическим потерям; вопрос о том, каким образом достигается баланс энергии — благодаря тепловому излучению катода, рентгеновым лучам или же электронной или ионной бомбардировке, — все еще продолжает изучаться.

В случае пробы место его имеет точную форму эллипса, размерами примерно 2×1 *мм* с большой осью, расположенной по середине стекла параллельно электрическому полю.

МЕТОДИКА ИСПЫТАНИЙ

Каждая лампа тренировалась и испытывалась в отдельности. Максимальная величина мощности питания превосходила при этом номинальную величину примерно на 50%. Высокий градиент напряжения между катодом и анодом (до 30 *кв/мм*) вызывает некоторое начальное искрение, поэтому, прежде чем снимать рабочие характеристики, лампу подвергают тренировке в течение нескольких часов, чтобы убедиться в прекращении искрения. Выходная мощность поглощается в калориметре с непрерывным потоком воды. Калориметр состоит из кварцевой трубки, проходящей наклонно через волновод. Повышение температуры измеряется четырьмя термисторами, образующими несбалансированный мост. Если скорость потока установлена правильно, то средняя мощность определяется по стрелочному прибору, отградуированному непосредственно в ваттах.

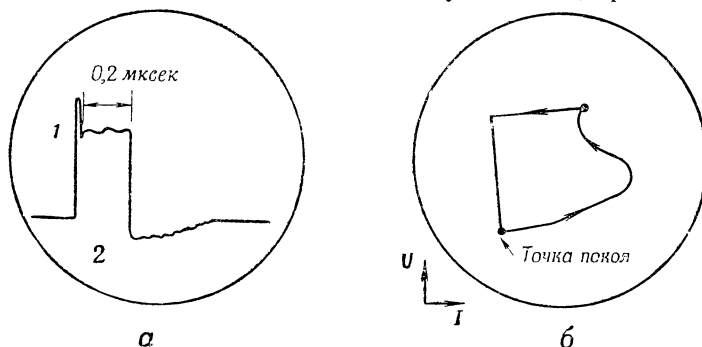
Около 1% мощности проходит через калориметр и через маломощный регулируемый ослабитель попадает в анализатор спектра, состоящий из волномера с цилиндрическим резонатором, работающим на волне типа H_{01} , с маленьким колеблющимся поршнем в середине одной из торцовых поверхностей. Волномер подстраивается вручную с помощью микрометрического поршня на противоположном торце, а маленький элемент настройки осуществляет колебания с частотой 50 *гц* синхронно с горизонтальной разверткой осциллографа. Сигнал волномера подается на вертикально-отклоняющие пластины, и на экране появляется изображение спектра. Волномер может резонировать также на волнах типов E_{01} , E_{11} , H_{11} , H_{21} и H_{31} , но все они, кроме последней, сильно подавляются благодаря соответствующему расположению отверстий связи и применению бесконтактных поршней. Волне типа H_{31} соответствует сильный сигнал, но поскольку энергия концентрируется по периферии цилиндра, этот сигнал не попадает под воздействие маленького центрального вибрирующего элемента настройки. Поэтому на осциллографе появляется постоянная составляющая, которую невозможно спутать с обычным спектром с характерными максимумами.

Показатель затягивания определяется непосредственно по показаниям спектрометра, когда рассогласователь располагается таким образом, чтобы к.с.в. был равен 1,5, затем он перемещается вдоль волновода, при этом отмечаются наибольшие сдвиги спектральных максимумов.

Для наблюдения кривых зависимости напряжения и тока от времени и напряжения от тока используются три осциллографа. Благодаря большой ско-

рости нарастания напряжения (500—600 кВ/мксек) и большой входной емкости (около 25 пФ, включая вводы) зарядный ток равен 12—15 а. Это приводит к тому, что наблюдаемые кривые по своему виду значительно отличаются от обычных кривых, приводимых в учебниках. Эти кривые показаны на фиг. 11, а и б. Их можно сравнить с соответствующими кривыми в [2] (стр. 373).

После полного цикла испытаний, проведенных в электромагните, магнетроны вставляются в постоянные магниты и производятся окончательные приемные испытания в соответствии с техническими условиями, приведенными выше.



Ф и г. 11. Кривые зависимости тока от времени (а) и напряжения от тока (б).

1 — выброс в импульсе тока за счет зарядного тока емкости; 2 — разряд емкости через сопротивление утечки.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Расчет холодного показателя затягивания

Первый этап. Стоячая волна с к.с.в., равным 1,5 : 1, и с переменной фазой создается с помощью затягивателя с волновым сопротивлением $Z_p = Z_3/2$ в согласованной линии с характеристическим сопротивлением Z_3 (см. фиг. 9). Импеданс Z_D перед затягивателем преобразуется с помощью обычных соотношений для длинной линии в импеданс Z_C перед трансформатором и через две четвертьволновые секции — в импеданс Z_A на входе в резонатор.

Переходя к проводимостям, находим

$$Y_A = G_A + jB_A = \frac{Z_3^2}{Z_1^2 Z_3 (Z_3 + Z_p)^2 \cos^2 \beta_3 l_3 + Z_3^2 \sin^2 \beta_3 l_3} + j \frac{Z_3^2}{Z_1^2 Z_3} \frac{[(Z_3 + Z_p)^2 - Z_3^2] \sin 2\beta_3 l_3}{2 [(Z_3 + Z_p)^2 \cos^2 \beta_3 l_3 + Z_3^2 \sin^2 \beta_3 l_3]}, \quad (9)$$

где β_3 — коэффициент изменения фазы сопротивления Z_3 . Следовательно,

$$\frac{\partial B_A}{\partial l_3} = \frac{Z_3^2 Z_p (2Z_3 + Z_p)}{2Z_1^2 Z_3} \cdot \frac{2\beta_3 (Z_3 + Z_p)^2 \cos^2 \beta_3 l_3 - 2\beta_3 Z_3^2 \sin^2 \beta_3 l_3}{[(Z_3 + Z_p)^2 \cos^2 \beta_3 l_3 + Z_3^2 \sin^2 \beta_3 l_3]^2}, \quad (10)$$

пренебрегая влиянием длинной линии (т. е. допуская, что $l_3 \delta \beta_3 \ll \beta_3 \delta l_3$). Это выражение равно нулю при экстремальных отклонениях частоты, когда

$$(Z_3 + Z_p)^2 \cos^2 \beta_3 l_3 - Z_3^2 \sin^2 \beta_3 l_3 = 0. \quad (11)$$

Решая относительно l_3 и подставляя в мнимую часть выражения (9), получим экстремальные значения B_A

$$B_A = \pm \frac{Z_3^2 Z_p (2Z_3 + Z_p)}{2Z_1^2 Z_3^2 (Z_3 + Z_p)} = \pm \frac{5}{12} \frac{Z_3^2}{Z_1^2 Z_3}. \quad (12)$$

Проводимость N резонаторов с импедансом Z_1 на небольшом удалении σ от резонанса равна

$$NY_r = j \frac{N}{Z_1} \operatorname{ctg} \beta_1 (1 - \sigma) l_1 \approx j \frac{N}{Z_1} \frac{\sigma \pi}{2}. \quad (13)$$

Сравнительно хорошее совпадение результатов горячих и холодных измерений подтверждает отсутствие заметного влияния электронного потока, поэтому изменения проводимости, обусловленные расстройкой нагрузки и резонатора, должны уравниваться. Следовательно,

$$j \frac{N}{Z_1} \cdot \frac{\sigma\pi}{2} = \pm j \frac{5}{12} \frac{Z_3^2}{Z_1^2 Z_3}. \quad (14)$$

Подставляя данные лампы UX 5027, имеем

$$\sigma = \pm 0,000837. \quad (15)$$

Таким образом, показатель затягивания в первом приближении равен

$$\dot{f}_p = 2\sigma f_0 = 60 \text{ Мгц}. \quad (16)$$

Второй этап. Для внесения поправок на фактическую форму резонаторов можно теперь воспользоваться формулами для проводимости в [2] (стр. 63, 64). Проводимость Y_A на входе в выходной резонатор равна

$$Y_A = j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{l_a}{\psi_a} \times \frac{J_1(\beta b_0) Y_B - j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{l_a}{\psi_{b_0}} J_0(\beta b_0)}{N_1(\beta b_0) Y_B - j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{l_a}{\psi_{b_0}} N_0(\beta b_0)} N_0(\beta a) \times \frac{J_1(\beta a) - \frac{J_1(\beta b_0) Y_B - j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{l_a}{\psi_{b_0}} J_0(\beta b_0)}{N_1(\beta b_0) Y_B - j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{l_a}{\psi_{b_0}} N_0(\beta b_0)} N_1(\beta a)}{J_1(\beta a) - \frac{J_1(\beta b_0) Y_B - j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{l_a}{\psi_{b_0}} J_0(\beta b_0)}{N_1(\beta b_0) Y_B - j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{l_a}{\psi_{b_0}} N_0(\beta b_0)} N_1(\beta a)}, \quad (17)$$

где Y_B — проводимость в точке B , направленная от магнетрона (см. фиг. 7 или 9, размеры указаны на фиг. 7). Предполагается, что максимальные сдвиги частоты магнетрона по-прежнему происходят при положениях затягивателя, определяемых уравнением (11). Соответствующие значения Y_B равны

$$Y_B = \frac{Z_3}{Z_2^2} \left(\frac{78}{97} \pm j \frac{30}{97} \right). \quad (18)$$

Нечетное число 97 и число 78 появляются в результате следующих вычислений:

$$97 = 2^4 + 3^4; \quad 78 = 2 \cdot 3 (2^2 + 3^2).$$

Таким образом, при экстремальных отклонениях частоты

$$Y_A = 0,000915 + j 0,00278 \text{ мо}$$

$$\text{или } 0,000871 + j 0,003465 \text{ мо}.$$

Изменение реактивной проводимости равно

$$\delta B_A = 0,000685 \text{ мо}. \quad (19)$$

Проводимость резонатора определяется выражением

$$Y_r = j \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \frac{l_a}{\psi_a} \frac{J_0(\beta a) N_1(\beta b) - J_1(\beta b) N_0(\beta a)}{J_1(\beta a) N_1(\beta b) - J_1(\beta b) N_1(\beta a)}. \quad (20)$$

Это предельный случай соотношения (17), когда $b_0 = b$ и $Y_B \rightarrow \infty$. Изменение расстройки определяется не дифференцированием этого выражения, так как результат получился бы сложным для практического применения, а просто путем определения Y_{rl} и Y_{rs} для длинного и короткого резонаторов при двух значениях $\lambda(2\pi/\beta)$. В результате имеем

$$\frac{N}{2} \frac{\delta B_{rl}}{\delta \lambda} + \frac{N}{2} \frac{\delta B_{rs}}{\delta \lambda} = 0,0575 \text{ мо/мм}. \quad (21)$$

Таким образом, изменение длины волны, обусловленное вариацией δB_A , равно 0,0119 мм, а показатель затягивания (во втором приближении) равен

$$f_p = 48 \text{ МГц}. \quad (22)$$

Третий этап. Н-образный трансформатор имеет ту же частоту отсечки и ту же высоту зазора, что и прямоугольная щель. Характеристическое сопротивление Z_{2H} на 17% выше ([2], стр. 216), и, поскольку показатель затягивания изменяется пропорционально Z_2^2 , имеем третье приближение

$$f_{pH} = 1,17^2 f_p = 66 \text{ МГц}.$$

Влияние неточности длины трансформатора

Допустим, что трансформатор не является точно четвертьволновым, так что

$$l_2 = \frac{\lambda_2}{4} (1 - k) \quad (k \ll 1). \quad (23)$$

Тогда

$$Y_B \approx \frac{Z_C}{Z_2^2} + j \frac{k\pi (Z_C^2 - Z_2^2)}{2Z_2^2}. \quad (24)$$

Записав выражение (17) в виде

$$Y_A = j \frac{pY_B + jq}{rY_B + js}, \quad (25)$$

подставив выражение (24) для Y_B , отделив мнимую часть и пренебрегая малыми членами ($s^2 Z_2^2$, $qs Z_2^2$), имеем

$$B_A = \frac{pr |Z_C|^2 + (ps + qr) X_C Z_2^2 + k\pi \left[-pr \frac{X_C}{Z_2} (R_C^2 + X_C^2 + Z_2^2) + \frac{1}{2} Z_2 (ps + qr) (R_C^2 - X_C^2 - Z_2^2) \right]}{r^2 |Z_C|^2 + 2rs X_C Z_2^2 + k\pi \left[-r^2 \frac{X_C}{Z_2} (R_C^2 + X_C^2 + Z_2^2) + Z_2 rs (R_C^2 - X_C^2 - Z_2^2) \right]}, \quad (26)$$

где $R_C + jX_C = Z_C$.

Первые члены в числителе и знаменателе выражения (26) превышают все остальные члены, а их отношение p/r определяет фиксированный сдвиг частоты, который вызывается даже согласованным волноводом ($X_C = 0$) при длине выходного резонатора, отличающейся от $\lambda/4$. Учитывая также меньшие вторые члены, находим холодный показатель затягивания.

Следующие члены равны $-k\pi pr (X_C/Z_2) (R_C^2 + X_C^2 + Z_2^2)$ и $-k\pi r^2 (X_C/Z_2) \times (R_C^2 + X_C^2 + Z_2^2)$, а их отношение p/r совпадает с таким же отношением для первых членов. Поэтому они лишь незначительно влияют на величину B_A , и то благодаря наличию второго и четвертого членов. В результате получается ничтожное изменение f_p .

Это не применимо к последним членам, которые содержат X_C (реактивное сопротивление в точке C , обусловленное затягивателем) только в виде X_C^2 . Сдвиг частоты, соответствующий этим членам, не является пренебрежимо малым и происходит в одном и том же направлении для всех фаз затягивателя. Таким образом, обычная диаграмма Рике, изображенная на фиг. 10,а, искажается и принимает вид, показанный на фиг. 10,б. Направление кривизны определяется знаком k . Диаграммы, аналогичные изображенной на фиг. 10,б, наблюдались на практике. Рассчитанный средний сдвиг частоты при к.с.в. 1,5 равен $600k \text{ МГц}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Boott H. A. H., Randall J. T., *J. IEE*, **93**, Part III A, 928 (1946).
2. Магнетроны сантиметрового диапазона, I и II, Изд-во «Советское радио», 1950 и 1951.
3. Wotton D. J., Reagse A. F., см. стр. 502 настоящего сборника.

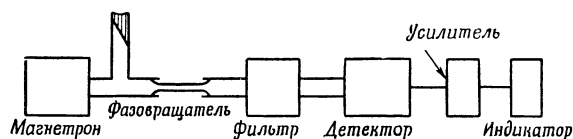
ГАРМОНИКИ МАГНЕТРОНА НА МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ¹⁾

Клайн, Лоубсер, Нетеркот, Тоунс

В связи с расширением коротковолновой области микроволновой спектроскопии было произведено исследование возможностей получения гармоник магнетрона на миллиметровых волнах. Ниже описаны применявшиеся методы и полученные результаты.

ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ СХЕМЫ

Блок-схема установки для получения и детектирования миллиметровых колебаний показана на фиг. 1. Работа установки происходит следующим образом: магнетрон генерирует на основной частоте и высших гармониках. Для удаления основной частоты используется волноводная секция, плавно уменьшающая свои размеры до такой величины, при которой основная длина волны оказывается за отсечкой. Большая часть отраженной мощности на основной



Ф и г. 1. Блок-схема установки.

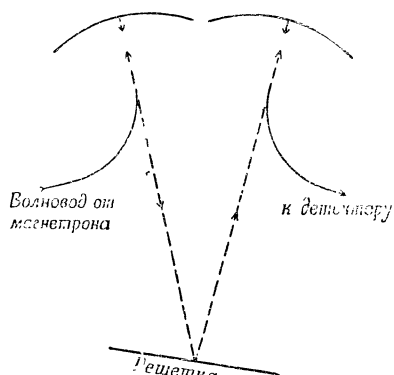
волне попадает в боковое плечо волноводного тройника и поглощается в согласованной нагрузке. Конструкция волноводного перехода обеспечивает возможность его скольжения вдоль примыкающей волноводной секции, рассчитанной на волну 1,25 см, что позволяет изменять фазу волны, отраженной обратно к тройнику и магнетрону. Изменение положения этого фазовращателя влияет на величину к.с.в. на выходе магнетрона, а следовательно, и на рабочие характеристики магнетрона. Фазовращатель оказался весьма существенным элементом в процессе получения высших гармоник. Экспериментально подбирается такое положение фазовращателя, при котором мощность высших гармоник максимальна. Волномер, расположенный в боковом плече перед согласованной нагрузкой, позволяет измерять основную частоту.

Если на детекторе нужно получить колебания только одной длины волны, то при наличии колебаний многих гармоник необходимо применить соответствующий фильтр. В качестве фильтра использовались два устройства: во-первых, ряд конусных волноводных переходов, сконструированных так, чтобы отсечки для этих переходов соответствовали различным длинам волн и, во-вторых, дифракционная решетка. Конусный волноводный переход пропускает наряду с используемой волной также и все имеющиеся более короткие волны²⁾.

¹⁾ Klein J. A., Loubser J. H. N., Nethercot A. H., Townes C. H., *Rev. Sci. Instr.*, 23, № 2, 78—82 (1952).

²⁾ Расчеты показывают, что большая часть энергии на этих волнах получается из секции магнетронного трансформатора (диапазон 1,25 см) в виде волны типа TE_{01} .

Этот недостаток часто оказывается не очень существенным, так как низшая гармоника, проходящая через волновод, обычно содержит больше энергии, чем все остальные высшие гармоники, вместе взятые. Кроме того, в детекторе имеется элемент настройки, который увеличивает реакцию детектора на определенную длину волны. Решетка спектрометра полностью разделяет гармоники. Явления, связанные с перекрытием, отсутствуют, так как для всех применявшихся магнетронов мощность, излучаемая на волне $\lambda/2$, составляет менее 1% от мощности, вырабатываемой на волне λ . Еще одно преимущество решетки



Фиг. 2. Схема действия решетки.

состоит в том, что она обеспечивает возможность непосредственного измерения длины волны гармоник. Схема действия решетки показана на фиг. 2. Излучение поступает из волноводной секции, расположенной в фокусе первого зеркала. Это зеркало направляет излучение в виде примерно плоской волны на решетку. При правильном расположении волновода решетка эффективно облучается и лишь небольшая часть излучения теряется за пределами зеркала. Решетка, повернутая на определенный угол, соответствующий данной длине волны, направляет дифрагированное излучение на второе зеркало, отражаясь от которого оно попадает в волновод, расположенный в фокусе. В настоящее время около 90% излучения теряется в спектрометре, что значительно превышает первоначальные предположения, и причина этого пока не найдена. Применялась решетка эшелонного типа со ступенчатым профилем. Она имеет всего 80 линий на расстоянии 25 см. При идеальных условиях решетка должна фокусировать на линии первого порядка всю мощность на волне 1,6 мм, а линии, соответствующие половине мощности, должны быть около длин волн 3,2 и 1,1 мм.

После прохождения фильтра излучение детектируется, усиливается и регистрируется. В качестве детекторов использовались как кристаллические выпрямители, так и элемент Голея (пневматический детектор инфракрасных лучей). Для исследовательских работ применялся обычно кристаллический детектор, так как при той же чувствительности, что и у элемента Голея, инерционность его значительно меньше.

МАГНЕТРОНЫ

Были исследованы магнетроны различной конструкции, работающие в импульсном режиме. Большинство исследований проводилось с магнетронами, генерирующими в диапазоне 1,25 см и обычно работавшими при длительности импульса, равной примерно 0,5 мксек, и при частоте повторения 1000 гц. Однако длительность импульса и частота повторения мало влияли на импульсную мощность.

