

МИНИСТЕРСТВО ЭЛЕКТРОННОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА

Научно-технический сборник

СЕРИЯ I

Электроника СВЧ

Выпуск
7

Год издания двадцать пятый

ЦНИИ «ЭЛЕКТРОНИКА»

МОСКВА — 1974 г.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

АЛЯМОВСКИЙ И. В., БАТЫГИН В. Н., БАЦЕВ В. И., БЕЛЯЕВ В. П.,
БЕЛЯКОВ Р. А., БРОДУЛЕНКО И. И., ВАСИНА Т. А., ВЕЦГАЙ-
ЛИС Ю. А. (зам. главного редактора), ГАССАНОВ Л. Г., ГЕЛЬВИЧ Э. А.,
ГОЛАНТ М. Б., ГУЛЕЙКОВ В. М., ДЕВЯТКИН И. И., ДЕВЯТКОВ Н. Д.
(главный редактор), ДЕМИН Е. П., ЗАМОРОЗКОВ Б. М., ЗУСМАНОВ-
СКИЙ С. А., КАРМАЗИН В. Г., КОВАЛЕНКО В. Ф., КРЫСОВ Г. А.,
ЛЕБЕДЬ Б. М., ЛУКОШКОВ В. С. (зам. главного редактора),
МАКСИМОВСКИЙ Ю. И., МАТВЕЕВ Г. А., МНОЯН В. И.,
ОВЧАРОВ В. Т., ПАРИЛОВ В. А., РЕБРОВ С. И., РОГОВИН И. Е.,
РОСНОВСКИЙ В. К. (зам. главного редактора), САЗОНОВ В. П.,
СТАРОДУБОВ И. П., СТЕПАНИЩЕВ В. Б., ТАГЕР А. С., ТЕМКИН С. Е.,
ТИМОШИН Л. А., ФЕЛЬДБЛЮМ И. С. (отв. секретарь), ФОРМО-
ЗОВ Б. Н., ХВОРОВ М. И., ЧЕРЕПНИН Н. В., ШЕНОГИН А. А.

ФИЗИКА ЯВЛЕНИЙ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 621.385.383

М. А. Шепсенвол, В. В. Яковенко**СКВОЗНОЙ РАСЧЕТ ПРОЛЕТНЫХ ЯВЛЕНИЙ
В ТРИОДНЫХ ГЕНЕРАТОРАХ
С КОМПЛЕКСНОЙ АНОДНОЙ НАГРУЗКОЙ
ПРИ РАБОТЕ В ПОЛОСЕ ЧАСТОТ**

Рассматриваются результаты численного расчета пролетных явлений в триоде при комплексной нагрузке в анодной цепи. Принятая методика «сквозного» расчета пролетных явлений в междуэлектродных промежутках позволяет учесть обратную реакцию напряжения анода на катодный ток.

Показано, что при относительно небольших углах пролета основное влияние на режим работы генератора и его выходные параметры оказывают сдвиги фаз между напряжениями его электродов, а также между анодным током и напряжением. При определенных условиях эти сдвиги фаз обеспечивают существенно более выгодные условия работы генератора по сравнению с низкочастотным режимом.

Результаты расчетов сопоставлены с экспериментальными данными

При анализе условий работы генераторных приборов с сеточным управлением в дециметровом диапазоне волн необходимо учитывать пролетные явления. Известно большое число работ по исследованию пролетных явлений, в которых применялись различные аналитические и численные методы расчета (например, [1—3] и др.). В этих работах обычно пролетные явления рассматриваются отдельно для каждого из междуэлектродных промежутков, не проводится анализ совместной работы электровакуумного прибора с внешними контурными системами. При этом могут быть упущены некоторые факторы, имеющие важное значение для определения режима работы прибора и параметров генератора, в частности, влияние переменного напряжения анода на катодный ток с учетом сдвигов фаз между напряжениями электродов при работе генератора в полосе частот с комплексной нагрузкой в анодной цепи.

Ниже приводятся некоторые результаты исследований триодного генератора, выполненных с использованием численной методики расчета пролетных явлений в триоде в комплексе с внешними контурными системами в анодной цепи. Расчеты выполнены по программам, разработанным для ЭВМ М-222.

При выполнении расчетов было принято обычное допущение об идеальности структуры сетки в триоде, следствием чего явилась возможность сведения междуэлектродных промежутков к эквивалентным диодам с одномерными электронными потоками.

Для расчета пролетных явлений использована дискретная модель, в которой непрерывный электронный поток заменен серией бесконечно тонких слоев заряда, движущихся в междуэлектродных промежутках. Период колебаний T при этом разделяется на некоторое число N равных временных интервалов. В пределах одного интервала напряженность электрического поля во всех областях междуэлектродных промежутков считается постоянной, а движение слоев заряда — равноускоренным. В принятой методике расчета слои заряда выходят из катода через равные интервалы времени $\Delta T = T/N$ (при условии существования ускоряющего поля вблизи катода). Величина заряда σ_i для каждого из слоев определяется исходя из условия компенсации напряженности поля E_k , возникшей у поверхности катода при переходе от предыдущего интервала времени к последующему:

$$\sigma_i = \varepsilon_0 E_{ki}. \quad (1)$$

Напряженность поля в междуэлектродном пространстве может быть рассчитана как суперпозиция «холодного поля» $E_{хол}$, связанного с существованием не равных нулю потенциалов электродов триода для данного временного интервала, и поля пространственного заряда, определяемого величиной и расположением слоев заряда в межэлектродных промежутках.

Методика «сквозного» расчета предусматривает вычисление пространственно-временных траекторий движения слоев заряда через оба междуэлектродных промежутка от катода до анода. При этом могут быть определены все основные величины, представляющие интерес при расчете режимов работы и параметров генератора. К ним относятся конвекционные токи в плоскостях электродов и токи, наведенные на аноде и управляющей сетке.

Принятая здесь методика расчета близка к использованной в [1] для расчета входных промежутков и может рассматриваться как один из вариантов метода «крупных частиц».

При анализе возможных вариантов метода численного расчета было установлено, что более высокая точность обеспечивается в случае, когда наведенный ток в цепи электрода представляется как сумма индукционного и конвекционного тока электрода в соответствии с работой [4].

В результате проведенного расчета может быть определена амплитуда первой гармоники тока, наведенного в анодной цепи I_{a1} , а также фаза этого тока по отношению к напряжению сетки φ_a . Эти величины являются функцией всего комплекса параметров, определяющих конструкцию и режим работы триода в генераторе. К числу этих параметров относятся: $h_{ск}$ и $h_{са}$ — расстояние сетка—катод и сетка—анод, D — проницаемость сетки триода, F_k — площадь поверхности катода, E_c и E_a — постоянные составляющие напряжений сетки и анода,

U_c и U_a — амплитуды переменных составляющих напряжения сетки и анода, f — частота колебаний, Φ — фаза анодного напряжения по отношению к напряжению сетки.

Параметры h_{ck} , h_{ca} , D , F_k , E_c , E_a и f можно считать известными при выбранных конструкции прибора и режиме его работы. В первом приближении можно также считать известной величину переменного напряжения первой сетки U_c (если задана входная мощность и известна входная проводимость). Что касается амплитуды и фазы переменного анодного напряжения, то эти величины устанавливаются в результате совместной работы прибора с анодной колебательной системой.

В случае одиночного анодного контура амплитуды переменных составляющих анодного тока и анодного напряжения связаны между собой соотношением:

$$I_{a1} = \frac{U_a}{R_{0e}} \sqrt{1 + \left(\frac{\mu}{B}\right)^2}. \quad (2)$$

Сдвиг фазы между ними:

$$\Delta\varphi = \arctg\left(\frac{\mu}{B}\right). \quad (3)$$

Здесь R_{0e} и B — эквивалентное сопротивление и затухание анодного контура,

μ — относительная расстройка контура:

$$\mu = \frac{2(f - f_0)}{f_0},$$

f_0 — резонансная частота контура.

В соответствии с принятыми здесь условными обозначениями:

$$\Delta\varphi = \Phi - \varphi_a. \quad (4)$$

Выражения (2) и (3) справедливы при использовании контуров высокой добротности (что имеет место в генераторах СВЧ).

Как уже указывалось, в результате численного расчета по рассмотренной выше методике токопрохождения в триоде могут быть найдены функциональные зависимости:

$$I_{a1} = F_1(U_a, \Phi), \quad (5)$$

$$\varphi_a = F_2(U_a, \Phi). \quad (6)$$

Совместное решение систем уравнений (2) — (4) и (5), (6) позволяет определить неизвестные нам параметры режима U_a и Φ . Таким образом может быть полностью определен режим работы прибора в зависимости от расстройки колебательной системы, т. е. для любой точки полосы частот генератора.

Решение указанных систем уравнений может быть выполнено или путем организации соответствующего итерационного процесса на ЭВМ, или графическим методом. Ниже приведены результаты использования графического метода, обеспечивающего большую наглядность процесса решения.

Как было показано, число независимых переменных, характеризующих конструкцию триода и режим его работы, равно восьми. К ним добавляются три переменные, характеризующие внешнюю контурную систему в анодной цепи. Следовательно, общее число независимых параметров равно 11.

Для сокращения числа независимых переменных целесообразен переход к безразмерным обобщенным параметрам. Возможны различные системы таких параметров, однако при любых системах удастся сократить общее число независимых переменных только до семи.

В связи с большим числом переменных представить результаты расчета в сколько-нибудь общем виде оказывается весьма затруднительным. Поэтому для выявления эффектов, обусловленных пролетными явлениями, приходится рассматривать конкретные практические случаи.

Ниже приводятся результаты расчета, выполненного применительно к экспериментальному образцу триода со следующими параметрами:

$$h_{с\kappa} = 0,02 \text{ см}, h_{сa} = 0,1 \text{ см}, F_{\kappa} = 3,5 \text{ см}^2, D = 0,015.$$

Режим работы прибора в генераторе: $E_a = 2250 \text{ в}$, $E_c = -35 \text{ в}$, $U_c \approx 60 \text{ в}$, $f = 900 \text{ МГц}$, $R_{\text{де}} = 900 \text{ ом}$.

Прибор работает при сравнительно малых углах пролета (статический угол пролета входного промежутка равен $0,5 \text{ рад}$, а выходного $0,4 \text{ рад}$).

На рис. 1 приведено семейство кривых, отражающих функциональную зависимость (5) в безразмерном представлении параметров:

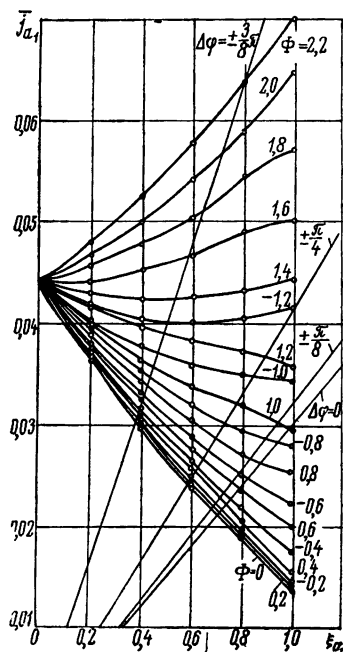


Рис 1. Зависимость амплитуды первой гармоники анодного тока $\bar{j}_{a1}$ от параметров ξ_a и Φ .

$$\bar{j}_{a1} = \frac{I_{a1}}{F_{\kappa} j_m}; j_m = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m} \frac{E_a^{3/2}}{h_{сa}^2}}; \xi_a = \frac{U_a}{E_a}.$$

На этом же рисунке представлено семейство прямых, построенных в соответствии с выражениями (2) и (3) для различных случаев расстройки анодного контура. Пересечение каждой из этих прямых с кривыми

позволяет определить взаимную связь между величинами Φ и ξ_a . Эти зависимости представлены в виде семейства сплошных кривых на рис. 3.

На рис. 2 дано семейство кривых, построенных в соответствии с функциональной зависимостью (6). Семейство параллельных прямых построено в соответствии с (4). Пересечение прямых (4) с кривыми (6) позволяет определить новое семейство кривых, отражающих взаимную зависимость величин Φ и ξ_a . Это семейство также приведено на рис. 3 (пунктир).

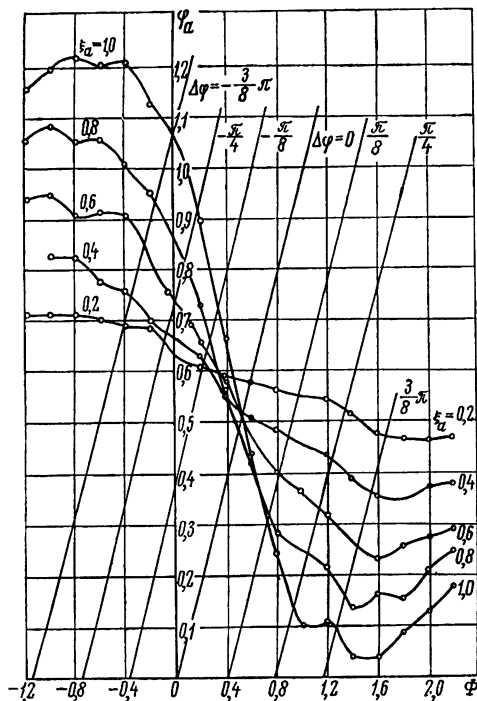


Рис. 2. Зависимость фазы первой гармоники анодного тока φ_a от параметров ξ_a и Φ .

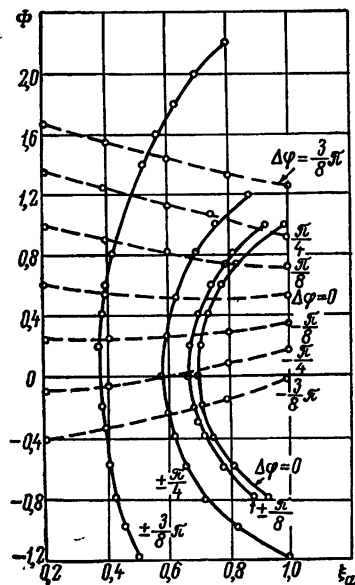


Рис. 3. Взаимная связь между параметрами ξ_a и Φ .

Таким образом, на рис. 3 представлены два семейства кривых:

$$\Phi = \Phi(\Delta\varphi, \xi_a).$$

Одно из них найдено исходя из условия соответствия между амплитудой анодного тока и анодным напряжением, второе — из фазовых соотношений. Точки пересечения соответствующих кривых этих двух семейств определяют однозначно величины Φ и ξ_a для данной расстройки анодного контура, характеризуемой сдвигом фазы между током и напряжением в анодной цепи $\Delta\varphi$.

В результате численного расчета процесса токопрохождения в триоде определяется также среднее значение тока в анодной цепи (постоян-

ная составляющая), как функция параметров Φ и ξ_a (рис. 4). Здесь ток представлен также в безразмерной форме:

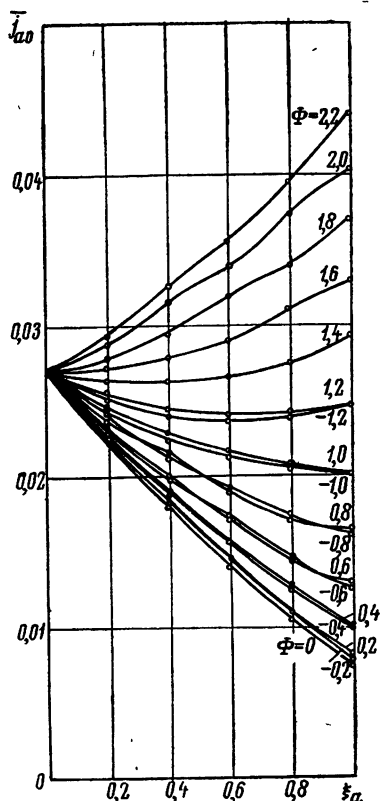


Рис. 4. Зависимость постоянной составляющей анодного тока $\bar{j}_{a0}$ от параметров ξ_a и Φ .

$$I_a = 0 \text{ (при } U_{\text{упр}} < 0), U_{\text{упр}} = E_c + U_c \sin \omega t + D [E_a - U_a \sin(\omega t - \Phi)], \quad (8)$$

$$0 < \omega t < 2\pi.$$

После разложения в ряд Фурье выражения (8) можно определить амплитуду и фазу первой гармоники анодного тока. Тем самым определяются зависимости:

$$I_{a1} = F_3(U_a, \Phi), \quad (9)$$

$$\varphi_a = F_4(U_a, \Phi). \quad (10)$$

Решая систему (9), (10) совместно с уравнениями (2), (3), можно найти величины U_a и Φ в зависимости от расстройки анодного конту-

$$\bar{j}_{a0} = \frac{I_{a0}}{F_k j_m}.$$

Зная параметры Φ и ξ_a для различных расстроек анодного контура, можно из рис. 4 определить изменение среднего тока в полосе частот (кривая 1 на рис. 5).

Исходя из величины ξ_a , определяется колебательная мощность в нагрузке:

$$P_k = \frac{\xi_a^2 E_a^2}{2R_{0e}}. \quad (7)$$

Изменение колебательной мощности в полосе частот представлено кривой 1 на рис. 6.

Представляет интерес сопоставление результатов выполненного расчета высокочастотного режима работы триода в схеме генератора с данными по расчету того же триода на низкой частоте, т. е. в отсутствие пролетных явлений.

Расчет анодного тока на низкой частоте можно провести путем сведения триода к эквивалентному диоду:

$$I_a = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U_{\text{упр}}^{3/2}}{h_{\text{ск}}^2} \quad (\text{при } U_{\text{упр}} > 0);$$

ра, так же как это было сделано для высокочастотного режима. Таким же путем определяются средний анодный ток и колебательная мощность в полосе частот (кривые 2 на рис. 5 и 6).

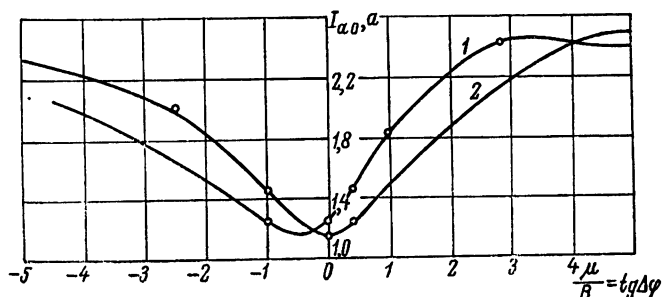


Рис. 5. Изменение постоянной составляющей анодного тока в полосе частот: 1 — высокочастотный режим, 2 — низкочастотный режим.

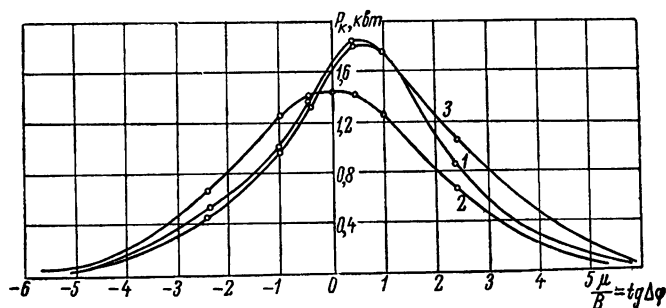


Рис. 6. Амплитудно-частотные характеристики генератора: 1 — высокочастотный режим, 2 — низкочастотный режим, 3 — низкочастотный режим с дополнительным сдвигом фазы, имитирующим пролетные явления.

С учетом того, что в рассматриваемом высокочастотном случае углы пролета относительно невелики, было высказано предположение, что различие между результатами расчета высокочастотного и низкочастотного режимов связаны в первую очередь с наличием дополнительных сдвигов фазы между анодным током и напряжениями электродов, обусловленных пролетными явлениями. Для проверки этого предположения был проведен расчет низкочастотного режима, при котором был искусственно введен дополнительный сдвиг фазы между анодным током и сеточным напряжением φ_0 , равный $0,55 \text{ рад}$ (что соответствует величине среднего сдвига фазы для высокочастотного режима при нулевой расстройке контура). Расчет для этого случая осуществлен путем видоизменения соотношения (2):

$$I_{a1} = \frac{U_a}{R_{0e}} \sqrt{1 + \text{tg}^2(\Delta\varphi - \varphi_0)}. \quad (11)$$

Для физической реализации этого случая на низких частотах следовало бы создать контурную систему, амплитудно-фазовая характеристика которой описывается соотношениями (3) и (11). Эта контурная система должна обладать максимальным сопротивлением при заданном сдвиге фазы между током и напряжением.

Результат расчета колебательной мощности в полосе частот для этого «комбинированного» случая представлен кривой 3 на рис. 6.

На рис. 7 приведены результаты экспериментального обследования образца триода с указанными выше параметрами в высокочастотном

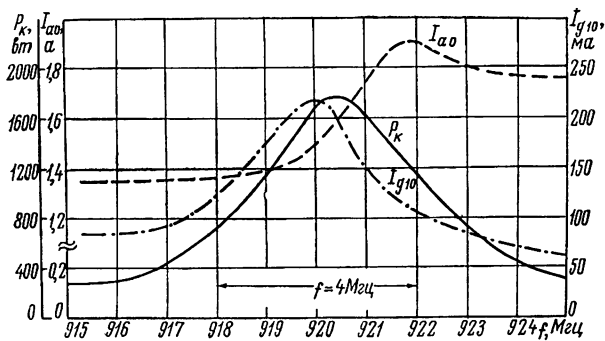


Рис. 7 Экспериментальные характеристики генератора.

генераторном режиме. Здесь представлены изменения колебательной мощности, а также средних значений анодного и сеточного токов в полосе частот.

На основании полученных материалов можно сделать следующие выводы.

1. Уровень колебательной мощности в максимуме амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) в режиме СВЧ существенно выше, чем в низкочастотном режиме.

2. Максимум АЧХ на СВЧ сдвинут по шкале частот относительно настройки контура в резонанс.

3. Средний анодный ток резко изменяется в полосе частот. Минимум анодного тока сдвинут по шкале частот относительно настройки в резонанс в сторону, противоположную сдвигу максимума АЧХ.

4. АЧХ, рассчитанная для низкочастотного режима с учетом дополнительного сдвига фаз, имитирующего пролетные явления, с удовлетворительной точностью совпадает с АЧХ, рассчитанной для СВЧ режима.

5. Имеет место удовлетворительное качественное соответствие между данными расчета и эксперимента. При сопоставлении этих данных следует учитывать, что при снятии экспериментальных характеристик поддерживалась постоянная мощность возбуждения, а при расчетах считалась фиксированной амплитуда сеточного напряжения сетки (величина этой амплитуды определена приближенно).

6. По экспериментальным данным в районе максимума АЧХ наблюдается снижение величины среднего тока первой сетки.

Отмеченные здесь эффекты имеют достаточно простую физическую интерпретацию.

Как уже отмечалось, пролетные явления в триодах при относительно небольших углах пролета сказываются прежде всего на возникновении сдвигов фаз между токами и напряжениями электродов. Другие эффекты, обусловленные пролетными явлениями (искажение формы импульсов токов, изменение «содержания» первой гармоники в спектре разложения импульсов и т. д.) сказываются при этом незначительно.

Благодаря сдвигам фаз моменты максимального сеточного напряжения сдвинуты во времени по отношению к моментам минимального анодного напряжения. Это облегчает токоотбор с катода и улучшает токораспределение между сеткой и анодом.

При расстройке анодного контура сдвиг фазы между напряжениями электродов изменяется. Если расстройка направлена в сторону увеличения этого сдвига фазы, то анодный ток возрастает, что должно приводить к увеличению колебательной мощности. Одновременно с этим при расстройке снижается сопротивление контура. Максимум АЧХ имеет место, когда эти противоположные тенденции компенсируют друг друга.

Отмеченные здесь закономерности характерны для триодов, у которых анодное напряжение в значительной степени влияет на катодный ток. Очевидно, что в случае тетродов эти эффекты проявлялись бы в гораздо меньшей степени.

Поскольку здесь показано, что пролетные явления в триодах могут обеспечивать улучшение условий работы генераторов по сравнению с низкочастотными режимами (увеличение колебательной мощности, улучшение токораспределения), то естественно возникает вопрос об оптимизации конструкции приборов, работающих в области СВЧ. Так, варьируя расстояние между сеткой и анодом, можно в определенных пределах изменять пролетные параметры с целью выбора оптимальных соотношений. Это может быть осуществлено с использованием рассмотренной выше расчетной методики, которая может быть распространена также на случай многоконтурных связанных систем в анодной цепи.

В связи с тем, что обычно амплитуда напряжения возбуждения существенно меньше анодного напряжения, результаты расчетов и сделанные на их основе выводы можно считать справедливыми как для схемы включения с общим катодом, так и для схемы с общей сеткой.

Учитывая результаты, полученные в настоящей работе, можно рекомендовать при относительно малых углах пролета (меньше одного радиана) проводить расчет режима работы триода в генераторе, рассматривая его как низкочастотный, учитывая при этом, однако, дополнительные сдвиги фаз между напряжениями электродов. Если при этих расчетах использовать семейства статических характеристик триода, то может быть получена также информация о токораспределении между электродами при работе триода в генераторе высоких частот.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов Н. И. Исследование и расчет триодного генератора СВЧ. Диссертация, ЛЭИС, 1952.
2. Рамм Г. С. Триодные генераторы колебаний сверхвысоких частот. Воениздат., М., 1955.
3. Зейтленок Г. М. Наведенный ток в анодной цепи триода. «Радиотехника», 1961, т. 16, № 1.
4. Шепсенвол М. А., Кухтин Э. С. Компоненты токов в цепях электродов приборов СВЧ. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1973, вып. 8, стр. 3—8.

Поступила в редакцию 4 января 1974 г.

НОВЫЕ КНИГИ

Р. М. БИКТЯКОВ, Д. В. ГАСКАРОВ, Ю. С. ЗВОРОНО, В. А. ЗЛОБИН, В. А. ЩЕЛКОТУНОВ. Стабильность свойств ферритов (Анализ физических свойств при внешних воздействиях, прогнозирование. Элементы проектирования). «Сов. радио», М., 1974, 352 стр., илл., библи. — 206 назв.

Книга посвящена вопросам стабильности свойств ферритов при воздействии различных факторов: климатических, механических, радиации, времени и др.

Излагаются результаты исследования свойств ферритов, определяющих их стабильность, в том числе механических и теплофизических свойств ферритов различного состава и структуры. Описываются методы механических и тепловых расчетов ферритовых элементов.

Рассматриваются методы статистического анализа изменения параметров ферритовых элементов, причем особое внимание уделяется математической обработке результатов испытаний при малых выборках, построению математических моделей изменения параметров ферритов, прогнозированию изменения параметров ферритовых изделий и методам ускоренных испытаний на временную стабильность.

УДК 621.3.032.266

Б. М. Заморозков, Ю. В. Ставский, М. Г. Медокс

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ИОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ В ПРОТЯЖЕННЫХ ПОТОКАХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ СПЕКТРАЛЬНЫМ МЕТОДОМ И МЕТОДОМ НАВЕДЕННОГО ЗАРЯДА

Показано совпадение результатов исследования поперечного распределения плотности пространственного заряда ионов и электронов в электронном пучке, полученных методом спектрального анализа и методом наведенного заряда в сочетании с методом диафрагмы с малым отверстием. Совместное применение последних двух методов позволяет получить количественные данные о плотности заряда ионов и электронов в пучке.

Для протяженных электронных пучков, применяемых в приборах СВЧ типа О, характерно наличие положительных ионов, плотность которых даже при достаточно высоком вакууме (до 10^{-7} тор) может быть сравнима с плотностью электронов [1]. Поле пространственного заряда таких ионов заметно влияет на структуру электронного пучка, а следовательно, и на выходные параметры приборов [2].

Данные о распределении плотности ионов в пучке позволяют получить ценную информацию о физических процессах, происходящих в приборах, и способствуют выбору оптимальных режимов их работы. Поэтому экспериментальное исследование поведения ионов в протяженных электронных пучках, а также разработка и развитие экспериментальных методов, позволяющих проводить такие исследования, представляют определенный интерес.

В отличие от других известных методов исследования электронных пучков спектральный метод [3] и метод наведенного заряда [4, 5] в сочетании с методом диафрагмы с малым отверстием дают возможность измерять поперечное и продольное распределения плотности ионов в пучке.

В настоящей работе сопоставляются экспериментальные результаты, полученные указанными выше методами с целью определения их эффективности.

Спектральный метод основан на измерении интенсивности спектральных составляющих оптического излучения нейтральных и ионизиро-

ванных атомов и молекул остаточного газа, возбуждаемых моноско-
ростным электронным пучком. Как показано в работе [3], интенсив-
ность излучения нейтральных атомов и молекул остаточного газа про-
порциональна плотности электронов:

$$I_n(r) \sim \rho_e(r), \quad (1)$$

где $I_n(r)$ — радиальное распределение интенсивности излучения ней-
тральных атомов и молекул,

$\rho_e(r)$ — радиальное распределение плотности электронов пучка.

Распределение ионов по поперечному сечению электронного пучка
пропорционально частному от деления распределения интенсивности
излучения ионов $I_i(r)$ на распределение интенсивности нейтральных
атомов:

$$\rho_i(r) \sim \frac{I_i(r)}{I_n(r)}. \quad (2)$$

Спектральный метод позволяет одновременно исследовать относи-
тельное поперечное распределение плотности ионов $\rho_i(r)/\rho_{i\text{макс}}$ и элек-
тронов $\rho_e(r)/\rho_{e\text{макс}}$ в протяженном пучке. Однако количественные из-
мерения плотности пространственного заряда связаны с трудностью
светотехнических измерений излучения малой интенсивности в абсолют-
ных величинах. Измерение относительной интенсивности спектральных
составляющих оптического излучения нейтральных атомов, молекул и
ионов может осуществляться при помощи телевизионной аппаратуры
и аппаратуры для спектрального анализа [3].

В работе [5] показано, что поперечное распределение плотности
ионов и электронов может определяться с помощью системы, содержа-
щей датчик наведенного заряда и диафрагму с малым отверстием, сле-
дующим образом.

1. Определяется экспериментальная зависимость наведенного заряда q_n от коор-
динаты перемещения расположенных вне пучка измерительных электродов s .

2. После обработки на ЭВМ зависимостей $q_n(s)$ находится поперечное распреде-
ление суммарной плотности электронов и ионов пучка $\rho_\Sigma(r)$ путем решения интег-
рального уравнения [5]:

$$q_n(s) = \int_V \rho_\Sigma(x, y) \varphi(x, y, z, s) dv, \quad (3)$$

где $\varphi(x, y, z, s)$ — известное распределение потенциала поля измерительных элек-
тродов в отсутствие пучка.

3. Из зависимости $\rho_\Sigma(r)$ вычитается зависимость $\rho_e(r)$, полученная с помощью
диафрагмы с малым отверстием, и тем самым определяется распределение плотности
ионов по поперечному сечению пучка.

Рассматриваемый способ позволяет измерять плотность заряда
ионов и электронов (в кулонах на кубический метр), а также их сум-
марную плотность. Эти данные могут использоваться для оценки степе-
ни нейтрализации пучка.

Эксперименты проводились на установке для автоматического измерения структуры пучка, подобной описанной в работе [6]. Для изучения поперечного распределения суммарной плотности использовалась специальная приставка, состоящая из измерительных электродов и электрометра, описанного в работе [7].

Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Измерительные электроды и диафрагма располагались в общей зондовой головке. При непрерывном перемещении измерительных электродов в поперечном относительно пучка направлении зависимость $q_n(s)$ записывалась на ленте самописца. В том же поперечном сечении с помощью диафрагмы с малым отверстием измерялось распределение плотности тока $j_e(r)$. Экспериментальные зависимости $q_n(s)$ обрабатывались на ЭВМ М-220 по специальной программе, составленной на основе регулирующего алгоритма [8].

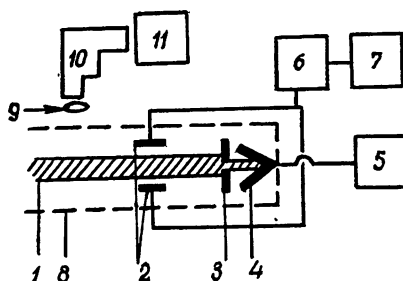


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки:

1 — электронный пучок, 2 — измерительные электроды, 3 — диафрагма с отверстием, 4 — коллектор, 5, 7 — самописец ЭПП-09, 6 — электрометр, 8 — вакуумный баллон макета, 9 — ахроматический конденсор, 10 — спектральная аппаратура (монохроматор УМ-2), 11 — телевизионная аппаратура.

Монохроматическое изображение электронного пучка, получаемое на выходе монохроматора, регистрировалось телевизионной аппаратурой, описанной в работе [9].

Давление в системе менялось от 10^{-2} до 10^{-6} тор путем изменения скорости откачки и скорости натекания водорода, которая регулировалась током накала палладиевого натекавателя.

Структура пучка, создаваемого двуханодной электронной пушкой, исследовалась в режимах недокомпенсации и перекомпенсации пространственного заряда электронов ионами при токе от 2 до 18 ма. В режиме перекомпенсации использовалась ионная фокусировка электронного пучка, а в режиме недокомпенсации пучок формировался магнитным полем. Потенциалы управляющих электродов относительно катода пушки изменялись в следующих пределах: на фокусирующем электроде от -5 до -15 в, на первом аноде от 110 до 350 в, на втором аноде от 380 до 420 в, на коллекторе от 380 до 750 в. На рис. 2,а показано распределение суммарной плотности электронов и ионов вдоль диаметра пучка (на этом рисунке и далее r — текущий диаметр пучка), измеренное на расстоянии 56 мм от второго анода пушки при ионной фокусировке пучка. Здесь же представлены зависимости $\rho_e(r)$, полученные спектральным методом и с помощью метода диафрагмы с малым отверстием, и кривые распределения $\rho_i(r)$, полученные спектральным методом и

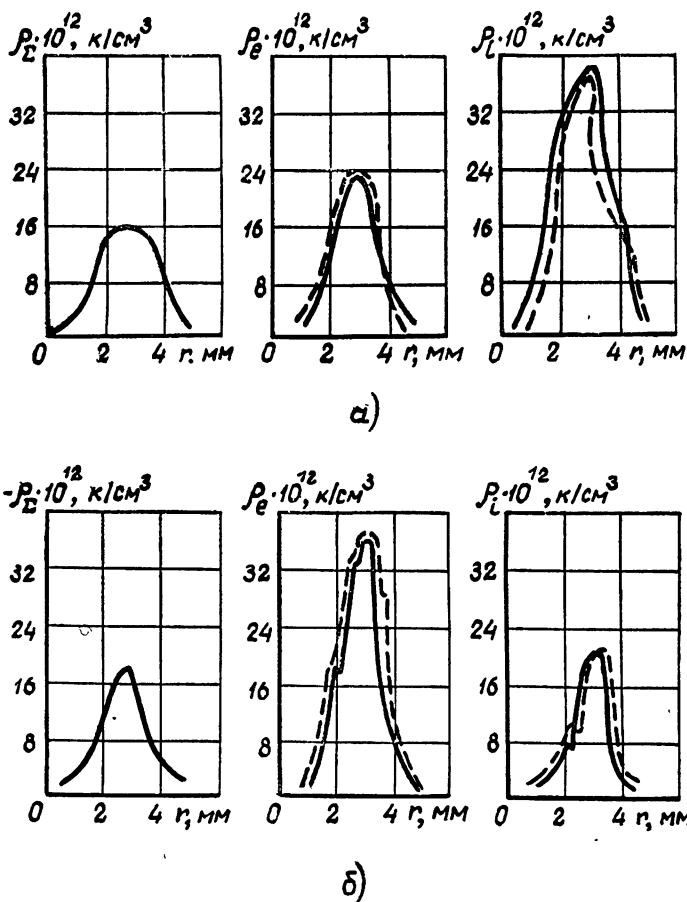


Рис. 2. Распределение плотности ρ ионов и электронов в режиме ионной (а) и магнитной (б) фокусировки:

— метод наведенного заряда в сочетании с диафрагмой, имеющей отверстие, — — — спектральный метод $I=2,5$ ма, $U_{a2}=420$ в, $H=300$ э, $p=5 \cdot 10^{-5}$ тор, r — текущая координата линии, проходящей вдоль диаметра пучка.

методом наведенного заряда с применением диафрагмы с малым отверстием.

При построении кривых предполагалось, что максимальные значения плотности частиц, измеренные спектральным методом и методом наведенного заряда, равны.

С уменьшением давления остаточного газа интенсивность оптического излучения падает, уровень плотности ионов снижается и суммарный заряд приобретает отрицательное значение, т.е. происходит недокомпенсация пучка положительными ионами (рис. 2,б).

Представляет интерес проследить за изменением среднего уровня количества ионов в пучке и их плотности при увеличении разности потенциалов между вторым и первым анодом $\Delta U = U_{a2} - U_{a1}$.

Результаты, полученные при $\Delta U = 15$ в и при $\Delta U = 25$ в приведены на рис. 3. Из сравнения кривых рис. 3 следует, что при повышении потенциала второго анода картина распределения ионов и кривые $\rho_e(r)$ изменяются. Уменьшение величины ΔU приводит к уменьшению скорости ухода ионов из пролетного канала и к увеличению плотности ионов в пучке.

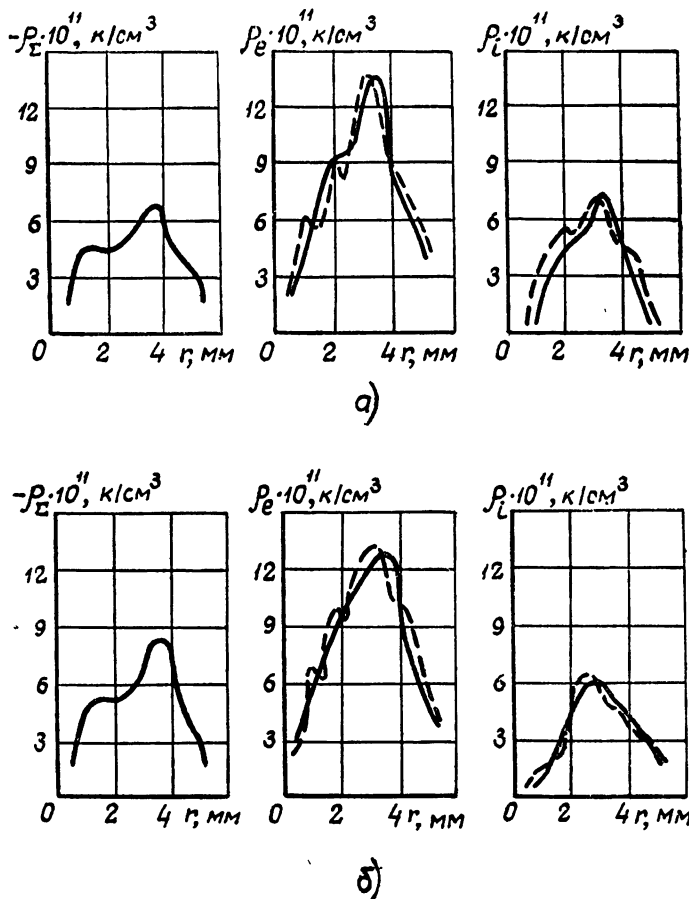


Рис. 3. Распределение плотности ρ ионов и электронов для $\Delta U = 15$ в (а) и $\Delta U = 25$ в (б):

— метод наведенного заряда в сочетании с диафрагмой, имеющей отверстие, — — — спектральный метод, $U_{a1} = 360$ в, $I = 15$ ма, $H = 400$ в, $p = 4 \cdot 10^{-6}$ тор.

При дальнейшем уменьшении ΔU параметр U_{a1} становится больше U_{a2} , для ионов создается тормозящее поле, которое приводит к дальнейшему увеличению их плотности. В соответствии с этим изменяется также и плотность суммарного заряда ρ_Σ . Как известно, избыток ионов изменяет условия формирования пучка, что приводит к увеличению плотности тока и плотности $\rho_e(r)$ и усилению неоднородности

распределения $\rho_{\Sigma}(r)$, $\rho_e(r)$, $\rho_l(r)$. Наблюдаемые изменения структуры пучка могут быть связаны также с усилением неоднородности электрического поля вблизи катода.

В продольном магнитном поле измерения проводились при четко выраженных пульсациях огибающей сплошного электронного пучка (в различных поперечных сечениях). Результаты измерений, полученные в пучности электронного пучка на расстоянии от анода пушки z , равном 53 см, и его узле на расстоянии от анода 49 мм, приведены на рис. 4.

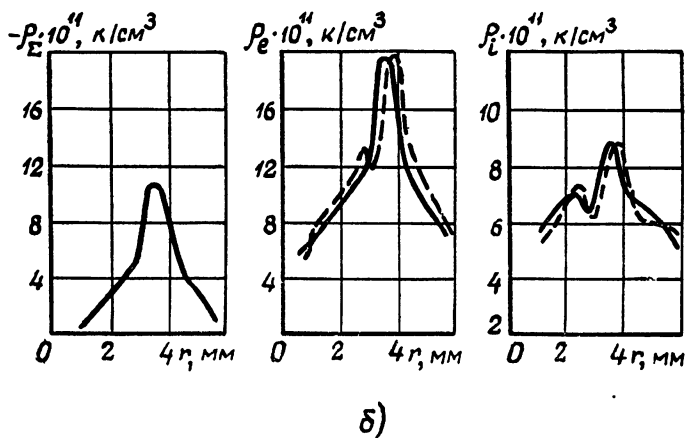
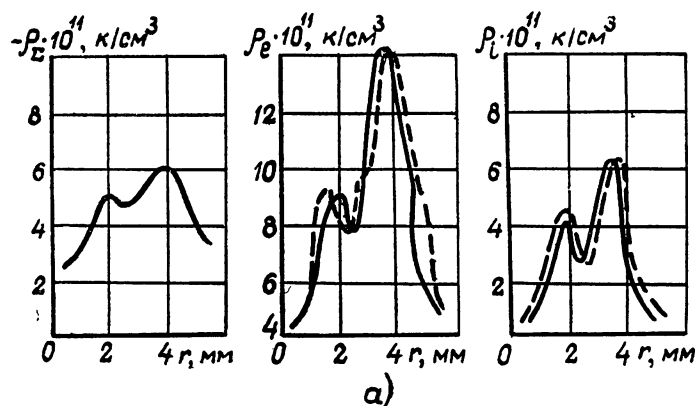


Рис. 4. Распределение плотности ρ ионов и электронов в пучности электронного пучка при расстоянии от анода пушки z , равном 53 мм (а), в его узле при 49 мм (б):

— метод наведенного заряда с диафрагмой, имеющей отверстие, — — — спектральный метод.

Как показал эксперимент, зависимости $\rho_{\Sigma}(r)$, $\rho_e(r)$, $\rho_l(r)$ носят периодический характер и обнаруживают отчетливые максимумы там, где поток сужается и растет плотность, и минимумы там, где пучок расширяется. Амплитуда пульсаций $\rho_{\Sigma}(r)$ значительно ниже амплитуд

пульсаций $\rho_i(r)$ и $\rho_e(r)$, что связано с накоплением ионов в «потенциальных ямах», образующихся на оси пучка.

Как видно из графиков рис. 2—4, зависимости $\rho_i(r)$ и $\rho_e(r)$, полученные спектральным методом, качественно согласуются с теми же зависимостями, найденными методом наведенного заряда в сочетании с диафрагмой с малым отверстием. Наблюдаемые расхождения между этими кривыми не мешают обнаружить характерные особенности распределений пространственного заряда электронов и ионов при различных условиях формирования пучка.

Таким образом, данные о распределении плотности электронов, полученные спектральным методом, согласуются с аналогичными результатами, полученными методом наведенного заряда в сочетании с методом диафрагмы с малым отверстием. Наблюдается качественное согласование между кривыми поперечного распределения плотности пространственного заряда ионов, полученными этими методами.

Рассмотренные методы можно использовать для изучения поперечного распределения плотности положительных ионов и электронов в протяженных электронных пучках.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тараненко В. П. Влияние положительных ионов на формирование интенсивных электронных пучков в условиях высокого вакуума. Известия ВУЗов, «Радиотехника», 1959, № 5, стр. 554—565.
2. Герасименко Ю. А., Калинин Ю. А., Кац А. М., Кудряшов В. П. Изменение фазы и амплитуды выходного сигнала в ЛБВ в течение импульса. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 6, стр. 86—94.
3. Заморозков Б. М., Муравьев А. А., Ставский Ю. В. Спектральный метод исследования структуры электронных пучков. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1972, вып. 4, стр. 3—10.
4. Герштейн Г. М., Медокс М. Г. Способ определения распределения плотности пространственного заряда в потоках заряженных частиц. Авт. свид. СССР, № 295215 (с приоритетом от 27 сентября 1967 г.), 1970. Бюллетень изобретений, 1971, № 7.
5. Герштейн Г. М., Медокс М. Г. Применение метода наведенного заряда для изучения структуры протяженных электронных пучков. Тезисы научно-технической конференции по узловым проблемам радиотехники и электросвязи, 1972, Ленинград, стр. 143.
6. Егоров Б. Н., Местечкин Я. И., Мышлецов А. В., Шубин Л. В. Установка для автоматического измерения структуры электронного потока. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, № 7, стр. 52.
7. Грибанов Ю. И. Измерение напряжений в высокоомных цепях. М.—Л., 1967.
8. Гласко В. Б., Зайкин П. Н. О программе регуляризирующего алгоритма для уравнения Фредгольма I рода «Вычислительные методы и программирование», Изд. МГУ, 1966, № 5, стр. 61.
9. Муравьев А. А., Малахов И. К., Заморозков Б. М., Радюк О. М., Синицын П. Р., Юдзон О. И. Телевизионный метод исследования структуры протяженных интенсивных электронных пучков. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 9, стр. 126—135.

Поступила в редакцию 13 августа 1973 г.

ЭЛЕКТРОННАЯ ОПТИКА

УДК 621.385.632

Ю. А. Калинин, А. М. Кац**ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКОЙ РАСФОКУСИРОВКИ
ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ЛБВО**

Сопоставление теоретических и экспериментальных данных исследования структуры пучка в пролетном канале ЛБВО в динамическом режиме показывает, что результаты расчета и эксперимента качественно хорошо совпадают. Отличие величин токооседания, полученных в результате расчета и эксперимента, связано с наличием несоосностей элементов конструкции электронно-оптических систем. Показано, что наиболее эффективным способом уменьшения токооседания в динамическом режиме для приборов с периодическими магнитными системами является уменьшение периода магнитного поля.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В последние годы появился ряд работ, посвященных анализу структуры пучка в пролетном канале ЛБВО [1—5]. В частности, в работах [1, 2] описаны методы и результаты теоретического анализа структуры пучка, основанные на двумерной нелинейной теории ЛБВО. В работе [3] описан метод расчета динамической расфокусировки электронного пучка, в основе которого лежит приближенная двумерная теория ЛБВО. Основным приближением этой теории является пренебрежение переменной составляющей поля пространственного заряда. Достоинствами этой теории являются:

— возможность использования для расчета более доступных средних ЭВМ,

— учет факторов, являющихся основными при определении структуры пучка в ЛБВ, что позволяет достаточно точно описывать динамическую расфокусировку пучка (радиальное ВЧ поле, изменение скорости электронов в процессе взаимодействия пучка с ВЧ полем замедляющей системы).

Последнее положение требует тщательной экспериментальной проверки, чему и посвящена настоящая работа.

2. АНАЛИЗ СТРУКТУРЫ ПУЧКА В ПРОЛЕТНОМ КАНАЛЕ ЛБВО

В качестве объектов для теоретического и экспериментального исследований были выбраны два типа ЛБВО.

Первый тип ламп имел следующие обобщенные параметры:

параметр пространственного заряда	$q_0=30$
параметр усиления	$C=0,12$
обобщенный параметр спирали	$\gamma_e a=0,8$
параметр несинхронности	$b=2,5$
к п. д.	$\eta=30\%$
коэффициент усиления	$G=7 \text{ дб}$

Лампы этого типа были выполнены без поглощающей вставки, и их параметры более подробно описаны в работе [4]. Лампы второго типа (с поглотителем) имели следующие параметры: $q_0=14,5$; $C=0,095$; $\gamma_e a=1,3$; $b=1,2$; $\eta=15\%$; $G=40 \text{ дб}$.

В обоих типах ламп для фокусировки пучка использовалась периодическая магнитная система. Для проведения исследований были изготовлены специальные макеты приборов (лампы первого варианта), в которых для фокусировки пучка использовалось постоянное магнитное поле.

Экспериментальное исследование структуры электронного пучка в пролетном канале ЛБВО проводилось методом диафрагмы с малым отверстием с использованием аппаратуры, описанной в работе [5].

Для одновременного измерения спектра продольных и поперечных составляющих скорости электронов использовался метод двух подвижных диафрагм и анализатора энергии электронов, использующего метод тормозящего поля [5].

На рис. 1 приведены контуры электронного пучка, полученные в результате расчета (рис. 1,а) и эксперимента (рис. 1,б) для ЛБВ первого варианта. Буквой θ на этих рисунках обозначена безразмерная длина ($\theta = 2\pi CN$, где C — параметр Пирса, $N = \frac{z}{\lambda_z}$, z — продольная координата, λ_z — длина замедленной волны). Распределение индукции магнитного поля вдоль оси системы показано на рис. 1,в. Контур пучка, построенные по 100- и 85%-ному току пучка, обозначены на

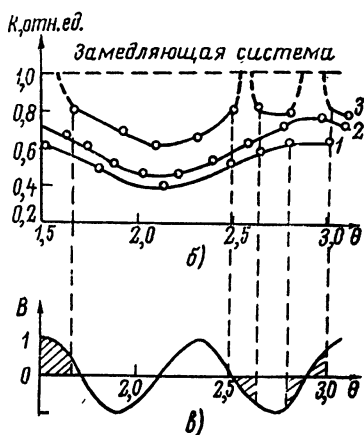
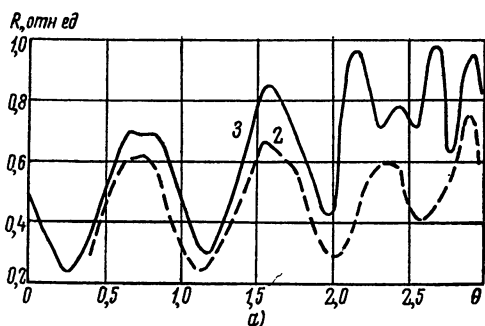


Рис. 1. Изменение границ пучка в пролетном канале ЛБВ первого варианта, полученные в результате расчета (а) и эксперимента (б) при периоде магнитного поля 34 мм, и распределение индукции магнитного поля вдоль оси прибора (в): 1 — граница пучка в статическом режиме, 2 — граница пучка, содержащего 85% полного тока, 3 — граница пучка, содержащая 100% полного тока.

рис. 1,а и 1,б соответственно цифрами 3 и 2. Изменение границы пучка в статическом режиме, построенное по 100%-ному току, обозначено цифрой 1 на рис. 1,б.

Из сопоставления теоретических и экспериментальных результатов, приведенных на рис. 1,а, б, можно сделать следующие выводы.

1) Характерной особенностью пучка в динамическом режиме является образование «ореола», в котором сосредоточено 10—15% полного тока пучка. «Остов» пучка, который содержит остальную часть тока, мало отличается от контура пучка в статическом режиме. Ореол образуется в конце участка взаимодействия и создается, как показали исследования [5], наиболее медленными электронами, отсортированными из остова пучка магнитным полем.

2) Выбывание электронов из области ореола на замедляющую систему происходит в основном в местах, где магнитное поле имеет близкую к нулю продольную компоненту. Эти области заштрихованы на кривой распределения индукции магнитного поля вдоль оси прибора (рис. 1,в).

3) Токооседание пучка на замедляющую систему имеет локальный характер.

4) Места локального токооседания, а также изменение границ пучка вдоль оси прибора, найденные в результате расчета и эксперимента, хорошо совпадают.

5) Наблюдается существенное расхождение величин токооседания, определенных в результате расчета

$$K_{д.т} = \frac{(I_{сп})_т}{I_0} = 0,02$$

и эксперимента

$$K_{д.э} = \frac{(I_{сп})_э}{I_0} = 0,14.$$

Здесь I_0 — полный ток пучка,
 $(I_{сп})_т$ и $(I_{сп})_э$ — ток спирали, полученный в результате расчета и эксперимента соответственно.

Представляет интерес сопоставление теории и эксперимента по энергетическим характеристикам пучка и по распределению электронов по поперечным составляющим скорости.

На рис. 2,а представлено распределение по энергиям (здесь U_t — тормозящий потенциал) электронов, расположенных на различных расстояниях от оси пучка, полученное на выходе из замедляющей системы в режиме максимальной выходной мощности прибора. Аналогичные характеристики, найденные в результате расчета, приведены в работе [3], и из сопоставления этих зависимостей видно, что и теория, и эксперимент показывают: группа электронов «ореола» пучка имеет небольшой разброс по энергиям и наименьшую величину минимальной продольной скорости. В группах электронов, расположенных ближе к оси пучка, появляется большое число ускоренных электронов.

Все это говорит о том, что в динамическом режиме работы ЛБВ происходит сортировка электронов; «медленные» (наиболее сильно взаимодействовавшие с ВЧ полем) электроны выбывают из пучка в область ореола, где часть их оседает на замедляющую систему. Следует отметить, что, как показано в работе [5], эти электроны имеют наи-

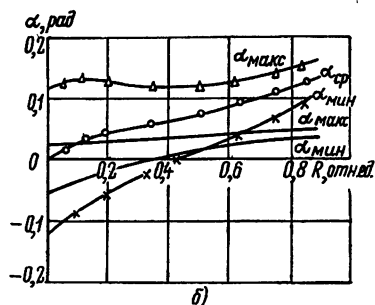
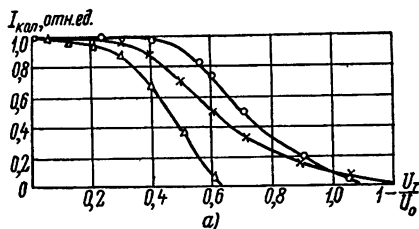


Рис. 2. Распределение электронов по энергии (а) и изменение максимального, среднего и минимального углов наклона траекторий (б), рассчитанное на ЭВМ (—) и измеренное экспериментально в центре пучка (○○○), на границе «остова» (×××) и в области «ореола» (△△△).

более значительную величину поперечной составляющей скорости. Величину поперечной скорости группы электронов некоторой выделенной части пучка можно характеризовать средней поперечной скоростью, определяемой средним углом наклона траекторий α_{cp} (этот угол имеет наибольшее число электронов этой группы) и разбросом электронов по углам $\pm \Delta\alpha$. Тогда полный угол наклона траекторий электронов можно записать в виде: $\alpha = \alpha_{cp} \pm \Delta\alpha$ (максимальная его величина $\alpha_{max} = \alpha_{cp} + \Delta\alpha$, а минимальная $\alpha_{min} = \alpha_{cp} - \Delta\alpha$). Изменение среднего, минимального и максимального углов наклона по сечению пучка, полученное в результате расчета и эксперимента, показано на рис. 2,б. Измерения проведены на выходе из замедляющей системы в режиме максимальной выходной мощности. Из кривых рис. 2,б ясно, что разброс электронов по углам максимален в центре и уменьшается к границе пучка. Это следует из теоретических и экспериментальных данных. Наличие большой величины разброса электронов по углам в центре пучка при близком к нулю среднем угле наклона свидетельствует о пересечении оси некоторой группой электронов в динамическом режиме*. Эта группа электронов может пересекать ось, а затем попадать в область ореола. Однако, по-видимому, пересечение оси электронами не является единственной причиной попадания их на замедляющую систему.

На рис. 3 приведены зависимости разброса электронов по углам, полученные экспериментально на выходе из замедляющей системы ЛБВ при различных входных сигналах (2, 3, 4, 5), и на выходе из анода пушки в статическом режиме (1). Видно, что на выходе из замедляющей системы разброс электронов по углам существенно увели-

* Впервые на этот факт обратил внимание И. В. Алямовский.

чивается даже в статическом режиме по сравнению с разбросом за анодом пушки и, кроме того, появляется неравномерность разброса по сечению. Еще большая неравномерность разброса по сечению пучка наблюдается в динамическом режиме при входных сигналах, близких к насыщению выходной мощности и больших.

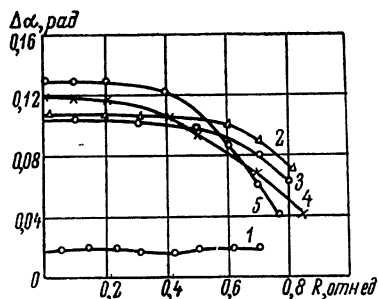


Рис. 3. Изменение разброса электронов по углам по сечению пучка, измеренное на выходе из анода пушки (1), на выходе из замедляющей системы — в статическом режиме (2), в линейном режиме (3), в режиме максимальной выходной мощности (4), при входной мощности, превышающей мощность, необходимую для режима насыщения (5).

Таким образом, все приведенные выше результаты свидетельствуют о хорошем качественном совпадении теории и эксперимента. Однако теоретические и экспериментальные величины токооседания на замедляющую систему существенно различаются.

Для объяснения этого различия обратимся к результатам, представленным на рис. 4. Здесь показаны контуры остова и ореола пучка в области за поглотителем, рассчитанные и измеренные для ЛБВ второго варианта. Если сравнить результаты, представленные на этих рисунках, то видно их хорошее качественное совпадение. Величина токооседания, найденная

в результате расчета, составляет $K_{д.т} = 0,04$, а экспериментально $K_{д.э} = 0,075$. Однако следует заметить, что электронный пучок в этом приборе практически аксиально-симметричен и отклонения его от оси весьма незначительны.