Мощность гармоник значительно изменяется при переходе от одной лампы к другой и сильно зависит от условий работы и положения фазовращателя. Поэтому трудно вывести какие-либо общие закономерности. Например, для некоторых ламп наибольшая мощность гармоник получается в том случае, когда мощность основной гармоники максимальна, тогда как для других ламп мощность гармоник выделяется только в узком диапазоне изменения рабочих условий; из двух ламп, генерировавших одинаковую мощность на некоторой гармонике, одна значительно лучше генерировала еще более высокие гармоники, чем другая; обычно для каждой гармоники приходилось подбирать положение фазовращателя (и в меньшей степени магнитное поле, а также ускоряющее напряже-

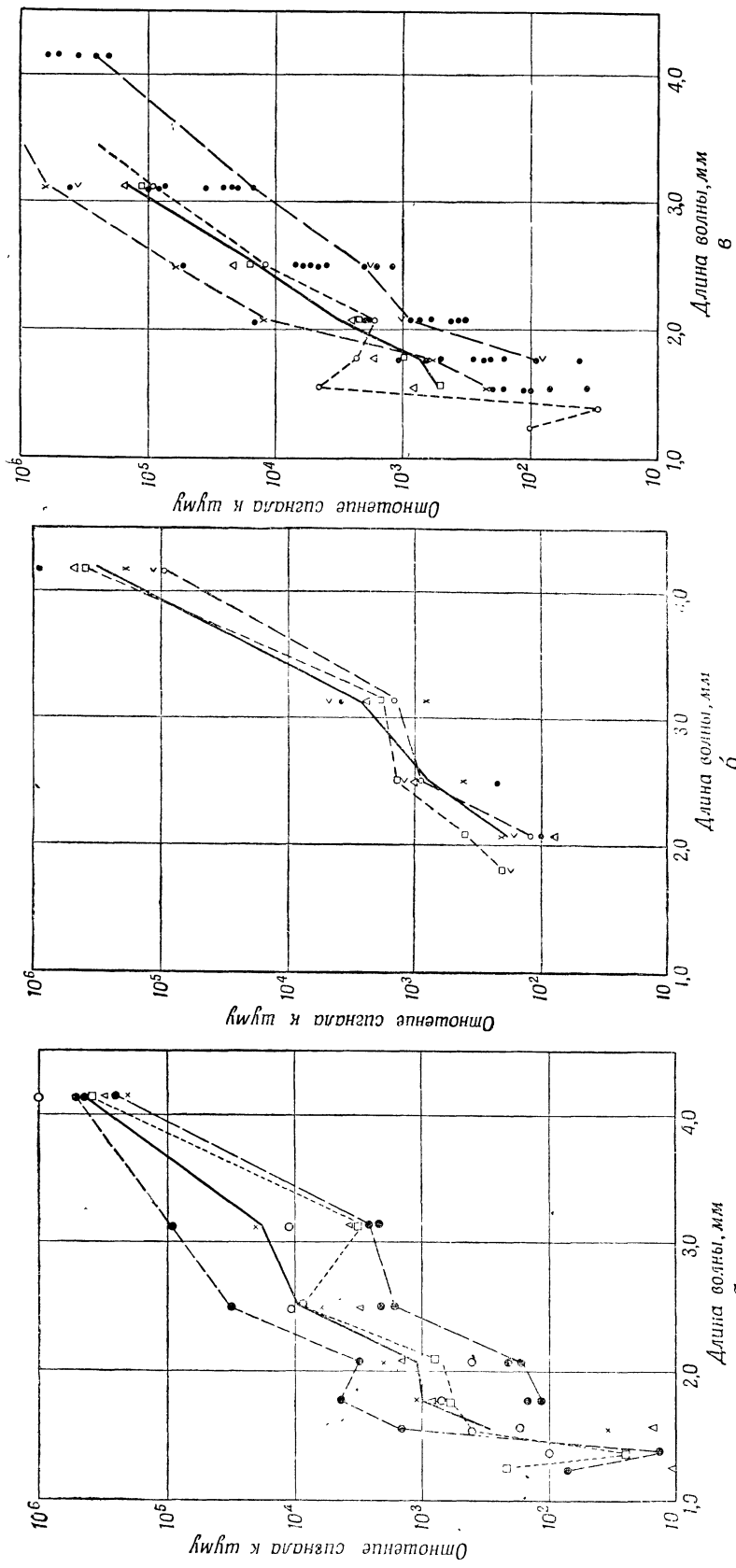
ние), однако для некоторых ламп эти условия могли оставаться фиксированными для всех гармоник.

Было подвергнуто исследованию 35 магнетронов, работавших в диапазоне 1,25 см. Наиболее тщательно исследовались магнетроны типов 3J31 (с 18 резонаторами и анодом типа «восходящее солнце»), А-1 (экспериментальный вариант магнетрона 3J31) и Е-5 (полностью симметричная лампа с 14 резонаторами без связей). Использовался спектрометр с решеткой совместно с кристаллическим детектором, видеоусилителем и осциллографом с полосой пропускания, равной 0,33 МГц. Рабочий процесс сводился к следующему: поскольку нужно было регулировать три независимые величины (магнитное поле H , импульсное напряжение U и положение фазовращателя P), величина H фиксировалась, а мощность гармоник доводилась до максимума путем повторяющегося последовательного изменения величин U и P . Затем этот процесс снова повторялся для других значений H . Обычно изменение H ограничивалось 20% от среднего значения, соответствующего данной лампе, поэтому приходилось производить регулировку лишь для нескольких значений H .

На фиг. 3 приведены кривые отношения сигнала к шуму (S/N), полученные для гармоник и соответствующие различным лампам. Отношение S/N принимается равным единице, если шумовая дорожка между импульсами магнетрона на экране осциллографа в точности равна высоте импульсного сигнала. Сплошные кривые соответствуют средней выходной мощности для лампы каждого типа. В полученные данные внесена поправка на потерю мощности в спектрометре, которая в свою очередь зависит от частоты. Следует отметить, что уменьшение мощности с увеличением частоты частично обусловлено уменьшением чувствительности кристаллического детектора (чувствительность на столь коротких волнах, когда начинает сказываться влияние емкости барьера, уменьшается пропорционально по крайней мере λ^2).

Хотя из кривых фиг. 3 можно почерпнуть лишь немного сведений о факторах, улучшающих работу магнетрона на высших гармониках, тем не менее нетрудно заметить, что средние данные магнетрона Е-5 для более низких гармоник несколько лучше, чем у магнетрона 3J31, а на 9-й и 10-й гармониках магнетрон 3J31 работает лучше. Вопреки ожиданиям, магнетрон А-1 оказался значительно хуже магнетрона 3J31, хотя кривые для обеих ламп имеют весьма близкую форму. По общему мнению, единственное различие между магнетронами этих двух типов заключается в том, что магнетрон 3J31 предварительно был точно настроен на волну 1,25 см путем расширения входных участков всех чередующихся резонаторов. Поскольку для разных ламп требовалась различная подстройка, а для уже настроенных ламп подстройка совсем не производилась, маловероятно, чтобы в этом заключалась причина столь значительного расхождения в форме рабочих характеристик ламп этих двух типов. Более вероятно, что причина заключается в некоторых пока не обнаруженных технологических отклонениях, допущенных в процессе изготовления ламп. По-видимому, это справедливо и для ламп Е-5, которые разделяются на две группы в соответствии с их серийными номерами. В состав каждой группы входят лампы, изготовленные одновременно с использованием одинаковых деталей. В пределах каждой группы лампы отличались большой степенью постоянства параметров, но лампы обеих групп заметно различались, несмотря на изготовление их, по общему мнению, в одинаковых условиях. В лучшую из этих двух групп входит большинство наилучших образцов ламп Е-5, которые удалось найти.

Исследование не могло быть распространено на область низких гармоник из-за насыщения детектора и усилителя. Средние значения отношений S/N для магнетронов 3J31 на всех гармониках от 3-й до 8-й равны соответственно 400 000, 18 000, 9000, 1100, 1000 и 300. Мощность на основной гармонике была порядка 20 кВт, что для кристалла с такой же чувствительностью соответствует значению $S/N = 10^{11}$. До 7-й гармоники нечетные гармоники более интенсивны,



Ф и г. 3. Кривые отношения сигнала к шуму, характеризующие образование гармоник для различных магнетронов. (Отношение $S/N=1$ эквивалентно импульсной мощности 0,6 мквт.) Сплошными линиями показаны средние рабочие характеристики соответствующего типа лампы.

а — магнетрон типа 3J31; б — магнетрон типа А-1; в — магнетрон типа Е-5.

чем следовало бы ожидать, исходя из гладкой кривой, проходящей через точки для четных гармоник.

Следует коротко остановиться на вопросе о воспроизводимости результатов. Обычно выходная мощность хорошо воспроизводится в пределах 25%, но для отдельных ламп на очень высоких гармониках зачастую трудно даже путем очень тщательной регулировки приблизиться к наилучшему результату хотя бы на один порядок.

Калибровка одного из кристаллических детекторов с помощью элемента Голея (откалиброванного на инфракрасных лучах с использованием стандартной лампы с известной выходной мощностью) показала, что для этого детектора отношение $S/N=1$ соответствует примерно импульсной мощности, равной 0,6 мквт. Таким образом, импульсная мощность магнетрона 3J31 составляет в среднем 240 000 мквт на 3-й гармонике и 180 мквт на 8-й гармонике. Наибольшие значения импульсной мощности, наблюдавшиеся в течение всего исследования, начиная с 4-й гармоники и кончая 10-й, равны соответственно 300 000, 36 000, 7200, 2200, 2800, 70 и 120 мквт. Абсолютные измерения мощности, по-видимому, правильны с точностью до порядка величины.

Для получения сведений относительно тех значений к.с.в. на выходе магнетрона, при которых мощность гармоник максимальна, в боковом плече волноводного тройника за согласованной нагрузкой был помещен болометр; при этом положение фазовращателя изменялось. Испытано по нескольку ламп каждого типа. Для магнетрона 3J31 найдено, что максимальная мощность гармоник соответствует положению фазовращателя, которое почти совпадает с точкой, в которой мощность, проходящая в боковое плечо, достигает минимума. Если мощность, проходящая в боковое плечо, достигает своего максимального значения, то мощность гармоник при этом уменьшается по крайней мере в 10 раз. Лампы Е-5 обладали как раз противоположным свойством: максимальная мощность гармоник соответствовала максимальному прохождению в боковое плечо, а минимальная мощность — минимальному прохождению.

С помощью спектрометрической решетки обнаружено наличие паразитных гармоник, т. е. частот, не кратных основной частоте. Они наблюдались вплоть до частот, соответствующих 5-й истинной гармонике, и были обнаружены у всех испытывавшихся ламп, оказавшись особенно сильными у ламп Е-5, для которых в рабочем режиме, близком к переходу на другой тип колебаний, их мощности становились соизмеримы с мощностью истинных гармоник. Они существуют даже при неискаженном импульсе тока. У ламп 3J31 паразитные гармоники примерно в 10 раз слабее истинных. Эти паразитные колебания, по-видимому, обусловлены слабой генерацией магнетрона колебаний каких-то других типов, которые возникают не в результате переходных процессов на границе импульса напряжения, так как при уменьшении длительности импульса амплитуда сигнала, проходящего через усилитель с полосой, равной 0,33 Мгц, уменьшалась в такой же пропорции, что и для истинных гармоник.

Рабочие диаграммы для второй и третьей гармоник, соответствующие двум произвольно выбранным магнетронам 3J31, вполне аналогичны рабочей диаграмме на основной частоте, однако следует отметить, что наблюдения, справедливые для какой-либо одной лампы, отнюдь не обязательно справедливы для другой.

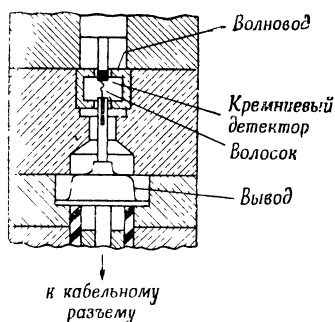
Проведена также работа с магнетронами, генерирующими основные волны в пределах миллиметрового диапазона (6,3, 4,3 и 3 мм). Полученные результаты малопоказательны, так как испытанию подверглось всего 10 ламп, да и те находились в стадии разработки. Мощность их даже на основной частоте изменялась в широких пределах, и обычно их срок службы был очень мал. Кроме того, лампы испытывались не в одинаковых условиях, так как их поступление происходило в различные фазы разработки спектрометра и детектора.

Эти лампы, вообще говоря, сравнимы с самыми лучшими экземплярами ламп в диапазоне 1,25 см или даже превосходят их. Например, результаты са-

мого последнего испытания лампы, работавшей на волне 6,0 мм, показали, что на 2-, 3- и 4-й гармониках отношение сигнала к шуму равно соответственно 13 000, 3100 и 400. Исключение представляет собой магнетрон на 4,3 мм, у которого отношение сигнала к шуму на 3-й гармонике (1,43 мм) составляло 2000. К сожалению, эта лампа вышла из строя прежде чем были произведены дальнейшие измерения. Вторая лампа — магнетрон, генерирующий на волне 3,3 мм, с выходной мощностью на основной частоте 6 квт. Величины отношения S/N для 2-й и 3-й гармоник равнялись 800 и 1500. Последнее значение соответствует мощности 900 мквт на волне 1,1 мм.

ДЕТЕКТОРЫ

Первоначально в качестве детектора использовался элемент Голея [1] — тепловой детектор, в котором излучение поглощается пленкой с сопротивлением 270 ом/□. Таким образом, в диапазонах инфракрасных лучей и с.в.ч. он действует как серое тело, за исключением волн, длиной более примерно 2 мм, так как пленка вмонтирована в цилиндрическое отверстие размерами $3,2 \times 3,2$ мм



Ф и г. 4. Конструкция детекторной головки (в разрезе).

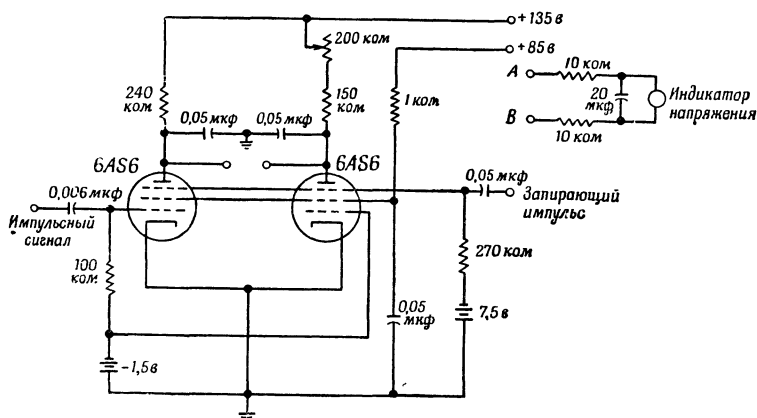
и на этих волнах, по-видимому, можно ожидать резонансные явления. Мощность на миллиметровых волнах подается в элемент Голея из волновода RG98/U через цилиндрическое отверстие. Влияние настройки замечено на волнах, превосходящих 2,5 мм: по мере того как элемент Голея отодвигался от волновода, наблюдалось несколько максимумов, причем максимальная чувствительность не соответствовала ближайшему положению камеры. На более коротких волнах самое близкое положение наиболее оптимально. Для детектирования излучения с помощью элемента Голея понадобилось предварительно промодулировать его напряжением частоты 10 гц. Для этой цели применялась полукруглая поглощающая пластина, которая при вращении периодически проникала в волноводную секцию через специально прорезанную щель.

Разработанные в последнее время кремниевые кристаллические детекторы на этих волнах имеют определенные преимущества по сравнению с элементом Голея. Конструкция такой детекторной головки в разрезе показана на фиг. 4. Вольфрамовый волосок диаметром 0,05 мм с хорошей контактной точкой, полученной в результате электроформовки, проходит через волновод и имеет контакт с кремниевой таблеткой (полученной из кристалла 1N23), укрепленной на конце стержня. Сам кристалл частично заходит в волновод, и нахождение оптимальной точки контакта осуществляется путем вращения крепящего стержня. Конструкция этого устройства обеспечивает хорошую стабильность и механическую прочность детектора. Детектор используется совместно с видеусилителем, выход которого обычно просматривается на экране осциллографа.

Для этих двух детекторов сравнивалось отношение сигнала к шуму (S/N). На низших гармониках, где элемент Голея резонирует, сравнение бессмысленно, но на более высоких гармониках (между 5-й и 8-й) кремниевый детектор оказался лучше соответственно в 1,5; 1,1 и 1,5 раза (в среднем в 1,3 раза). Следует подчеркнуть, что полоса всей детектирующей системы с использованием кристалла равна примерно 0,33 Мгц, а полоса камеры Голея равна всего 0,2 гц. Входная мощность, эквивалентная среднему квадратичному шуму, для элемента Голея составляет $5 \cdot 10^{-11}$ вт ($4 \cdot 10^{-10}$ по максимальному размаху шумов). Элемент Голея детектирует среднюю мощность магнетрона, которая составляет приблизительно 1/2000 импульсной мощности. Эти данные свиде-

тelleствуют о том, что если в диапазоне 1,5 мм сигнал сравнился с шумом, возникающим в полосе, равной 0,33 МГц, то сигнал соответствует $4 \cdot 10^{-10} \times \times 2000/1,3$, или импульсной мощности 0,6 мквт. Это значение можно сравнить с мощностью 0,002 мквт, полученной на волне 10 см с кристаллическим детектором на 10 см, которая меньше указанного выше значения в 300 раз [2]¹⁾.

Применение синхронизированного запирающего каскада улучшило отношение S/N кремниевого детектора и увеличило время прохождения сигнала к видеодетектору. Применявшийся запирающий каскад представляет собой усилитель, который открыт, когда ожидается приход сигнала, и заперт все остальное время. Схема его показана на фиг. 5. Сигнал увеличивает уровень постоянной составляющей анодного тока, а фильтрация по постоянному



Ф и г. 5. Схема синхронизированного запирающего каскада.

току уменьшает полосу. Можно показать [3], что синхронизированное запирающее увеличивает отношение S/N пропорционально корню квадратному из частоты повторения импульсов при ширине полосы, равной $\sqrt{(PRF)/(\Delta\nu)}$. Теоретически при полосе, равной 0,2 гц (той же, что у камеры Голя), этот коэффициент равен 70, что увеличивает предельную чувствительность системы с кремниевым детектором в импульсном режиме по сравнению с камерой Голя примерно в 90 раз.

Применявшийся запирающий каскад использовал амплитудное ограничение сигнала, приходящего с емкостного делителя модулятора, вырабатывающего отпирающий импульс. Хотя ограничение было вполне удовлетворительным, регулировка напряжения модулятора и другие операции, производившиеся для увеличения гармоник, одновременно влияли на уровень постоянной составляющей тока и затрудняли использование запирающего для исследовательских работ. Было достигнуто увеличение отношения S/N до 50. Дальнейшая работа над этой системой должна значительно расширить диапазон частот, получаемых на гармониках, в сторону более высоких частот.

ВЫВОДЫ И ПРАКТИЧЕСКИЕ ПРИМЕНЕНИЯ

Описанные эксперименты прежде всего преследовали цель расширения диапазона использования техники с.в.ч. в сторону возможно более коротких волн. Было обнаружено, что магнетроны генерируют высшие гармоники достаточной интенсивности для использования их при физических измерениях

¹⁾ Величина мощности 0,005 мквт, приведенная в [2], была затем уточнена для более узкой полосы частот.

на волнах до 1,1 мм и что эти гармоники можно обнаружить с помощью элемента Голея или кремниевых детекторов, работающих достаточно хорошо даже на таких коротких волнах.

Хотя почти все испытываемые магнетроны работали на фиксированной частоте, высшие гармоники нескольких магнетронов различных типов обеспечивают получение весьма разнообразного спектра частот, что использовалось уже для измерения некоторых широких линий поглощения в газах [4, 5] и для изучения поглощения в твердых телах и жидкостях. Предварительные результаты проведенной разработки перестраиваемых магнетронов оказались успешными, и если эти лампы будут пригодны для серийного изготовления, то на волнах до 1 мм станет применима микроволновая спектроскопия с большой разрешающей способностью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Golay M. J. E. *Rev. Rev. Instr.*, 18, 357 (1947).
2. Кристаллические детекторы, изд-во «Советское радио» 1952.
3. Пороговые сигналы, изд-во «Советское радио», 1952
4. Loubser J. H. N., Klein J. A., *Phys. Rev.*, 78, 348 (1950).
5. Loubser J. H. N., Townes C. H., *Phys. Rev.*, 76, 178 (1949).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ШИРОКОПОЛОСНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ НА ЛБВ СО СПИРАЛЬЮ ДЛЯ ДИАПАЗОНА МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН¹⁾

Робертсон

ВВЕДЕНИЕ

Ниже рассматриваются некоторые вопросы, возникшие и практически решенные при конструировании и изготовлении экспериментального усилителя для диапазона миллиметровых волн, использующего микроскопически малую спираль с диаметром всего 0,38 мм. Усиление на волне 6 мм в этом случае достигает 19 дБ, а на более короткой волне 5,2 мм замеры усиления порядка 9 дБ.

Спиральная лампа как усилитель обладает рядом важных преимуществ. Она может обеспечить значительно большую широкополосность, чем устройства с пространственными периодическими структурами, разрабатываемые в настоящее время [1]. Более того, спиральная лампа с хорошо сфокусированным цилиндрическим электронным пучком и небольшим перехватом электронов более перспективна с точки зрения уменьшения коэффициента шумов и, видимо, увеличения к.п.д., чем лампы с пространственными периодическими структурами, где замедляющая система наполняется электронами и многие из них перехватываются этой системой и теряются. Перехватывание электронов приводит к увеличению коэффициента шумов и уменьшает токопрохождение.

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Для получения максимального усиления на спиральном усилителе при данном напряжении пучка, вообще говоря, желательно выбрать такой радиус спирали a , чтобы периметр спирали γa , выраженный в длинах волн пучка, был порядка 1,25. Если значение γa значительно больше этой оптимальной величины, то максимальное усиление будет происходить на частоте, более низкой, чем рабочая частота. Кроме того, если на низкой частоте потери обратной связи меньше максимального усиления, то лампа может самовозбуждаться.

При рабочем напряжении 1000 в и токе электронного пучка порядка 5 ма для оптимальной конструкции лампы требуется спираль с внутренним диаметром всего 0,13 мм. Оказалось, что намотать такую спираль и при этом выдерживать достаточную прямолинейность оси для прохождения через нее электронного пучка с небольшим перехватом электронов чрезвычайно трудно или почти невозможно. Сомнительно также, что в электронной пушке могут быть выдержаны жесткие допуски, требуемые для формирования электронного пучка для такой спирали.

На практике приходится искать компромисс между размерами, простотой изготовления и рабочими характеристиками лампы. В частности, приходится использовать спираль с диаметром, большим обычного оптимального значения. При этом электронная пушка и фокусирующее устройство весьма малы по сравнению с соответствующими устройствами, обычно применяющимися на практике. Кроме того, приходится прибегать к необычно большим плотностям тока электронного пучка.

¹⁾ Robertson S. D., *Trans. IRE, MTT-2*, № 3, 48—54 (1954).