Картина резко меняется в приборах со смещением оси электронного пучка с оси пролетного канала (рис. 4,з). Причинами смещения могут быть несоосности в пушке, магнитной системе, пролетной трубе [6]. Так как размеры пучка с ореолом близки к размерам пролетного канала, то небольшое смещение оси пучка с оси пролетного канала приводит к существенному увеличению токооседания. Токооседание на спираль в этом случае уже составляет $K_{д.э} = 0,185$, хотя в статическом режиме эта величина равняется $K_{с.э} = 0,05$ и не сильно отличается от аналогичной величины в случае, представленном на рис. 4,б ($K_{с.э} = 0,04$). Таким образом, из анализа этих результатов следует, что расчетные и экспериментальные величины токооседания достаточно хорошо совпадают в случаях, когда в приборах отсутствует отклонение оси пучка от оси пролетного канала. Из этого следует, что наибольший вклад в токооседание дает не сам физический процесс, связанный с выбыванием электронов, а различного рода несоосности элементов конструкции электронно-оптических систем (ЭОС). Очевидно, что в большинстве реальных ламп всегда существуют различной величины несоосности элементов конструкции ЭОС, и в этой связи необходимо найти какие-то меры, уменьшающие влияние этих неоднородностей на динамическое токооседание. Для того чтобы уменьшить влияние несоосностей на расфокусировку, очевидно, необходимо уменьшить либо размер ореола, либо величину тока в нем. Интересны в

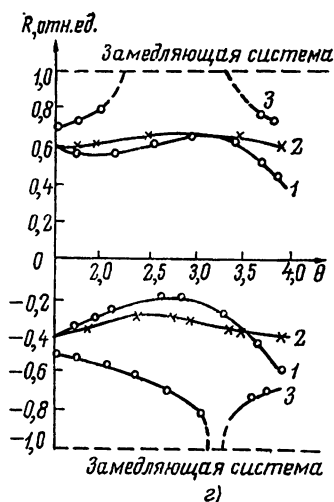
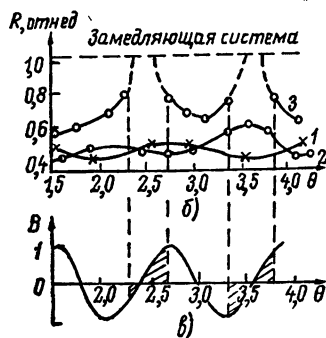
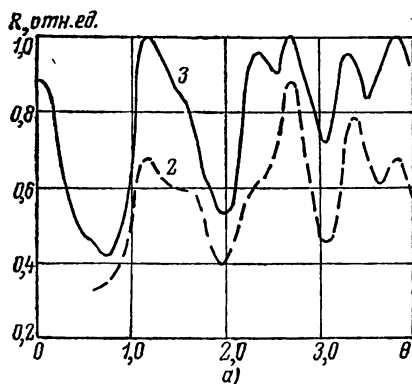


Рис 4 Изменение границ пучка в пролетном канале ЛБВ (после поглотителя) второго варианта, полученных в результате расчета (а) и эксперимента (б, г) при периоде магнитного поля 25 мкс; распределение индукции магнитного поля (в), контуры пучка в системе с малыми несоосностями (б) и контуры пучка в системе с большими несоосностями (г)

На этом и последующем рисунках. 1 — граница пучка в статическом режиме, 2 — граница пучка, содержащего 85 % полного тока, 3 — граница пучка, содержащего 100 % полного тока.

этом смысле результаты, представленные на рис. 5, для лампы первого варианта с фокусировкой пучка постоянным магнитным полем. Видно, что в этом случае область «ореола» существенно меньше, чем при фокусировке периодическим магнитным полем; токооседание на замедляющую систему в динамическом режиме близко к нулю.

При фокусировке периодическим магнитным полем образование ореола и токооседание происходит более интенсивно, так как этот тип фокусировки менее «жесткий», чем фокусировка постоянным полем. Кроме того, если при фокусировке постоянным

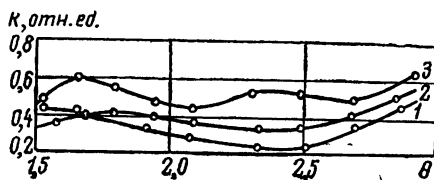


Рис 5 Изменение границ пучка в пролетном канале ЛБВО первого варианта (эксперимент) при фокусировке однородным магнитным полем.

полем увеличение его амплитуды в конце прибора существенно уменьшает размеры ореола [5, 7] и тем самым уменьшает расфокусировку, то в приборах с МПФС такое увеличение зачастую не только не уменьшает, но и приводит к увеличению токооседания в динамическом режиме. При увеличении амплитуды поля в МПФС увеличивается неустойчивость пучка (растет параметр α), что способствует дополнительному выбыванию медленных электронов на замедляющую систему.

Остается единственный путь уменьшения динамического токооседания в системах МПФС — уменьшение периода магнитного поля. Действительно, как показывают расчеты (рис. 6), уменьшение периода магнитного поля (при сохранении амплитуды магнитного поля на оси B_0)* в лампах первого варианта с 34 мм до 20 мм уменьшило

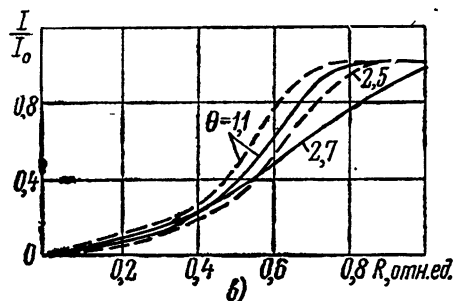
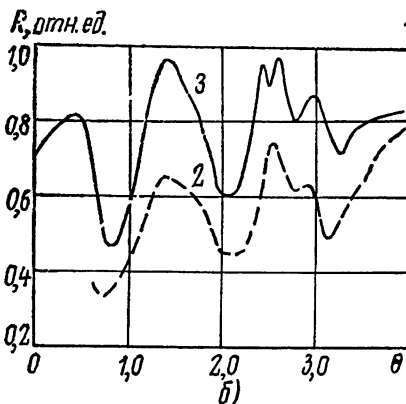
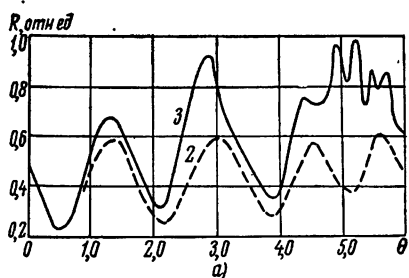


Рис 6. Изменение границ пучка в пролетном канале ЛБВО первого (а) и второго (б) вариантов (теория) при периоде магнитного поля 20 и 18 мм соответственно; в — распределение тока по сечению пучка ЛБВ второго варианта в различных поперечных плоскостях для ЛБВ с периодом 25 мм (—) и 18 мм (---).

токооседание с $K_{д.т}=0,02$ до $K_{д.т}=0,007$; уменьшение периода магнитного поля с 25 до 18 мм в лампах второго варианта уменьшило токооседание с $K_{д.т}=0,04$ до $K_{д.т}=0,015$. При этом интересно рассмотреть расчетные зависимости распределения тока пучка по его сечению в пло-

* Уменьшение периода магнитного поля с 34 до 20 мм приводит к увеличению амплитуды магнитного поля при $r=r_n$ (r_n — радиус пучка) на 25%. При периоде магнитного поля 20 мм наблюдается более резкое изменение магнитного поля по сечению пучка, чем при периоде 34 мм. Отношение $\frac{B_0(r_n, 0)}{B_0(0, 0)}$ (где $B_0(0, 0)$, $B_0(r_n, 0)$ — амплитуды магнитного поля на оси и границе электронного пучка) составляют 1,167 и 1,469 для периода 34 и 20 мм соответственно.

скости, где есть выбывание электронов на спираль и где его нет, для магнитной системы с периодом 25 и 18 мм (рис. 6,в). Видно, что уменьшение периода магнитного поля приводит к уменьшению тока в области ореола. На рис. 7 показаны контуры пучка, полученные экспериментально, для лампы первого варианта при уменьшенном периоде магнитного поля (20 мм). Видно, что в этом случае наблюдается только одно место локального токооседания пучка, а размеры ореола существенно меньше, чем в случае системы с периодом 34 мм (рис. 1,б). В таблице приведены сравнительные теоретические и экспериментальные данные по токооседанию пучка в приборах первого варианта (аксиально-симметричный случай).

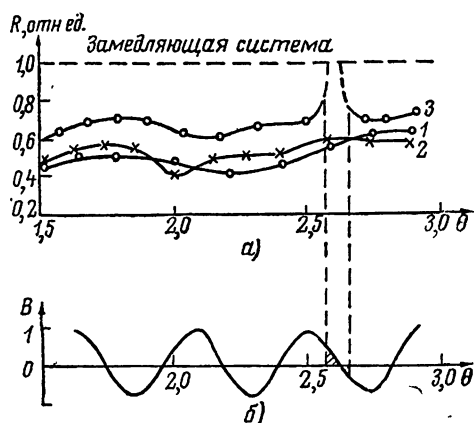


Рис. 7. Изменение границ пучка в пролетном канале ЛБВО (а) первого варианта (эксперимент) при периоде магнитного поля 20 мм и распределение индукции магнитного поля вдоль оси (б).

Таблица

Сравнение теоретических и экспериментальных результатов токооседания в статическом и динамическом режимах

$L, \text{ мм}$	α_c	α_d	$K_{c. \text{ т}}$	$K_{d. \text{ т}}$	$K_{c. \text{ э}}$	$K_{d. \text{ э}}$
34	0,13	0,43	0	0,02	0,03	0,14
20	0,06	0,197	0	0,007	0,02	0,03

В этой таблице приняты следующие обозначения:

L — период магнитного поля, $\alpha_c \sim \frac{B^2 L^2}{U_0}$ — параметр, характеризующий неустойчивость пучка в статическом режиме, B — амплитуда магнитного поля, U_0 — ускоряющее напряжение, α_d — параметр неустойчивости для самых медленных электронов пучка в динамическом режиме

Из сопоставления результатов, приведенных в таблице, для приборов с малыми несоосностями следует, что величина параметра α для медленных электронов пучка превосходит критическое его значение при периоде магнитного поля $L=34$ мм. При выборе периода магнитного поля прибора, очевидно, необходимо учитывать уменьшение скорости электронов в динамическом режиме, а в случае, когда существенно уменьшено влияние несоосностей элементов конструкции ЭОС на расфокусировку пучка (при периоде $L=20$ мм), теоретические и экспериментальные значения токооседания близки друг к другу ($K_{d. \text{ т}} = K_{c. \text{ т}} = 0,007$; $K_{d. \text{ э}} = K_{c. \text{ э}} = 0,01$).

Как показывают расчеты и эксперименты, наиболее интенсивное токооседание пучка наблюдается в конце замедляющей системы. В этой области ореол пучка имеет наиболее значительные размеры и практически совпадает с диаметром замедляющей системы. Очевидно, что для уменьшения влияния несоосностей элементов конструкции электронно-оптических систем на динамическую расфокусировку необходимо увеличить диаметр замедляющей системы в конце прибора. Как показали эксперименты, увеличение диаметра системы в области вывода энергии прибора существенно уменьшает токооседание пучка в динамическом режиме.

3. ВЫВОДЫ

Проведенные теоретические и экспериментальные исследования динамической расфокусировки пучка в ЛОВО позволяют сделать несколько выводов.

1. Результаты расчета, проведенного по приближенной теории ЛБВО [3], качественно хорошо согласуются с данными эксперимента.

2. Основное расхождение теории и эксперимента по оценке величины токооседания связано с несоосностями и неоднородностями в реальных приборах, которые теория не учитывает.

3. Смещение электронного пучка с оси в реальных приборах приводит к существенному увеличению динамического токооседания.

4. Для уменьшения токооседания на замедляющую систему в приборах с МПФС в динамическом режиме необходимо уменьшить степень влияния несоосностей элементов конструкции ЭОС путем уменьшения периода магнитного поля. Некоторое уменьшение токооседания в динамическом режиме можно ожидать и при увеличении диаметра замедляющей системы в области вывода энергии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Голеницкий И. И., Захарова А. Н., Хомич В. Б. Анализ работы приборов типа О в режиме больших амплитуд с учетом условий формирования аксиально-симметричных пучков. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, № 3, стр. 3—15.
2. Тараненко В. П., Шевченко В. И., Дьяченко С. М. Расфокусировка электронного пучка в ЛБВ в динамическом режиме. Известия вузов, «Радиоэлектроника», 1968, т. II, № 9, стр. 885.
3. Кац А. М., Рыкшин Б. В., Тимченко Л. П. Метод расчета динамической расфокусировки электронного пучка в ЛБВО «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1974, вып. 6, стр. 27—36.
4. Калинин Ю. А., Кац А. М., Песин Б. В. Исследование работы ЛБВ при больших входных сигналах «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», вып. 6, 1973, стр. 52—59.
5. Калинин Ю. А. Экспериментальное исследование структуры электронного пучка в ЛБВО. Лекции по электронике СВЧ, кн VI, изд. СГУ, 1972, стр. 208—262.
6. Григорьев Ю. А., Рехен Г. А., Батуев Ю. И. Влияние несоосностей элементов конструкции электронно-оптических систем ЛБВ на формирование электронных пучков. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1972, вып. 6, стр. 56—67.
7. Калинин Ю. А., Панин А. Ф. Исследование особенностей формирования электронных пучков периодическими магнитными полями при учете взаимодействия их с ВЧ полем. Материалы Всесоюзного семинара, серия I, «Электроника СВЧ», 1973, вып. 1 (13), М., стр. 55—56.

Поступила в редакцию 26 октября 1973 г.
после переработки — 25 февраля 1974 г.

УДК 621.3.032.266

Г. И. Александров, Ю. А. Калинин

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЛЕНТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В СКРЕЩЕННЫХ ПОЛЯХ ПРИ ПОМОЩИ ЗОНДОВОГО УСТРОЙСТВА

Описано зондовое устройство для измерения структуры ленточного электронного пучка в скрещенных электрическом и магнитном полях. Сравнение данных измерения структуры пучка с помощью введенного в область прохождения пучка зонда с результатами, полученными методом фоторегистрации, показало, что первый метод целесообразно применять при разработке электронно-оптических систем приборов М-типа, так как он позволяет определить распределение плотности тока и границы пучка в трех измерениях.

1. ВВЕДЕНИЕ

Структура электронного пучка в приборах М-типа, так же как и в приборах О-типа, существенно влияет на параметры приборов. Известно несколько работ, посвященных экспериментальному исследованию параметров электронного потока в приборах со скрещенными полями [1—6]. В этих работах электронный пучок исследован либо с помощью подвижного сеточного анализатора-зонда [1, 2], либо путем фотографирования следа электронного пучка в остаточных газах [3—6]. Однако при использовании этих методов трудно получить данные о распределении плотности тока по всему сечению электронного пучка. Структуру пучка в приборах М-типа более целесообразно исследовать с помощью метода диафрагмы с малым отверстием [7], позволяющим анализировать ленточный электронный пучок по трем координатам.

В настоящей работе описаны методика и результаты измерений структуры ленточного электронного потока в скрещенных полях с помощью последнего из указанных методов.

2. ИЗМЕРИТЕЛЬНОЕ УСТРОЙСТВО И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ

Устройство для исследования структуры электронного пучка в скрещенных полях (рис. 1) представляет собой тонкую монелевую трубку 1 диаметром 0,5—1,0 мм, на боковой поверхности которой имеется отверстие 2 диаметром 0,05 мм. Внутри трубки расположен изолирован-

ный от нее керамической трубкой 3 проводник 4 диаметром 0,2—0,3 мм. Зондовое устройство, закрепленное на штоке координатной системы, перемещается в трех взаимно перпендикулярных плоскостях.

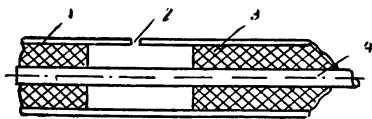


Рис. 1. Конструкция зондового устройства для измерения структуры ленточных пучков в скрещенных полях:

1 — монелевая трубка, 2 — отверстие-диафрагма, 3 — керамическая трубка, 4 — внутренний проводник.

Монелевая трубка 1 и внутренний проводник 4 изолированы друг от друга и от корпуса установки. Это позволяет регистрировать ток зонда и ток внутреннего проводника, обусловленный попаданием электронов через отверстие в боковой поверхности зонда. Зондовое устройство вводится в пролетный канал перпендикулярно движению пучка таким образом, чтобы отверстие 2 было направлено навстречу электронному пучку. Монелевая трубка и внутрен-

ний проводник зонда подключены к регулируемым источникам питания, позволяющим изменять их потенциал при измерениях. Ток монелевой трубки 1 и внутреннего проводника 4 фиксируется с помощью измерительных приборов следующим образом. Зондовое устройство вводится в определенную точку области пролета пучка, и положение его фиксируется. Подачей на зонд потенциала, соответствующего данной точке области холодный катод—анод, и определением величины тока во внутреннем проводнике измеряют плотность тока в данной точке пучка. Потенциал зонда, соответствующий точке пространства холодный катод — анод с координатами центра отверстия зонда, здесь условно назван естественным. Перемещением зондового устройства вдоль и поперек электронного пучка определяют распределение плотности тока в различных плоскостях по длине электронного пучка.

Основная трудность исследования электронного пучка зондовым методом состоит в определении погрешностей, вносимых измерительным устройством в структуру измеряемого пучка. Действительно, поскольку зонд имеет конечные размеры, при введении его в область прохождения потока электронов нарушается структура электрического поля вблизи зонда, вследствие чего траектории электронов могут измениться и, следовательно, может измениться структура исследуемого потока.

Влияние введения металлического проводника в область прохождения потока на траектории электронов пучка в системе со скрещенными полями определялось с помощью решения уравнений движения электронов с учетом пространственного заряда на ЭВМ М-220 по методике, аналогичной предложенной в работе [8]. Расчет проводился для пучка с постоянной плотностью заряда по сечению. Диаметр зонда в расчетах равен 1 мм, расстояние холодный катод — анод 6 мм. Потенциал зонда при расчетах принимался равным естественному. При перемещении зонда потенциал его соответствующим образом изменялся.

На рис. 2 показаны траектории электронов при наличии зонда и без него. Как видно из рисунка, введение зонда приводит к незначительно-

му искажению траекторий. Область искажений также невелика и равна примерно диаметру зонда.

Следует отметить, что толщина пучка при наличии зонда увеличивается в его плоскости не более чем на 9—12%, на расстоянии 1 мм от зонда она уменьшается до 1—2%. Изменение толщины пучка в расчетах определялось путем перемещения зонда от одной границы пучка к другой. Как видно из рис. 2, изменение размеров пучка в области расположения зонда невелики.

Введение зонда приводит к расширению пучка в области нахождения зонда, т. е. к уменьшению измеряемой плотности тока. Наибольшие изменения плотности тока наблюдаются вблизи границ пучка и составляют 20—25%. Распределение плотности тока по сечению пучка с зондом и без него показано на рис. 3. Характер распределения плотности тока практически не изменяется при введении зонда, хотя пучок несколько расширяется, а плотность тока уменьшается. Из рис. 3 следует, что при разности между потенциалом зонда и естественным потенциалом в 5—10% размеры измеряемого пучка изменяются незначительно.

Таким образом, введение зонда приводит к некоторым искажениям в структуре исследуемого пучка, однако величина этих искажений незначительна, поэтому с достаточной для практики точностью зондовое устройство может быть использовано для анализа параметров электронного пучка в скрещенных полях. При этом размеры зонда должны быть небольшими и намного меньшими длины циклоиды исследуемого пучка. В противном случае искажения измеряемого пучка будут более значительными, а зондовое устройство окажется неприемлемым для подобных исследований.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве объекта исследования использовалась электронно-оптическая система с короткой пушкой Кайно. Зондовое устройство вводилось в пространство между холодным катодом и анодом, расстояние

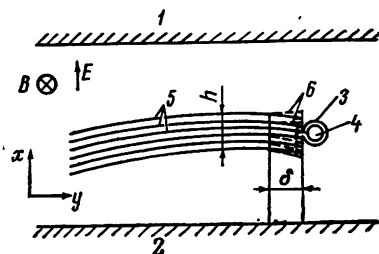


Рис. 2. Траектории электронов в области холодный катод—анод:

1 — анод, 2 — холодный катод, 3 — моелевая трубка, 4 — внутренний проводник, 5 — траектории электронов без зонда, 6 — траектории электронов с зондом, δ — область возмущения электронного пучка.

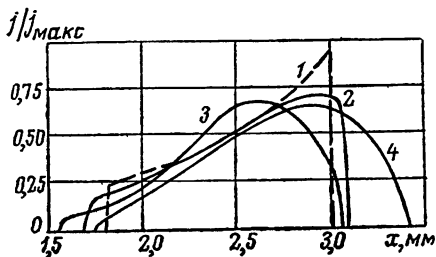


Рис. 3. Распределение плотности тока по сечению пучка (расчет):

1 — без зонда, 2 — при введенном зонде и естественном потенциале на нем, 3 — при введенном зонде и потенциале зонда, на 50 в. большем естественного, 4 — при введенном зонде и потенциале зонда, меньшем естественного на 50 в.

между которыми составляло 6 мм. Измерения проводились как в непрерывном, так и в импульсном режимах работы пушки. Характер за-

висимостей распределения плотности тока в обоих режимах был одинаковым.

На рис. 4 показано распределение плотности тока по сечению электронного пучка, полученное в результате перемещения зонда по координате x (рис. 2) и сохранения его потенциала равным естественному.

Нижняя и верхняя границы пучка, а также распределение плотности тока по сечению пучка, измеренное на длине одной циклоиды, показаны на рис. 5. Результаты, представленные на рис. 4, 5, относятся

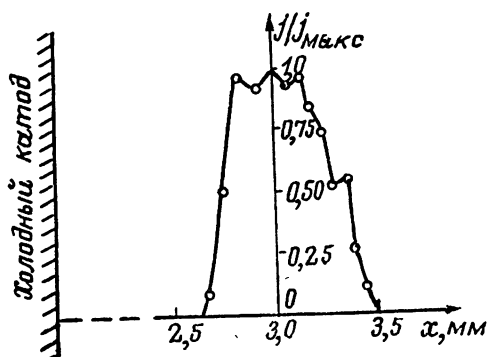


Рис. 4. Распределение плотности тока по поперечному сечению пучка (эксперимент) при естественном потенциале зонда.

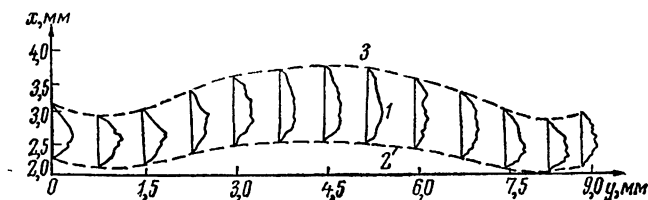


Рис. 5. Распределение плотности тока (1) по сечению пучка и изменение нижней (2) и верхней (3) границ пучка на длине одной циклоиды.

к пушке Кайно, работающей в непрерывном режиме при потенциале анода 3 кВ, потенциале холодного катода 1 кВ, потенциале управляющего электрода 150 В, индукции магнитного поля 410 Гс, токе пучка 15 мА.

На рис. 6 показано распределение плотности тока по сечению пучка при изменении потенциала зонда. Из рисунка видно, что измерения зондом, который находится под потенциалом, отличным от естественного, приводит к неточному определению положения пучка относительно электродов электронно-оптической системы. Параметры электронного пучка при измерениях зондом при потенциале, отличном от естественного, удовлетворительно согласуются с результатами расчета, приведенными на рис. 3.

Представляет интерес сравнить результаты изменения структуры

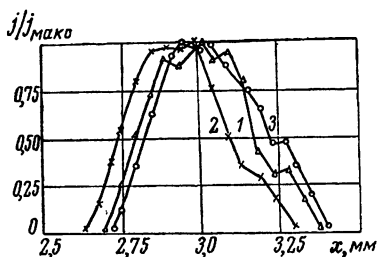


Рис. 6. Распределение плотности тока по сечению пучка при потенциале зонда естественном (1), больше естественного на 10 В (2) и меньше естественного на 30 В (3).

пучка, полученные с помощью зонда и методом фоторегистрации [5], который не вносит искажений в электронный пучок. Такое сопоставление проведено для пушки, работающей в импульсном режиме (длительность импульса 80 мксек, частота посылок 100 гц) при потенциале анода 9,5 кВ, потенциале холодного катода 4,5 кВ, потенциале управляющего электрода 1,9 кВ, индукции магнитного поля 850 гс, токе пучка 350 мА.

Пучок фотографировали фотокамерой «Зенит-3М» с перископической насадкой. Камера устанавливалась на специальном штативе в местах, где измерялся пучок. Распределение плотности тока по поперечному сечению пучка определялось фотометрированием негативов фотографий следа пучка в остаточных газах. Измерения проводились при непрерывной откачке исследуемого макета (давление остаточных газов $5 \cdot 10^{-7}$ тор).

Поскольку в методе фоторегистрации плотность тока в данной точке пучка не определяется, сопоставление возможно только по размерам пучка и характеру распределения плотности тока. Результаты такого сопоставления (рис. 7) показывают, что размеры, форма электронного

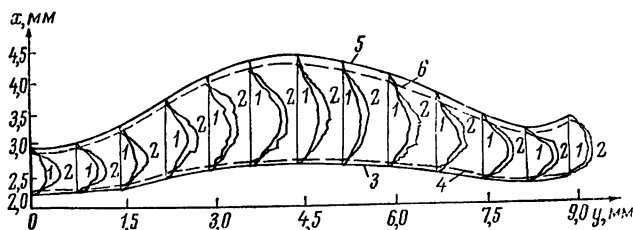


Рис 7. Распределение плотности тока (1, 2) нижней (3, 4) и верхней (5, 6) границ пучка на длине циклоиды в импульсном режиме работы пушки. Результаты получены с помощью зонда (2, 4, 6) и методом фоторегистрации (1, 3, 5).

пучка и характер распределения плотности тока, полученные двумя методами, совпадают. Отличие в результатах измерений находится в пределах ошибок, присущих каждому из методов.

* * *

Зондовое устройство с достаточной точностью может быть использовано для анализа структуры ленточных электронных пучков в приборах со скрещенными полями. При этом надежно определяются размеры и форма пучка, его положение относительно электродов системы, величина и распределение плотности тока по сечению пучка.

С помощью метода, использующего зондовое устройство, могут быть определены распределения плотности тока и границы пучка в трех измерениях, что особенно важно при разработке электронно-оптических систем приборов М-типа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Maznari N. A., Rowe I. E. Investigation of a convergent flow crossed field gun. Internat. Journ. of Electr., 1965, first series, vol. XIX, No 4, pp. 343—359.
2. Maznari N. A., Rowe I. E. Experimental characteristic of crossed field space charge flows. J. Appl. Phys., 1966, vol. 37, No 4, pp. 1825—1830

3. Midford T. A., Kino G. S. Some experiments with a new type of crossed field gun. IRE Trans., 1961, vol. ED-8, No 4, pp. 324—330.

4. Midford T. A., Kino G. S. Experiments with a new type adiabatic crossed field gun. IRE Trans., 1962, vol. ED-9, No 6, pp. 431—439.

5. Александров Г. И., Муравьев А. А., Неганов В. А. Методика экспериментального исследования электронных потоков, формируемых скрещенными полями. Периодическая, электростатическая и магнитная фокусировка электронных пучков. Тезисы докладов и рекомендаций конференций, совещаний или семинаров, серия I, «Электроника СВЧ», 1973, ЦНИИ «Электроника», вып. 1(13), стр. 76.

6. Александров Г. И., Муравьев А. А. Методика экспериментальной отработки электронно-оптических систем М-типа. Теория и техника электронных приборов СВЧ. Тезисы докладов и рекомендаций конференций, совещаний и семинаров, серия I, «Электроника СВЧ», 1972, ЦНИИ «Электроника», вып. 2(2), стр. 36.

7. Евтифеева Е. С., Кибардина Х. А. Методы экспериментального исследования электронных пучков (обзор). «Вопросы радиоэлектроники», 1961, вып. 8, стр. 54—107.

8. Пензяков В. В. Расчет электронных пушек на электронных цифровых машинах «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1966, вып. I, стр. 41—49.

Поступила в редакцию 13 февраля 1974 г.

НОВЫЕ КНИГИ

В. Н. ЖОВИНСКИЙ, В. Ф. АРХОВСКИЙ. **Корреляционные устройства.** М., «Энергия», 1974, 248 стр., илл., библиограф. — 247 назв.

Измерения корреляционных функций случайных процессов находят широкое применение в различных областях науки и техники.

В книге рассматриваются методы корреляционных измерений и приводятся схемы специализированных приборов — коррелометров и их отдельных узлов. Рассказывается о применении специальных корреляционных устройств — корреляторов в различных технических системах.

КАТОДНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 621.385.735

Ю. А. Кондрашенков, З. Н. Галанина, А. В. Дружинин**ДОЛГОВЕЧНОСТЬ МОЛЕКУЛЯРНО-НАПЫЛЕННОГО
ОКСИДНОГО КАТОДА**

Исследована долговечность молекулярно-напыленного оксидного катода на пассивных и активных (с присадкой кальция и бария) никелевых керлах в зависимости от толщины покрытия, температуры катода и плотности отбираемого тока. Установлено, что долговечность катода увеличивается пропорционально квадрату толщины покрытия и резко уменьшается при увеличении температуры катода. Не обнаружено влияния на долговечность катода примеси активатора в керне и плотности отбираемого тока в диапазоне $0,1-1,0 \text{ а/см}^2$.

Приведены результаты эмиссионно-микроскопических исследований катодов в процессе их высокотемпературных прогревов.