В начале этого исследования не было известно, насколько малые спирали могут быть изготовлены или насколько тонкие электронные пучки могут быть получены. Опыт, накопленный Литтлом [2] при разработке лампы, показал, что можно изготовить спираль диаметром 0,76 мм и использовать ее в лампе с бегущей волной, работающей на волне 6 мм. Вначале предполагалось, что, продолжая дальнейшую работу в этом направлении, можно изготовить лампу с диаметром спирали 0,38 мм, для которой $\gamma a = 4$ вместо $\gamma a = 6,7$ для спирали Литтла с диаметром 0,76 мм. Это должно привести к существенному увеличению коэффициента усиления, и, поскольку лампа при этом будет работать вблизи области максимального усиления, подавление нежелательных колебаний упрощается.

Труднее оказалось получить электронный пучок очень малого диаметра и сохранить его в форме цилиндрического потока Бриллюэна, чем решить проблемы, связанные со спиралью. Поэтому желательно было произвести эксперименты по получению электронных пучков большой плотности и малого диаметра. Экспериментальная работа началась с получения пучка диаметром 0,51 мм. При этом предполагалось, что в случае успеха можно будет промоделировать пушку до диаметра пучка 0,25 мм для спирали диаметром 0,38 мм.

ЭЛЕКТРОННЫЙ ПУЧОК

Пучок диаметром 0,51 мм. На фиг. 1 показана конструкция установки в разрезе, применявшаяся при исследовании потока Бриллюэна через трубку дрейфа диаметром 0,76 мм и длиной 4,1 см для электронного пучка диаметром 0,51 мм. Использовалась пушка Пирса, которая состояла из молибденового катода, покрытого торием, диаметром 2,54 мм, электрода, формирующего пучок, и анода. Предполагалось, что эта пушка формирует пучок электронов с минимальным диаметром 0,51 мм. Ожидалось, что при напряжении на аноде, равном 1000 в, ток пучка составит 10 ма. Катод разогревался за счет электронной бомбардировки, осуществляемой с помощью вспомогательного катода, расположенного за основным катодом.

Как показано на фиг. 1, пушка вмонтирована в часть полюсного наконечника магнита, изготовленную из холоднокатаной стали. При такой конструкции пушки теоретически определяемое местонахождение сечения пучка с минимальным диаметром должно совпадать с точкой на оси, расположенной на небольшом расстоянии за точкой вылета электронов из анодного отверстия в пределы магнитного поля.

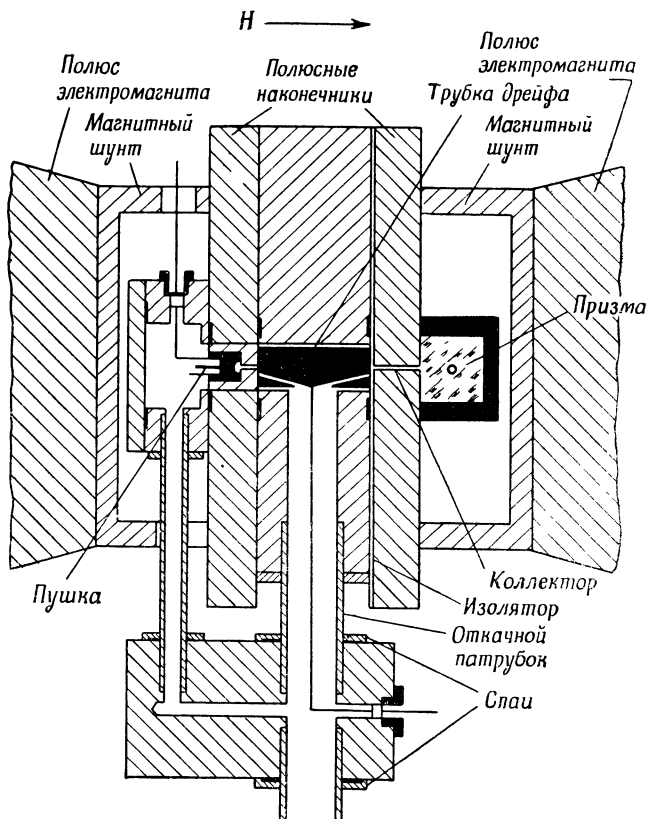
После прохождения через отверстие в аноде пушки диаметром 0,76 мм пучок попадает в трубу дрейфа. На противоположном конце ее расположен второй полюсный наконечник с отверстием посередине, предназначенный для собирания пучка. Между полюсными наконечниками диаметром 18 см и блоком, на котором крепится трубка дрейфа, имеется вакуумное уплотнение с неопределенными прокладками. Коллекторный полюсный наконечник и трубка дрейфа изолированы от основания установки, что обеспечивает возможность измерения токов, протекающих через эти электроды.

На различные детали установлены весьма жесткие допуски, обеспечивающие абсолютную гладкость плоскостей полюсных наконечников, их взаимную параллельность и перпендикулярность относительно отверстия в трубке дрейфа.

Призма, изображенная на фиг. 1, отражает под прямым углом, что позволяет наблюдателю «заглянуть за угол» и просматривать через отверстие в коллекторе пространство вдоль оси трубки дрейфа, вплоть до самой пушки. Это устройство эффективно используется при проверке точности установки конструкции. При наблюдении через телескоп получается увеличенное изображение пространства, расположенного вдоль всей оси системы.

Все устройство, предназначенное для испытания пушки, целиком помещается между полюсами большого электромагнита. Магнитный поток проходит

от полюсов магнита к поверхностям полюсов трубки по полым магнитным шунтам, изображенным на фиг. 1. Исследования характера распределения магнитного поля между поверхностями полюсов показали, что изменение поля вдоль оси не превышает 0,1%.



Ф и г. 1. Конструкция испытательной установки для пушки (в разрезе).

На этой установке был проведен ряд экспериментов. Наилучшие результаты, полученные при этом, приводятся ниже.

Анодное напряжение, <i>в</i>	1000
Ток эмиссии, <i>ма</i>	10
Плотность тока эмиссии, <i>ма/см²</i>	200
Ток в цепи коллектора, <i>ма</i>	7,4
Ток в цепи анода пушки, <i>ма</i>	1,86
Ток в цепи трубки дрейфа, <i>ма</i>	0,74
Токопрохождение на коллектор, %	74
Токопрохождение до трубки дрейфа, %	91
Магнитное поле, <i>гаусс</i>	1400

Следует отметить тот факт, что магнитное поле, равное 1400 *гаусс*, необходимое для оптимальной работы трубки дрейфа, почти в 2 раза превышает теоретическое значение 580 *гаусс* для потока Бриллюэна. Этот результат согласуется с опытом других исследователей, работавших с пучками большего диаметра.

Пучок диаметром 0,25 мм. Изложенные выше положительные результаты были признаны достаточными для продолжения работ по дальнейшему уменьшению размеров пушки в 2 раза в целях изучения электронного пучка диамет-

ром всего 0,25 мм. При том же напряжении на аноде 1000 в ток эмиссии должен был оставаться равным 10 ма.

Но прежде чем приступить к уменьшению размеров, целесообразно было проверить возможность изготовления пушки электролитическим способом для обеспечения максимально возможной точности размеров. В результате потребовались совсем небольшие изменения некоторых размеров электродов. Ниже показано, что пушка в новом варианте имеет несколько меньший первеанс. Она тоже вмонтирована в установку так, как показано на фиг. 1. Замена прежнего электрода дрейфа на новый длиной 40 мм и диаметром 0,38 мм явилась единственным дополнительным изменением, произведенным в испытательной установке первоначального варианта.

При диаметре пучка, равном 0,25 мм, получены следующие наилучшие результаты:

Напряжение на аноде, в	1000
Ток эмиссии, ма	8,5
Ток в цепи коллектора, ма	6,0
Ток в цепи анода пушки, ма	2,1
Ток в цепи трубки дрейфа, ма	0,4
Токопрохождение на коллектор, %	71
Токопрохождение до трубки дрейфа, %	94
Магнитное поле, гаусс	1500

Следует отметить, что плотность тока в трубке дрейфа была порядка 10 а/см². Рассмотрение явления размыва границы пучка в трубке дрейфа, обусловленного наличием составляющих скоростей электронов, определяемых температурой, показывает, что токопрохождение для данного пучка и данных диаметров трубки дрейфа близко к своему наибольшему возможному значению.

КОНСТРУКЦИЯ СПИРАЛИ

Хорошие результаты, полученные с диаметром пучка, равным 0,51 мм, стимулировали быстрое продвижение вперед при конструировании усилителя с диаметром спирали, равным 0,38 мм. Можно было с полным основанием ожидать получения пучка с диаметром 0,25 мм и сформировать его с разумным приближением к потоку Бриллюэна. Параллельно с разработкой пушки, формирующей пучок диаметром 0,25 мм, производилось конструирование высокочастотных узлов лампы.

Размеры спирали полностью определялись напряжением пучка и его диаметром. Диаметр проволоки являлся единственным размером, который предстояло еще выбрать. Размер проволоки был выбран по возможности большим из соображений механической прочности и способности рассеивать мощность, не вызывая перегрева. В конце концов остановились на диаметре проволоки, равном 0,05 мм. Некоторые размеры и параметры, относящиеся к спирали, приведены ниже.

Внутренний диаметр, мм	0,38
Наружный диаметр, мм	0,48
Число витков на 1 см	118
Длина спирали, см	3,8
Шаг спирали p , мм	0,085
Диаметр проволоки d , мм	0,05
d/p	0,6
Скорость пучка	$c/16$ (1000 в)

При длине волны 5,4 мм эта спираль соответствует почти 4 виткам на 1 длину волны. В работе Пирса [3] приведена кривая зависимости поперечного импеданса спирали с плотностью намотки 4 витка на 1 длину волны от отно-

шения диаметра проволоки к шагу. Для данной спирали этот импеданс равен 72 ом. Там же приводится аналогичная кривая для спирали с плотностью намотки 2 витка на 1 длину волны. Используя эту кривую для заданных условий, находим, что на волне 2,7 мм спираль имеет импеданс 82 ом. Следовательно, с уменьшением длины волны поперечный импеданс мало изменяется, что особенно важно учитывать при рассмотрении вопроса о согласовании на входе и выходе.

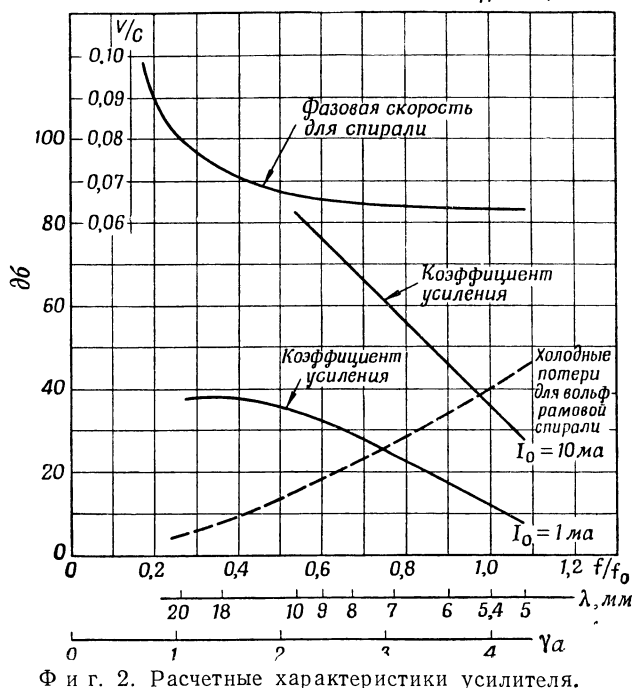
Приведенные выше данные достаточны для расчета всех электрических характеристик лампы, включая холодные потери, коэффициент усиления и коэффициент шума.

РАСЧЕТНЫЕ РАБОЧИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Холодные потери рассчитывались по формуле $A=4,35 R/Z_0$ дб на 1 м проволоки спирали, где Z_0 — поперечный импеданс спирали по Пирсу, R — сопротивление проволоки спирали на высокой частоте, ом/м. Для данной спирали, изготовленной из вольфрамовой проволоки, расчетные потери на волне 5,4 мм

$$K_2/K_1 = 0,55$$

$$a_1/a = 0,59$$



Ф и г. 2. Расчетные характеристики усилителя.

составляют 40 дб. Для медной спирали соответствующее значение равно 22 дб. Расчетная кривая потерь вольфрамовой спирали по диапазону представлена на фиг. 2.

Коэффициент усиления лампы рассчитывался по номограмме Катлера [4] для токов пучка, равных соответственно 1 и 10 ма. Кривые зависимости коэффициента усиления от λ также представлены на фиг. 2. Хотя принятые при расчете отношение действительного импеданса системы K_2 к идеальному импедансу K_1 и отношение радиуса пучка a_1 к радиусу системы a выбраны на основе опыта конструирования ламп со спиралями на более длинных волнах, однако они могут явиться возможными источниками ошибок. При больших значениях отношения a_1/a максимальный коэффициент усиления окажется на волне, более близкой к рабочей волне. При расчетах было принято, что на

всех длинах волн напряжение пучка остается равным 1000 в, а скорость распространения волны вдоль спирали также остается постоянной и равной $1/16$ скорости света. На практике скорость волны на более длинных волнах больше, что при фиксированном напряжении пучка, равном 1000 в, вызывает уменьшение коэффициента усиления на этих волнах. Кривая зависимости фазовой скорости от длины волны также представлена на фиг. 2. Предполагалось, что в областях, для которых рассчитанный коэффициент усиления превосходит холодные потери, скорость волны достаточно отличается от скорости пучка и вероятность возникновения нежелательного самовозбуждения на более длинных волнах уменьшается. Предполагалось также, что самовозбуждение на длинных волнах может быть подавлено, если поместить достаточно близко к спирали поглощающий материал, который увеличит потери на длинных волнах без существенного увеличения потерь на рабочей волне.

КОЭФФИЦИЕНТ ШУМА

Производились также расчеты коэффициента шума на основе теории, разработанной Уоткинсом [5] и др. Ниже приведены только результаты этих расчетов. Для тока пучка, равного 10 ма, при напряжении 1000 в и оптимальном расстоянии между анодом пушки и началом спирали расчетный коэффициент шума равен 29,3 дб. Для тока пучка, равного 1 ма, при том же напряжении коэффициент шума равен 25,6 дб. В обоих случаях благодаря большим значениям Q коэффициент шума не критичен к расстоянию между анодом и спиралью. При этих расчетах не учитывалось влияние шумов распределения.

Для уменьшения коэффициента шума, очевидно, следует применить в пушке устройство со скачкообразным изменением скоростей, аналогичное, по-видимому, описанному Уоткинсом [5].

СВЯЗЬ ПО ВЫСОКОЙ ЧАСТОТЕ СО СПИРАЛЬЮ

Как отмечалось выше, поперечный импеданс данной спирали на волне 5,4 мм равен 72 ом и с изменением длины волны изменяется довольно медленно. Поскольку величина 72 ом представляет обычное значение для импеданса коаксиальной линии, возможность присоединения коаксиального кабеля с импедансом 72 ом к концу этой спирали является очевидной. Однако осталось неясным, действительно ли поперечный импеданс спирали соответствовал импедансу коаксиальной линии. Были также неясности, связанные с влиянием геометрической неоднородности в месте соединения. Вопрос об удовлетворительном механическом креплении спирали также остался нерешенным.

На фиг. 3 показана окончательная конструкция, разработанная для лампы миллиметрового диапазона. Как видно из конструкции, спираль крепится на кварцевом цилиндре. Цилиндр состоит из двух половин, внутренние поверхности которых отфрезерованы так, чтобы спираль соприкасалась с цилиндром в четырех внутренних углах.

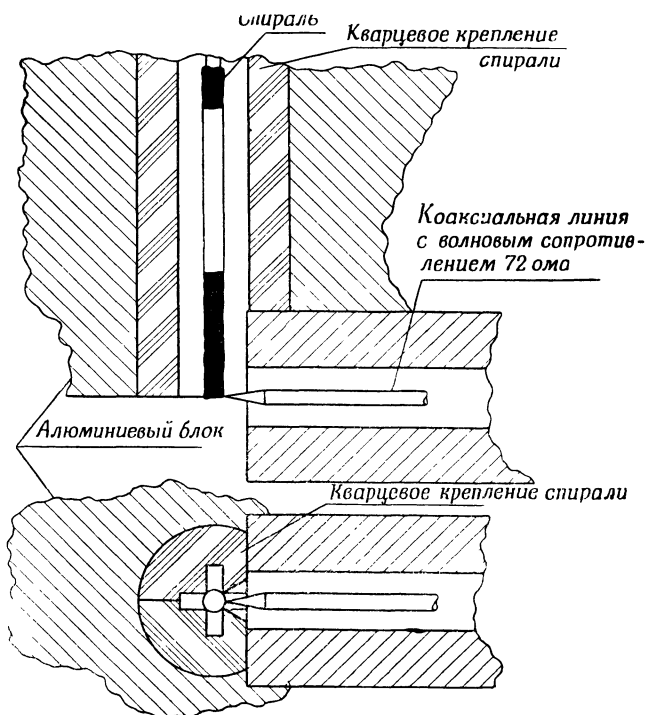
В некоторых более ранних экспериментах использовались крепления из лавы¹⁾, но высокочастотные потери, обусловленные этим материалом, оказались равными 10 дб. Поэтому от этих креплений отказались. Было также рассчитано влияние кварцевого диэлектрика на фазовую скорость и импеданс спирали. Оказалось, что уменьшение обоих этих параметров не превосходит 5%.

Как показано на фиг. 3, спираль вместе с кварцевым креплением вмонтирована в точно обработанное отверстие в алюминиевом блоке, служащем частью вакуумной оболочки. Соединение коаксиальной линии со спиралью осуществлено достаточно просто. Центральный проводник коаксиальной линии с импедансом 72 ом переходит в конус и плавно изменяет свой диаметр с 0,46

¹⁾ Лава — обожженный керамический материал на основе стеатита. —Прим. ред.

до 0,05 мм на длине 0,89 мм. Конусный переход предназначен для устранения в точке соединения со спиралью электрической неоднородности, вызывающей емкостную нагрузку первых нескольких витков спирали при наличии тупого конца центрального проводника.

Для лампы диапазона миллиметровых волн к. с. в., измеренный во внешней цепи, составлял всего 0,5 дБ. Этот результат учитывает влияние конусных вакуумных спаев и внешнего перехода от коаксиальной линии к волноводу.



Ф и г. 3. Конструкция перехода от коаксиальной линии к спирали (в разрезе).

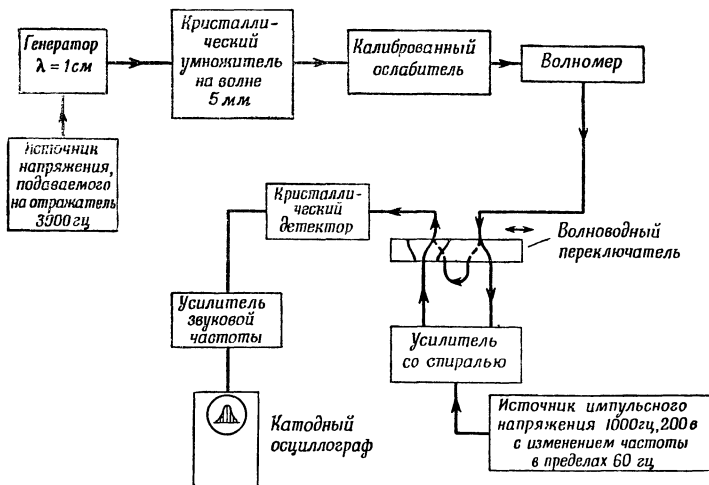
Кварцевое крепление спирали обладает еще одним свойством, обеспечивая простой способ увеличения потерь вдоль спирали для подавления генерации. В продольных щелях рядом со спиралью пришлось поместить керамические стержни диаметром 0,33 мм с аквадаговым покрытием. На более длинных волнах поле отходит от спирали на большее расстояние и в проводящем покрытии стержней теряется больше энергии.

СБОРКА ЛАМПЫ

Из описанных выше элементов была собрана лампа, предназначенная для испытаний. Конструкция лампы предусматривала возможность демонтажа. Блок пушки и конструкция магнитных наконечников были те же, что и в испытательной установке, изображенной на фиг. 1. Трубка дрейфа, использовавшаяся при исследованиях пушки, была заменена алюминиевым блоком, внутри которого находилась спираль с коаксиальными вводами и выводами. Конструкция усилителя (в сборке) показана на фиг. 4, а общий вид усилителя, подготовленного к откатке,—на фиг. 5. Там же показаны волноводные выводы вне вакуумной оболочки для связи лампы с высокочастотным измерительным оборудованием. Коаксиальные линии, выходящие из лампы, соединены с волноводами посредством переходов простой формы. Центральный проводник ко-

из измерительной цепи. Выходной конец переключателя присоединялся к обычному кристаллическому детектору.

Напряжение на отражателе генератора сантиметровых волн изменялось с частотой 3000 гц. При этом на выходе детектора появлялся сигнал частоты 6000 гц, который усиливался с помощью усилителя звуковой частоты и подавался на экран катодного осциллографа. Если напряжение пучка спиральной



Ф и г. 6. Блок-схема измерительной установки.

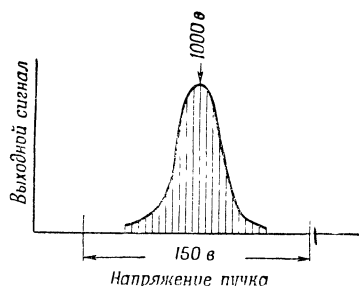
лампы изменять с частотой 60 гц, то на экране осциллографа можно непосредственно получить кривую зависимости коэффициента усиления от напряжения пучка. Такой метод применялся при измерениях коэффициента усиления. Для уменьшения мощности, рассеиваемой в лампе, иногда целесообразно было применять импульсное напряжение пучка с длительностью импульса 48 мксек и частотой повторения 1000 гц. В результате кривая зависимости коэффициента усиления от напряжения пучка, полученная на экране осциллографа, разбивалась на ряд импульсов. При этом можно было по-прежнему наблюдать огибающую сигналов и измерять коэффициент усиления. Типичная кривая такого вида показана на фиг. 7.