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] показано, что молекулярно-напыленный оксидный катод обладает рядом положительных свойств (высокой плотностью и гладкостью покрытия, высокой эмиссионной однородностью и др.) при идентичности его эмиссионной способности со стандартным оксидным катодом. Недостатком катода является малый запас активного вещества, что может привести к ограничению долговечности катода, особенно при повышенной температуре, необходимой для отбора высокой плотности эмиссионного тока. С другой стороны, благоприятным фактором, способствующим увеличению долговечности М-катода, является высокая плотность эмиссионного покрытия. Известно, что долговечность оксидного катода существенно сокращается при отборе тока плотностью более $0,3 \text{ а/см}^2$.

По данным работы [2], сокращение долговечности катода обусловлено разогревом оксидного покрытия джоулевым теплом. При использовании плотных и тонких покрытий величина разогрева уменьшается, а стабильность работы катода возрастает. Поэтому может оказаться целесообразным использование М-катода в режимах с повышенным токоотбором.

В настоящей работе исследовано влияние на долговечность М-катода ряда факторов, определяемых технологией изготовления катода

(толщины покрытия и материала керна) и режимом испытания катода (температуры и величины отбираемого тока). Исследовано также распределение эмиссии по поверхности катода в процессе его испытаний на долговечность.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ КАТОДОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДИОДАХ

Исследования проводились на кернах, изготовленных из активного никеля марки НИКА (содержание кальция 0,05 вес. %), пассивного никеля марки НО (содержание углерода и магния 0,01 вес. %, а остальных примесей — меньше 0,003 вес. %) и никеля марки НО, легированного барием*. Толщина эмиссионного покрытия, наносимого на торец керна диаметром 1 мм, составляла 0,5—6 мкм. Для улучшения адгезии покрытия толщиной более 3 мкм использовались керны с шероховатостью поверхности 2—3 мкм. Такая шероховатость создавалась нанесением на керн тонкого слоя щавелевокислого никеля и последующего отжига катода в водороде при 1270° К [3].

Эмиссионные свойства катодов исследовались в экспериментальном диоде (режимы обезгаживания и активирования катода описаны в работе [1]).

Для исследования влияния на долговечность М-катода температуры, запаса вещества в покрытии и плотности отбираемого тока проводились две серии опытов. В первой катоды с разной толщиной покрытия выдерживались при фиксированных температурах (1020, 1070, 1120° К) с постоянным небольшим токоотбором плотностью 100—150 ма/см², ограниченным глубоким пространственным зарядом. Для измерения тока эмиссии температура катода периодически понижалась до 620° К. Во второй серии опытов испытания катодов на долговечность проводились в условиях, более приближенных к рабочим условиям в электронных приборах, при температуре катода 870—1000° К и плотности отбираемого тока 0,1—1,0 а/см².

Результаты первой серии опытов для катодов на керне из НИКА при температурах 1070 и 1120° К приведены на рис. 1. Как видно из рисунка, кривые зависимости эмиссии катода от времени, построенные в логарифмическом масштабе, имеют участок со стабильным или слегка возрастающим током эмиссии и участок с резким падением эмиссионного тока. Переход от первого участка ко второму выражаем достаточно четко. Время, соответствующее точке перегиба на кривых форсированного срока службы, принято в качестве величины, характеризующей долговечность катода. В точке перегиба эмиссия катода обычно уменьшается на 20—30% от максимальной величины, достигнутой в процессе активирования.

Зависимость долговечности катодов от толщины покрытия приведена на рис. 2. Из рисунка видно, что при любой температуре с увеличением толщины покрытия долговечность катодов резко увеличивается.

* Легирование проведено Князевым А. Я. на безмасляной установке по режиму: энергия ионов бария 20 кэв, доза 10 мк/см², что составляет $6 \cdot 10^{16}$ ат/см².

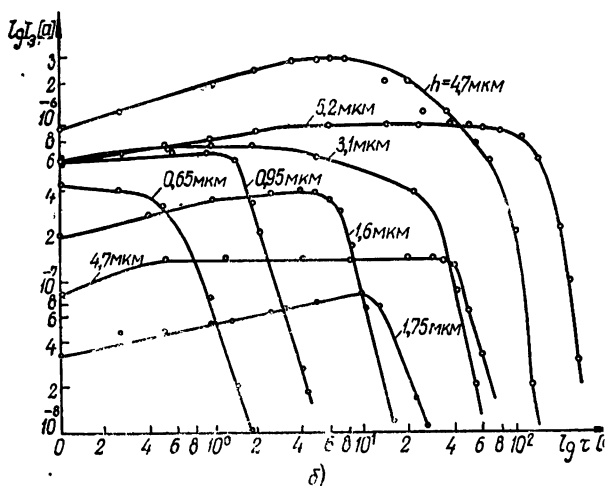
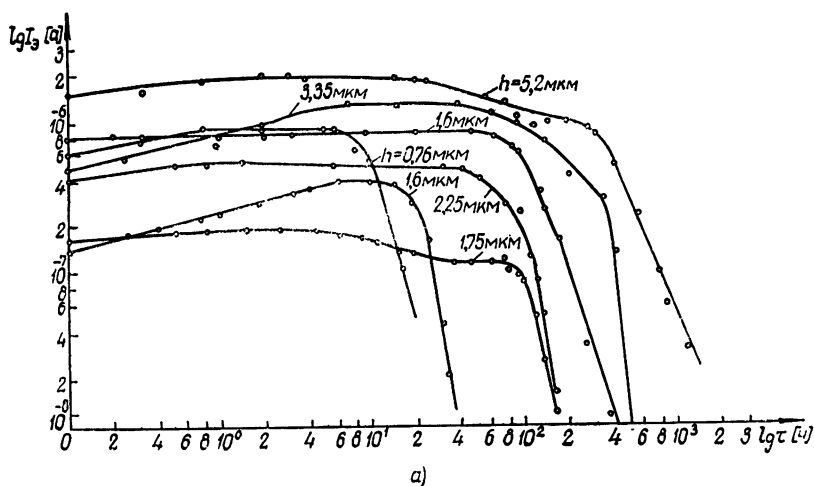


Рис. 1 Изменение эмиссии М-катода ($T=620^\circ\text{K}$) с разной толщиной покрытия h в процессе испытания на срок службы. Материал керна — сплав НИКА. Плотность отбираемого тока $100\text{--}150\text{ ма/см}^2$. Температура катода в процессе срока службы 1070°K (а) и 1120°K (б).

Температура испытания оказывает еще большее влияние на долговечность катода (рис. 3): снижение температуры на 100° увеличивает долговечность в 15 раз. Экстраполяция экспериментальных данных в низкотемпературную область показывает, что при температуре 870°K у катодов с толщиной покрытия $0,8\text{ мкм}$ долговечность превышает $10\,000\text{ ч}$.

По изложенной выше методике форсированных испытаний при температуре катода 1070°K измерялась долговечность катодов с одинаковой толщиной покрытия ($1,4\text{ мкм}$), но на кернах из разных материалов (НИКА, НО и НО, легированного барием). Покрытие на все три типа

кернов наносилось в одном напылительном цикле. Измеренные зависимости $\lg I_3 = f(\lg \tau)$ аналогичны приведенным на рис. 1. Полученные величины долговечности катодов представлены на рис. 4, из которого видно, что долговечность катода на кернах из различных материалов существенно не отличается.

Построив данные рис. 2 и рис. 4 (относящиеся к катодам на керне из НИКА) в координатах $\lg h = f(\lg \tau)$, найдем что эксперимен-

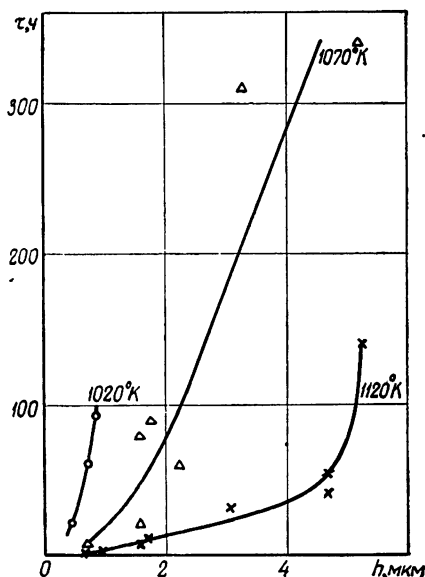


Рис. 2. Зависимость долговечности М-катода τ от толщины покрытия h при разной температуре испытания.

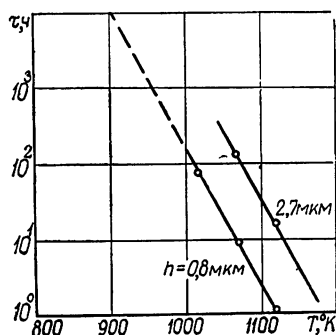


Рис. 3. Зависимость долговечности М-катода τ с разной толщиной покрытия от температуры.

тальные точки укладываются на прямые линии, тангенс угла наклона которых при температуре 1070° K составляет 0,45, а при 1120° K — 0,4 (рис. 5). Таким образом, долговечность М-катода увеличивается приблизительно пропорционально квадрату толщины покрытия.

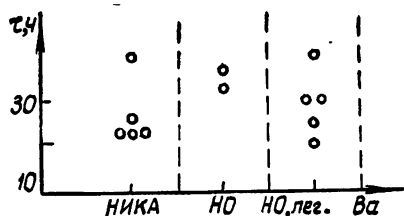


Рис. 4. Сравнение долговечности М-катода τ на кернах из НИКА, НО и НО, легированного барием. Температура катода 1070° K, толщина покрытия 1,4 мкм.

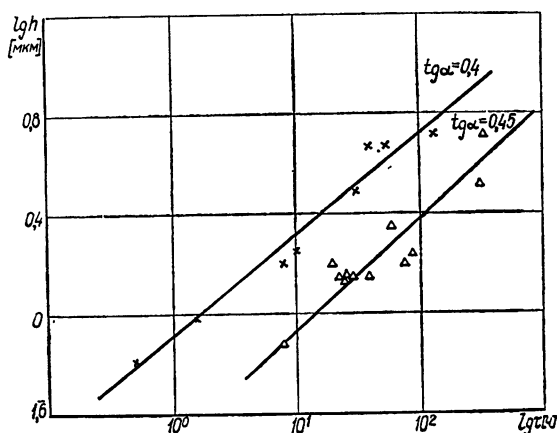


Рис. 5. Зависимость между толщиной покрытия h и долговечностью τ М-катода при температурах 1070° K ($\Delta \Delta \Delta$) и 1120° K ($\times \times \times$)

Во второй серии опытов исследования проводились только на керне из НИКА. Толщина покрытия катодов составляла 0,5—5,0 мкм. Катоды испытывались в режиме ограничения тока пространственным зарядом, хотя в некоторых случаях, особенно при самой низкой температуре испытания, режим токоотбора был близок к насыщению. В процессе испытания катодов измерялся только анодный ток. За конец срока службы катода принималось время, соответствующее 25% падения анодного тока. Результаты исследования приведены на рис. 6. Каждая точка на рис. 6 иллюстрирует долговечность отдельного катода в определенном температурном диапазоне. Как следует из рис. 6, в диапазоне температур 870—920° К (плотность отбираемого тока 0,1—0,4 а/см²) катоды даже с толщиной покрытия 0,5—0,7 мкм работают длительно и устойчиво. Отдельные образцы катодов поработали 9 000 ч, и испытания их продолжаются. У трех катодов с указанной толщиной покрытия срок службы составил 1 000, 5 000 и 6 000 ч. Основная масса катодов с толщиной покрытия 0,7—1,8 мкм по истечении 5 000 ч продолжала работать, а отдельные образцы катодов испытывались в течение 9 000 ч.

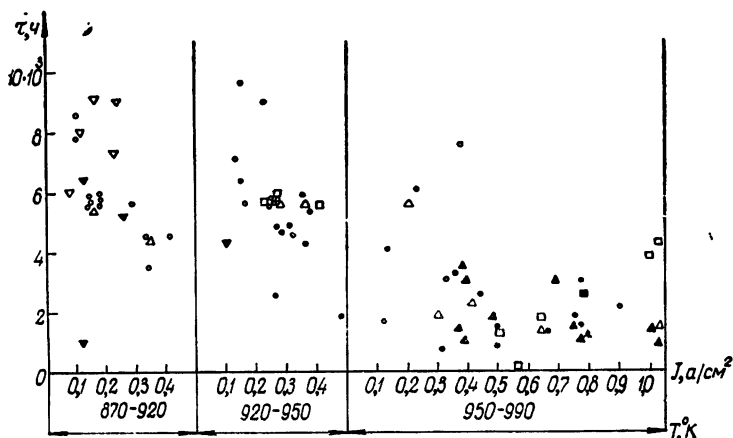


Рис. 6. Результаты испытания М-катода на долговечность при разной температуре T , плотности отбираемого тока I и толщине покрытия h :

▽ — 0,5 мкм < h < 0,7 мкм; ○ — 0,7 мкм < h < 1,8 мкм; △ — 1,8 мкм < h < 3,0 мкм; □ — 3,0 мкм < h < 5,2 мкм;

испытания на срок службы катодов, обозначенных светлыми значками, продолжаются, черными — срок службы закончился.

В диапазоне температур 920—950° К (плотность отбираемого тока также 0,1—0,4 а/см²) у большинства катодов с толщиной покрытия 0,7—1,8 мкм срок службы составил приблизительно 4 000 ч. Катоды с большей толщиной покрытия имеют удовлетворительные параметры после 5 500 ч испытания (испытания продолжаются).

В диапазоне температур 950—990° К плотность отбираемого тока достигает 1 а/см². В этом диапазоне, как и в двух первых, долговечность катодов не зависит от плотности отбираемого тока. Из-за высо-

кой температуры испытания долговечность катода оказывается пониженной: срок службы катодов с толщиной покрытия 0,7—1,8 мкм сокращается до 500—1500 ч, а с толщиной покрытия 1,8—3,0 мкм — до 1000—3000 ч. Катодов с толщиной покрытия больше 3 мкм в этом температурном диапазоне испытывалось мало, и время их испытания невелико.

3. ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ М-КАТОДА

Распределение эмиссии по поверхности М-катодов с толщиной покрытия 0,8; 1,5 и 2,7 мкм изучалось с помощью эмиссионного электронного микроскопа [4]. Керны катодов представляли собой полированные электрохимическим способом колпачки диаметром 5 мм из никеля марки НИКА и НО. Средняя величина неровностей поверхности керна не превышала 0,05 мкм.

Эмиссионное изображение катодов на керне из НИКА появляется после прогрева катода при температуре 1070—1120° К, а на керне из НО — при 1120—1170° К. В начальной фазе исследования эмиссионные изображения катодов на обоих кернах при любой толщине покрытия не различаются и характеризуются высокой эмиссионной однородностью (рис. 7). Как показано в [5], изменение работы выхода по поверхности М-катода не превышает 0,01 эВ и мелкоструктурная эмиссионная неоднородность при этом не наблюдается (разрешающая способность использованного эмиссионного микроскопа не менее 0,5 мкм).

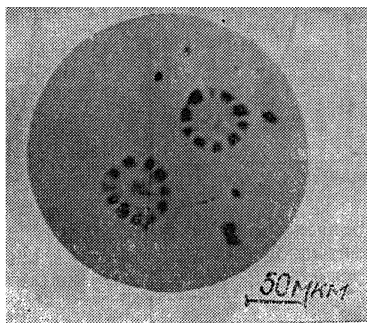


Рис. 7 Эмиссионное изображение М-катода ($T=970^\circ\text{К}$) после активирования при температуре 1070—1170° К (для выявления эмиссионного контраста приведено изображение участка катода с двумя дефектами покрытия).

сированный срок службы. В процессе прогрева катода температура его периодически снижалась до 970° К. При этой температуре проводилось наблюдение эмиссионного изображения и измерение тока экрана, по величине которого вычислялась средняя плотность тока эмиссии просматриваемой области катода.

На рис. 8 показано изменение тока эмиссии катодов с разной толщиной покрытия в процессе их прогрева в эмиссионном микроскопе. Как видно из рисунка, снижение эмиссии катодов с более толстым покрытием происходит на поздних этапах прогрева, так же как это отмечалось при диодных испытаниях.

В процессе прогрева происходит нарушение эмиссионной однородности катода, причем распределение эмиссии зависит от материала керна. У катодов на керне из НИКА наблюдается три типа эмиссионных изображений, последовательно сменяющих друг друга.

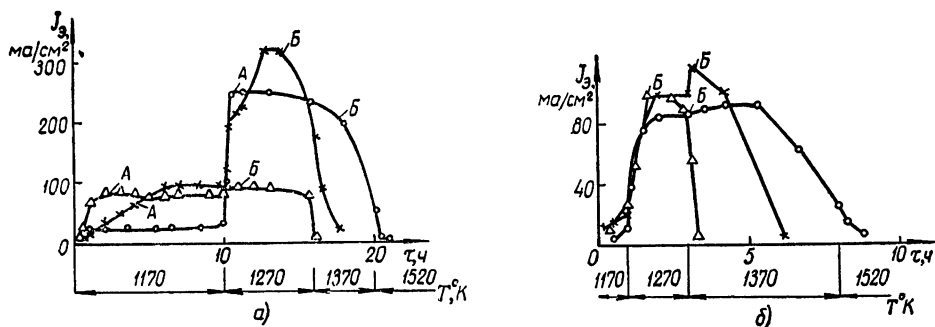


Рис. 8. Изменение средней плотности тока эмиссии J_a М-катода на керне из никеля марки НИКА (а) и из никеля марки НО (б) с разной толщиной покрытия h в процессе прогрева в эмиссионном микроскопе. Эмиссия катода измерялась в режиме наблюдения эмиссионного изображения при температуре 970°K . Толщина покрытия $0,80\text{ мкм}$ ($\Delta\Delta\Delta$), $1,5\text{ мкм}$ ($\times\times\times$), $2,7\text{ мкм}$ ($\bigcirc\bigcirc\bigcirc$).

Буквами А и Б обозначено время появления на эмиссионном изображении сетки линий дезактивации и микроструктурной эмиссионной неоднородности.

Первый тип (рис. 9,а) — ровное эмиссионное поле с сеткой тонких линий, имеющих меньшее значение эмиссионного тока (70—80% от ве-

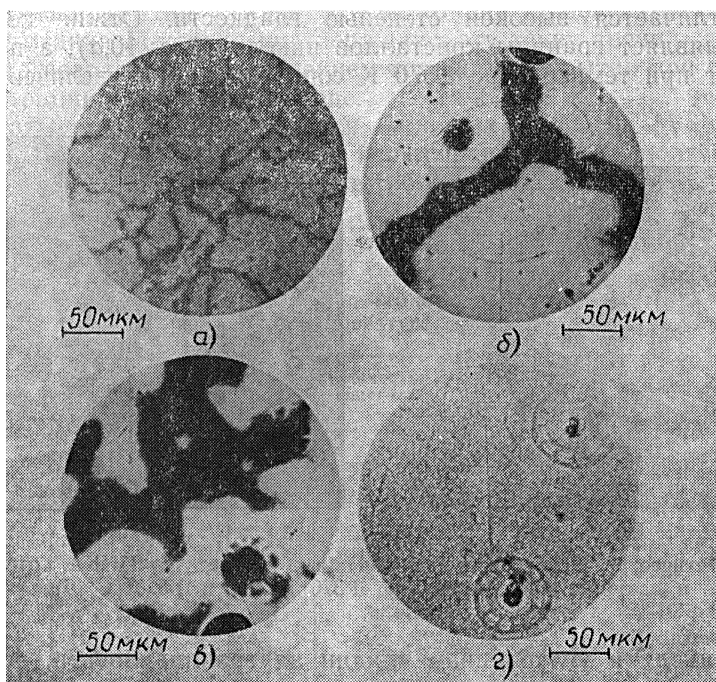


Рис. 9 Эмиссионные изображения М-катода на керне из НИКА при температуре 970°K на разных стадиях его прогрева по режиму, указанному на рис. 8,а:

а — после прогрева в течение времени, обозначенного на рис. 8,а буквой А; б, в — после прогрева при 1520°K (толщина покрытия $2,7\text{ мкм}$); г — оптическая фотография участка катода, соответствующая эмиссионным изображениям рис. 7 и 9,в после извлечения катода из эмиссионного микроскопа.

личины эмиссии близлежащих участков). Время появления изображения этого типа отмечено на кривых рис. 8,а буквой А. Как видно из рисунка, у катодов с более толстым покрытием линии дезактивации появляются на более поздних этапах прогрева.

Второй тип изображения отличается от первого слабой микроструктурной неоднородностью (время появления неоднородности такого типа отмечено на кривых рис. 8 буквой Б). Так же, как и в первом случае, эмиссионное изображение этого типа появляется позже у катода с более толстым покрытием. Ввиду малого эмиссионного контраста, фотография этого типа изображения не приводится.

Третий тип изображения — широкие линии дезактивации (рис. 9,б,в) наблюдается после прогрева катода при температуре 1520°К . Такому прогреву подвергались только катоды с толщиной покрытия $2,7\text{ мкм}$, обладающие наибольшей эмиссионной стабильностью. Необходимо заметить, что оптическое наблюдение катода после извлечения его из эмиссионного микроскопа указывает только на существование микро-рельефа; линии дезактивации в оптическом изображении не наблюдаются.

Для интерпретации полученных данных с помощью оптического микроскопа МИМ-7 был исследован микро-рельеф поверхности полированных никелевых кернов из НИКА, отожженных в вакууме при температуре 1120 , 1370 и 1570°К . Поверхность керна до и после отжига при 1120°К отличается высокой степенью гладкости. Отжиг керна при 1370°К выявляет границы кристаллов никеля (рис. 10,а), а последующий отжиг при температуре 1570°К сопровождается увеличением кри-

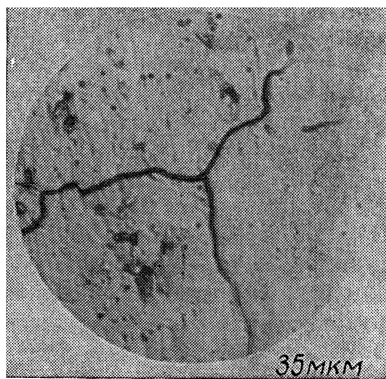
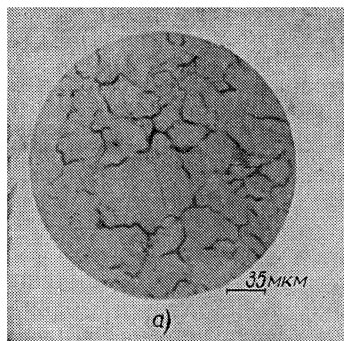


Рис. 10. Оптические фотографии полированных кернов из НИКА, отожженных в вакууме при температуре 1370°К (а) и 1570°К (б).

сталлов никеля и углублением впадин на границах зерен, вследствие чего поверхность керна становится сильно шероховатой (рис. 10,б). Размеры кристаллов никеля на рис. 10 соответствуют размерам эмиттирующих зон на рис. 9,а, б, что позволяет сделать предположение о совпадении линий дезактивации с границами зерен никеля.

Нарушение эмиссионной однородности катодов на керне из НО в процессе прогрева в эмиссионном микроскопе по режиму, указанному на рис. 8,б, происходит при температуре 1270—1370° К. После такого прогрева на эмиссионном изображении появляется микроструктурная неоднородность (рис. 8,б). При дальнейших прогревах эмиссионная неоднородность катодов увеличивается (рис. 11).

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Долговечность оксидного катода зависит от различных факторов. В работе [6] спад эмиссии оксидного катода объясняется истощением запаса активатора в керне. В последнее время предполагают, что активатор керна играет второстепенную роль, а падение эмиссии вызывается обеднением покрытия катода окисью бария в результате испарения [7]. Испытания М-катода подтверждают эту точку зрения: долговечность катода возрастает с увеличением толщины покрытия при одинаковой концентрации активатора в керне.

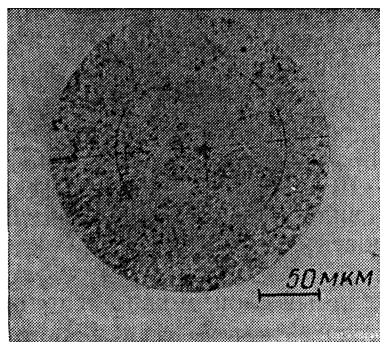


Рис. 11. Эмиссионное изображение М-катода на керне из НО при температуре 970° К, наблюдаемое после значительного спада тока эмиссии.

Результаты расчета потерь окиси бария из покрытия М-катода на керне из НИКА для группы ламп, испытывавшихся на долговечность при температуре 1120° К, приведены в таблице.

Таблица 1

Потери окиси бария из покрытия М-катода на керне из НИКА к концу его срока службы при температуре 1120° К

Номер катода	Толщина покрытия, мкм	Запас ВаО в покрытии, г/см ²	Долговечность, ч	Количество ВаО, испаряющегося на пассивном керне [7]		Количество ВаО, восстановленного активатором	
				г/см ²	%	г/см ²	%
1	0,65	$1,5 \cdot 10^{-4}$	0,5	$1,6 \cdot 10^{-5}$	11	$5,5 \cdot 10^{-6}$	3,6
2	0,95	$2,1 \cdot 10^{-4}$	1,6	$2,0 \cdot 10^{-5}$	10	$9,6 \cdot 10^{-6}$	4,6
3	1,75	$4 \cdot 10^{-4}$	10	$3,0 \cdot 10^{-5}$	7,5	$2,4 \cdot 10^{-6}$	6,0
4	3,1	$7 \cdot 10^{-4}$	30	$3,5 \cdot 10^{-5}$	5,0	$4,0 \cdot 10^{-5}$	5,6
5	4,7	$1 \cdot 10^{-3}$	40	$4,0 \cdot 10^{-5}$	4,0	$4,8 \cdot 10^{-5}$	4,8
6	4,7	$1 \cdot 10^{-3}$	55	$4,5 \cdot 10^{-5}$	4,5	$5,6 \cdot 10^{-5}$	5,6
7	5,25	$1,2 \cdot 10^{-3}$	100	$6,5 \cdot 10^{-5}$	5,4	$7,6 \cdot 10^{-5}$	6,4

ПРИМЕЧАНИЕ. Проценты даны от полного запаса ВаО в покрытии.

Полные потери окиси бария у катодов на пассивном керне можно рассчитать, используя данные работы [7]. В случае активного керна необходимо учитывать количество окиси бария, восстановленного активатором керна. Рассчитаем количество активатора (кальция), поступающего на поверхность керна за время срока службы, предполагая, что с поверхности керна атомы кальция удаляются сразу. Вычислив постоянную времени диффузии по формуле $t = \frac{l^2}{\pi^2 D}$, где l — толщина керна (0,03 см), а D — коэффициент диффузии кальция в никеле ($4,5 \cdot 10^{-11}$ см²/сек при 1120° К [8]) находим, что она составляет 500 ч. Как видно, постоянная времени диффузии значительно больше долговечности М-катода с исследуемыми толщинами покрытия при температуре 1120° К. Поэтому для расчета количества кальция, поступающего в оксидный слой, можно использовать уравнение

$$Q = 2C_0 \sqrt{\frac{D\tau}{\pi}}, \quad (1)$$

где Q — количество поступившего в оксидный слой кальция, г/см²,
 C_0 — начальная концентрация кальция в керне, равная $4,5 \cdot 10^{-3}$ г/см³,
 τ — срок службы катода, сек.

Из таблицы видно, что к концу долговечности из покрытия катода испаряется малая часть первоначального запаса окиси бария (10—15%), т. е. коэффициент использования вещества покрытия оксидного катода сравнительно невелик. Подобный результат для оксидного катода отмечался и в работах [9, 10].

Исследования катодов с помощью электронного и оптического микроскопов также показывают, что даже очень сильная дезактивация отдельных участков катода не сопровождается заметным нарушением целостности покрытия (рис. 9, а, з).

Квадратичная зависимость долговечности М-катода от толщины покрытия указывает на диффузионное ограничение процесса обеднения покрытия активной компонентой (окисью бария). Из-за неопределенности граничных условий и неясности критерия окончания срока службы катода можно только очень приблизительно оценить коэффициент диффузии бария через оксидный слой (10^{-15} — 10^{-12} см²/сек при температуре 1120° К). Энергия активации диффузии, оцененная по наклону зависимости $\lg \tau = f\left(\frac{1}{T}\right)$, составляет примерно 5,0 эв.

Принято считать, что перенос бариевой компоненты в оксидном катоде осуществляется кнудсеновским потоком в порах и миграционным потоком по поверхности зерен. В случае беспористого покрытия М-катода основным механизмом переноса может оказаться диффузия по границам плотно прилегающих друг к другу зерен покрытия. Приведенная выше оценка не противоречит такому предположению. Энергия активации и коэффициент диффузии, определенные из экспериментальных данных, составляют промежуточную величину между соответствующими величинами для объемной диффузии (11 эв, 10^{-22} см²/сек при 1120° К) и поверхностной миграции (0,16 эв, 10^{-6} см²/сек) [11].

Из данных рис. 6 следует, что в любом температурном интервале меньшую долговечность имеют катоды с более тонким покрытием, а плотность отбираемого тока до 1 а/см^2 не оказывает влияния на долговечность катода.

Известно, что плотность отбираемого тока в значительной степени определяет время работы стандартного оксидного катода [12]. Одна из причин этого явления — разогрев оксидного слоя джоулевым теплом [2]. Повышенная стабильность М-катода при отборе тока плотностью до 1 а/см^2 свидетельствует о меньшем разогреве эмиссионного покрытия. Этот вывод следует также из сравнения температурных зависимостей эмиссии М-катода и стандартного оксидного катода [1].

Сравнение данных рис. 8 и 1 показывает, что при прогреве в эмиссионном микроскопе эмиссия катода более стабильна, чем при прогреве в диоде. Например, спад эмиссии катода на керне из НИКА с толщиной покрытия $0,8 \text{ мкм}$ происходит только после десяти- и трехчасового прогрева в микроскопе при температуре 1170 и 1270° К соответственно. По данным же диодных измерений, стабильность эмиссии у такого катода при указанной температуре сохраняется всего в течение нескольких минут (рис. 3). Кроме того, ток эмиссии, регистрируемый в эмиссионном микроскопе, у катодов на пассивном керне меньше, чем на активном, и в обоих случаях значительно меньше величины, полученной в диодных измерениях. Работа выхода катодов, зарегистрированная в эмиссионном микроскопе, при 970° К составляет $1,70\text{—}1,75 \text{ эв}$. При испытании в диодах такую же величину работы выхода имеют катоды, потерявшие значительное количество бария. Вероятно, из-за худших вакуумных условий в эмиссионном микроскопе катод находится в состоянии пониженной активности. По этой причине при испытании катодов в эмиссионном микроскопе маскируется падение эмиссии, обусловленное изменением состава покрытия, которое в диодных измерениях регистрируется как окончание срока службы.

Эмиссионная неоднородность, возникающая по истечении некоторого времени прогрева катода на керне из НИКА, характеризуется сеткой тонких линий дезактивации. Сравнение эмиссионных изображений М-катода (рис. 9) и оптических фотографий кернов (рис. 10) свидетельствует о том, что линии дезактивации находятся над границами кристаллов никеля. Дезактивация этих участков обусловлена, по-видимому, скоплением кальция по границам зерен металла [13], так как у катодов на керне из НО подобного характера дезактивации не наблюдается. Накопление вдоль границ зерен большого количества избыточного бария, восстановленного кальцием, вероятно, ускоряет диффузию бария через оксидный слой, а соответственно и скорость обеднения участков покрытия, расположенных над границами зерен.

Можно ожидать, что в конце работы катода распределение эмиссии по его поверхности примет вид, показанный на рис. 9,а (изображение такого типа, по эмиссионно-микроскопическим данным, появляется через большее время, чем долговечность катода в диоде, однако не исключено, что и в данном случае сильное отравляющее воздействие маскирует начальное появление эмиссионного контраста). Поскольку на активном керне процесс обеднения покрытия ускоряется, долговечность катодов на пассивном керне должна быть больше. Однако эксперимент

свидетельствует, что долговечность катодов в диодах на указанных керлах одинакова. Возможно, это следствие малой суммарной площади линий дезактивации.

В процессе прогрева катода на керне из НО сетка тонких линий дезактивации не возникает. Равномерность эмиссионного изображения у этих катодов нарушается только при появлении микроструктуры. Возникновение такой неоднородности у катодов на обоих типах кернов происходит при одной и той же температуре и приблизительно одинаковом времени прогрева (точки *Б* на кривых рис. 8). По данным диодных измерений, после таких прогревов эмиссия катодов незначительна. Поэтому микроструктурная эмиссионная неоднородность не должна возникать в процессе срока службы катода, т. е. у катодов на керне из НО эмиссионная однородность должна сохраниться в течение всего времени работы. Появление микроструктурной эмиссионной неоднородности обусловлено, вероятно, нарушением гладкости поверхности керна (рис. 10) и изменением структуры оксидного слоя.

При температуре прогрева 1520°K у катода на керне из НИКА происходит значительный рост кристаллов никеля, расширение линии дезактивации и увеличение эмиссионного контраста между линиями дезактивации и промежуточными областями (рис. 9,б, в). Заметим, что даже значительная потеря эмиссионной способности отдельных участков катода не сопровождается полным расхождением на этих участках вещества покрытия. На оптической фотографии (рис. 9,г) нельзя найти участок, соответствующий зоне слабой эмиссии на рис. 9,в.

Таким образом, молекулярно-напыленный оксидный катод, изготовленный на полированном керне, характеризуется высокой эмиссионной однородностью. У катодов на керне из НИКА нарушение эмиссионной однородности, возможно, происходит на последних этапах его работы и характеризуется дезактивацией катода в местах выхода активатора. Катоде на керне из НО сохраняют эмиссионную однородность более длительное время.

Из данных испытания катодов в диодах следует, что увеличение толщины покрытия целесообразно для повышения срока службы. Однако при толщине покрытия катода более 3 мкм для улучшения сцепления покрытия с керном на последний необходимо наносить тонкую никелевую губку. Шероховатость поверхности такого катода увеличивается, вследствие чего нарушается однородность распределения плотности эмиссионного тока вблизи поверхности катода [14]. Поэтому для каждой конкретной задачи применения М-катода существует оптимальная толщина покрытия: при малой величине отбираемого тока (100—200 мА/см^2) и низкой температуре катода возможно использование покрытий толщиной 1,5—2,5 мкм, наносимых на полированные керны; при большей величине отбираемого тока, а следовательно, и температуре катода необходимо использовать катоды с большей толщиной покрытия.

5. ВЫВОДЫ

1. Долговечность молекулярно-напыленного оксидного катода увеличивается пропорционально квадрату толщины покрытия при изменении ее в пределах от 0,7 до 5,2 мкм.

2. Экспериментально установлено, что конец срока службы катода не связан со значительным испарением вещества эмиссионного слоя и нарушением визуально наблюдаемой сплошности покрытия. Расчет подтверждает данные работ [9, 10], в которых конец срока службы оксидного катода связывается с небольшим обеднением покрытия барьерной компонентой. Экспериментальные результаты удовлетворительно объясняются в предположении, что процесс обеднения покрытия М-катода ограничивается диффузией барьера через оксидный слой.

3. Не установлено влияние на долговечность катода количества активатора в керне при изменении его от 0,01 до 0,05% вес.

4. Температура испытания оказывает сильное влияние на долговечность катода. Например, если время работы катода с толщиной покрытия 0,7 мкм достигает 9 000 ч при температуре 870—920° К, то при температуре 950—990° С долговечность катодов даже с толщиной покрытия 1,8—3,0 мкм составляет лишь 1 000—3 000 ч. При более высокой температуре долговечность катодов с такой толщиной покрытия будет незначительной.

5. Отмечена повышенная стабильность эмиссии и значительная долговечность молекулярно-напыленного оксидного катода, работающего в режиме отбора тока плотностью до 1 а/см² при сравнительно низкой температуре 950—990° К. При изыскании способов изготовления катода с большим запасом активного вещества стабильная его работа при повышенных плотностях отбираемого тока, вероятно, будет возможна и при более высокой температуре.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кондрашенков Ю. А., Галанина З. Н., Дружинин А. В. Эмиссионные свойства молекулярно-напыленного оксидного катода. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1974, вып. 6, стр. 55—62.
2. Никонов Б. П., Турсунметов К. А. Тепловой режим работы и долговечность оксидного катода. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1973, вып. 10, стр. 80—91.
3. Кудинцева Г. А., Мельников А. И., Морозов А. В., Никонов Б. П. Термоэлектронные катоды, М., «Энергия», 1966.
4. Дружинин А. В., Исаев А. А., Корольков Н. С. Эмиссионный микроскоп с безмасляной системой откачки. Известия АН СССР, сер. физ., 1968, т. 32, стр. 1275.
5. Дружинин А. В., Кондрашенков Ю. А. Новый эффективный термокатод с высокой эмиссионной однородностью. «Радиотехника и электроника», 1973, т. 18, № 7, стр. 1531—1533.
6. Rittner Ed. S. A theoretical study of the Chemistry of the oxide—cathode. Philips Res. Rep., 1953, vol. 8, pp. 184—238.
7. Никонов Б. П., Отмахова Н. Г. Исследование испарения щелочно-земельных оксидов. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, вып. 1, стр. 117—127.
8. Шуппе Н. Г., Васильев В. П. Применение радиоактивных изотопов к изучению процессов в оксидном катоде и некоторым другим вопросам катодной электроники. «Радиотехника и электроника», 1960, т. 5, вып. 7, стр. 1136—1144.
9. Никонов Б. П., Тараш И. Л., Царев Б. М. Влияние температуры и материала керна на долговечность оксидного катода. «Радиотехника и электроника», 1958, т. III, вып. 8, стр. 1043—1045.
10. Савостин С. А., Тараш И. Л., Царев Б. М. Изменение термоэлектронной эмиссии оксидного катода и состава его покрытия в процессе длительной работы. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 4, стр. 156—165.

11. Redington R. W. Diffusion of barium in barium oxide. Phys. Rev., 1952, vol. 87, No 6, pp. 1066—1073

12. Анякин В. А. Изменение свойств оксидного катода при отборе тока в непрерывном режиме. «Электронная техника», серия 5, «Приемно-усилительные лампы», 1967, вып. 1, стр. 63—69

13. Попова Н. Ю. и др. Перераспределение щелочноземельных элементов в сплавах на основе никеля. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1972, вып. 4, стр. 86—91.

14. Дружинин А. В., Кондрашенков Ю. А., Некрасов В. И. Эмиссионная неоднородность эффективных термокатодов. Известия АН СССР, сер. физ., 1969, т. 33, стр. 413.

*Поступила в редакцию 28 ноября 1973 г.,
после переработки — 19 февраля 1974 г.*

===== НОВЫЕ КНИГИ =====

Л. В. БОРИСОВА, А. Н. ЕРМАКОВ. Аналитическая химия рения. «Наука», М., 1974, 318 стр., 72 илл., библ. — 1371 назв.

В монографии на основании литературных данных и собственных исследований авторов систематизирован накопленный фактический материал по аналитической химии рения. Кроме того, в первых двух главах, посвященных общим вопросам, большое внимание уделено характеристике основных соединений рения в различных валентных состояниях и состояния рения в растворах, что особенно важно при выборе методов анализа, выделения и определения рения после разложения содержащих его материалов.

УДК 621.385.735

М. А. Чистякова, А. В. Акентьева, Н. Н. Подкопаева, Б. А. Еникеев, В. И. Ростачева

ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ ОКСИДНЫХ КАТОДОВ В РЕЖИМЕ ОТБОРА ТОКА БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТИ

Рассмотрены некоторые причины, ограничивающие отбор тока с оксидных катодов в непрерывном режиме. Показано влияние технологии изготовления диодов на эмиссионные свойства оксидных катодов. Установлено, что губчатые оксидные катоды с большим запасом активного вещества ($35\text{--}40 \text{ мг/см}^2$) являются наиболее перспективными для работы с большим отбором тока в непрерывном режиме

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В настоящее время повысился интерес к проблеме повышения плотности тока, длительно отбираемого с оксидного катода, в непрерывном режиме. Большие трудности в решении этой проблемы возникают особенно в случае генераторных приборов, имеющих размеры рабочих поверхностей до нескольких тысяч см^2 и высокую насыщенность рабочего объема металлом.

Данная работа посвящена выявлению некоторых причин, ограничивающих отбор тока с катода, и разработке технологии, обеспечивающей плотность тока более 1 а/см^2 в непрерывном режиме. Главное внимание в работе было обращено на следующие явления, сопровождающие отбор тока с оксидного катода в непрерывном режиме:

- анодные эффекты отравления,
- понижение температуры катода при отборе постоянного тока,
- существенное различие газовой среды в приборе при работе катода в непрерывном и импульсном режимах.

2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Исследование свойств катодов проводилось в экспериментальных диодах планарной конструкции с подогревным (рис. 1) или прямонакальным (рис. 2) катодами, имеющими площадь эмиттирующей поверхности $0,8 \text{ см}^2$ и $0,4 \text{ см}^2$ соответственно. Медные аноды диодов охлаждались водой. При съеме тока $j=2 \text{ а/см}^2$ температура анода не превышала 150°C . Температура катода контролировалась W—WRe термопарой ($\phi 30 \text{ мкм}$) и микропирометром

В процессе работы обследовалось несколько технологических вариантов катодов: обычные оксидные с плотностью покрытия $1,3\text{--}1,5 \text{ г/см}^3$ из карбоната марки КТА-1 (фракция $2\text{--}3 \text{ мкм}$) и $2,5\text{--}2,8 \text{ г/см}^3$ из карбоната КТА-1 (фракция $1\text{--}2 \text{ мкм}$) [1]; ок-

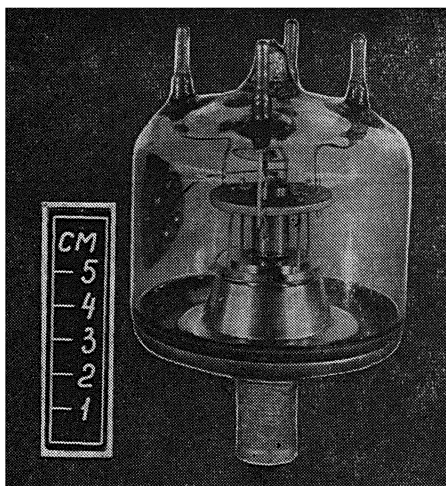


Рис. 1. Внешний вид диода с подогревным катодом.

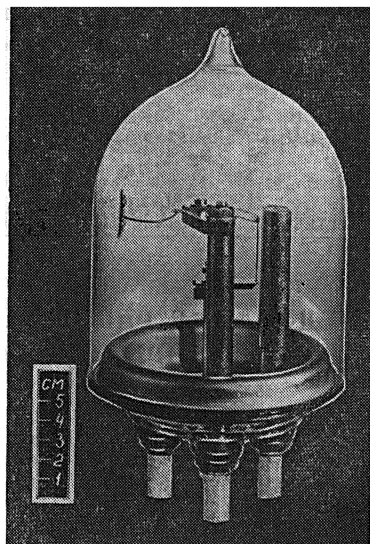


Рис. 2. Внешний вид диода с прямонакальным катодом

сидные с металлизированным посредством формиата никеля (2—4%) покрытием, нанесенным катафорезным способом [2] и в высокочастотной плазме; губчатые оксидно-никелевые с запасом карбоната в теле катода $15\text{--}20 \text{ мг/см}^2$ [3] и $35\text{--}40 \text{ мг/см}^2$.

Материал керна подогревных катодов всех вариантов — сплав никеля с цирконием, прямонакальных — сплав никеля с различными упрочняющими добавками.

Эмиссионные свойства исследуемых катодов оценивались по вольтамперным характеристикам (ВАХ) в импульсном ($Q=2000$, $\tau=10 \text{ мксек}$) и непрерывном режимах, а также в совмещенном режиме, когда импульсная ВАХ снималась при одновременном отборе постоянного тока различной плотности.

Эффективная работа выхода в импульсном $\varphi_{\text{имп}}$ и непрерывном $\varphi_{\text{ст}}$ режимах рассчитывалась по величине тока в точке отхода ВАХ от закона степени $3/2$ при $A=120,4 \text{ а/}(\text{°K})^2 \cdot \text{см}^2$.

Исследование динамики газового состава на откачке, тренировке и периодически в процессе испытания на долговечность проводилось омега-атомным газоанализатором типа ИПДО-1.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Разработка технологии катода

Обследование работы оксидных катодов в непрерывном режиме с плотностью тока более 1 а/см^2 показало, что обычные оксидные катоды, даже с плотным покрытием, существенно ограничены по величине плотности тока (не более $0,5 \text{ а/см}^2$) вследствие повреждения рабочей поверхности покрытия при искрениях и пробоях.

Оксидные катоды с металлизированным покрытием также непригодны для работы в непрерывном режиме с плотностью тока более 1 а/см^2 из-за трудностей их активирования и необходимости повышения рабо-

чей температуры до 900—950°С, что приводит к быстрому истощению активного покрытия на сроке службы.

Наиболее оптимальным для работы в непрерывном режиме оказался губчатый катод с увеличенным вдвое запасом активного вещества.

Улучшение и стабилизация свойств губчатых катодов с привесом карбоната 35—40 мг/см² были достигнуты также за счет введения в губку эффективного активатора в виде порошкообразного сплава NiZr (Zr=0,1%) в количестве 30% по отношению к общему весу губки. Размер зерна Ni порошка 80—100 мкм. Губки толщиной 400 мкм для катодов с повышенным запасом активного вещества изготавливались методом сухого синтерирования в водороде при 1000°С в течение 10 мин. Из полученной «листовой» губки вырубались заготовки заданной геометрии, которые припекались к керну сначала под давлением 150 г/см² при 1000°С в течение 10 мин в водороде, затем также в водороде при 1250°С, но без давления в течение 20 мин.

В табл. 1 (п. 1, 2) приведены усредненные по 10—15 шт. результаты испытания диодов с губчатыми катодами, изготовленными по текущей технологии, и с катодами, обладающими повышенным запасом карбоната. Как видно из таблицы, новая технология изготовления повысила стабильность эмиссионных параметров катодов, однако длительную работу губчатого оксидного катода при плотности тока 1—1,7 а/см² в непрерывном режиме оказалось невозможным обеспечить только за счет усовершенствования его технологии изготовления.

Таблица 1

Результаты испытаний различных партий катодов при $j = 1 \div 1,5$ а/см²

№ п. п.	Характеристика катодов, испытанных при $j = 1 \div 1,5$ а/см ²	T_k , °С	t , ч	$\frac{\Delta I_a}{I_{a0}}$, %
1	Губчатые катоды текущей технологии (карбоната 15 мг/см ²), режим обработки—типовой ($P_0 \approx 10^{-7}$ тор), анод — Cu без активатора с активатором (NiZr)	910 900	700 700	40 25
2	Губчатые катоды новой технологии (карбоната 40 мг/см ²), режим откачки — типовой ($P_0 \approx 10^{-7}$ тор), анод — Cu	880	650	15
3	Губчатые катоды новой технологии (карбоната 40 мг/см ²), анод — Cu, режим откачки — усовершенствованный ($P_0 \approx 10^{-8}$ тор)	870	500	10—30
4	Губчатые катоды новой технологии (карбоната 40 мг/см ²), анод — W, режим откачки — усовершенствованный ($P_0 \approx 10^{-8}$ тор)	850	2 500	0

P_0 — общее давление остаточных газов, измеренное после стабилизирующей тренировки,
 $\frac{\Delta I_a}{I_{a0}}$ — относительное уменьшение плотности рабочего тока в течение испытания на долговечность, %.

Как показал химический анализ оксидных катодов, изъятых из приборов, работавших в течение нескольких сотен часов при высокой плотности тока, в оксидном покрытии всегда присутствует медь. Попадание меди на катод можно объяснить ее распылением под действием интенсивной электронной бомбардировки [4] и переносом ее на катод.

Анодные явления

При использовании в диодах медных анодов на них наблюдаются яркие точки, интенсивность свечения которых зависит от плотности электронного тока с катода. Это явление, по-видимому, обусловлено наличием полупроводниковых соединений, образующихся в результате реакции меди и компонентов оксидного покрытия [5, 6]. Обладая низкой теплопроводностью и плохим контактом с поверхностью анода, эти соединения разогреваются и вызывают пробой промежутка катод-анод.

Применение плакирования поверхности медного анода тугоплавкими металлами (W, Mo), осуществляемого методом вакуумной термодиффузионной сварки, позволило в значительной степени устранить образование полупроводниковых соединений и повысить электропрочность промежутка катод-анод. Плакирование меди уменьшило также вероятность попадания ее на катод, что подтверждено химическими анализами катодов, длительно работавших в диодах.

Проявление анодных эффектов ослабилось также вследствие снижения температуры разложения карбонатов и изготовления губчатых катодов без биндера, поскольку эти меры снизили загрязнение анодов во время обработки диодов на откачке.

Калориметрический эффект

В процессе работы было установлено, что отбор тока в непрерывном режиме приводит к заметному снижению температуры катодов как губчатых, так и оксидных (рис. 3).

Известно, что понижение температуры катода связано с затратой энергии на эмиссию уходящих с катода электронов. Необходимая добавка мощности накала для поддержания постоянной температуры катода при отборе тока в режиме насыщения выражается уравнением [1, 7]:

$$\pm \Delta P = I^2 R - I \left(\varphi_{\text{ст}} + \frac{2kT}{e} \right), \quad (1)$$

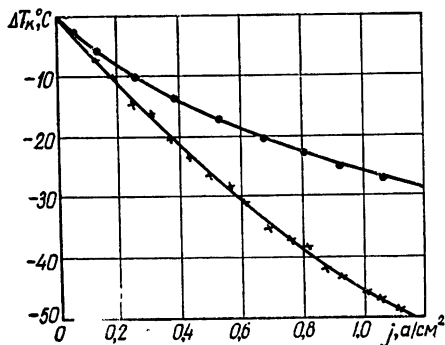


Рис. 3. Изменение температуры оксидного (●●●) и губчатого (×××) катодов ΔT_k в зависимости от плотности отбираемого тока j .

где ΔP — мощность, компенсирующая изменение температуры катода при отборе тока, *вт*,

I — отбираемый ток с катода, *а*,

R — сопротивление поперечного слоя покрытия катода, *ом*,

$\varphi_{\text{ст}}$ — работа выхода, *эв*,

T — температура катода, $^{\circ}\text{К}$.

Знак и величина теплового баланса катода при отборе тока будут зависеть от соотношения 1-го и 2-го членов уравнения (1), т. е. от значений I , R и $\varphi_{\text{ст}}$.

Для определения ΔP ориентировочно оценивалась эффективность нагрева катода данной конструкции. Доля полезной мощности накала, расходуемой на поддержание температуры эмиттирующей поверхности катода, определялась по известной излучательной способности никелевого керпа [8], которая для конструкции катода (рис. 1) в интервале рабочих температур ($750\text{--}900^{\circ}\text{С}$) составила 25%.

Необходимая добавка мощности для компенсации охлаждения катода при отборе тока принималась из этого же расчета ($\Delta P = 0,25 \cdot P_{\text{изм}}$).

На основании экспериментальных данных по тепловому эффекту и рассчитанных из ВАХ значений работы выхода $\varphi_{\text{ст}}$ можно оценить общее поперечное сопротивление и электропроводность исследуемых катодов (табл. 2). Как видно, значения электропроводности σ оксидных

Таблица 2

Электропроводность катодов при $T=1550^{\circ}\text{К}$ в зависимости от плотности тока

$j, \text{а/см}^2$	0,75	0,875	1,0	1,125
$\sigma, \text{ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ (губчатый)	$1,7 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^{-2}$	$2,8 \cdot 10^{-2}$	$3,3 \cdot 10^{-2}$
$\sigma, \text{ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ (оксидный)	$1,7 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$

катодов сравнимы с известными литературными данными [1, 9]. Губчатые катоды имеют большую электропроводность по сравнению с оксидными, что является их существенным преимуществом при работе в режиме высоких плотностей тока. Рассмотренный калориметрический метод позволяет оценивать поперечное сопротивление эмиссионного слоя катода непосредственно в рабочих условиях отбора тока.

Охлаждение катода вызывает изменение ВАХ диодов. Это видно из рис. 4, где приведены типичные ВАХ, снятые в непрерывном режиме при постоянных температурах и мощности накала.

Влияние отбора постоянного тока на эмиссионные свойства катодов оценивалось снятием ВАХ в совмещенном режиме. На рис. 5 представлены импульсные ВАХ, снятые при одновременном отборе постоянного тока различной плотности; при этом температура катода поддерживалась постоянной. Для сравнения приведена ВАХ, снятая без отбора

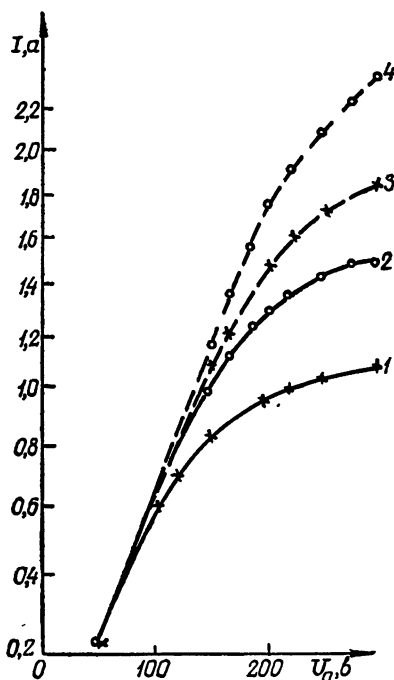


Рис. 4. Вольтамперные характеристики диодов с губчатыми катодами ($S_k = 0,8 \text{ см}^2$) в статическом режиме: 1 — начальная температура катода $T_{k0} = 870^\circ \text{С}$, $P_H = \text{const}$, 2 — $T_{k0} = 900^\circ \text{С}$, $P_H = \text{const}$, 3 — $T_k = 870^\circ \text{С} = \text{const}$, 4 — $T_k = 900^\circ \text{С} = \text{const}$.

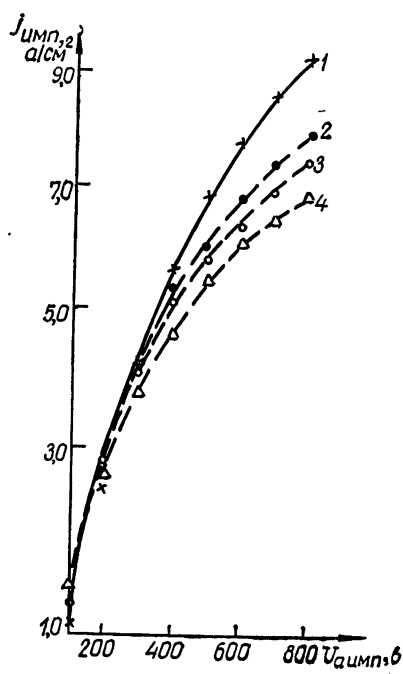


Рис. 5. Импульсные вольтамперные характеристики диодов, снятые при постоянной температуре катода ($T_k = 900^\circ \text{С}$) с различной плотностью постоянного тока: $j_{\text{ст}} = 0$ (1), $0,5 \text{ а/см}^2$ (2), $0,75 \text{ а/см}^2$ (3), $1,0 \text{ а/см}^2$ (4)

постоянного тока. Различие кривых свидетельствует об ухудшении эмиссионных параметров катода при увеличении отбираемого постоянного тока.

Из импульсных ВАХ, снятых при одной плотности постоянного тока, но при различных температурах катода (рис. 6), следует, что воздействие отбора постоянного тока на эмиссионные параметры катода увеличивается по мере снижения температуры катода.

Состав газовой среды и технология откачки прибора

Многочисленные эксперименты, проведенные в настоящей работе, показали, что эмиссионные параметры катодов в значительной степени зависят от технологии изготовления прибора, от состояния вакуумного промежутка катод—анод (обработка деталей, режим откачки, состав остаточной среды и т. п.), т. е. от факторов, определяющих внешнее отравление оксидного катода. Комплекс исследований динамики газового состава в диоде при работе катода в импульсном и непрерывном

режимах в какой-то степени раскрывает причины влияния на эмиссионные свойства оксидных катодов технологии изготовления прибора.

Отбор тока в непрерывном режиме вызывает уменьшение парциальных давлений всех газов, если напряжение между электродами превышает потенциалы ионизации этих газов, т. е. если имеет место ярко выраженная «ионная откачка» положительных ионов на отрицательный электрод-катод. Это можно видеть из рис. 7, где каждая экспериментальная точка на кривых соответствует давлению газа, устанавливающемуся через 5 мин после включения данного анодного напряжения. С увеличением анодного напряжения «ионное поглощение» газов катодом увеличивается.

Проведенная оценка скорости «ионной откачки» Ag в диоде с подогревным катодом показала, что эта величина составляет $\sim 0,5 \text{ см}^3/\text{сек}$ и уменьшается со временем (рис. 8).

В импульсном режиме эффект поглощения газов практически отсутствует (рис. 7,б). При одинаковых анодных напряжениях давление газов заметно ниже в непрерывном режиме работы, чем в импульсном, хотя мощности, рассеиваемые анодом в непрерывном режиме, в десятки раз выше.

Вероятно, на катод попадают положительные ионы и других веществ (материал анода, его окислы, окислы щелочноземельных металлов и т. п.), находящихся на аноде и подвергающихся интенсивной электронной бомбардировке, вызывающей их отрыв и ионизацию. Однако омегатронная методика не позволяет это обнаружить.

Попадание ионов на химически активную поверхность оксидного катода должно вызывать изменение концентрации поверхностных доноров, ответственных за эмиссию. По-видимому, этим явлением частично объясняется различие эмиссии катода в импульсном и совмещенном режимах (рис. 5).

Интенсивность отравления попадающими на катод ионами возрастает с увеличением плотности тока и напряженности поля, так как при этом усиливаются процессы ионизации и «ионной откачки» катодом. Поэтому требования к состоянию вакуумного промежутка катод--анод

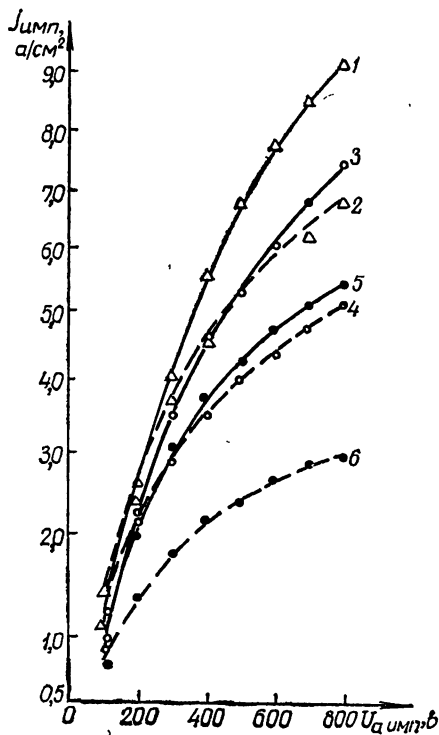


Рис. 6. Импульсные вольтамперные характеристики диодов, снятые при $j_{ст} = 0$ (кривые 1, 3, 5) и $j_{ст} = 1 \text{ а/см}^2$ (кривые 2, 4, 6) и при $T_k = 900^\circ \text{С}$ (1, 2), 880°С (3, 4) и 850°С (5, 6).