Было испытано 5 собранных ламп. Взаимодействие с электронами наблюдалось в 4 моделях. Но только на последних 2 моделях удалось получить усиление в чистом виде.

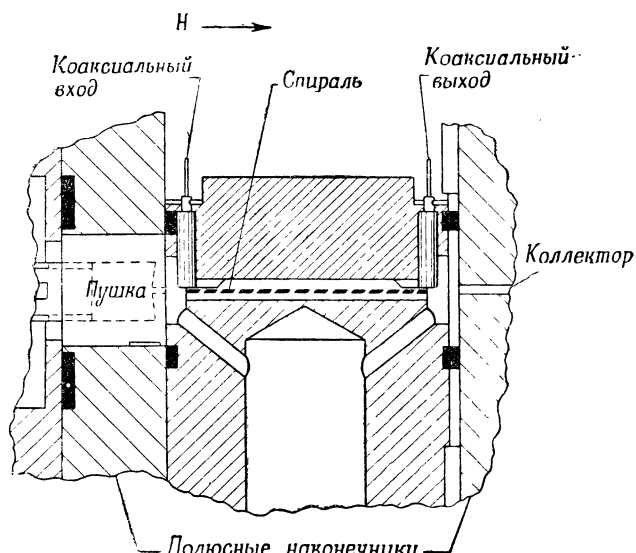
В 1-й модели использовалась вольфрамовая спираль без стержней с аквадаговым покрытием для подавления генерации. В этой лампе холодные потери составляли 40 дб, а взаимодействие с электронами достигало 21 дб при токе 1 ма, проходящем через спираль. Лампа интенсивно генерировала на волнах порядка 8 мм и отдавала значительную мощность на 2-й гармонике, соответствующей волне 4 мм.

Во 2-й модели использовалась вольфрамовая спираль, покрытая медью. Эта модель оказалась неудачной из-за межвитковых замыканий на входном конце спирали.

У 3-й модели также имелась вольфрамовая спираль с медным покрытием. Для подавления генерации в ней использовался один из поглощающих стержней. Несмотря на плохую эмиссию катода, на этой лампе было получено взаи-



Ф и г. 7. Кривая зависимости выходной мощности усилителя от напряжения пучка.



Ф и г. 4. Конструкция усилителя (в сборке).

коаксиальной линии проходит через волновод с малым волновым сопротивлением. Высота волновода составляет всего 0,25 мм. С одного конца этот волновод плавно переходит в стандартный волновод RG98U¹⁾. На противоположном конце волновода имеется передвижной закорачивающий поршень для согласования волновых сопротивлений. Поскольку центральные проводники изолированы от волноводов с помощью высокочастотных дросселей, выходные концы спирали могут быть использованы по постоянному току для измерения тока перехваченных электронов и сопротивления спирали.

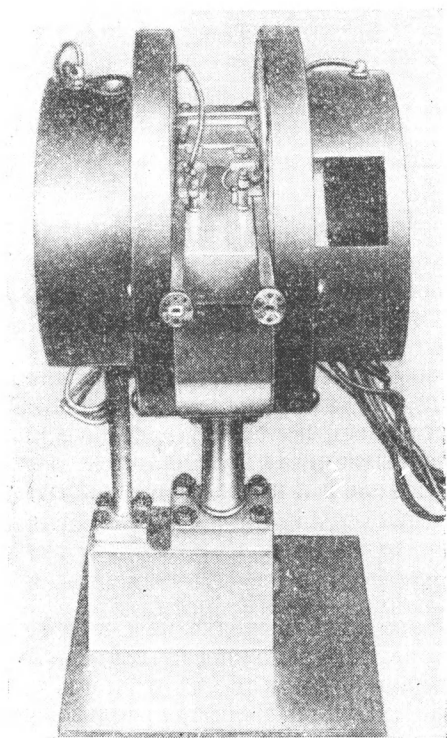
Полностью собранный усилитель помещен между полюсами большого электромагнита и соединен с высоковакуумным насосом.

ИСПЫТАНИЕ УСИЛИТЕЛЯ

Блок-схема измерительной установки, использовавшейся для испытания усилителя, показана на фиг. 6. Эта установка состояла из отражательного клистрона типа QK289, работающего в диапазоне 1,04—1,2 см. Мощность, вырабатываемая генератором, подается на кристаллический умножитель, который обеспечивает получение мощности на 2-й гармонике, приблизительно равной 1 мвт. Прежде чем попасть в лампу, эта мощность проходит через обычный калиброванный волноводный

ослабитель и волномер. Для измерения коэффициента усиления использовался волноводный переключатель, включавший или выключавший лампу

¹⁾ Волновод RG98U имеет внутренние размеры 1,88×3,76 мм. — Прим. ред.

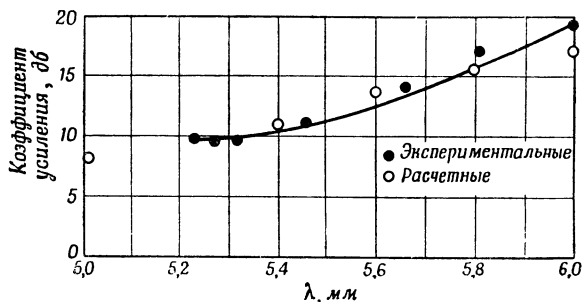


Ф и г. 5. Общий вид усилителя.

модействие с электронами, составлявшее около 30 дб при токе в цепи коллектора, равном всего 0,4 ма.

На 4-й модели со спиралью, покрытой медью, и с холодными входными потерями, равными 35 дб, получено достаточное взаимодействие с электронами для снижения измеряемых входных потерь до 2 дб. В действительности при градуировке высокочастотного ослабителя, применявшегося при измерениях, была допущена ошибка, которая обнаружилась позднее. Если учесть эту ошибку, то полученный коэффициент усиления достигал, по-видимому, 6 дб.

Было обнаружено, что даже сравнительно небольшая мощность, рассеиваемая на спирали, достаточна для повышения сопротивления по постоянному току и высокочастотных потерь. Впервые это было замечено после присоединения омметра к внешним выводам спирали для измерения ее сопротивления



Ф и г. 8. Кривая зависимости коэффициента усиления от длины волны, полученная из эксперимента, с нанесенными для сравнения точками соответствующей расчетной характеристики.

в момент, когда спираль находилась в вакууме. Вначале сопротивление равнялось 15,5 ом. Затем в результате нагрева за счет поступающей мощности, равной 40 мвт, омметр показал быстрое увеличение сопротивления до 30 ом. В то же время высокочастотные потери в спирали возросли примерно на 10 дб. Было рассчитано увеличение температуры, которое оказалось равным 250° С. Расчетное увеличение потерь, обусловленное ростом сопротивления, оказалось равным 11 дб, что хорошо согласовалось с экспериментом. Эти результаты показывают, что полное усиление, которое можно получить на этом усилителе, не было реализовано из-за увеличения потерь в спирали, обусловленного нагревом за счет тока перехвата. После использования слишком большого тока пучка спираль была окончательно приведена в негодность.

Затем была собрана и испытана 5-я модель. Никаких существенных конструктивных изменений в нее не было внесено, но качество сборки было улучшено в результате накопления опыта работы с микроскопически малыми деталями. Например, сварные соединения между концами спирали и коаксиальными линиями в этой модели были гораздо более гладкими. Это обеспечило хорошее согласование на входе и выходе (к. с. в. на входе равнялся 1,5 дб, а на выходе — 0,5 дб). Для сведения до минимума нагрева спирали было решено испытывать лампу при импульсном напряжении пучка со скважностью 21.

Результаты, полученные на 5-й модели, являются весьма обнадеживающими. В диапазоне волн от 5,2 до 6,0 мм получены чистые коэффициенты усиления от 9 до 19 дб. Кривая зависимости коэффициента усиления от длины волны представлена на фиг. 8. Импульсный ток через спираль составлял 0,84 ма. При увеличении тока лампа генерировала на более длинных волнах. Коэффициенты усиления, рассчитанные для тока через спираль, равного 1 ма, хорошо согласуются со значениями, полученными из эксперимента.

Было замечено, что при увеличении входной мощности примерно до 1 мвт, лампа перегружалась и позволяла получить на выходе мощность, равную 10 мвт

при коэффициенте усиления, равном 10 дб. Если входная мощность затем уменьшалась, то выходная мощность увеличивалась.

В результате выяснилось, что ток пучка от 1 до 2 ма достаточен для получения коэффициента усиления, равного по меньшей мере 20 дб. Если бы удалось вновь получить большее токопрохождение, достигнутое ранее, то нагревание спирали могло быть не слишком большим даже при работе в непрерывном режиме.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Millman S., *Bell. Lab. Rec.* XXX, 11, 413 (1952).
2. Little J. B., *Bell. Lab. Rec.* XXIX, 1, 14 (1951).
3. Пирс Д., Лампа с бегущей волной, изд-во «Советское радио», 1952.
4. Cutler C. C., *Proc. IRE*, 39, 914 (1951).
5. Watkins D. A., *Proc. IRE*, 40, 65 (1952).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕНЕРАТОРА С ОБРАТНОЙ ВОЛНОЙ В ДИАПАЗОНЕ 100—200 ГГц¹⁾

Карп

ВВЕДЕНИЕ

На миллиметровых волнах размеры высокочастотной части электронной лампы становятся чрезвычайно малыми, и с уменьшением длины волны все труднее изготовлять лампу, получать достаточный электронный ток и рассеивать энергию, переносимую этим током. В лампах типа ЛБВ условия сравнительно благоприятны, потому что высокочастотная часть вытянута преимущественно в одном направлении. Конструкции с пространственными гармониками обеспечивают дополнительные выгоды, так как позволяют увеличить некоторые размеры. Тем не менее даже при наличии этих благоприятных факторов получение волн короче 3 мм (т. е. частот выше 100 000 МГц) связано со значительными трудностями. Эти трудности можно преодолеть, по крайней мере на длинах волн, достигающих 1,5 мм (200 000 МГц), путем использования особой замедляющей системы, которая может быть успешно изготовлена как на самых коротких, так и на более длинных волнах.

В экспериментальной работе особенно целесообразно вести разработку лампы типа генератора с обратной волной (ЛОВ) [1], так как сама эта лампа является источником сигнала и для ее испытания не требуется дополнительный сигнал-генератор; согласование замедляющей системы с внешней цепью не слишком критично, и сама ЛОВ может быть полезной как источник сигнала для других экспериментальных работ, особенно если в ней предусмотрена электронная перестройка в диапазоне, где другие когерентные генераторы, работающие в непрерывном режиме, отсутствуют.

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ СИСТЕМА

Используемая высокочастотная система представляет собой в основном гребенчатый волновод со щелями в широкой стенке (фиг. 1), описанный в работе [2]. Этот волновод можно также рассматривать как аналог многозвенной линии, нагруженный емкостью [3].

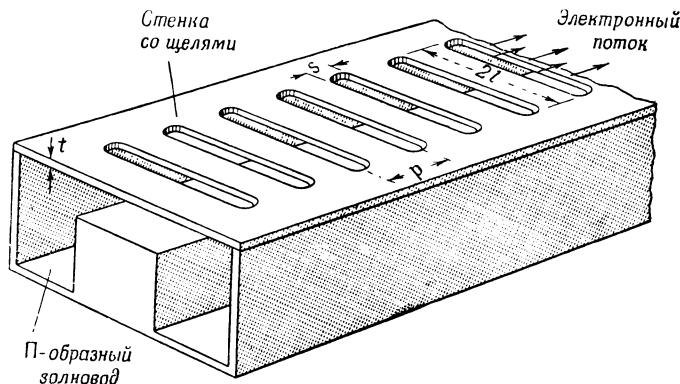
Электроны, пропускаемые с обеих сторон параллельно поверхности со щелями, могут взаимодействовать с высокочастотным электрическим полем при прохождении мимо каждой щели. Зависимость сдвига фазы между двумя последовательными щелями от частоты определяется дисперсионной кривой, изображенной на фиг. 2. Можно полагать, что первая обратная волна испытывает удельный сдвиг фазы в пределах от π до 2π , равный разности между 2π и сдвигом фазы основной волны. Дисперсионную кривую можно снять экспериментально на увеличенной модели с помощью, например, зонда, позволяющего измерять длину волны в волноводе. Ее можно также рассчитать с помощью эквивалентной схемы, изображенной, например, на фиг. 3, оказавшейся вполне подходящей для практических целей. Щели являются последовательно включенными элементами, представленными шлейфами на длинной линии, а параллельная емкость получается за счет емкости между вершинами гребенки и участ-

¹⁾ Карп А., *Proc. IRE*, 45, № 4, 496—503 (1957).

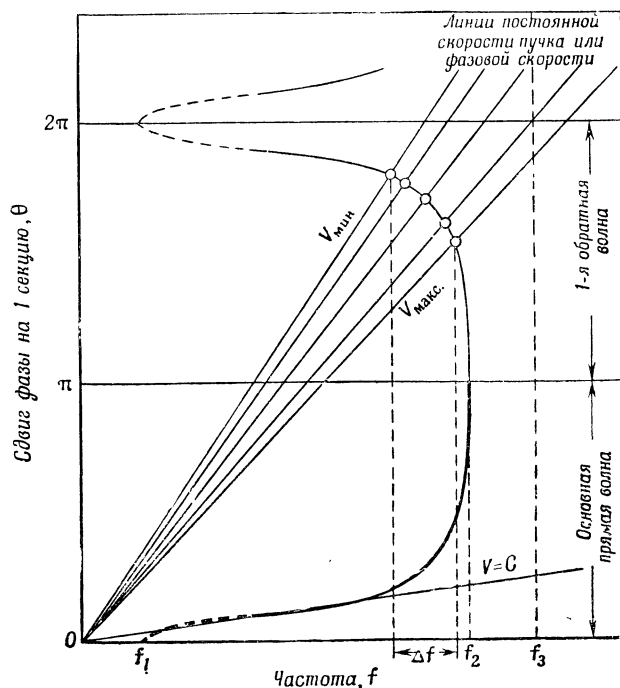
ками металлической стенки волновода между щелями. Пренебрегая сопротивлением щелей и связью между ними, можно записать

$$\cos \theta_{\text{осн.}} = 1 - \frac{1}{2} \omega C z_0 \operatorname{tg} \frac{\omega l}{c}, \quad (1)$$

где $\omega = 2\pi f$ — угловая частота, а c — скорость света.



Ф и г. 1. Основная конструкция замедляющей системы.



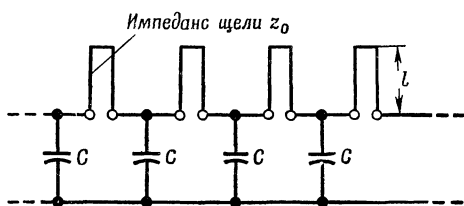
Ф и г. 2. Дисперсионная кривая для системы, изображенной на фиг. 1 и 4 для первых двух пространственных гармоник.

f_1 — нижняя частота отсечки или частота отсечки собственно гребенчатого волновода (если эта частота мала, то она несущественна); f_2 — верхняя частота отсечки; $f_3 = c/4l$ — резонансная частота щелей.

Фазовая скорость равна $2\pi pf/\theta$, где p — расстояние между двумя последовательными щелями. Групповая скорость равна $2\pi p(\partial\theta/\partial f)^{-1}$, где производная определяется наклоном кривой на фиг. 2. Импеданс системы, который изменяется обратно пропорционально групповой скорости, таким образом,

пропорционален наклону этой кривой $\partial\theta/\partial f$. Величина вносимых потерь также обратно пропорциональна групповой скорости [4] и (в случае ее малости) равна $(f/2Q)(\partial\theta/\partial f)$ неперов на 1 секцию, где Q — добротность щелей, рассматриваемых как резонаторы.

Очевидно, что дисперсионную кривую удобно изображать в том виде, в котором она представлена на фиг. 2, где величина $\partial\theta/\partial f$ без труда находится по графику. По оси ординат целесообразнее откладывать сдвиг фазы θ вместо постоянной распространения $\beta = \theta/p$, так как при этом получаются удобные границы (кратные величине π) между областями, соответствующими различным пространственным гармоникам. Из разложения в ряд Фурье следует, что при изменении θ в интервале от π до 2π амплитуда 1-й обратной волны уменьшается относительно результирующей амплитуды всех пространственных гармоник со скоростью, зависящей от отношения s/p (см. фиг. 1). При увеличении θ скорость убывания полей, модулирующих пучок, в направлении, перпендикулярном к стенке со щелями, увеличивается, т. е. связь с пучком при этом уменьшается.



Фиг. 3. Упрощенная эквивалентная схема для системы, изображенной на фиг. 1 и 4.

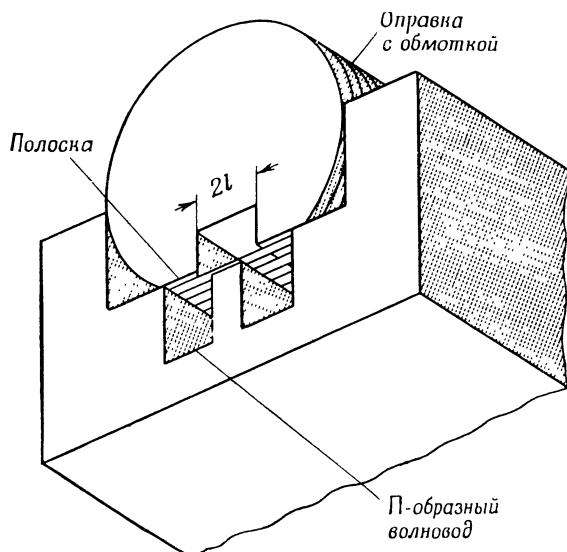
На практике колебания в генераторе с обратной волной могут быть получены только в том интервале частот Δf , для которого наклон дисперсионной кривой (см. фиг. 2) принимает какое-либо промежуточное значение.

Этот интервал ограничен в сторону высоких частот (крутой наклон) за счет быстрого увеличения потерь в системе и в сторону низких частот (пологий наклон) за счет одновременного уменьшения импеданса системы, связи с пучком и коэффициента ряда Фурье для обратной волны. Для обеспечения по возможности плавного изменения наклона в рабочей зоне и, следовательно, увеличения величины Δf следует в соответствии с графическими представлениями соотношения (1) по возможности увеличить значения C и z_0 . Это означает, что верхняя часть гребенки (оптимальная ширина которой приблизительно равна l) должна быть по возможности приближена к стенке со щелями и что толщина t металла, в котором прорезаны щели, должна быть сделана настолько малой по сравнению с шириной щели s , насколько это позволяют соображения, связанные с рассеянием тепла и потерями. Увеличение шага p , так же как и для конструкции с высоким напряжением пучка, приводит к расширению переходной области с наклоном. Это обусловлено, по-видимому, прежде не учитывавшимися сдвигом фазы в самом волновде и, возможно, уменьшением связи между щелями. Если размер волновода превышает длину щелей $2l$, то по сравнению с тем случаем, когда вертикальные стенки проходят насквозь через концы щелей, как в случае исходной многозвенной линии [3], [4], происходит расширение дисперсионной кривой в желательном направлении, что, очевидно, объясняется изменением конфигурации поля H вблизи концов щелей.

Конструктивное выполнение высокочастотной системы на весьма коротких волнах основано на изготовлении стенки со щелями в виде ленточной сетки. На фиг. 4 показана наиболее подходящая конструкция, разработанная в настоящее время. Сетка намотана на вспомогательную оправку, которая представляет собой самостоятельную деталь. Полоски надежно припаиваются к оправке, а оправка достаточно просто крепится к волноводу. Один и тот же волновод, размеры которого не критичны, использовался для нескольких частотных диапазонов; при этом только вставлялись различные оправки, единственным критическим размером которых является ширина канавки $2l$. Глубина канавки, поверхность которой намотаны полоски, не критична (при условии, что канавка имеет достаточную глубину), так как в полосе пропускания системы волна в этой области не распространяется.

Необходимое согласование с прямоугольным волноводом осуществляется путем постепенного уменьшения ширины канавки на выходном конце оправки (см. фиг. 6) и плавного уменьшения индуктивной реактивности щелей $[z_0 \operatorname{tg}(\omega l/c)]$ до небольшой величины. Гребенка постепенно сходит на нет на любом удобном для этого участке выходного волновода (см. фиг. 5).