должны быть особенно высокими. Большой эффект в этом смысле достигается плакированием тугоплавкими металлами W, Mo поверхности медного анода и специальной обработкой прибора, обеспечивающей высокую чистоту анода и понижение давления остаточных газов примерно в 10 раз. Главная особенность этой обработки заключалась и в проведении откачки эксперимен-

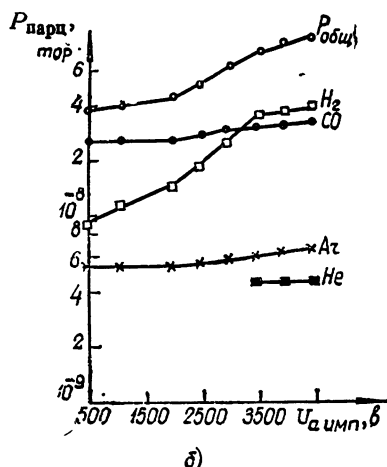
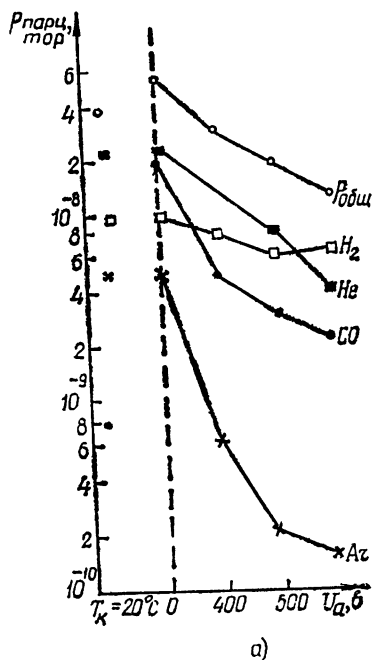


Рис 7 Зависимость состава газов в диодах ($T_K = 880^\circ\text{C}$) от анодного напряжения в статическом ($j = 0 \div 1,5 \text{ а/см}^2$) (а) и импульсном ($Q = 2000$, $\tau = 10 \text{ мксек}$, $j_{\text{ст}} = 0 \div 20 \text{ а/см}^2$) (б) режимах испытания

тальных приборов на безмасляном насосе с принудительным напуском водорода [10].

Основные этапы обработки прибора состояли в следующем.

1) Прогрев прибора в электрической печи до $T = 450^\circ\text{C}$ при $P_{\text{H}_2} = 10^{-5} \text{ тор}$ в течение 8 ч.

2) Обезгаживание анода нагревом газовой горелкой или электроспиралью при $T = 600 \div 650^\circ\text{C}$ и $P_{\text{H}_2} = 10^{-5} \text{ тор}$ в течение 2 ч.

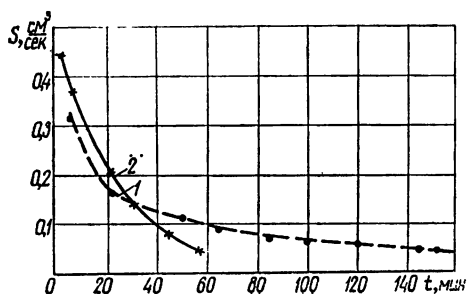


Рис 8 Изменение скорости откачки ионов аргона во времени ($T_K = 860^\circ\text{C}$):

1 — $U_a = 200 \text{ в}$, $I_a = 340 \text{ ма}$, 2 — $U_a = 400 \text{ в}$, $I_a = 800 \text{ ма}$

- 3) Постепенное разложение карбонатов при $P \leq 10^{-4}$ тор, $T_k = 650 \div 750^\circ\text{C}$, $P_{H_2} = 5 \cdot 10^{-5}$ тор, $T_a = 600^\circ\text{C}$.
- 4) Активирующие перекалы при $T_k = 800 \div 950^\circ\text{C}$, $P_{H_2} = 10^{-5}$ тор в течение 5 мин.
- 5) Электронная бомбардировка анода и активирование катода отбором тока при $P_{H_2} = 10^{-6}$ тор, $T_k = 850 \div 870^\circ\text{C}$ до $j = 1,5$ а/см² в течение 2 ч.
- 6) Выключение генератора водорода и откачка диода до предельного вакуума при $j = 1 \div 1,5$ а/см².
- 7) Распыление геттера и герметизация прибора.
- 8) Стабилизирующая тренировка отпаянного диода при $T_k = 850 \div 870^\circ\text{C}$, $j = 1 \div 1,5$ а/см² в течение 20 ч.

Анализ экспериментальных диодов, обработанных по данной технологии, выявил ее преимущества — уменьшение на начальном этапе общего давления в 10 раз ($P_0 \approx 10^{-8}$ тор), высокая чистота анода, отсутствие анодных эффектов и т. п. по сравнению с технологией, характерной для генераторных приборов (медный анод, отсутствие H_2 , форсированное разложение карбонатов, $P_0 \approx 10^{-7}$ тор).

Проведенное обследование губчатых катодов с привесом 35—40 мг/см² в экспериментальных диодах с плакированными анодами, откачанных с применением водорода, дало положительный результат (рис. 9, табл. 1, п. 4): достигнута высокая стабильность рабочего тока в непрерывном режиме с плотностью 1,5 а/см² и в режиме однополупериодного выпрямления ($\nu = 50$ гц, $j_{cp} = 1$ а/см²) при $T = 850^\circ\text{C}$ в течение 2000 ч.

Это подтверждается также данными табл. 3. Усовершенствование технологии катода и прибора способствовали снижению эффективной работы выхода $\varphi_{ст}$ на 0,1 эв и ее стабилизации в процессе испытания на долговечность при $j = 1,5$ а/см² (п. 2, 3 табл. 3).

Значения работы выхода $\varphi_{ст}$ и $\varphi_{имп}$ различаются на 0,25 эв (табл. 3). При улучшении технологии прибора эта разница уменьшается до 0,15 эв (начальные данные, табл. 3). Интересно отметить, что в им-

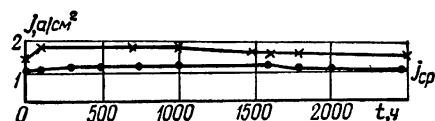


Рис. 9. Результаты испытаний на долговечность диодов с губчатыми катодами (режим обработки — усовершенствованный) в непрерывном режиме при $U_a = 500$ в (×××) и в режиме однополупериодного выпрямления при $\nu = 50$ гц, $U_{a\text{эфф}} = 650$ в (●●●).

Значения работы выхода катодов

Таблица 3

№ п. п.	Характеристика катода	$\varphi_{ст}$	$\varphi_{имп}$	Примечание
1	Оксидный катод, керн NiZr, $\rho = 2,6$ г/см ³	1,75 ($T = 815^\circ\text{C}$)	1,55 ($T = 865^\circ\text{C}$)	
2	Губчатый катод, анод — Cu, режим обработки — типовой, $P_0 \approx 10^{-7}$ тор	1,9 ($T = 880^\circ\text{C}$) 2,0 ($T = 920^\circ\text{C}$)	1,65 ($T = 920^\circ\text{C}$) 1,75 ($T = 940^\circ\text{C}$)	Начальные испытания 500 ч долговечности
3	Губчатый катод, анод W, технология обработки — усовершенствованная, $P_0 \approx 10^{-8}$ тор	1,8 ($T = 860^\circ\text{C}$) 1,85 ($T = 860^\circ\text{C}$)	1,65 ($T = 900^\circ\text{C}$) 1,65 ($T = 900^\circ\text{C}$)	Начальные испытания 1010 ч долговечности

пульсном режиме эффективная работа выхода $\varphi_{\text{имп}}$ одинакова для обоих вариантов технологической обработки диодов. Это свидетельствует о том, что эффективная работа выхода $\varphi_{\text{ст}}$ является более информативной для оценки свойств и работоспособности катодов в непрерывном режиме, чем $\varphi_{\text{имп}}$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены некоторые причины, ограничивающие отбор тока с оксидного катода в непрерывном режиме: охлаждение катода, образование полупроводниковых соединений на поверхности медного анода, поглощение ионов катодом.

Установлено, что при непрерывном отборе тока в пределах $j = 0,1 \div 1,5 \text{ а/см}^2$ наблюдается только охлаждение катодов, которое растёт с увеличением плотности тока.

Применен метод, позволяющий по тепловому эффекту в режиме токоотбора оценивать поперечное сопротивление эмиссионного слоя катодов, в том числе и губчатых. Полученные данные свидетельствуют о высокой электропроводности губчатых катодов по сравнению с оксидными (более чем в 10 раз).

Плакирование медной поверхности анода тугоплавкими материалами (W, Mo) позволило устранить образование полупроводниковых соединений на аноде и тем самым повысить электропрочность промежутка катод—анод.

В непрерывном режиме токоотбора в отличие от импульсного имеет место постоянное уменьшение парциальных давлений всех остаточных газов, которое связано с «ионной откачкой» их катодом. Предполагается, что это явление усугубляет отравление катода.

Улучшение технологии обработки приборов, включая откачку, позволило повысить степень вакуума с 10^{-7} до 10^{-8} тор , что привело к уменьшению работы выхода $\varphi_{\text{ст}}$ на 0,1 эв.

Установлено, что для непрерывного режима с плотностью тока выше $0,5 \text{ а/см}^2$ наиболее работоспособным является губчатый катод. Разработана новая технология губчатого катода с большим запасом активного вещества, которая в совокупности с улучшенной технологией обработки прибора обеспечила стабильную работу катодов в непрерывном режиме до 2500 ч.

Достигнутые результаты свидетельствуют о необходимости комплексного подхода к решению проблемы съема высоких плотностей тока с оксидных катодов (усовершенствование технологии как самого катода, так и прибора в целом) и в настоящее время реализуются в разработках мощных и средних генераторных приборов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кудинцева Г. А., Мельников А. И., Морозов А. В., Никонов Б. П. Термоэлектронные катоды «Энергия», М., 1966, стр. 46, 86, 98
2. Пархоменко В. С., Горина М. Ю. Покрытие катодов катафорезным способом. «Вопросы радиоэлектроники» серия I, «Электроника», 1962, вып. 11, стр. 113—124.

3 Аршанская Н. Г., Пархоменко В. С., Раскина Н. И. Технология изготовления губчатых никелево-оксидных катодов и результаты их исследования. «Радиотехника и электроника», 1958, т. III, вып. 8, стр. 1058—1063.

4 Розанова Н. Б., Грановский В. Л. О возникновении электрического пробоя высоковакуумного промежутка. ЖТФ, 1956, т. 26, стр. 1058—1063.

5 Михайлов Г. С. Взаимные влияния термокатодов и подвергающихся электронной бомбардировке элементов вакуумных приборов. «Вопросы радиоэлектроники», серия IV, 1965, вып. 5, стр. 91—116.

6 Шишкин Ю. Г., Сокольская И. Л. Работа выхода систем золото—барий и медь—барий. «Радиотехника и электроника», 1960, № 8, стр. 1218—1224.

7 Мойжес Б. Я. Физические процессы в оксидном катоде «Наука», 1968, М., стр. 329.

8 Эспе В. Технология электровакуумных материалов Т I, Госэнергоиздат, 1962, стр. 160.

9 Joung J. Electrical conductivity and thermoelectric power of (BaSr) O and BaO. J. Appl. Phys., 1952, vol. 23, pp. 1129, 1135.

10 Подкопаева Н. Н., Чистякова М. А., Шепсенвол А. В. Влияние газовой среды в процессе разложения карбонатов на свойства оксидных катодов. «Электронная техника», серия 4, 1973, вып. 1, стр. 76—87.

*Поступила в редакцию 26 июня 1973 г.,
после переработки — 28 января 1974 г*

==== **НОВЫЕ КНИГИ** =====

Л. С. ПАЛАТНИК, В. К. СОРОКИН. Основы пленочного полупроводникового материаловедения. М., «Энергия», 1973, 296 стр., илл., библи. — 170 назв.

В книге систематизированы сведения в области пленочного полупроводникового материаловедения на основе современных представлений физики твердого тела и физики тонких слоев. Подробно рассмотрены структура, получение, методы исследования как массивных, так и тонкопленочных полупроводников. Освещены вопросы практического применения.

ИЗМЕРЕНИЯ. АППАРАТУРА

УДК 621.372.832

А. А. Шапошников**ШИРОКОПОЛОСНЫЕ НАПРАВЛЕННЫЕ ОТВЕТВИТЕЛИ
ТЕМ-ВОЛНЫ**

Рассмотрены широкополосные направленные ответвители с малой частотной зависимостью переходного ослабления. Отмечены трудности получения малой частотной зависимости для переходных ослаблений меньше 6 дБ. Описан новый способ получения малой частотной зависимости переходного ослабления, который может быть использован в различных линиях передачи ТЕМ-волны. Этот способ позволяет избежать трудностей реализации тех сильных связей, которые требуются для получения широкой рабочей полосы частот в многосекционных ответвителях с малым переходным ослаблением.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из основных элементов СВЧ трактов являются направленные ответвители с распределенной связью. На базе таких ответвителей можно создавать устройства с самыми разнообразными характеристиками [1].

Параметр, ограничивающий рабочий диапазон ответвителей с распределенной сбалансированной связью, — частотная зависимость переходного ослабления — в случае несильной связи определяется по формуле:

$$\Delta C \approx 20 \lg \frac{1}{\sin \theta_1} \text{ дБ},$$

где ΔC — изменение переходного ослабления в рабочем диапазоне частот,

θ_1 — электрическая длина области связи на краю рабочего диапазона.

Анализ приведенного выражения показывает, что при $\frac{f_{\text{макс}}}{f_{\text{мин}}} > 2$ частотная зависимость переходного ослабления недопустимо возрастает.

Известен способ получения малой частотной зависимости переходного ослабления в широкой полосе частот за счет последовательного

включения нескольких секций регулярных направленных ответвителей одинаковой длины с различными коэффициентами связи. Однако использование такого способа приводит к тому, что для получения переходных ослаблений меньше 6 дБ требуется очень сильная связь центральной секции.

По данным, приведенным в работе [2], построен график (рис. 1, кривая 1), показывающий требуемое значение переходного ослабления центральной секции в зависимости от отношения крайних частот рабочего диапазона для переходного ослабления 3 дБ и его частотной зависимости $\pm 0,15$ дБ. Однако выполнить требуемые для таких значений ослаблений конструктивные размеры ответвителя сложно, а подчас и вовсе невозможно.

При современной тенденции к микроминиатюризации СВЧ устройств, основанной на использовании микрополосковых линий передачи, особенно остро встают трудности выполнения очень малых размеров проводников и зазоров между ними. Так, между проводниками микрополоскового направленного ответвителя с переходным ослаблением 3 дБ зазор равен примерно 0,01 мм; при переходных ослаблениях 1,5 дБ и менее, которые, согласно рис. 1, требуются для получения широкой рабочей полосы частот трехдецибелльных ответвителей, зазор составит единицы микрометров при очень малой ширине проводников.

В работе [3] описано так называемое «тандемное» включение секций регулярных направленных ответвителей одинаковой длины, не улучшающее частотной зависимости переходного ослабления, но позволяющее получать сильную связь за счет использования нескольких слабосвязанных направленных ответвителей.

Предметом рассмотрения настоящей статьи является новый тип широкополосного направленного ответвителя с малой частотной зависимостью переходного ослабления, состоящий из «тандемного» включения нескольких секций регулярных направленных ответвителей с различными длинами областей связи. В статье подобный тип широкополосного ответвителя будем условно называть «расстроенным тандемом».

2. АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА «РАССТРОЕННОГО ТАНДЕМА»

Схема включения секций регулярных направленных ответвителей произвольной длины в тандем изображена на рис. 2. Предполагаем, что длины отрезков $3' - 1''$, $4' - 2''$, $3'' - 1'''$ и т. д., соединяющих выходы предыдущих направленных ответвителей со входами последующих, равны нулю, поскольку отличие их длин от нуля при условии $\theta_{3'-1''} = \theta_{4'-2''}$; $\theta_{3''-1'''} = \theta_{4''-2''}$ и т. д. приводит, как следует из работы [4],

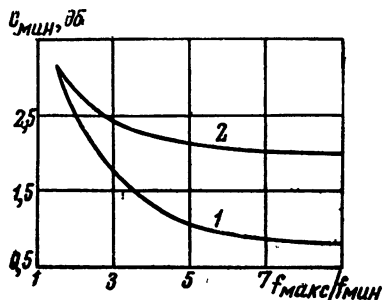


Рис. 1. Зависимость минимального переходного ослабления от ширины рабочего диапазона.

только к увеличению крутизны фазочастотной характеристики и не меняет других свойств тандемного включения.

Для определения выходных параметров «расстроенного тандема» рассмотрим матрицу рассеяния подобного соединения. Общее выражение для матрицы рассеяния тандемного соединения $[S^T]$ приведено в работе [4]. Там же имеются выражения для элементов S_{13}^T , S_{14}^T тандемов с произвольным числом секций и тандемов, состоящих из двух направленных ответвителей.

Используем приведенные в работе [5] выражения для элементов матрицы $[S]$ одиночного ответвителя:

$$S_{13} = \frac{j r \sin \theta}{\cos \theta + j \sqrt{1 + r^2} \sin \theta}, \quad (1)$$

$$S_{14} = \frac{1}{\cos \theta + j \sqrt{1 + r^2} \sin \theta},$$

где r — электродинамическое волновое сопротивление связи,
 θ — электрическая длина области связи.

Подставив формулы (1) в общее выражение элементов S_{ij}^T двухсекционного тандема, получим:

$$S_{13}^T = \frac{1 - r_1 r_2 \sin \theta_1 \sin \theta_2}{(\cos \theta_1 + j \sqrt{1 + r_1^2} \sin \theta_1)(\cos \theta_2 + j \sqrt{1 + r_2^2} \sin \theta_2)}, \quad (2)$$

$$S_{14}^T = \frac{j(r_1 \sin \theta_1 + r_2 \sin \theta_2)}{(\cos \theta_1 + j \sqrt{1 + r_1^2} \sin \theta_1)(\cos \theta_2 + j \sqrt{1 + r_2^2} \sin \theta_2)}.$$

Из выражений (2) следует, что фазы выходных сигналов такого соединения направленных ответвителей отличаются друг от друга на 90° , т. е. подобное соединение обладает свойствами квадратурного направленного ответвителя. Аналогичные выводы можно сделать для тандема, состоящего из любого числа ответвителей.

Принцип получения малой частотной зависимости переходного ослабления заключается в использовании ответвителей, образующих тандем с электрическими длинами областей связи, относящимися как целые нечетные числа:

$$\theta_1 : \theta_2 : \theta_3 : \dots : \theta_k = 1 : 3 : 5 : \dots : (2k-1).$$

При этом сопротивления связи отдельных ответвителей подчиняются закономерности

$$r_1 > r_2 > r_3 \dots > r_k.$$

Проиллюстрируем принцип получения малой частотной зависимости на примере двухсекционного тандема в случае слабой связи. Выходной сигнал в связанном плече $4''-b_4$ можно определить из выражения:

$$b_4 = a_1 S_{14}^2. \quad (3)$$

Амплитуда выходного сигнала $\bar{b}_4$ при $a_1=1$ будет равна:

$$\bar{b}_4 = \frac{r_1 \sin \theta_1 + r_2 \sin \theta_2}{\sqrt{(1 + r_1^2 \sin^2 \theta_1)(1 + r_2^2 \sin^2 \theta_2)}}. \quad (4)$$

В случае слабой связи ($r_2^2 < r_1^2 \ll 1$) выражение (4) запишем в виде:

$$\bar{b}_4 = r_1 \sin \theta + r_2 \sin 3\theta = \bar{b}_4' + \bar{b}_4''. \quad (5)$$

Равенство (5) иллюстрирует рис. 3, из которого видно, что соединение направленных ответвителей типа «расстроенный тандем» обладает большей широкополосностью по сравнению с одиночным ответвителем.

Следующий шаг в построении широкополосного «расстроенного тандема» — это отыскание значений r_1, r_2 , позволяющих реализовать малую частотную зависимость переходного ослабления в максимальной (при данном числе входящих в тандем ответвителей) полосе частот.

В настоящей работе изложен метод синтеза, аналогичный предложенному в работе [2], однако с введением некоторых изменений с целью применения его при расчетах «расстроенных тандемов».

Процесс определения требуемых значений r_i разбит на два этапа. На первом этапе определяется полином, удовлетворяющий условиям наилучшего или чебышевского приближения на вещественной полуплоскости для определения значений выходных параметров. Отмечаются точки, в которых полином принимает экстремальные значения. На втором этапе в отмеченных точках выражение амплитудно-частотной характеристики рассматриваемого тандема приравняем к экстремальным значениям полинома. Из полученной системы уравнений находим значения r_i .

Пусть известен вещественный полином $P_n(x)$ степени n (рис. 4), ко-

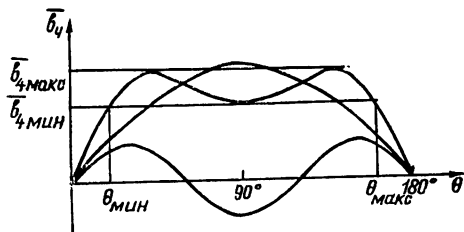


Рис. 3. Синтез амплитудно-частотной характеристики «расстроенного тандема».

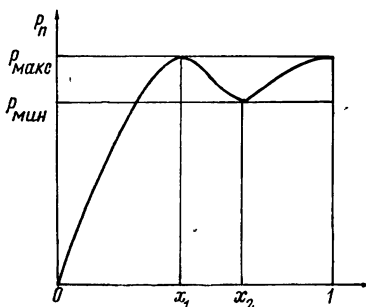


Рис. 4. Вид оптимального полинома.

торый в интервале $x_1 \leq x \leq 1$ ($x_1 > 0$) меняется от $P_{\min}$ до $P_{\max}$. Из уравнения (5) следует, что степень полинома должна быть нечетной. Экстремальные точки $x_1, x_2, \dots$, в которых $P_n(x_1) = P_{\max}$, $P_n(x_2) = P_{\min}$, определяются как корни производной от полинома:

$$P'_n(x) = A(x^2 - x_1^2)(x^2 - x_2^2) \dots (x^2 - x_{\frac{n-1}{2}}^2).$$

Тогда

$$P_n(x) = A \int_0^x (y^2 - x_1^2) \dots (y^2 - x_{\frac{n-1}{2}}^2) dy.$$

Из условия

$$P_n(1) = \begin{cases} P_{\max} & \text{при } \frac{n-1}{2} \text{ четном} \\ P_{\min} & \text{при } \frac{n-1}{2} \text{ нечетном} \end{cases}$$

определим A , тогда выражение для $P_n(x)$ запишем в виде:

$$P_n(x) = \sum_{i=1}^n a_i x^i, \quad (6)$$

где

$$a_i = f(x_1, x_2, \dots, x_{\frac{n-1}{2}}), \\ i = 1, 3, \dots, n.$$

Ошибку определения $P_n(x_j)$ в точке x_j найдем из уравнения

$$d_j = \begin{cases} P_{\max} - P_n(x_j) & (j - \text{нечетное}) \\ P_{\min} - P_n(x_j) & (j - \text{четное}). \end{cases} \quad (7)$$

Для определения точного значения x_j , что аналогично выполнению условия $d_j = 0$, используем известный метод Ньютона [6]. Точное значение x_j можно найти, воспользовавшись матричным уравнением:

$$\begin{bmatrix} d_1 \\ \vdots \\ d_j \\ \vdots \\ d_{\frac{n-1}{2}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{11} & \dots & c_{1\frac{n-1}{2}} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ c_{j1} & \dots & c_{j\frac{n-1}{2}} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ c_{\frac{n-1}{2}1} & \dots & c_{\frac{n-1}{2}\frac{n-1}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \Delta x_1 \\ \vdots \\ \Delta x_j \\ \vdots \\ \Delta x_{\frac{n-1}{2}} \end{bmatrix}, \quad (8)$$

где d_j определяется из (7),

$$c_{jj} = \sum_{k=1,3,\dots}^n \frac{\partial a_k}{\partial x_j} x_j^k + k a_k x_j^{k-1},$$

$$c_{ji} = \sum_{k=1,3,\dots}^n \frac{\partial a_k}{\partial x_i} x_j^k,$$

$$\Delta x_j = x'_j; -x_j^0,$$

x'_j — лучшее приближение к истинному значению корня x_j уравнений (7), нежели x_j^0 .

Значения Δx_j могут быть определены из уравнения:

$$[\Delta x] = [c]^{-1} [d], \quad (9)$$

где $[c]^{-1}$ — матрица, обратная $[c]$.

Повторив операции (7)–(9) несколько раз, можно найти точные значения x_j . Полином с экстремальными точками x_j удовлетворяет условиям, накладываемым на амплитудно-частотную характеристику.

Согласно теореме о чебышевском приближении [6], он имеет наиболее широкую полосу изменения x при заданных осцилляциях амплитудно-частотной характеристики. На этом первый этап синтеза оптимальных «расстроенных тандемов» заканчивается.

В качестве параметра тандемного соединения направленных ответвителей, которому должен соответствовать найденный полином в интервале $x_1 \leq x \leq 1$, используем коэффициент деления амплитуд между третьим и четвертым выходными плечами $\frac{\bar{b}_3}{\bar{b}_4}$ или $\frac{\bar{b}_4}{\bar{b}_3}$ в зависимости от числа ответвителей, составляющих тандем. Связь между переходным ослаблением и коэффициентом деления определится из выражения:

$$\frac{\bar{b}_{4(3)}}{\bar{b}_{3(4)}} = \frac{1}{\sqrt{e^{C/10 \lg e} - 1}}. \quad (10)$$

Максимальное и минимальное значения коэффициента деления должны быть равны $P_{\max}$ и $P_{\min}$, значения которых можно вычислить из равенства (10) при подстановке в него минимального и максимального значений переходного ослабления.

Учитывая, что коэффициент деления является функцией r_l и θ и принимая $\theta = \arcsin x$, составим следующую систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\bar{b}_{4(3)}}{\bar{b}_{3(4)}} &= P_{\max} \text{ при } \theta = \theta_1 \\ &\dots \dots \dots \\ \frac{\bar{b}_{4(3)}}{\bar{b}_{3(4)}} &= \begin{cases} P_{\max} \\ P_{\min} \end{cases} \text{ при } \theta = 90^\circ \end{aligned} \right\}, \quad (11)$$

из которой можно найти требуемые значения волновых сопротивлений связи r_l . Система будет состоять из трех-четырех уравнений, так как реально может потребоваться частотный диапазон с перекрытием не более чем $f_{\max}/f_{\min} = 5 \div 7$.

На рис. 1 (кривая 2) приведена зависимость ослабления сильно связанной секции «расстроенного тандема», состоящего из нескольких секций регулярных направленных ответвителей, требуемых для реализации переходного ослабления 3 дБ с частотной зависимостью $\pm 0,15$ дБ, от ширины рабочего диапазона.

Как видно из сопоставления кривых рис. 1, переходное ослабление сильносвязанной секции «расстроенного тандема» значительно больше, чем у аналогичной секции многосекционного направленного ответвителя, состоящего из последовательного соединения четвертьволновых секций.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Применение направленных ответвителей типа «расстроенный тандем» позволяет избежать трудностей реализации тех сильных связей, которые требуются для получения широкой рабочей полосы частот в известных многосекционных ответвителях с переходными ослаблениями 3 дБ. Аналогичные выводы могут быть сделаны и при рассмотрении других значений переходного ослабления. Указанная особенность «расстроенных тандемов», а также использование возможности разделения сильносвязанной секции на несколько слабосвязанных позволяют построить направленные ответвители с любым значением переходного ослабления в различных линиях передачи ТЕМ-волны и малой частотной зависимостью переходного ослабления в широкой полосе частот.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Герст К., Пациорек Л. СВЧ полосковые интегральные схемы. Перевод № 42(111)/эт-5126. 1969, М., ЦНИИ «Электроника»
2. Cristal E. G., Young L. Theory and tables of optimum symmetrical TEM-mode coupled—transmissionline directional couplers. IEEE Trans. on MTT, MTT-13, No 5, 1965.
3. Shelton J. P., Wolf I., Van Wagoner R. Tandem couplers and phase shifters. Microwaves, april 1965, pp. 14—19.
4. Шапошников А. А. Направленные ответвители с полной связью на волне типа ТЕМ. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1972, вып. 11, стр. 75—80.
5. Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р. Синтез четырехполюсников и восьмиполусников на СВЧ, 1971, «Связь».
6. Хургин Я. И., Яковлев В. П. Финитные функции в физике и технике, 1971, М., «Наука».