Оправки и полоски, использовавшиеся в экспериментах, изготавливались из молибдена, покрытого при высокой температуре чистым золотом, и спаивались также золотом. Первоначально при сборке использовался припой, состоящий из золота и меди, в результате чего лампы генерировали очень слабо или

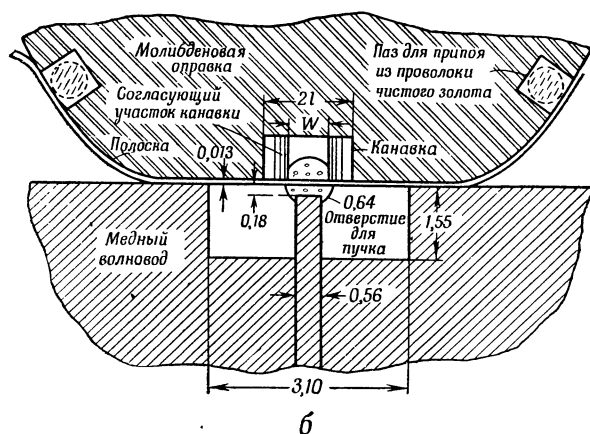
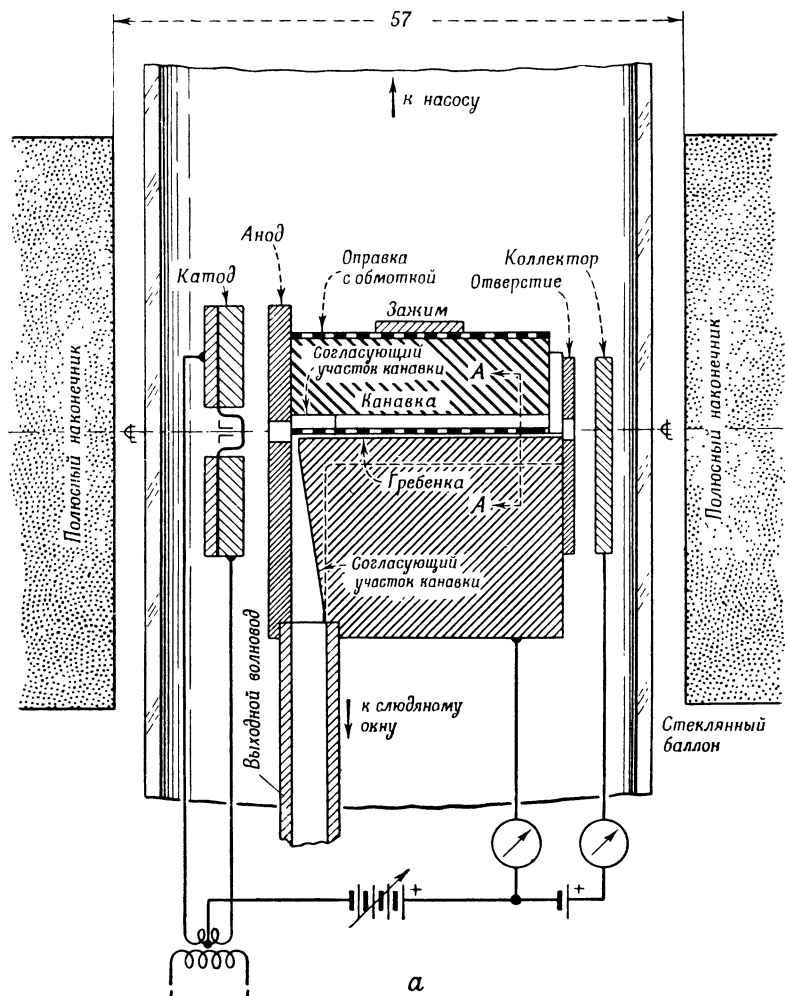


Ф и г. 4. Конструктивное выполнение системы, показанной на фиг. 1, применявшееся при изготовлении экспериментальных образцов ламп.

не генерировали совсем. Это обусловлено тем, что сплавы золота с медью могут иметь удельные сопротивления, в несколько раз превосходящие удельное сопротивление каждого из этих металлов в отдельности, и что, как будет показано ниже, проводимость металла вокруг щелей на волнах короче 3 мм является весьма критичной величиной. Полоски должны быть очень плоскими, и их следует наматывать в натянутом состоянии. В проведенных экспериментах использовалась полоска с поперечным сечением 12×75 мкм при плотности намотки порядка 80 витков/см. Изготовление полоски, обработка оправки и намотка не вызывали трудностей. Вопросы, связанные с изготовлением системы, не служили препятствием для генерации с помощью этих средств волн, в несколько раз более коротких. Однако этому мешали практические трудности, связанные с получением необходимой плотности катодного тока, фокусировкой пучка, рассеянием тепла, потерями в системе и детектированием сигнала.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ ОБРАЗЕЦ ЛАМПЫ

Эксперименты выполнялись на лампе разборной конструкции, изображенной на фиг. 5, а и б. Лампа располагалась между плоскими поверхностями полюсов большого электромагнита таким образом, чтобы ось электронного пучка (см. фиг. 5, б) совпадала с осью симметрии полюсных наконечников. В основу конструкции пушки были положены соображения, связанные с простотой механического изготовления, поэтому приходилось довольствоваться



Ф и г. 5. ЛОВО разборной конструкции для диапазона 100—200 Гц.
Размеры в мм.

а—схематическое изображение; **б**—разрез по А—А через пучок, вид в сторону катода.

грубой фокусировкой, обеспечиваемой магнитным полем. Использовался катод с прямым накалом, состоящий из вольфрамовой ленты, нагреваемой до температуры, обеспечивающей ток эмиссии порядка нескольких ампер с квадратного сантиметра как при наличии покрытия из окиси тория, так и без него. Выходной волновод, отштампованный из серебра, с внутренними размерами, аналогичными волноводу RG-99/U ($1,55 \times 3,10$ мм), был наименьшим из имевшихся в то время волноводов, хотя сам по себе был слишком велик для полученных длин волн. Отражение от прямоугольного изгиба гребенчатой части волновода было мало вследствие малого импеданса гребенчатого волновода.

Использовались пять обмотанных молибденовых оправок с одинаковым диаметром, равным 9,52 мм, одинаковой длиной 31,75 мм и другими размерами, которые вместе с полученными диапазонами волн приведены в таблице.

Нормальная ширина канавки $2l$, мм	Ширина канавки после плавного сужения w , мм	Плотность намотки, витки/см	Диапазон волн, мм
1,09—1,12	0,61	74	2,9—2,5+
0,92—1,02	0,56	79	2,54—2,17
+0,04			
0,89			
—0,00	0,56	79	2,47—2,05
0,74±0,025	0,43	79	2,00—1,71
+0,025			
0,61			
—0,00	0,30	79	1,7—1,5—

Увеличенное изображение типовой оправки показано на фиг. 6.

Поскольку синхронное напряжение пучка определяется выражением

$$U_0 = \left[\text{Фазовая скорость} / 2 \frac{e}{m} \right]^2 = \left[507 \left(\frac{2\pi}{\theta_{-1}} \right) \left(\frac{p}{\lambda_0} \right) \right]^2 e,$$

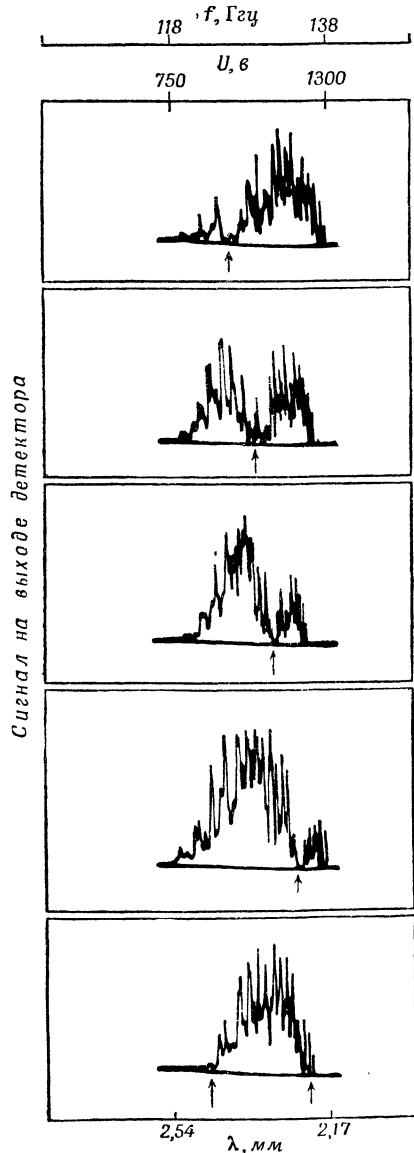
где $\pi < \theta_{-1} < 2\pi$, а λ_0 — длина волны в свободном пространстве, с уменьшением λ_0 при постоянном значении p , равном 0,127 мм, следует повышать рабочее напряжение. Интервалы изменения напряжения, соответствующие перестройке в перечисленных выше пяти частотных диапазонах, равны соответственно 650—920, 750—1300, 950—1300, 1300—1800 и 1700—2700 в.

Для достаточно хорошей фокусировки электронного потока в целях возбуждения и поддержания колебаний требуются магнитные поля в пределах от 1500 до 3700 гаусс.

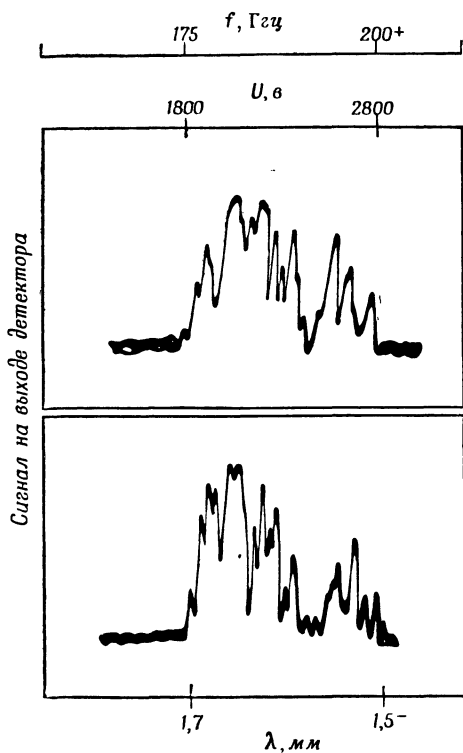
На более высоких частотах появлялась необходимость в увеличении напряженности поля, но эта закономерность была в значительной степени завуалирована изменениями точности взаимного расположения отдельных узлов. (Вполне возможно, что это увеличение напряженности поля требуется в большей степени для выпрямления траекторий электронов, покидающих пушку, чем для преодоления сил пространственного заряда вдоль системы, и, согласно наблюдениям Йокома и Хэмпстэда, в отпаянных лампах на волнах, превосходящих 3 мм, правильная конструкция пушки должна обеспечить значительное уменьшение напряженности поля.) На более длинных волнах максимальный диапазон перестройки и наибольшая выходная мощность получаются в том случае, когда магнитное поле и электронный поток параллельны плоскости полосок и ток через коллектор максимален. Но на коротких волнах наилучшие

мощности. Например, при наблюдении кривых, изображенных на фиг. 8, использовалось анодное питание, состоявшее из комбинации постоянного напряжения —1000 в и переменного напряжения частоты 60 гц и амплитуды 4000 в. Причем развертка осциллографа и гасящие импульсы были подобраны так, чтобы сигнал детектора просматривался в течение интервала 0,0025 сек., когда напряжение пучка изменяется от +1500 до +3000 в.

Детектирование высокочастотного сигнала производилось с помощью кремниевое кристалла, вмонтированного в оправку, широко используемую в диапазоне от 3,5 до 7 мм. Хотя эти детекторы предназначались для работы на сравнительно длинных волнах, среди них можно было отобрать некоторые экземпляры, которые имели



Ф и г. 7. Типичные осциллограммы сигнала на выходе детектора в зависимости от напряжения пучка для генератора, испытанного при различных положениях поршня, помещенного за кристаллическим детектором (стрелки указывают частоты, при которых для данного положения поршня наблюдается минимальный сигнал).

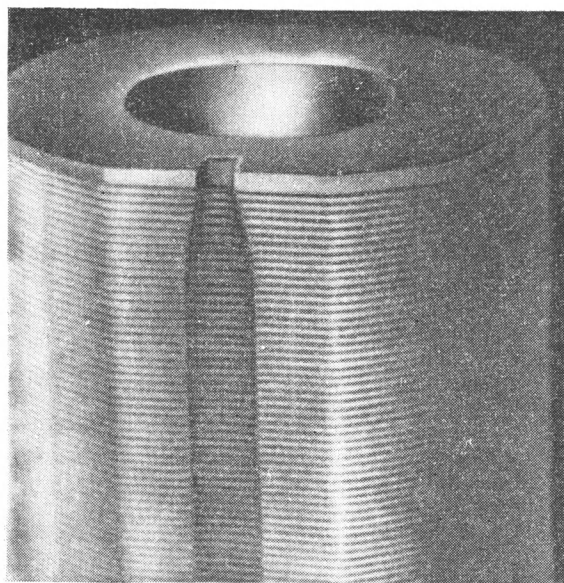


Ф и г. 8. Типичные осциллограммы сигнала на выходе детектора в зависимости от напряжения пучка для генератора, испытанного при различных положениях поршня и при быстром изменении частоты.

подходящую чувствительность в диапазоне от 1,5 до 3 мм. За детектором помещался волноводный поршень, перемещавшийся с помощью микрометрического винта. При перемещении поршня детектируемый сигнал перио-

рабочие характеристики получались в том случае, когда электронный поток составлял некоторый угол с плоскостью полосок, а ток через коллектор был значительно меньше своего максимального значения. Объяснение этого явления приводится ниже.

Пусковой ток для каждой оправки был наименьшим вблизи середины диапазона перестройки, а для ряда оправок пусковые токи возрастали примерно от 1 а/см^2 для 1-й оправки до приблизительно 5 а/см^2 для 5-й оправки. Удовлетворительный выходной сигнал был получен при токах соответственно от 3 до 10 а/см^2 . Но и в этом случае закономерности были не совсем четко выражены из-за небольших механических различий между отдельными узлами. Следует отметить, что когда речь идет о токе пучка, то имеется в виду его плотность. Применять понятие плотности тока на этих длинах волн следует осторожно, так как поперечное сечение пучка, получаемое на практике, намного



Фиг. 6. Увеличенное изображение выходного конца типовой оправки для ЛОВ. Отверстия в сетке резонируют на частоте порядка $134\,000 \text{ Мгц}$. Колебания возникают в диапазоне $2,5\text{—}2,9 \text{ мм}$.

больше поперечного сечения, в котором происходит эффективная модуляция высокочастотным полем (см. фиг. 10). Дальнейшие пояснения к этому явлению, аналогичному скин-эффекту в металлических проводниках, приведены ниже.

Из упомянутых выше значений напряжения и плотности тока следует, что плотность мощности пучка, поглощаемой в полосках при нормальной работе, находится в интервале $2\text{—}27 \text{ кВт/см}^2$. Плотность мощности пучка, при которой происходит сгорание полоски сечением $0,076 \times 0,014 \text{ мм}$, равна примерно 10 кВт/см^2 в зависимости от ширины канавки ($0,61\text{—}1,12 \text{ мм}$), натяжения, угла падения пучка и качества пайки.

Таким образом, первые три оправки могли работать полностью в непрерывном режиме, а последние две оправки — при средней мощности питания, уменьшенной примерно на $\frac{2}{3}$. Поскольку генераторы с обратной волной используются большей частью в качестве широкополосных генераторов с переменной частотой, можно без труда осуществить изменение формы кривой напряжения, обеспечивающее небольшое уменьшение средней затрачиваемой

дически проходил через минимумы и максимумы, поэтому поршень с микрометрическим винтом мог служить в качестве волномера интерференционного типа. Поскольку ход поршня перекрывал много полуволн, длины волн могли измеряться с большой точностью. В качестве предварительной пробы можно пропускать высокочастотную энергию через волноводы, поперечное сечение которых уменьшено до определенных размеров и которые пропускают часть проходящей мощности, а остальную часть поглощают (например, волноводы с поперечными сечениями $1,52 \times 0,76$ мм или $1,02 \times 0,51$ мм), и устанавливать верхнюю и нижнюю границы диапазона генерации.

Типичные осциллограммы сигнала на выходе детектора в зависимости от напряжения пучка представлены на фиг. 7 и 8.

Поскольку частота примерно пропорциональна напряжению пучка, эти кривые характеризуют также зависимость величины выходного сигнала от частоты. На фиг. 8 имеется два или три «поршневых провала», которые при передвижении поршня в сторону детектора перемещаются вправо. Эти провалы менее глубоки, чем на фиг. 7, вследствие больших потерь в контакте между поршнем и волноводом. На всех осциллограммах видна явно выраженная «тонкая структура», которая является разновидностью интерференционных явлений, обусловленных многократными отражениями в системе и в выходном волноводе, на длине которых укладывается большое число целых волн. Тонкая структура на фиг. 8 искажена из-за быстрого изменения частоты и ограниченной полосы пропускания трансформатора звуковой частоты, применявшегося для лучшего согласования детектора с усилителем осциллографа.

Отражения в выходном волноводе могут быть обусловлены прямоугольным изгибом, концом гребенки, слюдяным окном, сочленениями волноводов и рассогласованием детектора. Каждая пара отражателей вызывает появление интерференционных явлений с периодичностью (по частоте), обратно пропорциональной расстоянию между ними. Поскольку эти отражения слабы и пассивны, результирующая составляющая тонкой структуры неглубока и может быть уменьшена путем введения в выходной волновод дополнительного затухания. В замедляющей системе отражения могут происходить на концах и в местах микроскопических неоднородностей вдоль длины системы, на которой укладывается большое число замедленных длин волн. Отраженная волна распространяющаяся по направлению электронного потока в сторону коллектора, быстро затухает благодаря большим потерям в системе, тогда как волна, отраженная навстречу электронному потоку, усиливается пучком; следовательно, отражения в системе не являются пассивными. В низкочастотных ЛОВ отражения происходят только на концах; поэтому достаточно устранить отражения от выходного конца, что легко выполнимо. Но на частотах, превышающих 100 Гц, отражения в промежуточных точках становятся существенными и потери в сторону коллектора составляют уже несколько десятков дБ/см. В результате на таких высоких частотах неизбежно возникает явно выраженная тонкая структура, на которую дополнительные потери на выходном конце оказывают лишь ничтожное влияние.

ВЫХОДНАЯ МОЩНОСТЬ

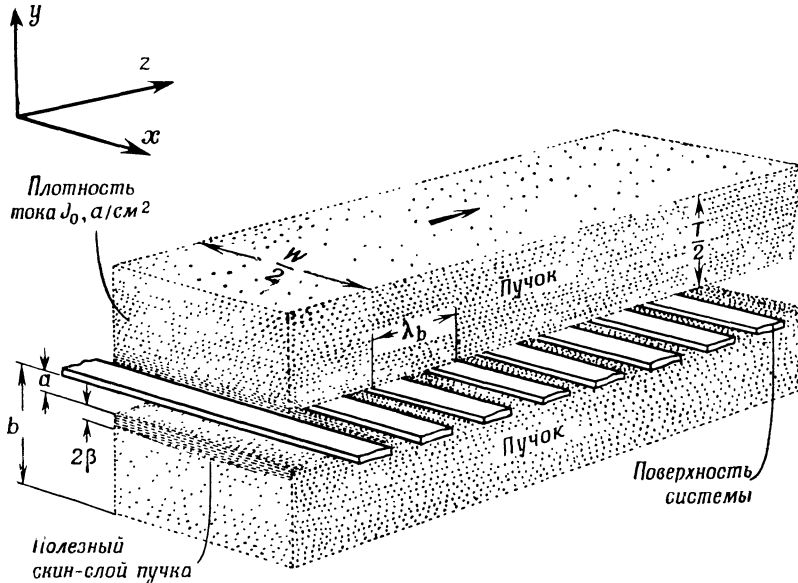
Выходная мощность экспериментально не измерялась из-за отсутствия средств для непосредственного выполнения этой задачи. К.п.д. детекторов на этих частотах также не известны. Однако достаточно хорошую оценку мощности можно произвести с помощью следующего расчета, основанного на работе Гроу и Уоткинса [5], хорошо согласующегося с экспериментальными данными на волнах 5 мм и длиннее.

На фиг. 9 приведено схематическое изображение пучка и системы ЛОВ на весьма коротких волнах. Если фазовая скорость мала по сравнению с c , то зависимость продольной высокочастотной составляющей E_z от y выра-

жается в виде $\exp[-\beta y]$, где постоянная распространения

$$\beta = \frac{\theta_{-1}}{p} = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{(v/c)\lambda_0} = \frac{2\pi}{\lambda_b},$$

при условии, что v — фазовая скорость обратной волны — в основном совпадает со скоростью пучка U_0 . Обычно E_z уменьшается до ничтожной величины на расстоянии, малом по сравнению с толщиной пучка. При практи-



Ф и г. 9. Схематическое изображение пучка и системы ЛОВ на весьма коротких волнах.

ческих расчетах коэффициента усиления или мощности учитывается именно E_z^2 , так что эффективная глубина скин-слоя для пучка равна

$$\frac{1}{2\beta} = \frac{v \lambda_0}{c 4\pi}.$$

(Отметим, что эта глубина составляет примерно $1/12$ длины волны пучка и имеет порядок $1/150$ длины волны свободного пространства.) Таким образом, подаваемая мощность, которую желательно превратить в высокочастотную, равна

$$\frac{J_0 V_0 W}{2\beta} = J_0 V_0 W \lambda_0 \frac{v/c}{4\pi} \text{ вт.}$$

Предполагалось, что E_z^2 не зависит от x . Если это не выполняется, то можно использовать уменьшенное значение ширины W . По Уоткинсу и Гроу, к. п. д. определяется отношением ω_q/ω , где ω_q — модифицированная частота плазмы. Если пучок сравнительно близок к проводнику ($b \gg a$), а толщина его велика по сравнению с длиной волны пучка ($b \gg \lambda_b$), то ω_q в основном совпадает ([6], фиг. 13, стр. 1664) с немодифицированной частотой плазмы ω_p и необходимость знать размеры b и a отпадает.