Поступила в редакцию 4 февраля 1974 г.

НАДЕЖНОСТЬ. ДОЛГОВЕЧНОСТЬ

УДК 666.593.7

В. Г. Бравинский, В. Н. Батыгин, И. А. Наскидашвили, А. Л. Савенков**РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ КЕРАМИКИ И ЕЕ СПАЕВ
С МЕТАЛЛАМИ, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В ПРИБОРАХ СВЧ**

Проведены исследования влияния облучения протонами с энергией 650—680 мэв и интегральной дозой $5 \cdot 10^{14}$ протон/см², а также нейтронами с дозой $5 \cdot 10^{17}$ — $5 \cdot 10^{18}$ нейтрон/см² в интервале температур —150 ÷ +300°С на основные характеристики керамики и ее спаев с металлами. Показано, что алюмооксидные керамические материалы 22ХС и А-995, синтетический сапфир и их спаи с металлами, используемые в качестве конструктивных элементов в приборах СВЧ, являются радиационно стойкими в описанных условиях. Приведено описание аппаратуры и методов исследования

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Металлокерамические электровакуумные приборы СВЧ получили широкое распространение в различных областях современной техники. При эксплуатации эти приборы могут подвергаться воздействию радиации, поэтому вопросы радиационной стойкости вакуумноплотных керамических материалов и их спаев с металлами являются актуальными и имеют большое практическое значение. Ранее проведенные исследования [1] показали, что электровакуумные приборы со стеклянной оболочкой нередко выходили из строя при воздействии радиации. Наиболее слабыми конструктивными элементами этих приборов оказались стеклянные колбы и места их спаев с металлами. При этом отмечалось, что ухудшение вакуума в приборах при облучении обусловлено натеканием через поврежденную оболочку, а не газовой выделением облученных материалов. Например [1], партия из 12 СВЧ триодов типа 2039 после облучения потоком быстрых нейтронов с интегральной дозой $1 \cdot 10^{13}$ нейтрон/см² полностью вышла из строя из-за повреждения стекла оболочки [2]. В партии металlostеклянных СВЧ триодов типа 5876 все 12 ламп натекли при облучении потоком быстрых нейтронов с интегральной дозой $1,5 \cdot 10^{15}$ нейтрон/см² [3]. Из этих примеров видно, что стекло, используемое в электровакуумном производстве, не имеет достаточно высокой радиационной стойкости при облучении нейтронами с интегральной дозой 10^{10} — 10^{15} нейтрон/см².

Специально проведенные исследования показали [4], что керамика существенно менее критична к таким дозам нейтронов. Даже большие дозы облучения редко вызывают повреждения металлокерамических ламп. Однако в работе [4] сообщается о выходе из строя партии из 6 металлокерамических СВЧ триодов типа 7077 из-за снижения электрического сопротивления высокоглиноземистой керамики под действием потока нейтронов с интегральной дозой $1,5 \cdot 10^{17}$ нейтрон/см². В работе [5] говорится о весьма значительной остаточной радиации, которой обладали металлокерамические пентоды типа SN-1724, облученные потоком тепловых нейтронов с интегральной дозой 10^{16} нейтрон/см².

Из керамических материалов, используемых в электронных приборах, наиболее устойчивыми к облучению нейтронами являются алюмооксидные материалы (чистая окись алюминия). Монокристаллы окиси алюминия при облучении свойственна анизотропия расширения, но она менее выражена, чем, например, у окиси кремния, у кристаллов которого может возникнуть значительное количество трещин. Теплопроводность окиси алюминия при облучении уменьшается не так значительно, как у окиси бериллия, и в отличие от последней ей не свойственны ядерные реакции с выделением инертных газов [1]. Абсолютное уменьшение ее плотности под влиянием радиации примерно в 10 раз меньше, чем у слюды [6].

Несмотря на то, что окись алюминия является радиационно стойким окислом, конкретно судить о радиационной стойкости той или иной марки керамики на ее основе можно только после проведения соответствующих исследований. Каждый керамический материал, кроме окиси алюминия, содержит еще некоторые окислы-добавки, а также продукты их реакций с окисью алюминия и между собой, поэтому оценить теоретически радиационную стойкость таких композиций, как правило, не представляется возможным. Тем более, что даже монокристаллы окиси алюминия, выращенные в различных условиях, или порошки окиси алюминия из разных источников изменяют свои свойства при облучении не всегда одинаково.

Изучению радиационной стойкости отечественных керамических материалов посвящено небольшое число работ. В работе [7] приведены данные влияния излучения на электрические характеристики и фазовый состав базовых в электронной промышленности керамик марок 22ХС и М-7. Показано, что в интервале температур от 20 до 130°С нейтронное излучение вызывает снижение электрического сопротивления на 1,5 порядка, не влияя существенно на диэлектрические потери и фазовый состав керамики 22ХС. Этим в основном исчерпываются сведения о радиационной стойкости керамики 22ХС. Практически не изучалась стойкость такой керамики при облучении заряженными и, в особенности, тяжелыми заряженными частицами и совсем не рассматривались важные вопросы радиационной стойкости спаев керамики с металлами.

В данной работе исследовалось влияние протонов высоких энергий и нейтронного излучения на основные характеристики вакуумноплотных алюмооксидных керамических материалов и их спаев с металлами, широко используемых в электронной технике.

2. ИССЛЕДУЕМЫЕ МАТЕРИАЛЫ

В табл. 1 приведен химический состав керамических материалов, используемых в электровакуумной технике.

Все материалы разделены на две группы: в первую входят керамики марок 22ХС, М-7, 22Х, ВГ-IV, содержащие менее 98% по массе окиси алюминия, во вторую — А-995, ГМ, поликор, стоал, сапфирит, содержащие 98—100% по массе окиси алюминия. Внутри каждой из групп материалы по основным физико-техническим характеристикам существенно не отличаются друг от друга [8].

Таблица 1

Химический состав высокоглиноземистых керамических материалов (в процентах по массе)

Группа	Оксиды	22ХС, 22Х	М-7	ВГ-IV
I группа Al ₂ O ₃ 94—98%	Al ₂ O ₃	94,4	94,2	95,3
	SiO ₂	2,76	3,7	3,3
	MnO	2,34	—	—
	Cr ₂ O ₃	0,5	—	—
	CaO	—	2,1	0,2
	MgO	—	—	1,2

Группа	Оксиды	А-995	ГМ	Поликор	Стоал	Сапфирит
II группа Al ₂ O ₃ 98—100%	Al ₂ O ₃	99,8	99,7	99,7	100,0	98,0
	MgO	0,2	0,3	0,3	—	0,5
	B ₂ O ₃	—	—	—	—	1,5

ПРИМЕЧАНИЕ. Все марки керамики содержат примеси окислов железа и натрия в пределах до 0,1 % по массе.

По химическому составу материалов можно ориентировочно предположить, что материалы внутри каждой из групп не будут также существенно различаться и по радиационной стойкости, так как входящие в них добавки, по ориентировочным оценкам, могут быть отнесены к радиационно стойким. При этом следует учитывать, что присутствие окиси бора, имеющего невысокую радиационную стойкость, при облучении нейтронами приводит к ядерным реакциям с выделением гелия [7].

В качестве объектов исследования были выбраны керамические материалы 22ХС и А-995, поведение которых может характеризовать радиационную стойкость всех высокоглиноземистых керамических материалов. На рис. 1 приводятся микрофотографии

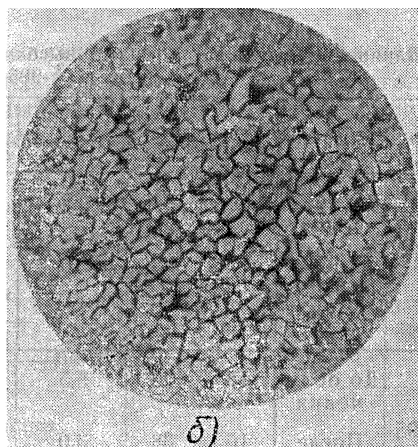
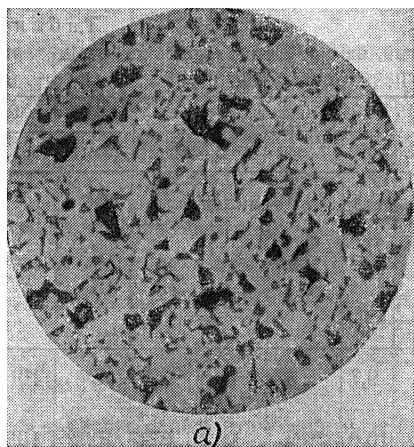


Рис. 1. Микрофотографии шлифов керамических материалов 22ХС (а) и А-995 (б).

шлифов керамики 22ХС, А-995, которые показывают существенное различие в их микроструктуре. Исследовалась также радиационная стойкость синтетического сапфира, выращенного из расплава керамики А-995 методом направленной кристаллизации. При изготовлении образцов спаев использовались медные или коваровые металлические детали, которые паялись с керамикой с помощью медно-серебряного ПСр72 или медного МБ припоев соответственно. Керамика 22ХС металлизировалась с помощью молибдено-марганцевой пасты (80% Мо, 20% Мп), керамика А-995 — с помощью пасты ПСТ-1, содержащей 70% Мо и 30% стекла на базе окислов марганца, кремния, титана и алюминия [9].

3. ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ ТЯЖЕЛЫМИ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Исследовалось влияние облучения протонами высоких энергий 650—680 мэв на керамику 22ХС, А-995 и их спаи с металлами. Облучение образцов проводилось на синхроциклотроне, который давал поток протонов $1 \cdot 10^{11}$ протон/сек. Образцы закладывались в цилиндрический контейнер площадью поперечного сечения 20 см² и длиной 25 см и облучались в течение 25—30 ч, так что интегральная доза протонов составляла примерно $5 \cdot 10^{14}$ протон/см².

Характеристики образцов керамики и спаев определялись до и после облучения. Изучалось влияние облучения протонами на вакуумную плотность спаев, механическую прочность керамики и спаев, электрическое сопротивление керамики, диэлектрическую проницаемость и электрические потери, теплопроводность и газовыделение керамики.

Вакуумная плотность спаев контролировалась на гелиевом течеискателе ПТИ-7. Механическая прочность образцов керамики σ_k и спаев $\sigma_{сп}$ определялась при испытании на поперечный статический изгиб на машине РМ-500 [10]. Диэлектрические потери $\lg \delta$ и проницаемость ϵ контролировались на установке типа УК-ДП, основанной на резонаторном методе [11]. Электрическое сопротивление ρ определялось на установке типа УК-ЭС, включающей в качестве измерительного прибора высокоомный омметр типа МОМ-4. Теплопроводность λ измерялась на установке типа УК-ТП [12]. Газовыделение керамики q измерялось методом накопления с помощью масс-спектрометра МИ-1305 [13].

Результаты опытов по изучению влияния облучения протонами высоких энергий на свойства керамических материалов 22ХС, А-995 и их спаев с металлами приведены в табл. 2. Каждая цифра, приведенная

Таблица 2

Влияние облучения протонами высоких энергий на свойства керамических материалов 22ХС и А-995 и их спаев с металлами

Марка керамики	Обработка	$\sigma_{сп}$, кгс/мм ²	σ_k , кгс/мм ²	q , мкм·л/см ²	$\lambda \cdot 10^3$, кал/см·сек·°С	ϵ при		$\lg \delta$ при		ρ (ом·см) при		
						20°С	500°С	20°С	500°С	100°С	300°С	500°С
22ХС	До облучения	15	34	2,5	30	9,4	9,8	7	21	10 ¹⁵	10 ¹²	10 ⁹
	После облучения	17	38	2,0	28	9,6	9,9	9	30	10 ¹⁵	10 ¹¹	10 ⁸
А-995	До облучения	13	29	5,5	42	9,7	9,9	1	2	10 ¹⁵	10 ¹³	10 ¹⁰
	После облучения	16	38	3,0	38	10,0	10,3	1	3	10 ¹⁵	10 ¹³	10 ⁹

ПРИМЕЧАНИЕ После облучения все образцы спаев оставались вакуумноплотными.

в таблице, представляет собой среднее из измерений 10—50 образцов. Измерения вакуумной плотности, механической прочности и теплопроводности проводились при комнатной температуре; диэлектрические и электрические параметры определялись в интервале 20—500°С, газовыделение исследовалось в вакууме при нагреве до 900°С. Как видно из табл. 2, спаи исследуемых керамик с металлами под действием протонной радиации не ухудшили своих параметров: они остались вакуумноплотными, а их прочность даже несколько возросла, хотя величина этого возрастания не превосходит значения коэффициента вариации*, составившего в этих опытах 15—20%.

Особо следует отметить влияние протонного облучения на механическую прочность керамических материалов. Если прочность керамики 22ХС возрастает на 13%, что соизмеримо со значением коэффициента вариации 10%, то прочность керамики А-995 возрастает на 30%, что в три раза превышает значение коэффициента вариации.

Если сопоставить повышение механической прочности керамики А-995 при облучении протонами с некоторым повышением значений диэлектрической проницаемости от 9,7 до 10,0 и уменьшением газовыделения в 1,7 раза, можно предположить, что керамика как бы «допекается» при облучении протонами высоких энергий. В пользу этого предположения говорит и некоторое уменьшение внутренней пористости, что выявляется при анализе аншлифов. Однако какого-либо изменения объемной массы зафиксировать не удалось: до облучения и после него объемная масса керамики А-995 составляла 3,92 г/см³.

Облучение протонами заметного остаточного влияния на электросопротивление керамики не оказывает: оно снижается примерно на порядок-полтора, что иногда наблюдалось и у необлученной керамики после полугодовой выдержки. Следует отметить некоторое возрастание диэлектрических потерь керамики 22ХС при повышенных температурах, вызванное облучением.

4. ВЛИЯНИЕ РЕАКТОРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Исследование влияния реакторного излучения проводились на ядерном реакторе ИРТ-2000; использовались вертикальные и горизонтальные каналы реактора, дифференциальный поток тепловых нейтронов в которых составлял $(1,6—2,7) \cdot 10^{12}$ нейтрон/см²·сек. Доля быстрых

* Коэффициент вариации рассчитывается для механической прочности спаев или керамики по формуле:

$$W = \frac{\sum_{i=1}^n |(\bar{\sigma} - \sigma_i)|}{\sqrt{n(n-1)}} \cdot 100 \%,$$

где $\bar{\sigma}$ — среднее арифметическое значение прочности,
 σ_i — значение прочности в данном опыте,
 n — число измерений

нейтронов с энергией выше 0,5 мэв составляла 10% от потока тепловых нейтронов. Как всегда, имеется сопутствующее γ -излучение.

В процессе работы изучалось влияние реакторного излучения интегральным потоком $5 \cdot 10^{17} - 5 \cdot 10^{18}$ нейтрон/см². Эти дозы набирались при непрерывном облучении образцов в течение 100—200 ч. Облучение образцов проводилось при температурах —150, +20, +300°С. Часть каналов реактора была снабжена установками, позволяющими проводить облучение образцов и испытательных устройств при низких температурах. Холодные каналы реактора работают по принципу обдува образцов холодным гелием, циркулирующим в замкнутом контуре и охлаждаемом жидким азотом до температуры —190°С.

Температура +300°С достигалась непосредственно в каналах реактора при помещении образцов и испытательных устройств в специальные контейнеры с нагревателями. Нагреватели включались в терморегулирующую схему, что давало возможность стабилизировать температуру образцов во время опыта.

Изучалось влияние реакторного излучения на вакуумную плотность и механическую прочность образцов керамики и сплавов, электропроводность, теплопроводность, диэлектрические потери и проницаемость керамики (в ряде случаев испытывались также образцы синтетического сапфира). Часть параметров — теплопроводность, механическая прочность — измерялась непосредственно в канале реактора при соответствующих температурах облучения. Другие параметры образцов, облученных при трех исследуемых температурах, измерялись в лабораторных условиях после необходимого (до четырех—шести месяцев) высвечивания. Перед облучением все образцы подвергались контрольным испытаниям при тех же температурах и по тем же методикам, по которым они испытывались после облучения. Приводимые ниже данные получены как среднее из испытания 10—50 образцов при каждой из исследованных температур. Значения коэффициента вариации при испытаниях не превышали 20%.

В табл. 3 приведены результаты опытов по влиянию реакторного излучения на основные свойства керамических материалов 22ХС, А-995 и их сплавов с металлами.

Исследование влияния реакторного излучения на вакуумную плотность сплавов металл—керамика (сапфир) проводилось на образцах, представляющих собой спаи полых керамических цилиндров с наружным диаметром 15 мм и внутренним 8 мм, длиной 17 мм, с коваровыми или медными манжетами и колпачками. Перед облучением и после него контролировалась вакуумная плотность образцов на гелиевом течеискателе ПТИ-7. Исследования показали, что вакуумная плотность испытанных образцов после облучения интегральным потоком $2,5 \cdot 10^{18}$ нейтрон/см² при всех трех температурах (—150; +20; +300°С) не нарушается.

Влияние реакторного облучения на механическую прочность при изгибе образцов керамики и сплавов исследовалось непосредственно в канале реактора на специально разработанной полностью автоматизированной установке с дистанционным управлением. Установка позволяет измерять прочность при поперечном статическом изгибе на базе 33 мм Образцы керамики и сплавов представляли собой цилиндры диаметром 5,5 мм и длиной 48 мм. Установка развивает изгибающее усилие до 80 кгс

Таблица 3

Влияние реакторного излучения на свойства керамических материалов составов 22ХС и А-995 и их сплав с металлами

Марка керамики	Вид обработки	Температура, °С	$\sigma_{сп}$, кгс/мм ²	σ_k , кгс/мм ²	$\frac{\lambda \cdot 10^3, \text{ кал}}{\text{см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}}$	ε	$\text{tg } \delta \cdot 10^4$	PV , ом·см
Измерено в канале реактора						Измерено в нормальных условиях		
22ХС	До облучения	-150 + 20 +300	24 27 28	41 36 33	41 29 26	9,3	8	$5 \cdot 10^{16}$
	После облучения	-150 + 20 +300	26 26 29	40 35 33	40 30 27	9,4	7	$2 \cdot 10^{15}$
А-995	До облучения	-150 + 20 +300	20 21 22	34 30 28	48 40 30	9,8	1	$1 \cdot 10^{17}$
	После облучения	-150 + 20 +300	22 24 24	38 34 32	47 38 29	9,9	2	$3 \cdot 10^{16}$

ПРИМЕЧАНИЕ. После облучения все образцы сплав оставались вакуумноплотными.

($\pm 0,03$ кгс) и обеспечивает измерение стрелы прогиба образцов с погрешностью 3 мкм. Схема механической части установки приведена на рис. 2. Нагружение образца осуществляется пневматическим методом. Из баллона 2 в сильфон 3 под давлением подается газообразный гелий. Сильфон, расширяясь, через шток передает усилие на образец 1. Давление гелия в сильфоне измеряется манометром 4. Возвращение штока в исходное положение осуществляется понижением давления в сильфоне с помощью перепускного вентиля 5. Испытуемые образцы из магазина в испытательное гнездо подаются автоматически; при этом сжатый гелий, поступая в сильфон 7, приводит в движение посредством рычага 8 толкатель 9. Измерение стрелы прогиба осуществляется с помощью дифференциального индуктивного датчика и параллельно записывается на двухкоординатном самописце. Принципиальная схема датчика приведена на рис. 3. Хотя схема в основном собрана на пульте управления, однако измерительная катушка L_1 смонтирована непосредственно на установке рис. 2. При изгибе образца сердечник катушки L_1 опускается вниз и вызывает разбаланс дифференциального индуктивного датчика, в результате чего на концах катушки возникает напряжение разбаланса. Измеритель стрелы прогиба заранее градуируется с помощью вертикального оптического дальномера ИЗВ-1.

Данные по прочности керамики и сплав приведены в табл. 3. В каждом столбце приведены результаты испытаний при -150 , $+20$ и $+300^\circ\text{C}$ соответственно. Как видно, прочность сплав в результате облучения практически не изменяется. Весьма незначительно выражена тенденция роста прочности при повышении температуры облучения и испытания как у сплав керамики 22ХС, так и А-995. Однако, если учесть, что при испытании на прочность образцов-сплав значения коэффициента вариации доходят до 20%, то нужно признать, что облучение нейтронами с интегральной дозой $5 \cdot 10^{18}$ нейтрон/см² на прочность сплав практически не влияет.

Влияние реакторного излучения на прочность образцов керамики 22ХС и А-995 также выражено слабо. Хотя можно отметить некоторое на грани разброса данных $W=7\%$ повышение прочности керамики А-995 в результате облучения при всех исследуемых температурах. Об-

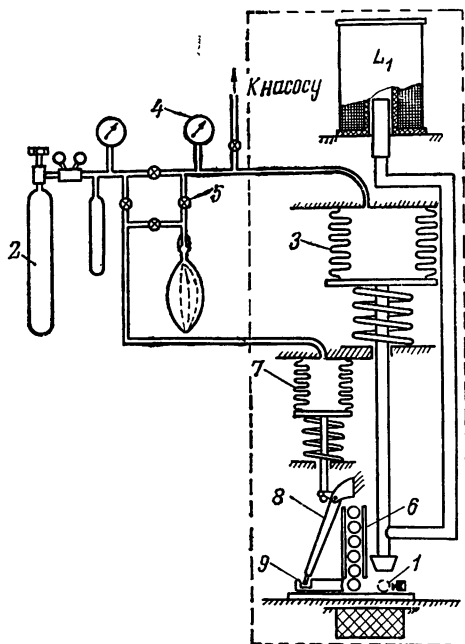


Рис. 2. Схематическое изображение установки для внутриканального испытания образцов керамики и сплавов на механическую прочность (изгиб):

1 — образец, 2 — баллон с гелием, 3 — сильфон, 4 — манометр, 5 — перепускной вентиль, 6 — магазин с образцами, 7 — сильфон, 8 — рычаг, 9 — толкатель

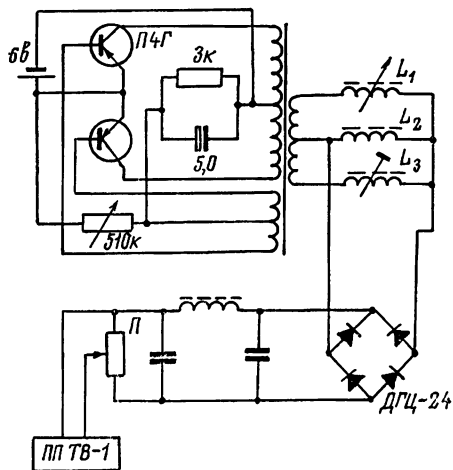


Рис. 3. Принципиальная электрическая схема для регистрации стрелы прогиба в установке для испытания на изгиб

ращает на себя внимание увеличение прочности образцов обоих исследуемых материалов при температуре -150°C . Определенную долю в этот эффект может вносить вымораживание паров воды, являющихся поверхностно активным веществом по отношению к исследуемым керамическим материалам [10]. Следует отметить заметно выраженную тенденцию снижения прочности керамики 22ХС и А-995 с повышением температуры.

При проведении испытаний на прочность в каждой точке испытывалось 40—50 образцов. Величина стрелы прогиба исследуемых образцов керамики мало зависела от облучения и составляла в среднем для образцов керамики 22ХС и А-995 соответственно 150 и 110 мкм. Следовательно, реакторное излучение существенно не влияет на модуль Юнга исследуемых материалов.

Испытуемые образцы синтетического сапфира представляли собой параллелепипеды сечением 4×4 мм и длиной 53 мм. Схема испытаний была та же, что и для цилиндрических образцов: поперечный изгиб на

базе 33 мм. Облучение и испытание проводились при температурах -150 , $+20$ и $+300^\circ\text{C}$, интегральный поток $2,5 \cdot 10^{18}$ нейтрон/см²; заметных изменений прочности или стрелы прогиба, которые, например, при 20°C соответственно равнялись 53 кгс/мм² и 55 мкм, в результате облучения не наблюдалось.

Измерение теплопроводности керамики и сапфира проводилось на цилиндрических образцах диаметром 8 мм и длиной 52 мм. К цилиндру с торцов припаивались две медные детали, на одной из которых монтировался нагреватель, а другая служила контактом для теплоотвода. В качестве нагревателя использовалась константановая спираль, через которую пропусклся постоянный ток. Мощность нагревателя составляла 1 вт. В керамическом цилиндре на расстоянии 11 мм в небольших углублениях на поверхности с помощью цемента закреплялись спай медь-константановой дифференциальной термопары. Подготовленный таким способом образец монтировался в вакуумной камере, в которой поддерживалось разряжение $7 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. После подачи напряжения на нагреватель в образце через некоторое время устанавливался стационарный тепловой поток, при котором определялась теплопроводность керамики. Схема установки приведена на рис. 4. Рабочая камера в процессе опытов помещалась в канале реактора. Облучение проводилось при температурах -150 , $+20$, и $+300^\circ\text{C}$ интегральным потоком $13 \cdot 10^{18}$ нейтрон/см².

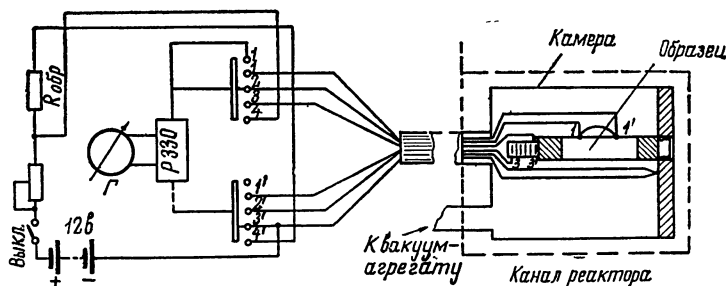


Рис 4 Схематическое изображение установки для внутриканального измерения теплопроводности керамики.

Данные по влиянию реакторного излучения на теплопроводность керамических материалов 22ХС и А-995 приведены в табл. 3. Каждое значение, приведенное в таблице, получено, как среднее из измерения десяти образцов; при этом разброс данных не превышал 5%. Как видно, облучение не оказывает существенного влияния на теплопроводность исследуемых керамик.

Более существенным оказывается влияние температуры испытания. При понижении температуры от комнатной до -150°C значение коэффициента теплопроводности заметно возрастает у обоих исследуемых материалов; при нагревании образцов от 20 до 300°C теплопроводность у керамики 22ХС изменяется незначительно, а у А-995 снижается существенно.

Были проведены также опыты на пяти образцах синтетического сапфира, которые при комнатной температуре показали значения коэффициента теплопроводности $65 \cdot 10^{-3}$ кал/см·сек·град. Облучение образцов синтетического сапфира при -150 , $+20$ и $+300^\circ\text{C}$ интегральными дозами $1,3 \cdot 10^{18}$ нейтрон/см² практически не оказало влияния на его теплопроводность.

Влияние облучения на электрическое сопротивление керамики и монокристаллов сапфира изучалось на дисках, на которые были нанесены серебряные электроды. Образцы облучались нейтронами с интегральной интенсивностью $6 \cdot 10^{17}$ нейтрон/см² при температурах -150 , $+20$ и $+300^\circ\text{C}$. Схема установки, на которой проводились измерения электросопротивления (электропроводности) керамики, приведена на рис. 5. Образец — диск диаметром 60 мм и толщиной 2 мм помещается в специальную камеру с вмонтированными в нее держателями образца. С одной стороны от образцу под-

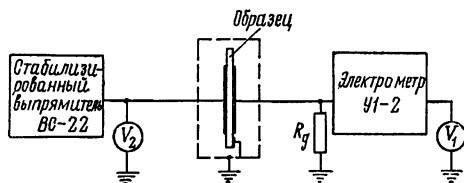


Рис 5 Блок-схема установки для измерения электрического сопротивления керамики

защите с целью исключения воздействия ионизирующего излучения от радиоактивного образца. Ионизационный ток, возникающий в радиоактивном образце, компенсировался встречным постоянным током. Измерение проводилось в лабораторных условиях при комнатной температуре

Непосредственно после облучения измерить удельное сопротивление образцов не представляется возможным из-за сильной ионизации воздуха. Поэтому измерения облученных образцов проводились после полного высвечивания. Результаты приведены в табл. 3. Как видно из таблицы, действие реакторного излучения при всех трех исследуемых температурах на электросопротивление керамических материалов 22ХС и А-995 одинаково. В результате облучения снижается удельное объемное электросопротивление керамики приблизительно на порядок. Изменение электросопротивления образцов сапфира вследствие его малости, несмотря на высокую чувствительность установки, отметить не удалось.

Диэлектрические потери и проницаемость контролировались резонаторным методом с помощью установки УК-ДП [11]. Образцы представляли собой тонкие длинные стержни длиной 60 мм и диаметром 3 мм. Измерения на установке УК-ДП как до, так и после облучения велись в лабораторных условиях. Облучение проводилось при температурах -150 , $+20$, $+300^\circ\text{C}$ интегральной дозой нейтронов $2 \cdot 10^{18}$ нейтрон/см². После высвечивания проводились измерения облученных образцов.

Как видно из табл. 3, тангенс угла диэлектрических потерь и диэлектрическая проницаемость материалов 22ХС и А-995 в результате ядерной радиации практически не изменяются. Аналогично вели себя образцы синтетического сапфира, у которых проницаемость равнялась 10,8 и тангенс угла потерь $1 \cdot 10^{-4}$. Важно отметить, что при облучении остаются практически неизменными не только значения тангенса угла потерь и проницаемость, но и вид их температурной зависимости, которая контролировалась в интервале температур от 20 до 500°C .