Умножая подаваемую мощность на к. п. д., подставляя

$$\omega_p = \frac{(e/m) J_0^{1/2}}{\epsilon_0 U_0},$$

$$v = U_0 = \left[2 \left(\frac{e}{m} \right) V_0 \right]^{1/2}, \quad \omega = \frac{c}{2\pi \lambda_0}$$

и численные значения физических постоянных, после упрощения получаем

$$\text{Выходная мощность} \approx 86,5 J_0^{3/2} V_0^{3/4} (\lambda_0^3 W), \quad (2)$$

где использованы соответственно следующие размерности единиц: мвт , $(\text{а/см}^2)^{3/2}$, $\text{кв}^{3/4}$ и см^3 . Поскольку с изменением величины λ_0 обычно изменяется также и значение W , удобно представлять W в виде $m\lambda_0$. Тогда последний член принимает вид $m\lambda_0^3$, что указывает на быстрое уменьшение выходной мощности с укорочением длины волны. Максимальное рабочее значение J_0 тесно связано с химическим составом катода, так как пушка со сходящимся пучком на этих частотах не может быть использована.

Удачно, что соотношение (2) выражается только через основные величины. Единственные допущения, определяющие справедливость выражения к. п. д. = ω_q/ω , заключаются в том, что плотность тока считается всюду одинаковой, омические потери пренебрежимо малы и что рабочий ток достаточно велик по сравнению с пусковым током для насыщения пучка по краям. Дальнейший расчет Уоткинса и Гроу [5] показывает, что омические потери в системе можно учесть путем уменьшения расчетного значения выходной мощности примерно на $1/4$ — $1/2$ общих потерь в системе.

Применяя соотношение (2) при $m \approx 1/3$ (учитывая зависимость E_z от x), получим следующие типичные значения:

λ_0 , мм	3	1,5
V_0 , кв	1	2,5
J_0 , а/см ²	3	8
Выходная мощность без учета потерь в системе, мвт	3,5	6
Оценка общих потерь в системе, дб	30	58
Уменьшение мощности [5], дб	10	16
Результирующая выходная мощность, мвт	0,35	0,15

Потери в системе оценивались с помощью соотношения, приведенного в начале статьи, между значением потерь на 1 резонатор, групповой скоростью и добротностью малых резонаторов. Эта добротность равна $\pi/4$, умноженному на волновое сопротивление малой щели и деленному на $(\frac{1}{2}rl + R)$, где r — поверхностное сопротивление токонесущих краев щели на единицу длины, а R — сопротивление спая по высокой частоте. Среди данных, относящихся к общим потерям, величины в первом столбце соответствуют для данной оправки тому концу диапазона, на котором групповая скорость велика, а величины во втором столбце соответствуют концу диапазона с малой групповой скоростью.

ЧИСЛО ЭЛЕКТРОНОВ В ПАКЕТЕ

Как показал Гефнер, пакеты на столь коротких волнах в обычном пучке содержат очень мало электронов. Обращаясь вновь к фиг. 9, нетрудно видеть, что электроны, группирующиеся в пакет, собираются в лучшем случае из объема

$$W \text{ (ширина)} \times \frac{1}{2\beta} \text{ (толщина)} \times \lambda_b \text{ (длина)}.$$

Это произведение после упрощения принимает вид

$$\text{Объем} = \left(\frac{U_0}{c} \right)^2 \frac{m\lambda_0^3}{4\pi}.$$

Плотность электронов равна J_0/U_0e , а число электронов равно

$$\begin{aligned} N &= \text{плотность электронов} \times \text{объем} = \\ &= \frac{J_0}{4\pi ce} \left(\frac{U_0}{c} \right)^2 m\lambda_0^3 = 1,66 \cdot 10^7 \frac{U_0}{c} J_0 m\lambda_0^3, \end{aligned}$$

где J_0 в а/см², а λ_0 в см.

Для типичного случая $\lambda_0 = 0,15$ см, $m \approx 1/3$, $J_0 \approx 5$ а/см², $V_0 = 2500$ в ($U_0/c \approx 0,1$) и $N = 9300$ электронов.

Трудно предвидеть те выводы, которые можно сделать из этого неожиданного результата, и те явления, при которых может появиться столь незначительное число электронов в одном пакете. Возможно, что сигнал в этом случае содержит больший уровень шума, и вполне вероятно, что полученный результат близок к тому пределу, за которым взаимодействие должно рассматриваться с точки зрения квантовой механики.

К РАСЧЕТУ ПУСКОВОГО ТОКА

Экспериментальные результаты всегда желательно сопоставлять с теорией. Данная работа не является исключением. Весьма интересной в этом случае величиной является плотность пускового тока, по которой можно определить параметр усиления и импеданс связи. Но, к сожалению, имеется совершенно неизвестный параметр — эффективное расстояние между пучком и системой (расстояние a на фиг. 9), влияние которого на этих длинах волн сильно скачивается.

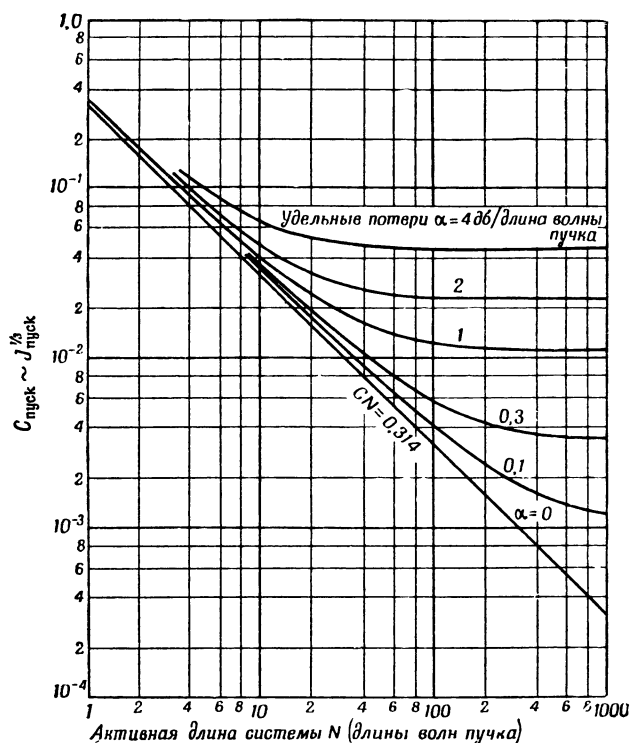
Хотя величина a непосредственно не влияет на выходную мощность (при условии, что пусковой ток остается в несколько раз меньшим рабочего тока) и хотя обычно она достаточно мала, чтобы на сравнительно длинных волнах оказывать незначительное воздействие, тем не менее на таких коротких волнах, когда она может равняться или превосходить $1/2 \beta$, ее влияние на пусковой ток очень велико. Незаполненная область между пучком и системой, изображенная на фиг. 9, в действительности отсутствует, но большинство электронов, движущихся в непосредственной близости от системы, непрерывно перехватывается ею благодаря наличию у них поперечных скоростей теплового или иного происхождения. Эти электроны, которые часто называют краевыми электронами, не могут участвовать в усилении, а величина a является эффективной толщиной области рассеяния. Она зависит, помимо прочих факторов, от магнитного поля и температуры катода и, согласно численным оценкам, имеет порядок 0,001 дюйма (0,025 мм). Поскольку величина E_z^2 пропорциональна $\exp(-23y)$, небольшая неопределенность величины a обуславливает очень большую неопределенность параметра усиления. Точно установлено, что путем подгонки предполагаемого значения a в небольших пределах можно согласовать расчетные величины с любым измеренным значением пускового тока, что делает бессмысленным при этих условиях какое-либо сравнение.

Более целесообразно было бы исследовать зависимость пускового тока от различных регулируемых параметров для определения их оптимальных значений. Среди многих таких параметров, как, например, импеданс щелей, на этих длинах волн параметром, имеющим почти преобладающее значение, являются холодные потери в системе. Джонсон [7] рассчитал зависимость пусковых условий от этих потерь при общих потерях до 30 дБ, а Гроу распространил его результаты до нескольких сотен децибелл. Как те, так и другие данные представлены в виде зависимости произведения CN при пуске от общих потерь L , где C — параметр усиления, пропорциональный $1/3$ мощности пучка, а N — активная длина системы, выраженная в длинах волн пучка¹⁾. Оказалось удобным перестроить график и представить его в виде зависимости C при пуске от активной длины N при удельных потерях $\alpha = L/N$ в качестве параметра (фиг. 10).

Значение графиков фиг. 10 заключается в том, что при малых удельных потерях влияние их ничтожно и пусковой ток изменяется обратно пропорцио-

¹⁾ Для рабочих условий, встречающихся на столь коротких волнах, джонсоновский параметр пространственного заряда Q/N , равный $\omega^2 q N^2 / 4 \omega^2 (CN)^3$, всегда пренебрежимо мал.

нально кубу длины. Но когда удельные потери велики, положение резко изменяется, так как в этом случае влияние длины (превосходящей некоторое минимальное значение) ничтожно, тогда как пусковой ток изменяется пропорционально кубу потерь. Это подтверждается и экспериментально. Когда полоски были припаяны на сплав золота с медью, пусковые токи были очень велики и даже превосходили те токи, которые могла обеспечить пушка. Когда же электронный поток был наклонен под некоторым углом к оси системы, условия



Ф и г. 10. Графики пусковых условий в ЛОВ при различных омических потерях.

работы на самых коротких волнах улучшились, так как уменьшение длины участка взаимодействия оказывало незначительное вредное воздействие, тогда как влияние приближения электронов к полоскам сказывалось благоприятно.

Признание преобладающей роли потерь определяет направление дальнейшей работы. Например, увеличение толщины полосок (размер t на фиг. 1) в обычных условиях было бы нежелательно, так как оно несколько уменьшает импеданс связи и полосу пропускания. Однако оно значительно уменьшило бы потери (и, между прочим, улучшило бы условия рассеяния тепла), что является наиболее неотложной задачей при дальнейшем совершенствовании существующей конструкции и при попытках достигнуть диапазона еще более коротких волн.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изменение рабочих частот генераторов с обратной волной до нескольких сотен тысяч мегагерц требует изменения методики, установившейся на более низких частотах. Выполнимость конструкции с малыми размерами становится практически единственным критерием при выборе электромагнитной системы.

Основное внимание обращается на уменьшение потерь и приближение пучка к системе, тогда как длина участка взаимодействия теряет свое значение. Ток пучка имеет физическое значение только в том случае, когда он выражен в виде плотности тока и когда предполагается наличие скин-эффекта. Возможно, что потребуется рассмотрение вопроса о минимально необходимом числе электронов для образования пакета.

Система, содержащая волновод со щелями, оправдала себя, по крайней мере на частотах до 200 Гц, на которых все еще могла быть изготовлена дешево и просто.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kompfner R., Williams N. T., *Proc. IRE*, **41**, 11, 1602 (1953); Guenard P., Doehler O., Epsztein B., Warnecke R., *C. R.* 235, 236 (1952).
2. Карп А., *Вопросы радиолокационной техники*, № 4, (28), 96 (1955).
3. Warnecke R., Doehler O., Guenard P., *C. R.*, **231**, 1220 (1950).
4. Пирс Д., Лампа с бегущей волной, изд-во «Советское радио», 1952.
5. Grow R. W., Watkins D. A., *Proc. IRE*, **43**, 7, 848 (1955).
6. Sullivan J. W., *Proc. IRE*, **42**, 11, 1658 (1954).
7. Джонсон Г. Р., *Вопросы радиолокационной техники*, № 2 (32), 31 (1956).

ГАРМОНИКИ НА МИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛНАХ¹⁾

Нетеркот

ВВЕДЕНИЕ

В Колумбийской лаборатории излучений исследованы два практических способа получения колебаний в диапазоне миллиметровых волн, обладающих достаточной мощностью для проведения физических измерений. Первый (в хронологическом порядке) способ сводился к использованию гармоник, непосредственно излучаемых генерирующим магнетроном [1]. Наблюдались гармоники с длинами волн, достигавшими 1,25 мм. Единственным преимуществом магнетрона является простота наладки. Используя этот способ, оператор со средним опытом может получить излучение на волне 1,5 мм в течение нескольких часов.

Второй способ сводился к применению частотного умножения мощности, излучаемой клистроном, которое осуществлялось с помощью контактной пары кремний — вольфрам с использованием нелинейных свойств такого устройства. Этим способом получено излучение на волне 1,5 мм [2], и на ряде волн — вплоть до 0,77 мм [3]. Преимуществом этого способа является стабильность излучения по мощности и частоте, монохроматичность, а также возможность перестройки. Однако на наладку и регулировку установки требуется значительно большее количество времени, нередко достигающее нескольких недель.

ГАРМОНИКИ МАГНЕТРОНА

Многие технические подробности, связанные с получением гармоник магнетрона, описаны в статье [1], в которой (стр. 558, фиг. 3,а) приводятся отношения сигнала к шуму, соответствующие различным гармоникам для семи магнетронов 3J31, генерирующих на волне 1,25 см. Эти результаты относятся к системе с полосой 0,33 Мгц; отношение сигнала к шуму считается равным единице, если шумовая дорожка, появляющаяся на экране осциллографа между импульсами магнетрона, достигает высоты сигнала. Калибровка рабочих детекторов по эталонным детекторам теплового излучения показала, что в диапазоне 1,5 мм условие $S/N=1$ соответствует импульсной мощности порядка 0,5 мквт. Сплошная линия на упомянутом графике представляет результат усреднения экспериментальных данных, полученных на семи магнетронах 3J31, и подчиняется примерно следующему закону:

$$\frac{S}{N} = 10^{\lambda+1},$$

где λ в мм.

Получение гармоник в значительной степени зависит от магнитного поля и напряжения, приложенных к магнетрону, но, вообще говоря, наибольшая мощность гармоник снимается в случае, когда основная мощность максимальна. Нагрузка магнетрона на основной частоте оказывает существенное влияние. В опубликованной ранее работе использовалась переменная нагрузка, соответствующая некоторой линии на круговой диаграмме (амплитуда и фаза отраженной волны в этом случае не поддавались независимой регулировке). Наладка при такой нагрузке зачастую весьма критична. По-видимому, если амплитуду и фазу регулировать по отдельности, можно значительно увеличить выходную мощность гармоник. К сожалению, при испытании нагрузки новой

¹⁾ Nethercot A. H., Jr., *Trans. IRE, MTT-2*, № 3, 17—20 (1954).

конструкции, позволявшей получить к.с.в. до 40 и независимо регулировать фазу, это не подтвердилось. Единственное наблюдавшееся изменение импульсной мощности относилось к лампам А-1 (один из экспериментальных вариантов магнетрона 3J31), которые раньше давали в десять раз меньшую мощность, чем 3J31. Теперь же обе эти лампы дали одинаковые результаты. Основные преимущества нагрузки новой конструкции заключаются в простоте эксплуатации и в большей механической и электрической надежности.

Программа работ по генерации гармоник магнетрона в настоящее время заканчивается, хотя методика, разработанная на основе этих работ, все еще используется в эксперименте, связанном с исследованием некоторых весьма широких полос поглощения в твердых телах, которые могут перестраиваться в значительных пределах с помощью магнитного поля.

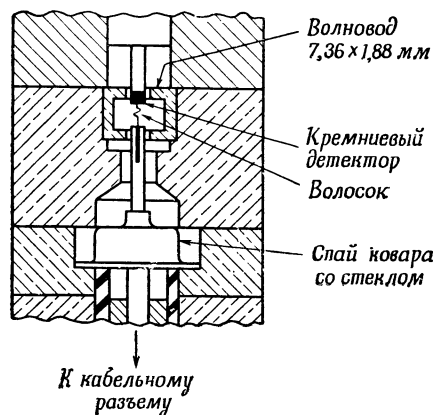
КРЕМНИЕВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

На фиг. 1 представлена конструкция кремниевого детектора (в разрезе). Этот детектор (как и генератор) впервые разработан Рихтером в 1950 г. для диапазона 5—6 мм и недавно использовался в том же виде на волнах вплоть до 1,5 мм [2]. Кремний и волосок закреплялись непосредственно в волноводе для обеспечения достаточно хорошей связи с высокочастотным полем. Кремний извлекался из перегоревших кристаллов 1N23 (диаметр 1,6 мм), а волосок изготовлялся из вольфрамовой проволоки диаметром 0,02 мм, кончик которой сильно заострялся (радиус менее 0,25 мкм). Размеры волновода соответствовали стандарту RG-98/U ($3,76 \times 1,88$ мм). По-видимому, полярность детектора не имеет значения.

На фиг. 1 показана также предполагаемая конструкция дроссельной ловушки, препятствующей проникновению мощности на волне 6 мм в коаксиальную линию. Однако длительные испытания различных конструкций, включая шунтирующий слюдяной конденсатор, показали, что утечка мощности при любых условиях практически отсутствует. При этом для обеспечения лучшего согласования следует только подстраивать детектор. При наличии такой подстройки максимальный коэффициент изменения чувствительности с частотой в диапазоне 6 мм равен 2. В целях упрощения конструкции и увеличения широкополосности этим возможным усовершенствованием пришлось пожертвовать и использовать конструкцию, изображенную на фиг. 1, без разветвляющегося радиального волновода.

Регулировка контакта для получения оптимального режима работы детектора осуществлялась путем вращения стойки, на которой закреплен кристалл кремния. В первоначальной модели это производилось путем простого перемещения точки контакта вдоль поверхности, позднее использовался дифференциальный винтовой механизм, позволявший несколько ослаблять контакт перед его перемещением. Очевидно, что при этом форма контакта сохранялась лучше, но это новое устройство до настоящего времени не повысило чувствительности детектора, несмотря на значительные усилия.

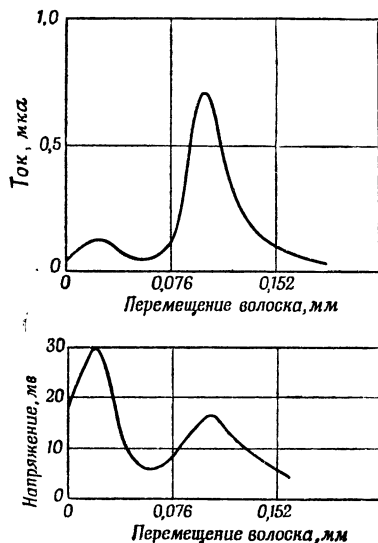
Эти детекторы сравнивались с инфракрасным детектором теплового типа, который калибровался с помощью стандартного источника инфракрасных лучей. При сигналах непрерывного излучения и при одинаковых полосах



Фиг. 1. Конструкция кремниевого детектора (в разрезе).

в диапазоне 1,5—2,5 мм оба детектора работали почти одинаково. Таким образом, сигнал, равный размаху шумов в полосе 1 гц, составляет примерно $0,5 \cdot 10^{-9}$ вт (для получения эффективного значения размах шумов следует разделить на коэффициент, примерно равный 8). Этот результат почти на 20 дб меньше, чем для видеодетекторов слабых сигналов, работающих в диапазоне 1,25 см, и, по-видимому, хотя бы частично обусловлен влиянием емкости барьерного слоя, шунтирующей высокочастотный сигнал.

Некоторые количественные данные, полученные в диапазоне 6 мм, описывают влияние давления волоска, опирающегося на кремниевый кристалл. Это



Фиг. 2. Кривые зависимости тока и напряжения детектора от перемещения волоска.

давление постепенно увеличивалось с помощью дифференциального винтового механизма, который перемещал основание волоска. При испытаниях пяти различных волосков было обнаружено два максимума напряжения, соответствующих перемещениям волоска на 0,025 и 0,125 мм, которые видны на фиг. 2, где приведены усредненные данные. Для четырех из них, как показано на графике, первый максимум напряжения был наибольшим, а для одного из них — второй. Выпрямленный ток имел больший разброс, чем напряжение, но во всех случаях, кроме одного, максимум, соответствующий перемещению на 0,125 мм, был больше. Поскольку на практике важно отношение сигнала к шуму, которое пропорционально корню квадратному из произведения тока на напряжение, во всех случаях, кроме одного, максимум, соответствующий большему перемещению волоска, более благоприятен для работы детектора, чем все остальные точки. Можно также отметить, что, в то время как максимумы тока и напряжения при перемещении на 0,025 мм

совпадают, максимум тока при перемещении на 0,115 мм может быть смещен на $\pm 0,05$ мм по отношению к максимуму напряжения.

При производившихся перемещениях пружины к.с.в. почти не изменялся. Для трех волосков он оставался равным 2 или 3, а для одного из остальных он имел начальное значение 1,7, постепенно увеличиваясь до 3,5 при перемещении на 0,125 мм и снова медленно уменьшаясь до 2,9 при перемещении на 0,2 мм. Оказалось, что при увеличении давления не требовалось перемещения закорачивающего поршня. Сопротивление детектора вначале равнялось примерно 100—300 ком, затем уменьшилось до 20—100 ком при втором максимуме напряжения, а далее снова, как обычно, увеличивалось.

Такой же характер изменения свойств наблюдался и ранее на более высоких гармониках (7-й и 8-й): два определенных перемещения волоска соответствовали примерно одинаковому напряжению сигнала, причем во второй точке шумы были значительно слабее. С точки зрения устойчивости работы вторая точка также была более благоприятной.

КРИСТАЛЛИЧЕСКИЕ УМНОЖИТЕЛИ

В основном умножитель ничем не отличается от кристаллического детектора, кроме того, что в нем обеспечена связь с волноводом на 1,25 см, выполненная в виде пересечения двух волноводов под прямым углом. В узкой стенке волновода детектора проделано два отверстия размерами $10,67 \times 1,88$ мм, а у волновода, работающего в диапазоне 1,25 см, плавно уменьшалась высота узкой стенки

от 4,32 до 1,88 мм, причем сам волновод проходил сквозь волновод детектора через эти отверстия.

Некоторые количественные данные относительно характеристик аналогичных умножителей приведены в [4]. Ниже приводится часть этих, а также некоторые более новые данные.

На фиг. 3 приведены кривые зависимости $\lg P_n$ от $\lg P_1$, где n — порядковый номер гармоники. Вплоть до определенного уровня мощности соблюдается соотношение $P_n \sim P_1^n$. Затем значения P_n начинают отходить от этого уровня; причем точка, в которой это происходит, перемещается в сторону возрастания мощности на основной частоте примерно на 30 мвт на каждую последовательную гармонику.

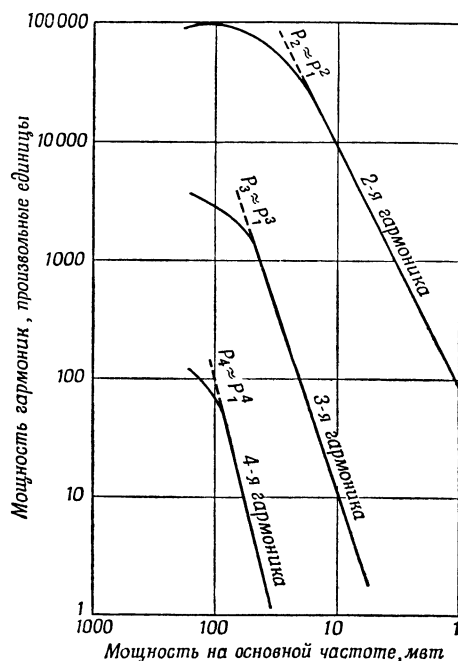
Объяснить это явление довольно трудно. Соотношение $P_n \sim P_1^n$ должно соблюдаться для любого маломощного умножителя, для которого может быть произведено разложение кривых зависимости i от u в ряд Тейлора. Однако 20 мвт — слишком большой уровень сигнала. Кроме того, разложение экспоненциальных кривых зависимости i от u в ряды Фурье показывает, что для высших гармоник насыщение должно наступать при меньших мощностях, чем для низших, а не наоборот, и уже примерно при 10 мквт, а не при 20 мвт.

Были сняты также характеристики умножителя при изменении давления на волосок. Типичная кривая приведена на фиг. 4. Она выражает зависимость мощности 2-й гармоники от мощности на основной частоте при различных перемещениях волоска. Аналогичное семейство кривых получено для 3-й гармоники. Всего было исследовано 6 различных видов контактов и волосков.

Очевидно, что максимальная полезная мощность гармоник и точка, в которой наступает насыщение, слабо зависят от давления в контакте. Единственное качественное изменение состоит в том, что по мере увеличения давления последний участок кривой становится все более плоским.

Оптимальные положения волоска соответствуют примерно точке первого прикосновения и перемещению на 0,12—0,15 мм. Вторая точка более благоприятна в смысле лучшей устойчивости и меньшей опасности перегорания и устраняет необходимость тщательной регулировки уровня мощности на основной частоте. Несколько неожиданным является то, что оптимальное перемещение пружины в умножителе совпадает с аналогичным перемещением в детекторе.

Известны некоторые полуэмпирические данные относительно потерь на преобразование в умножителях. Исходя из значения тока, протекающего через кристалл, общие потери умножителя хорошего качества и детектора на низких гармониках составляют примерно 15 дб при переходе от предыдущей гармоники к последующей (включая и основную). Например, умножитель достаточно хорошего качества давал выпрямленный ток 2-й гармоники 210 мка, 3-й гармоники — 4,5 мка и 4-й гармоники — 0,14 мка. На основе измеренных значений отношения сигнала к шуму S/N можно утверждать, что между 6-й и 8-й гармониками потери при переходе от предыдущей гармоники к последующей составляют примерно 3 или 4 дб. Эти данные могут быть записаны

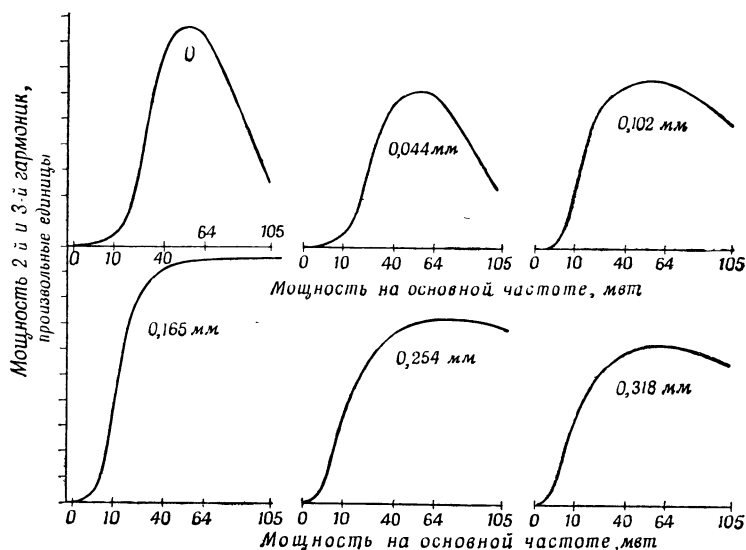


Фиг. 3. Кривые зависимости мощности различных гармоник кристаллического умножителя от мощности на основной частоте.

в виде полуэмпирической формулы; если $n \leq 8$, то

$$\text{Потери} = (20 - 20n + n^2) \text{ дб},$$

где n — порядковый номер гармоники. Как отмечалось выше, из общей суммы потерь между 5-й и 8-й гармониками потери порядка 20 дб обусловлены детектором.



Ф и г. 4. Кривые зависимости мощности гармоник кристаллического умножителя от мощности на основной частоте при различных перемещениях волоска.

Эти данные согласуются с наибольшими значениями S/N , наблюдавшимися ранее на 7-й гармонике. Отношение S/N достигало значения 1500 в полосе 1 гц. В соответствии с калибровкой кремниевого детектора это соответствует примерно 1 мвт при потерях на преобразование в умножителе, достигающих 50 или 70 дб, включая потери детектора.

ВЫВОДЫ

Хотя использование гармоник магнетрона или умножителя частоты не относится к числу особенно плодотворных методов получения коротких миллиметровых волн, эти способы являются пока единственными для этого диапазона¹). Использование этих приборов позволило произвести многие физические измерения на волнах длиной до 0,75 мм [3].

Приведенные выше некоторые количественные данные, характеризующие работу этих приборов при изменении ряда параметров, могут оказаться полезными при получении более высоких гармоник.

ЛИТЕРАТУРА

1. Klein J. A., Loubser J. H. N., Nethercot A. H., Townes C. H., см. стр. 555 настоящего сборника.
2. Klein J. A., Nethercot A. H., *Phys. Rev.*, **91**, 1018 (1953).
3. Burrus C. A., Gordy W., *Phys. Rev.*, **93**, 4, 897 (1954).
4. Johnson C. M., Siager D. M., King D. D., *Rev. Sci. Instr.*, **25**, 3, 213 (1954).

¹ Эта оценка автора слишком преувеличивает значение рассмотренных им методов. Их нельзя назвать единственными даже в субмиллиметровом диапазоне. Однако в этом диапазоне они имеют наибольшее значение. —Прим. ред.

узлы сконструированы для работы в диапазоне 1,25 см. Описанная установка может работать и с тройником типа *H*, но, по экспериментальным данным, тройник типа *E* более эффективен. Выяснилось также, что мощность на основной гармонике следует подавать со стороны бокового плеча, как показано на блок-схеме, а не со стороны одного из основных плеч. Это обусловлено, по-видимому, той степенью согласования, которой удастся добиться при различных конфигурациях конструктивных элементов, так как нет никаких принципиальных соображений, объясняющих различную работу плеч в тройниках обоих типов при их взаимной перестановке. Детекторная головка представляет собой стандартный узел, выпускаемый промышленностью, с передвижным короткозамыкающим поршнем, расположенным за кристаллом. Величина сопротивления смещения довольно критична и должна устанавливаться по максимуму мощности 2-й гармоники. Использовался кристалл 1N26. Выбор его имеет существенное значение, так как даже среди кристаллов одного и того же типа имеется сильный разброс характеристик на высших гармониках, обусловленный, по-видимому, небольшими конструктивными различиями, менее существенными на основной частоте. Положение обоймы кристалла критично, но положение, соответствующее оптимальному выходу, может быть найдено без труда. Плавный переход к волноводу меньшего сечения необходим для подавления составляющей основной гармоники в выходной мощности.

В генераторе, питающем установку и работающем на волне 1,2 см, используется клистрон-умножитель типа SMK-40 с мощностью на выходе 600 мвт. Умножитель работает обычно только при подаче 100 мвт, так как детектор нецелесообразно подвергать воздействию большей мощности. Наряду с этим могут быть использованы и другие источники мощности.

Выбор детекторов производился примерно из числа 40 кристаллов типа 1N26. При питающей мощности 100 мвт большинство кристаллов давало на 2-й гармонике несколько сот микроватт. Наилучший из них обеспечивал 2 мвт при потерях на преобразование 17 дб.

ЛИТЕРАТУРА

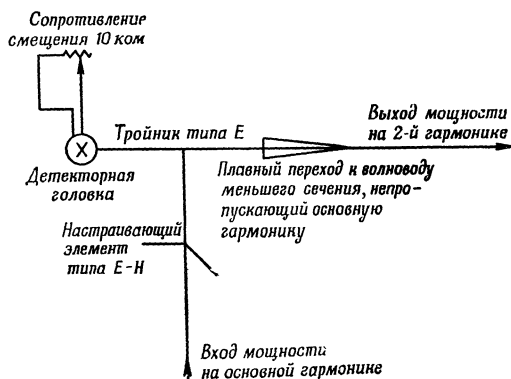
1. Johnson C. M., Slager D. M., King D. D., *Rev. Sci. Instr.*, 25, № 3, 213 (1954).
2. King W. C., Gordy W., *Phys. Rev.*, 93, 3, 407 (1954).

ПОРТАТИВНЫЙ УМНОЖИТЕЛЬ НА С. В. Ч.¹⁾

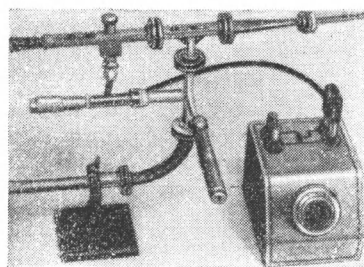
Рилей

Ниже описывается умножитель, обеспечивающий простой способ генерирования мощности на 2-й гармонике с использованием легко доступных деталей. Этим способом получены такие же, а иногда и лучшие результаты по сравнению с результатами использования более сложных и дорогих типов умножителей, работающих на 2-й гармонике, как, например, установки с окнами на кристалле 1N26, или приборов, описанных Джонсоном [1] и Кингом [2]. На фиг. 1 показана блок-схема такого умножителя, а на фиг. 2 приведен его общий вид.

Принцип его работы достаточно прост. Мощность на основной гармонике попадает в тройник и разветвляется. Та ее часть, которая на блок-схеме направляется вправо, отражается затем от запредельного волновода. Та же часть,



Ф и г. 1. Блок-схема умножителя.



Ф и г. 2. Общий вид умножителя.

которая направляется влево, попадает на нелинейный элемент — полупроводниковый диод, где появляются гармоники, причем 2-я гармоника значительно интенсивнее остальных. Она распространяется в обратном направлении к тройнику (в котором некоторая часть мощности теряется), а затем попадает в выходной волновод. Короткозамыкающий элемент (например, плавный волноводный переход) в критических положениях в одном из плеч тройника препятствует прохождению мощности между двумя другими плечами. Из-за ограниченных возможностей согласующего трансформатора (настраивающего элемента типа E—H) в этих точках или вблизи них возможно ухудшение выходных данных, которое устраняется путем изменения расстояния от тройника до волноводного перехода.

Одна из используемых установок производит умножение частоты от 25 ГГц (1,2 см) до 50 ГГц (6 мм) с потерями на преобразование 20 дБ. Волноводные

¹⁾ Riley R. B., *Rev. Sci. Instr.*, 27, № 3, 174 (1956).

РАБОТА И ПРИМЕНЕНИЕ ГЕНЕРАТОРА С ТОРМОЗЯЩИМ ПОЛЕМ В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ВОЛН¹⁾

Картер, Корнетт, Тарстон

Генератором с тормозящим полем принято обычно называть лампу, в которой генерация осуществляется с помощью электронов, совершающих только один пролет в пространстве, содержащем одновременно высокочастотное и тормозящее постоянное поля. Генератор с тормозящим полем относится к приборам с модуляцией скорости, отличаясь от отражательного клистрона тем, что в нем процессы модуляции скорости, процессы группирования и отдачи энергии во внешнюю цепь осуществляются в одном общем пространстве взаимодействия, а не раздельно. Он отличается также от генератора Баркгаузена — Курца, принцип действия которого основан на многократном пролете электронов. Кроме того, в генераторе Баркгаузена — Курца используется не модуляция скорости и группирование, а отбор электронов, обеспечивающий правильную их фазировку относительно высокочастотного поля. Эти различия относятся только к идеализированным лампам, так как в реальных лампах часто наблюдаются вторичные явления, которые до некоторой степени усложняют картину.

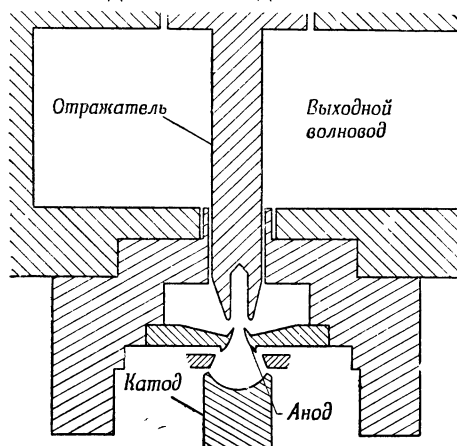
Генераторы с тормозящим полем различных видов изучались в течение многих лет. Несколько работ Клайнштейбера и др. [1—3], посвященные генератору коаксиального типа с тормозящим полем, содержат также подробные теоретические исследования.

Работа над одним из вариантов генератора с тормозящим полем, существенно отличающимся своей геометрической конфигурацией, но с аналогичным принципом действия, была начата в 1948 г. в лаборатории электронных приборов отдела электротехники Государственного университета в Огайо и опиралась на серии экспериментов, производившихся над клистродами и электронными пушками [4]. На фиг. 1 схематически представлены основные части конструкции этого генератора в том виде, в котором она была первоначально разработана [5, 6]. Эта конструкция до некоторой степени аналогична отражательному клистрону, за исключением того, что отражатель расположен внутри объемного резонатора и что на него наряду с постоянным напряжением, отрицательным по отношению к аноду, подано также напряжение высокой частоты. Электроны, вылетающие из катода, проходят через анодное отверстие, тормозятся отражателем и возвращаются на верхнюю коническую поверхность анода. Высокочастотная энергия, возбуждаемая в резонансной полости, передается в волновод по короткому отрезку коаксиальной линии, внутренним проводником которой служит отражатель. Перестройка генератора производится путем изменения емкости при перемещении отражателя относительно анода.

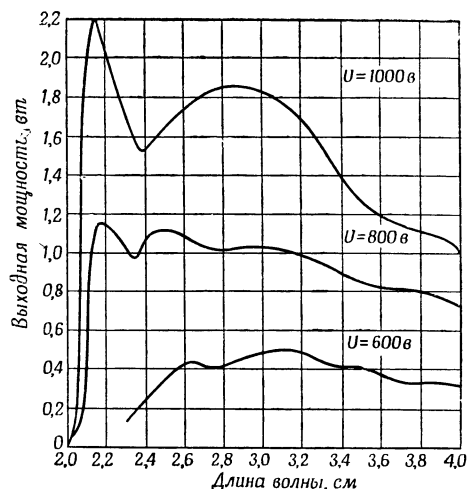
Первоначально генераторы с тормозящим полем этого типа изучались на более длинных волнах, преимущественно в диапазоне 3,2 см. Анализ некоторых рабочих характеристик этих ламп в диапазоне 3,2 см может служить основой для сравнения с вариантами этих приборов для диапазона миллиметровых волн. При перемещении отражателя примерно на 1 мм достигается

¹⁾ Carter C. J., Cornet et W. H., Thurston M. O.; *Le Vide*, 12, № 65, 281—285 (1956).

перестройка длины волны в пределах от 2,1 до 4 см. Эти пределы перестройки определяются скорее характеристиками волновода, чем самого генератора. На фиг. 2 показаны кривые зависимости выходной мощности от длины волны при напряжениях пучка 600, 800 и 1000 в. При использовании водяного охлаждения можно получить мощности порядка 5 вт при напряжении 1200 в. К.п.д. составляет обычно примерно 3%, а диапазон электронной настройки приблизительно такой же, как у отражательного клистрона. Электронная пушка в этих лампах на 3 см является видоизмененным вариантом пушки Гейля и дает пучок диаметром 0,5 мм при величине первеанса, составляющей примерно $2,4 \cdot 10^{-6}$. Эта лампа была также видоизменена для использования



Ф и г. 1. Конструкция генератора с тормозящим полем с выводом энергии в сторону отражателя.



Ф и г. 2. Кривые зависимости выходной мощности генератора с тормозящим полем от длины волны в диапазоне 2—4 см при различных значениях напряжения на аноде.

ее на малых мощностях. Видоизменения сводились к применению другой пушки с большим первеансом. В этом случае обеспечивалось получение достаточной мощности для гетеродинных генераторов при более узком диапазоне перестройки, но при анодном напряжении, равном всего 200 в.

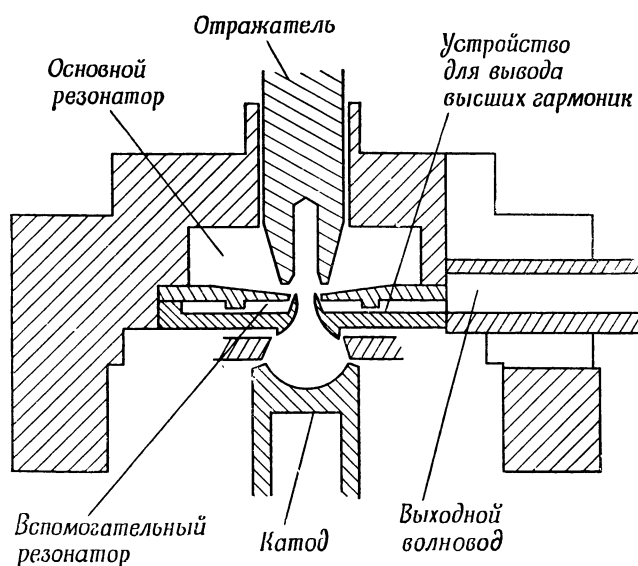
Поскольку этот генератор не содержит сеток, а его резонатор имеет простую форму, можно без труда сконструировать такую же лампу на значительно большие частоты, изменив соответствующим образом все геометрические размеры. Методом такого непосредственного моделирования сконструирована лампа, предназначенная для работы в диапазоне 1—2 см. Кривая выходной мощности для этой лампы по своей форме аналогична кривой, изображенной на фиг. 2, и соответствующей напряжению 800 в, за исключением того, что максимальная выходная мощность при 800 в составляла всего 500 мвт. Методами приближенного моделирования сконструированы и другие варианты этой лампы, предназначенные для работы в диапазонах волн от 7 до 14 мм, от 5 до 9 мм и от 4 до 6 мм. В лампах для наиболее коротковолнового диапазона при точном моделировании потребуются такие плотности тока эмиссии, которые не обеспечиваются оксидным катодом. Поэтому размеры пушек были изменены, в меньшей степени, чем размеры остальных частей генератора, и соответственно был несколько уменьшен диапазон механической перестройки. Типичные данные некоторых генераторов приведены ниже в таблице. Последние опыты показали, что применение катода с пористой перегородкой или других катодов с большой плотностью тока эмиссии значительно улучшает работу ламп миллиметрового диапазона и позволяет распространить моделирование на диапазон еще более коротких волн.

Таблица

Типичные данные некоторых генераторов с тормозящим полем

Номинальный диапазон перестройки, мм	Напряжение пучка, в	Ток пучка, ма	Напряжение на отражателе, в	Выходная мощность, мвт	Диапазон электронной настройки, Мгц
20—40	300 800 1200	55	100—400	20 1000 5000	30
10—20	800	55	100—400	500	40
7—14	400 800	25 55	50—200 100—400	50 300	
5—9	800	55	100—400	70	
6—7	600	30	50—100	30	
4—6	1000	65	100—400	5	

Основные трудности, с которыми пришлось столкнуться при конструировании генератора с тормозящим полем в диапазоне 4—6 мм, связаны с ограничениями, накладываемыми электронной пушкой, хотя вопросы, связанные

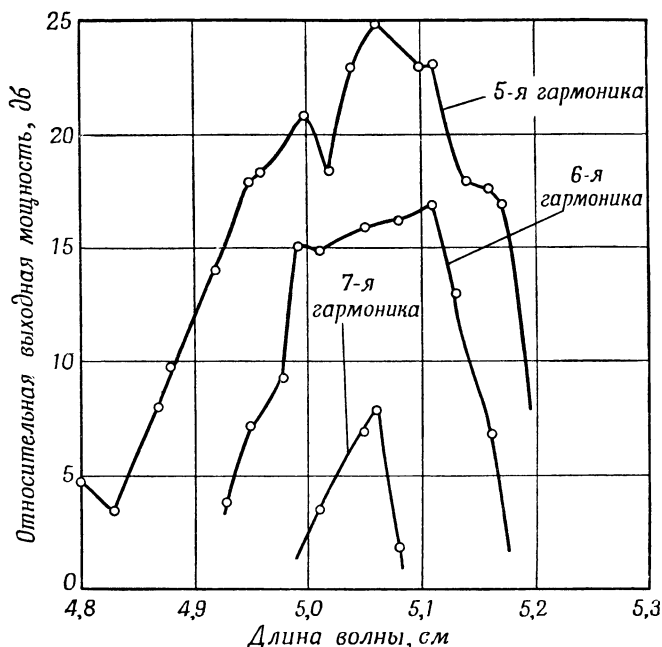


Ф и г. 3. Конструкция умножителя частоты с самовозбуждением.

с изготовлением мелких деталей и рассеянием мощности на малых площадях, также достаточно сложны.

Поэтому особое внимание было уделено способам получения энергии на еще более коротких волнах, не требующим дальнейшего уменьшения размеров

электронной пушки. Наиболее удачная попытка, предпринятая в этом направлении, сводилась к применению генератора с тормозящим полем в виде частотного умножителя с самовозбуждением. В этом случае использовался тот факт, что электронный пучок, возвращающийся на анод, группирован примерно так же, как в отражательном клистроне, и поэтому может возбудить вспомогательный резонатор, настроенный на какую-либо высшую гармонику. На фиг. 3 показано рациональное расположение вспомогательного резонатора.

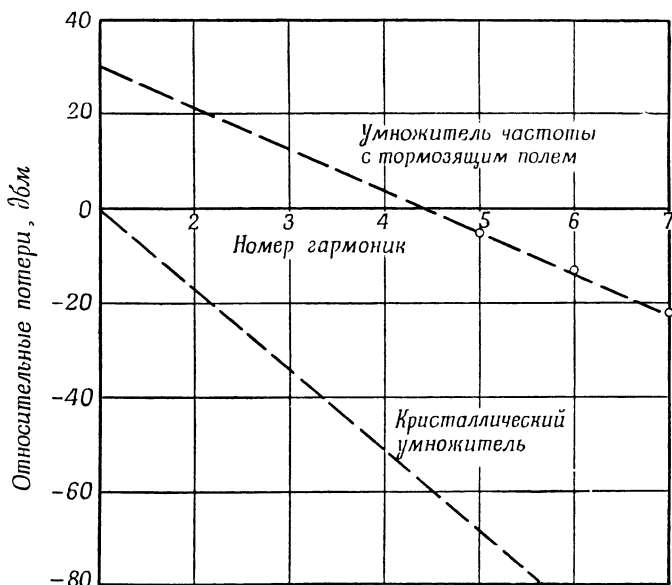


Ф и г. 4. Кривые зависимости выходной мощности умножителя частоты с тормозящим полем от длины волны.

Вспомогательный резонатор рассчитан на четвертую или более высокие гармоники из-за ограниченного пространства между электронной пушкой и основным резонатором. Мощность из вспомогательного резонатора проходила по радиальной линии и через окно связи попадала в маленький волновод, изображенный справа. Все эксперименты с таким умножителем производились при сравнительно большой электронной пушке, использовавшейся в генераторе на 2—4 см. Были сконструированы и различные варианты, рассчитанные на высшие гармоники в диапазоне от 8 до 3,3 мм. Вспомогательные резонаторы не перестраивались, но в большинстве случаев они имели сильную связь с выходным волноводом для обеспечения работы в достаточно широком диапазоне частот при изменении основной частоты. Типичные кривые зависимости выходной мощности высших гармоник от длины волны приведены на фиг. 4. В этом случае путем перестройки основного резонатора осуществлялась работа на пятой, шестой и седьмой гармониках. Следует отметить, что по мере увеличения номера гармоники мощность уменьшается со скоростью, приблизительно равной 9 дБ на одну гармонику. Это уменьшение мощности типично для большинства таких умножителей.

Очевидно, что умножитель такого типа является маломощным устройством. Тем не менее его выходная мощность значительно превосходит мощность, снимаемую с кристаллических умножителей частоты. Сравнение этих умножителей проводится по кривым на фиг. 5, полученным из нескольких источников для характеристики приближенных значений выходной мощности, которые можно

получить на кристаллических умножителях и на умножителях частоты с тормозящим полем. Для кристаллических умножителей за исходный уровень для сравнения был принят уровень 1 мвт , хотя кристаллы могут иногда работать не сгорая и при несколько более высоких мощностях. По мере увеличения номера гармоники выходная мощность кристаллического умножителя уменьшается со скоростью, равной примерно 20 дб на одну гармонику. Основная мощность умножителя частоты с тормозящим полем (на том же графике) составляет примерно 1 вт . Таким образом, электронный умножитель имеет по сравнению с кристаллическими начальное превышение уровня мощности порядка $20\text{—}30 \text{ дб}$. Этот факт в сочетании с меньшей скоростью убывания мощности от одной до другой гармоники свидетельствует о преимуществе электронного умножителя этого типа по сравнению с кристаллическими умножителями.



Ф и г. 5. Кривые зависимости потерь на преобразование от номера гармоник для кристаллических умножителей и для умножителя частоты с тормозящим полем.

Следует отметить, что умножитель с тормозящим полем является самовозбуждающимся, что обеспечивает относительную простоту эксплуатации этого прибора. В некоторых приложениях имеет также значение тот факт, что мощность отдается одновременно на двух кратных частотах.

Единственными частями умножителя частоты с самовозбуждением, вызывающими трудности при изготовлении, являются вспомогательный резонатор и устройство для вывода энергии высших гармоник. Однако эти трудности не настолько велики, как может показаться с первого взгляда, так как вспомогательный резонатор может работать на высшем типе колебаний. В случае упомянутого выше умножителя на $3,3 \text{ мм}$ вспомогательный резонатор работал с радиальной линией на $3/4$ -волновом типе колебаний. Его высота составляла примерно $0,4 \text{ мм}$ при диаметре $5,0 \text{ мм}$. Для сравнения отметим, что объемные резонаторы в отражательных клистродах на волнах $5\text{—}6 \text{ мм}$ имеют примерно такой же диаметр.

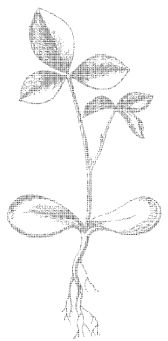
Таким образом, описанный выше генератор с тормозящим полем оказался вполне работоспособным на волнах порядка 4 мм , вырабатывая среднюю выходную мощность при широком диапазоне механической перестройки. Для него не требуется использование магнитного поля, и он прост в изготовлении. При

наличии вспомогательного резонатора, работающего на высших гармониках, могут быть получены небольшие мощности на еще более коротких волнах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Allerding, Dallenbach, Kleinsteuber W., Hochfrequenz u. Elektroakustik, **51**, 96 (1938).
2. Kleinsteuber W., Hochfrequenz u. Elektroakustik, **57**, 1 (1941).
3. Gundlach, Kleinsteuber W., Zs. Techn. Phys., **22**, 57 (1941).
4. Heil O., Ebers J. J., Proc. IRE, **38**, 6, 645 (1950).
5. Ebers J. J., Proc. IRE, **40**, 2, 138 (1952).
6. Wilmarth R. W., Moll J. L., Proc. IRE, **40**, 7, 813 (1952).

**ПРЕДМЕТНЫЙ
УКАЗАТЕЛЬ**



Scan AAW

Автоэлектронная эмиссия 6

Баркгаузена колебания 12

Бэйли теория 182—185

Взаимодействие движущихся зарядов с волновыми системами 91—112

Волноводы 378

— диафрагмированные 405

— диэлектрические с малыми потерями 450—459

— заперделные 327

Волны пространственного заряда 66

Встреча электромагнитной волны с «электронным газом Черенкова» 145—155

Гаева лампа с индуктивным выходом 29

— — с электронными волнами 67

Гармодотрон 356—369

Гармоники 555—562, 588—592

Гейля электронная пушка 471—475

Генераторный диод Левеллина и Боуэна 18

Генераторы миллиметровых волн 463—465

— молекулярные 444

— на отражательном клистроне 502—514

— сантиметрового диапазона 7

— с бегущей волной 55—64

— — — типа О 66

— с обратной волной 574—587

— с тормозящим полем 595—600

Генерирование 224—230

— миллиметровых волн 331, 339, 375—379, 435—441

— световых колебаний 334, 373

— субмиллиметровых волн 330, 375—379

Группирование электронов 302—306, 407—416, 433

Группирователи 169, 414—417

— клистронного типа 7

Девяткова, Гуревича и Хохлова триод с герметически впаянными дисками 26

Детекторы 335, 560

Диаграмма Кикучи, см. Кикучи диаграмма

Диафрагмы 419

Диод-генератор 18

«Диокотрон» 47

Дифрактограф 401, 418, 429

Дифракция электронов 418—420, 425—431

Допплера эффект 6, 72, 196, 441

— — релятивистский 179, 180

Единое уравнение рассеяния 244—246

Жиля и Мореля колебания 12, 13

Излучатель Лебедева 436

— массовый 439

— Риги см. Риги излучатель

Излучение быстрых электронных пучков 194—209, 317—329

— в волноводах с частичным заполнением диэлектриками 222

— — периодических структурах 220

Черенкова, см. Черенкова излучение

Индикаторы длины волны 336

Инерция электронов 26

Инфракрасный диапазон 207—209

Искровые генераторы 375, 435—441

Карцинотрон 56, 58—62, 66, 402—405

Квантовые эффекты излучения при движении электронов 187—193

Квантовомеханические усилители 297—300

Кикучи диаграмма 423, 428—431

Классификация ламп для с. в. ч. 73

Клистроны 8, 229, 467—495

— отражательные 36, 40, 41

— с двумя резонаторами 35

— — многократно повторяющимися полями 40

— — пилообразной модуляцией скорости 38

— — тремя резонаторами 37

Колебания Баркгаузена 12

— Жиля и Мореля 12, 13

— плазмы на весьма высоких частотах 231—242

Конус Черенкова, см. Черенкова конус

Кремниевые детекторы 589

Кристаллические умножители 590

Лампы Гаева, см. Гаева лампа

— для больших сигналов (мощные) 26

— — с. в. ч. (классификация) 73

— маячковые 25, 26, 27

— с волнами пространственного заряда 66—70

— — двумя резонаторами 35

— — модуляцией скорости 29—42, 68

— — положительной сеткой 14, 15

— — пространственными колебаниями 15

— — сеткой и с пространственным зарядом 22—29

— типа «карандаш» 27

— — М и О 56

— Хейля 32, 34

ЛБВ 8, 48—66, 229, 243, 563—573

Лебедева излучатель 436

Левеллина и Боуэна диод 18

Лехера линия 13

Линейные ускорители 7, 398—432

Линия Лехера, см. Лехера линия
ЛОВ 8, 574—587

Магнетроны 7, 8, 15—18, 42—48, 515—562
— для миллиметрового диапазона 523—562

— многорезонаторные 45

— обычные 515

— с бегущей волной 17, 42—45

— — отрицательным сопротивлением 17

— — перестройкой напряжением, см. Магнетроны с широкой электронной перестройкой

— — разрезными анодами 16

— — циклотронной частотой, см. Магнетроны с электронными колебаниями

— — широкой электронной перестройкой 46

— — электронными колебаниями 16

Магнитный ондулятор 195, 378

— спектроскоп 349—352

Массовый излучатель 439

Микротрон 380—397

Миллиметровые волны (определение) 5

Молекулярная генерация, см. Молекулярное усиление и молекулярная генерация на с. в. ч.

Молекулярное усиление и молекулярная генерация на с. в. ч. 252—296

Молекулярные генераторы 7, 444

— системы 7

Молекулярные усилители 444

Монохроматические источники 6

Монохроматор фотонов 394

Моща генератор 72

Окись цинка 422

Ондуляторы 202—209, 224, 225, 317—322, 331, 333, 338, 340, 342, 343

— магнитные 195, 224

Ослабитель 417

Отражатель 487

Паразитная модуляция 535—537

Парамагнитные спины 7

Плазма, см. Колебания плазмы и Электронные колебания плазмы

Плоский диод 20

Поляризация 323, 334

«Прионотрон» 38

Разгруппирование под влиянием пространственного заряда 312

Рабатрон 300—314, 344—355, 365

Резнатрон 28

Резонаторы 6, 364, 368, 415, 505—507, 516, 521, 524, 545

— объемные 476—483

— цилиндрические микроволновые 304

Релятивистская электроника 6, 376

Релятивистские эффекты 179—186

Риги излучатель 436

Световые колебания 334, 373, 374

Семюэля триод с двумя выводами 24

Сетки 483

Синхромикротрон 396

Система с группированием в пучке 71

Современные электровакуумные приборы для с. в. ч. 11—74

Субмиллиметровые волны (определение) 5

Тетродные конструкции в лампах для с. в. ч. 27—29

Триод с «пространственными колебаниями» 12—15

Триод Семюэля, см. Семюэля триод

— Фореста, см. Фореста триод

Улавливатель 169

Усилители квантовомеханические 297—300

— ЛБВ типа М 64, 66

— — — О 65

— молекулярные 444

— с бегущей волной 55—64

— — волнами пространственного заряда типа О и М 67—69

— — резистивными стенками типа О и М 69, 70

— — электронными волнами, см. Усилители с волнами пространственного заряда

— со «скачками потенциала» 69

— широкополосные 563—573

Ускорение электронов 304

Ускорители электронные группирующие, см. Рабатрон

Фазовращатель 416

Ферриты, дисперсионная кривая 129, 130

Филда, Тьена и Уоткинса усилители со «скачками потенциала» 69, 70

Флуоресцирующие экраны 419

Фореста триод 11

Фотографические эмульсии 420, 421

Холодный показатель затягивания 552—554

Цвет световых колебаний 334

Цилиндрические электроды 436

Черенкова излучение 109—112, 142—144, 156—161, 210—230, 370—372

— — в диспергирующей среде 171—173

— — — однородной среде 210—214

— — — оптике и в области микроволн 174—178

— — протяженными электронными пучками 81—90

— — — — вблизи среды с комплексным показателем преломления 125—133

— — — электронами, движущимися параллельно границе диэлектрика 113—124

— конус 164

«Черенкова электронный газ» 145—155

Черенкова эффект 6, 8, 71, 72, 91, 134—141, 162—170, 378, 441 (см. также Черенкова излучение)

Четырехмерный потенциал 156—161

Шумы гетеродина 510

Эксперименты по излучению, обусловленному быстрыми электронными пучками 317—329

Электродинамика движущихся сред 134—141

Электронная пушка 470—475, 564

Электронные колебания плазмы 243—251

«Электронный газ Черенкова», см. «Черенкова электронный газ»

Эффект Допплера, см. Допплера эффект

Эшелонный спектрометр 226, 227

СОДЕРЖАНИЕ

От редактора	5
------------------------	---

ЧАСТЬ I

Варнеке. Эволюция принципов действия современных электровакуумных приборов для с.в.ч. <i>Перевод В. В. Крыловой</i>	11
---	----

ЧАСТЬ II

Дэнос. Излучение Черенкова протяженными электронными пучками. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	81
Пирс. Взаимодействие движущихся зарядов с волновыми системами. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	91
Линхарт. Излучение Черенкова электронами, движущимися параллельно границе диэлектрика. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	113
Лашинский. Излучение Черенкова протяженными электронными пучками вблизи среды с комплексным показателем преломления. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i> . .	125
Наг, Абуль Максуд Саид. Электродинамика движущихся сред и теория эффекта Черенкова. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	134
Танака. Излучение Черенкова. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	142
Ламперт. Встреча электромагнитной волны с «электронным газом Черенкова». <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	145
Балац. К вопросу об излучении Черенкова. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	156
Линхарт. Эффект Черенкова в диапазоне с.в.ч. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i> . .	162
Моц, Шифф. Излучение Черенкова в диспергирующей среде. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	171
Абель. Эффект Черенкова в оптике и в области микроволн. <i>Перевод В. В. Крыловой</i>	174
Ландэкер. Увеличение частоты и усиление колебаний с помощью некоторых релятивистских эффектов. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	179
Шифф. Квантовые эффекты излучения при ускоренном движении релятивистских электронов. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	187
Моц. Применения излучения быстрых электронных пучков. <i>Перевод Ю. В. Анисимовой</i>	194
Моц. Эффект Черенкова и излучение ондулятора. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i> . .	210
Ламперт. Колебания плазмы на весьма высоких частотах. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	231
Берц. Электронные колебания плазмы. <i>Перевод В. В. Крыловой</i>	243
Витке. Молекулярное усиление и молекулярная генерация на с.в.ч. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	252
Страндберг. Квантовомеханические усилители. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i> . .	297
Кольман. Теория ребатрона—релятивистского электронного группирующего ускорителя для применения в высоковольтной электронике. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	301

ЧАСТЬ III

Моц, Тон, Уайтхарст. Эксперименты по излучению, обусловленному быстрыми электронными пучками. <i>Перевод Ю. В. Анисимовой</i>	317
Моц, Меллори. Генерирование субмиллиметровых волн. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	330
Моц, Тон, Уайтхарст. Эксперименты по генерированию миллиметровых волн и света. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	331
Комб, Фрело. Возбуждение миллиметровых волн в магнитном ондуляторе. <i>Перевод В. В. Крыловой</i>	338
Комб, Фейкс. Движение электрона в магнитном ондуляторе. <i>Перевод В. В. Крыловой</i>	340
Комб, Фейкс. Частота и мощность волн, излучаемых в магнитном ондуляторе. <i>Перевод В. В. Крыловой</i>	342
Кауфман, Кольман. Конструирование и оценка ребатрона для диапазона 10 см. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	344
Кольман, Серкис. Гармодотрон—прибор, использующий гармоники пучка и высшие типы волн для генерирования миллиметровых и субмиллиметровых колебаний. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	356
Серкис, Кольман. Гармодотрон—генератор миллиметровых волн, основанный на методах высоковольтной электроники. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	359
Дэнс, Лашинский. Генерирование миллиметровых колебаний при помощи излучения Черенкова. <i>Перевод Ю. В. Анисимовой</i>	370
Смит, Парселл. Видимый свет, генерируемый локализованными поверхностными зарядами, движущимися вдоль решетки. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	373
Твисс. К вопросу о генерировании колебаний в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах волн. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	375
Кайзер. Микротрон—прибор для исследований в области ядерной физики и электроники. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	380
Папулар. Линейный ускоритель с предварительным группированием электронов и применение его для исследования дифракции электронов с энергиями от 0,5 до 1 Мэв. <i>Перевод В. В. Крыловой</i>	398
Папулар. Улучшение эффективности линейного ускорителя посредством группирования электронов перед инжекцией. <i>Перевод В. В. Крыловой</i>	433
Поток. Критический обзор исследований искровых генераторов миллиметровых колебаний. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	435
Комбриссон, Тоунс. Возбуждение и усиление микроволн атомными процессами. <i>Перевод В. В. Крыловой</i>	444
Вейс, Джорджи. Диэлектрические волноводы с малыми потерями. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	450

ЧАСТЬ IV

Гоукинс. Генераторы миллиметровых волн. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	463
Рид. Перестраиваемый низковольтный отражательный клистрон, работающий в диапазоне 50—60 Гц. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	467
Ван Иперен. Отражательный клистрон для диапазона миллиметровых волн. <i>Перевод В. В. Крыловой</i>	496
Вуттон, Пирс. Генератор на отражательном клистроне для диапазона 8—9 мм. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	502
Бернштейн, Кролл. Исследование магнетронов в Колумбийской лаборатории излучений. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	515
Робертс, Бригс. Практическое рассмотрение работы магнетрона для миллиметрового диапазона волн. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	523
Звобада. Магнетроны большой мощности для диапазона миллиметровых волн. <i>Перевод В. В. Крыловой</i>	529

Госс, Линдсей. Паразитная модуляция магнетронов миллиметрового диапазона. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	535
Воуан. Магнетрон для диапазона миллиметровых волн. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	538
Клайн, Лоубсер, Нетеркот, Тоунс. Гармоники магнетрона на миллиметровых волнах. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	555
Робертсон. Экспериментальный широкополосный усилитель на ЛБВ со спиралью для диапазона миллиметровых волн. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	563
Карп. Экспериментальные исследования генератора с обратной волной в диапазоне 100—200 Гц. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	574
Нетеркот. Гармоники на миллиметрах волн. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	588
Рилей. Портативный умножитель на с.в.ч. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	593
Картер, Корнитит, Тарстон. Работа и применение генератора с тормозящим полем в миллиметровом диапазоне волн. <i>Перевод инж. Л. Г. Ломизе</i>	595
<i>Предметный указатель</i>	601

МИЛЛИМЕТРОВЫЕ
И СУБМИЛЛИМЕТРОВЫЕ ВОЛНЫ

Редактор *Ю. А. МОГИЛЕВСКИЙ*

Художник *В. И. Телепнев*

Художественный редактор *В. И. Шаповалов*

Технический редактор *С. В. Клименко*

Сдано в производство 10/XI 1958 г.

Подписано к печати 28/II 1959 г.

Бумага $70 \times 108 \frac{1}{16} = 19$ бум. л.

52 печ. л.

Уч.-изд. л. 46,4. Изд. № 20/3925]

Цена 34 р. 50 к. Зак. 608.

• • •

ИЗДАТЕЛЬСТВО
ИНОСТРАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ
Москва, Ново-Алексеевская, 52.

• • •

16-я типография Московского
городского Совнархоза.
Москва, Трехпрудный пер., 9