Следует отметить, что облучение керамики А-995 и сапфира реакторным излучением приводит к заметному окрашиванию этих материа-

лов. Напряжение от стабилизированного источника типа ВС-22; противоположный электрод соединялся со входом электрического усилителя У1-2, который работал в режиме измерения э. д. с. Входное сопротивление прибора У1-2 $R_g = 10^{11}$ ом. Напряжение V_2 , подаваемое на образец составляло 1000 в. Чувствительность прибора У1-2 по напряжению достигает 0,01 в. Чувствительность установки при измерении сопротивления достигала $5 \cdot 10^{17}$ ом см.

Измерения проводились в специальной защитной камере, соединительные провода помещались в металлической

лов (белая керамика А-995 и бесцветный прозрачный сапфир желтеют). Изменение цвета является следствием появления в кристаллической решетке окиси алюминия так называемых оптических центров окрашивания [14]. Это подтверждается устранением окраски кратковременным, 30—50-минутным отжигом при 400—500°С на воздухе. Важно, что окрашивание не влияет на электрические характеристики исследуемых керамических материалов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан комплекс аппаратуры и методов, позволяющих исследовать влияние облучения протонами высоких энергий 650—680 мэв при комнатной температуре и реакторного излучения $5 \cdot 10^{17}$ — $5 \cdot 10^{18}$ нейтрон/см² в интервале —150 ÷ +300°С на основные эксплуатационные характеристики керамических материалов и их сплав с металлами.

Показано, что вакуумная плотность и механическая прочность сплав, механическая прочность, теплопроводность, электропроводность, диэлектрическая проницаемость и тангенс угла диэлектрических потерь керамики 22ХС, А-995 и синтетического сапфира при облучении в указанных выше условиях изменяются незначительно.

В результате облучения ядерным излучением или протонами снижается на порядок электрическое сопротивление керамик 22ХС и А-995. Следует отметить вызываемое облучением протонами возрастание механической прочности керамики А-995 примерно на 30%.

Керамике 22ХС, А-995, сапфиру и их сплавам с металлами свойственна остаточная наведенная радиоактивность. При этом остаточная наведенная радиоактивность керамики А-995 и синтетического сапфира, выращенного из расплава керамики А-995, значительно превышает активность керамики 22ХС, облученной в аналогичных условиях. Это вызывает увеличение времени высвечивания и приводит к значительной ионизации приповерхностного слоя воздуха, что примерно на порядок снижает сопротивление пробоя на поверхности керамики. При спадаении наведенной активности эффект самоустраняется.

Облучение протонами и ядерным излучением вызывает заметное окрашивание — пожелтение образцов керамики А-995 и сапфира, что связано с образованием оптических центров окраски. Окрашивание практически не влияет на исследуемые свойства и устраняется отжигом при 400—500°С в течение 30—50 мин.

Результаты работы показали, что металлокерамические элементы ЭВП СВЧ, изготовленные на базе керамических материалов 22ХС и А-995, синтетического сапфира, являются радиационно стойкими в условиях облучения протонами с энергией 680 мэв, с интегральной дозой $5 \cdot 10^{14}$ протон/см² и в условиях реакторного излучения в интервале температур —150 ÷ +300°С при дозе $5 \cdot 10^{17}$ — $5 \cdot 10^{18}$ нейтрон/см².

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Влияние облучения на материалы и элементы электронных схем. Перевод с англ. под ред. В. Быкова и С. Соловьева Атомиздат, М., 1967

2. Pfaff E., Shelton R. Effects of nuclear radiation on electronic components. Admiral corporation, NAPS, TR-361, pt. 2, AF-33(616)-3091, ASTIA AD155-790, Aug. 1958.
3. Radiation effects-methods and data. Convair, Fort Worth, Texas, NARF-58-43T, FZK-9-134, AF33(600)-32054(AEC), Oct. 7, 1958.
4. Aircraft nuclear propulsion systems, project PLUTO, Marquardt Aircraft Corp. Nuclear Systems Division, Technical Summary Report No 3002, pt. 3, WAPC, TN-59-365, AF33(616)-6214, Nov. 15, 1959.
5. Johnson E. Unclassified literature survey on the effects of nuclear radiation to electron tube materials stevens institute of technology. Hoboken, New Jersey, Quarterly Report, No 10, DA-36-039-SC-73146, Sept. 1-Non. 30, 1959.
6. Grawford J. Radiation damage in solids. Am. Cer. Soc. Bull, 1965, vol. 44, No 12, pp. 963-970.
7. Костюков Н. С., Харитонов Ф. Я., Антонова Н. П. Радиационная и коррозионная стойкость электрокерамики, М., Атомиздат, 1973.
8. Анциферов А. А., Батыгин В. Н., Бравинский В. Г., Ветохина Т. И., Осипов М. В. Основные характеристики вакуумноплотных керамических материалов А-995 и 22ХС. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1972, вып. 9, стр. 91-97.
9. Решетников А. М., Самохина Р. А., Парилова Г. А. Металлизация монокристаллов сапфира и рубина и их пайка с металлами. Тезисы докладов конференций по электронной технике. «Вакуумноплотная керамика и ее спай с металлами», 1972, вып. 2(5), стр. 26-27.
10. Бравинский В. Г., Иванов В. П., Осипов М. В. О методах испытаний механической прочности вакуумноплотных керамических материалов. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1960, вып. 11, стр. 97-107.
11. Анциферов А. А., Бравинский В. Г., Ветохина Т. И., Девяткин И. И., Карпенко Ю. П., Кулаков А. А., Пиванов Б. И. Установка для контроля параметров диэлектриков на СВЧ. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 9, стр. 136-141.
12. Бравинский В. Г., Гипсман И. К., Осипов М. В. Автоматизированная установка ускоренного контроля теплопроводности диэлектриков и полупроводников. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1974, вып. 4, стр. 121-122.
13. Бравинский В. Г., Калябина И. А., Осипов М. В. Газовыделение вакуумноплотных керамических материалов. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 10, стр. 117-127.
14. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела, М.-Л., Изд. иностр. лит, 1962.

Поступила в редакцию 5 марта 1974 г

ТЕХНОЛОГИЯ

УДК 621.372.413 : 669.293

А. Н. Диденко, Л. М. Севрюкова, Г. Я. Стародуб, А. А. Ятис**ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
ХАРАКТЕРИСТИК ЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ
ДЛЯ НИОБИЕВЫХ РЕЗОНАТОРОВ**

Определено содержание кислорода в поверхностном слое анодированного ниобия с использованием эффекта аномально большого сечения α -частиц. Показано, что на содержание кислорода, толщину, плотность и электрические свойства защитного покрытия влияют такие технологические факторы анодного оксидирования, как напряжение формирования, плотность тока анодирования и время экспозиции. Определены интервалы значений плотности тока анодирования для получения окислов высшей валентности и величина плотности тока анодирования, соответствующая максимальной плотности пленки.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время большое внимание уделяется обеспечению высокой добротности резонаторов, что необходимо при создании сверхпроводящих электронных ускорителей и других устройств СВЧ техники [1—4].

Чаще всего для изготовления сверхпроводящих резонаторов (СПР) используется ниобий, так как этот материал имеет более высокую критическую температуру перехода в сверхпроводящее состояние и более высокие критические магнитные поля, чем, например, свинец, ванадий, технеций и другие элементы. Однако при хранении ниобиевых резонаторов даже в вакууме порядка 10^{-4} Па ухудшаются поверхностные свойства ниобия из-за диффузии молекул кислорода и азота на глубину, сравнимую с глубиной проникновения СВЧ поля в сверхпроводник. Повышение добротности и сохранение стабильности параметров резонаторов во времени [1] достигается нанесением тонких защитных пленок на поверхность СПР.

В работе [5] показано, что защитные пленки могут быть получены методом анодного оксидирования. При этом особенно важным является получение самих защитных покрытий со стабильными во времени свойствами [6], в связи с чем представляет интерес подробное исследование электрофизических характеристик покрытий с целью выбора оптимального режима оксидирования.

Настоящая работа посвящена исследованию некоторых электрофизических свойств анодных окисных покрытий для защиты СПР от внешних воздействий.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на образцах из ниобия марки НВЧ (0,5% Ta, 0,01% Fe, 0,01% Ti, 0,01% Si, 0,05% C, 0,01% O₂, 0,001% H₂, 0,01% N₂). Анодное окислирование проводилось сначала в гальваностатическом режиме до достижения заданного напряжения формирования, затем в потенциостатическом режиме. На рис. 1 изображены зависимости плотности тока анодирования j_a и напряжения формирования пленки U_f от времени.

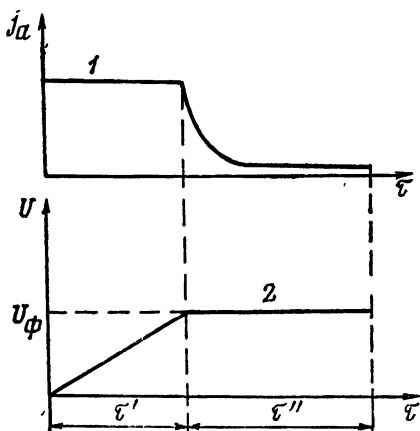


Рис. 1. Зависимость плотности тока анодирования j_a (кривая 1) и напряжения формирования U_f окисной пленки (кривая 2) в смешанном режиме анодного окислирования от времени; t' — время формирования пленки, t'' — время экспозиции при U_f .

В качестве электролита использовался 0,2 N раствор H₂SO₄. Во всех экспериментах температура электролита поддерживалась на уровне $20 \pm 0,5^\circ \text{C}$ термостатированием ячейки. Предварительно образцы размером $30 \times 20 \times 0,5$ мм тщательно обезжиривались и электрополировались по методике.

Изменение содержания кислорода в поверхностном слое ниобия изучалось с использованием эффекта аномально большого сечения рассеяния α -частиц [7]. Применение данной методики основано на том, что рассеяние α -частиц на ядрах ниобия под углами,

близкими к 180° , в 10 раз меньше, чем на ядрах кислорода. Идентификация рассеянных α -частиц проводилась по величине их энергии, так как под углом $\theta \geq 175^\circ$ энергия α -частиц, рассеянных от ядер кислорода ^{16}O , в 2,8 раза меньше, чем для более тяжелых ядер. Источником ускоренных ионов He⁴ служил циклотрон. Энергия α -частиц выбиралась равной $21,3 \pm 0,24$ Мэв, что соответствует максимальному сечению рассеяния на большие углы. Образцы и детектор помещались в камеру с остаточным давлением 10^{-4} Па. Детектором служил поверхностно-барьерный кремниевый счетчик с полным разрешением 60 кэв. Импульсы от детектора подавались на вход анализатора АИ-4096. Время экспозиции для набора статистики составляло 30—40 мин при токе пучка 0,05 мкА. Минимально анализируемая толщина окисного слоя составляет единицы Å.

Метод позволяет исследовать распределение кислорода в образце из ниобия с окисной пленкой на глубину до 10 мкм с шагом примерно

500 Å. Минимальный шаг ограничен разрешением детектора. Относительная ошибка измерений содержания кислорода в образце, определяемая в основном ошибкой в отсчетах монитора пучка α -частиц, не хуже 4—5%. Содержание кислорода N определяется числом ядер на 1 см^2 поверхности. На рис. 2 показан спектр α -частиц, рассеянных от образца. Как видно из рисунка, на слабом фоне α -частиц, рассеянных от ниобия, выделяется пик α -частиц, обусловленный присутствием кислорода в поверхностном слое. Число импульсов в пике соответствует окисной пленке толщиной 2258 Å.

Толщина пленки определялась методом многолучевой интерферометрии по цветовому эталону и методом металлографических шлифов. Толщина окисного слоя находилась как расстояние между поверхностью окисной пленки и границей раздела металл—окисел на микроскопе МИМ-7 с точностью ± 50 Å.

Для определения плотности защитного покрытия при известной толщине пленки и известном содержании кислорода необходимы данные о стехиометрическом составе окисла. В работе [8] показано, что окислы высшей валентности в случае анодного оксидирования вентильных металлов получаются только при 100%-ном выходе по току кислорода η .

Выход по току η определялся путем измерения количества электричества Q , затраченного на образование окисла при анодном оксидировании, исходя из привеса медного кулонометра, включенного последовательно с ячейкой оксидирования.

Токи утечки через окисел измерялись в вакуумной камере при давлении остаточных газов не более 10^{-4} Па с помощью усилителя микрорентгенометра типа «Кактус» СП-1М.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

Качество защитной пленки на поверхности СПР зависит от ряда технологических факторов, а именно: напряжения формирования пленки U_{ϕ} , плотности тока анодирования j_a , времени экспозиции τ'' при

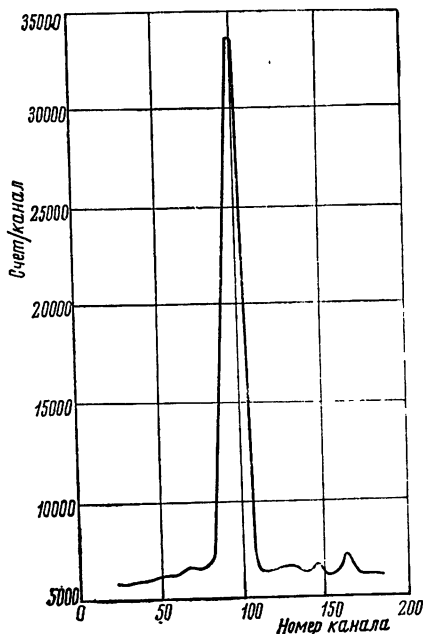


Рис. 2. Амплитудный спектр α -частиц, рассеянных от анодированного образца ниобия; $E_{\alpha}=21,4 \text{ Мэв}$, $\theta=175^{\circ}$. Пьедестал под пиком соответствует α -частицам, рассеянным от ядер ниобия.

напряжении формирования, температуры и состава электролита, качества предварительной поверхностной обработки. На рис. 3 представлены экспериментальные зависимости содержания кислорода

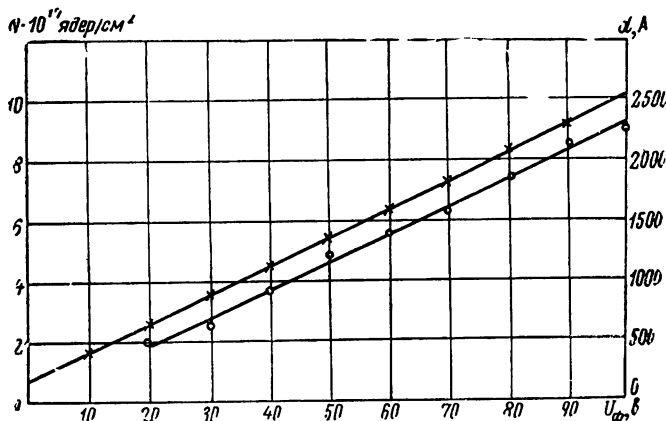


Рис. 3. Зависимость содержания кислорода в поверхностном слое анодированного ниобия N (X X X) и толщины окисной пленки d (O O O) от напряжения формирования U_ϕ при $j_a = 1 \text{ ма/см}^2$ и $\tau'' = 120 \text{ мин}$.

в поверхностном слое анодированного ниобия и толщины анодной окисной пленки на ниобии от напряжения формирования пленки U_ϕ при $j_a = 1 \text{ ма/см}^2$ в гальваностатическом режиме. Исходя из известных значений содержания кислорода N и толщины пленки d , была определена плотность пленки ρ . При условии образования окислов высшей валентности, т. е. при $\eta = 100\%$, она оказалась равной $4,71 \text{ г/см}^3$.

Очевидно, в гальваностатическом режиме толщина пленки растет пропорционально U_ϕ :

$$d = kU_\phi, \quad (1)$$

где $k = 22,5 \text{ Å/В}$.

В ходе эксперимента обнаружено, что рост толщины пленки продолжается и в потенциостатическом режиме. Изменение толщин пленки от времени экспозиции в потенциостатическом режиме при $U_\phi = 100 \text{ В}$ показано на рис. 4. Характерно, что прирост толщины пленки наблюдается в первый период времени $\tau'' < 20 \text{ мин}$ и составляет примерно 300 Å . Это подтверждается и изменением интерференционной окраски окисной пленки. Первоначально пленка, сформированная при $U_\phi = 100 \text{ В}$, имеет малиновую окраску, но затем в течение $\tau'' = 20 \text{ мин}$

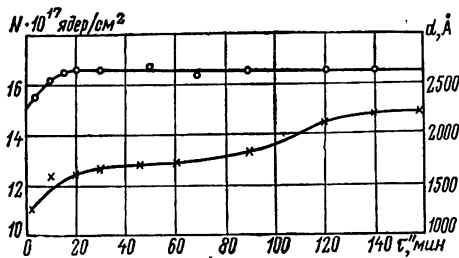


Рис. 4. Зависимость содержания кислорода в поверхностном слое анодированного ниобия N (X X X) и толщины пленки d (O O O) от времени экспозиции τ'' при $U_\phi = 100 \text{ В}$ и $j_a = 1 \text{ ма/см}^2$.

она приобретает последовательно голубовато-зеленый, зеленый и желто-зеленый цвета. В дальнейшем интерференционная окраска не изменяется даже при $\tau'' = 3$ ч. Таким образом, для пленок, получаемых в смешанном режиме, при $\tau'' > 20$ мин выражение (1) принимает вид:

$$d = kU + (300 \pm 50) \text{ \AA}.$$

Представленная на рис. 4 зависимость содержания кислорода в поверхностном слое ниобия N от времени экспозиции в потенциостатическом режиме показывает, что в течение первых 20 мин наблюдается корреляция в изменении N с ростом толщины пленки. В дальнейшем концентрация кислорода растет без изменения толщины. Следовательно, при $\tau'' > 20$ мин наблюдается эффект уплотнения пленки. Расчеты показали, что плотность защитной пленки за период $\tau'' = 20 \div 140$ мин изменяется от $4,71 \text{ г/см}^3$ до $5,1 \text{ г/см}^3$. Уплотнение пленки вызывает уменьшение токов утечки через окисный слой (рис. 5).

Таким образом, эксперименты показывают, что для получения СПР с хорошими электрофизическими характеристиками необходимо оксидировать СПР в потенциостатическом режиме в течение 2—2,5 ч.

Известно, что примеси и дефекты кристаллической структуры оказывают существенное влияние на токи утечки через защитную пленку. Информацию о внедрении примесей из электролита и о наличии в пленке Nb_2O_5 окислов низшей валентности (Nb_2O_3 , NbO) дает исследование выхода по току кислорода при анодном оксидировании ниобия. В случае $\eta > 100\%$ происходит заметное внедрение примесей из электролита, а при $\eta < 100\%$ возможно образование окислов низшей валентности, что приводит к ускоренному старению защитного покрытия.

Для получения пленок Nb_2O_5 без примесей и окислов низшей валентности экспериментально определен интервал значений плотности тока анодирования со 100%-ным выходом по току. Представленная на рис. 6 зависимость выхода по току η от плотности тока анодирования показывает, что получению пленки высшей валентности без примесей соответствует интервал j_a от 1 до $2,25 \text{ ма/см}^2$. Исследование влияния плотности тока анодирования на содержание кислорода в поверхностном слое ниобия показало, что наиболее плотные защитные пленки на поверхности ниобия образуются при $j_a = 1,5 \text{ ма/см}^2$.

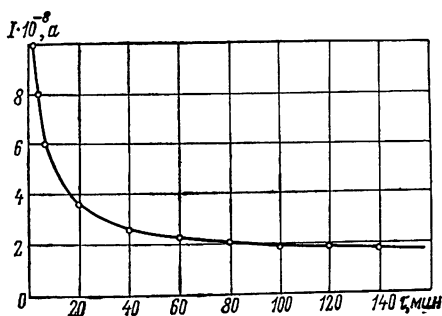


Рис. 5 Зависимость тока утечки через защитную пленку от времени экспозиции при $U_{\phi} = 100$ в и $j_a = 1 \text{ ма/см}^2$.

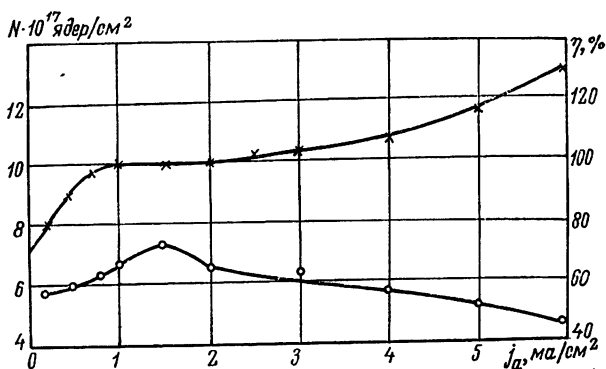


Рис 6. Зависимость выхода по току η (×××) и содержания кислорода в поверхностном слое анодированного ниобия N (○○○) от плотности тока анодирования j_a при $U_{\phi}=60$ в и $\tau''=120$ мин.

4. ВЫВОДЫ

1. Экспериментально исследовано, что напряжение формирования, плотность тока анодирования и время экспозиции в потенциостатическом режиме влияют на толщину, плотность и токи утечки защитной пленки на ниобии.

2. Определены значения параметров процесса анодного оксидирования СПР: плотность тока анодирования $j_a=1,5$ ма/см², время экспозиции в потенциостатическом режиме $\tau=2 \div 2,5$ ч.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Диденко А. Н. Сверхпроводящие волноводы и резонаторы. М., «Советское радио», 1973.
2. Sundelin R., E. von Borstel, Kirchgessner I., Rice D., Tigner. 3GHz superconducting accelerator cavity for use in an electron synchrotron. IEEE Trans., 1973, NS-20, No 3, pp. 98—100.
3. Larry R., Suelzle. Progress on RF electron superconducting accelerators. IEEE Trans., 1973, NS-20, No 3, pp. 44—48.
4. Tarkas D. Z., Hogg H. A., Hoyt E. W., Wilson P. B. Recent measurement at SLAC on superconducting X-band cavities. IEEE Trans., 1973, vol. NS-20, No 3, p. 104.
5. Diepers H., Martens H., Schmidt O., Schnitzke K., Uzel Y. Superconducting niobium cavities prepared by electropolishing and anodizing. IEEE Trans., NS-20, 1973, No 3, pp. 68—70.
6. Tombrello T. A., Leich D. A. RF losses in superconducting lead cavities. IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1971, NS-18, No 3, pp. 164—165.
7. Кузнецов Б. И., Чернов И. П. Тезисы докладов XX Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, ч 2, 1970, стр 162.
8. Cehrkí C. Film-formation oxygen yield in the anodic oxidation of niobium. Electrochim. acta, 1971, vol. 16, No 10, pp. 1727—1737.

Поступила в редакцию 9 октября 1973 г.

ПРОИЗВОДСТВЕННО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ОПЫТ

УДК 621.385.6

Г. П. Щелкунов**РЕЗУЛЬТАТЫ КОНТРОЛЯ ГЕРМЕТИЧНОСТИ ОБОЛОЧКИ
КЛИСТРОНОВ КИУ-12**

Перед началом выпуска импульсных клистронов КИУ-12 не было ясности по следующим вопросам.

1. Какова вероятность выпуска негерметичных приборов? Если она велика, то каким образом и насколько можно ее снизить.

2. Может ли нарушаться герметичность оболочек приборов в процессе хранения и эксплуатации? Если да, то какова их вероятность и причины, каким образом можно снизить эту вероятность.

3. Каковы величины течей забракованных в производстве приборов, каковы причины брака, насколько и какими способами брак может быть снижен?

Ответить на поставленные вопросы стало возможным после исследования герметичности оболочек многих сотен приборов КИУ-12. Результаты этих исследований приведены ниже.

Для приборов КИУ-12 первых лет изготовления (1962—1963 гг.) отказы при хранении вследствие негерметичности оболочки составляли около 17% годового выпуска. Прогнозировать эту цифру было невозможно, так как контроль герметичности оболочек КИУ-12 осу-

ществлялся вначале только до их откачки с помощью течеискателей ПТИ-6 и ПТИ-7, имеющих чувствительность около $10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{тор/сек}$. При таком контроле можно было выявить лишь натекающие приборы, работоспособность которых, согласно методу оценки предельно-допустимой течи [1], сохранялась не более 4 месяцев. Так, клистрон КИУ-12 с объемом 10,5 л может оставаться работоспособным после 10 лет хранения при условии, что интенсивность его натекания не превышает $3 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{тор/сек}$.

Отсутствие чувствительной методики обнаружения течей в отпаянных приборах было причиной появления у потребителя негерметичных приборов.

В настоящей работе применен более чувствительный способ обнаружения натекающих или газящих приборов по наличию броска разрядного тока встроенного электроразрядного насоса прибора. Однако разделить отпаянные приборы на натекающие и газящие только по броску тока было невозможно. Натекания во многих случаях были сомнительными, а поиск места течи не всегда был результативным. При обследо-

нии газящих приборов на теческателье оказалось, что многие из них были вскрыты для обследования напрасно.

Эти затруднения были устранены после разработки и применения метода барокамеры, описанного в работе [2]. Этим методом можно определять натекания приборов с интенсивностью до $3 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \cdot \text{тор/сек.}$ При увеличении давления газа (азота) снаружи прибора до 4 атм интенсивность натекания возрастает на порядок*.

Чувствительность метода при необходимости может быть увеличена также за счет увеличения времени выдержки при натекании. Метод барокамеры позволил снизить вероятность выпуска негерметичных приборов с 0,17 практически до нуля, установить, что отказы приборов при хранении обусловлены дефектами оболочки, появившимися в процессе производства, а не при хранении. Таким образом был обеспечен выпуск только герметичных приборов.

Обследование приборов, отказавших вследствие нарушения герметичности оболочки в процессе эксплуатации, показало, что эти отказы являются результатом прохождения большой высокочастотной мощности через окно вывода энергии (разрушение керамики) и высокого напряжения (пробой стекла высоковольтного изолятора). В коаксиальном устройстве ввода энергии из-за ошибочной подачи при испытаниях и эксплуатации на вход прибора высокой мощности происходили пробои и эрозия внешнего проводника коаксиала вплоть до образования в вакуумной оболочке сквозного кратера от ВЧ пробоев. Когда при-

чина этих пробоев была выяснена, подаваемая на вход мощность ограничивалась.

Значительная доля отказов приборов явилась следствием нарушения вакуумной плотности вывода энергии. При поиске мест нарушения вакуумной плотности методом цветной дефектоскопии на керамических колпаках в строго определенных местах (по границам слияния потоков керамической массы, поступающей при литье из разных литников) были выявлены трещины. Границы слияния потоков на образце определялись при добавлении в керамическую массу шликера другого цвета.

Анализ причин отказов окна вывода энергии показал, что при испытаниях в производстве и в эксплуатации такие отказы наступают при включении прибора в динамический режим, т.е. при установлении режима передачи через окно вывода энергии СВЧ мощности. Повидимому, разрушение непрочных колпаков наступало вследствие резкого нарастания СВЧ мощности до предельного значения.

Таким образом, было установлено, что разрушение керамического колпака обусловлено способом его литья.

Литье колпака производится через четыре литника (рис. 1), сечение которых в последующих образцах было увеличено, поскольку узкие литники у основания колпака снижали скорость поступления керамической массы и способствовали образованию явно выраженных границ слияния потоков, поступающих из разных литников. Однако и слишком широкие литники из-за большой скорости поступления керамической массы

* Некоторые дефекты оболочки — это своего рода «клапаны», открывающиеся при повышенном внешнем давлении

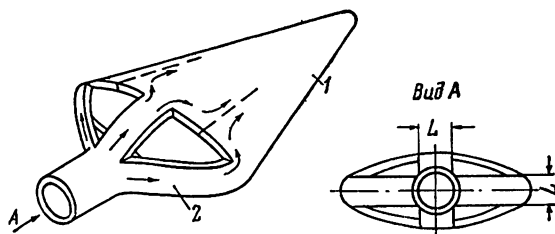


Рис. 1. Схема литья керамического овального пирамидального колпака (1) через литник (2) шириной L . Стрелками показано направление движения керамической массы, пунктиром — границы слияния ее потоков из разных литников

приводят к браку, так как образуется «захлест» у вершины колпака. Поэтому на практике приходится подбирать оптимальное сечение и расположение литников.

Сквозной прокол стекла высоковольтного изолятора обусловлен недостаточно изученным механизмом высоковольтного пробоя. Поскольку нарушение герметичности прибора при этом происходит не в результате каких-либо явно выраженных дефектов оболочки, этот вид отказа не следует относить к числу факторов, определяющих надежность оболочки.

В результате отбраковки натекающих приборов и устранения отказов вывода энергии эксплуатационная надежность оболочки КИУ-12 была повышена с 0,66 до 0,93 (отказы вследствие пробоев изолятора здесь не учтены).

Когда причины отказов приборов при хранении и эксплуатации были выяснены, работа по обнаружению причин натекания приборов сосредоточилась на производстве.

При контроле герметичности оболочек 246 экземпляров КИУ-12 (после откачки) были распределены на три группы: первую группу (60%) составили кондиционные приборы с вакуумной оболочкой и без признаков остаточного газоразделения; вторую (20%) — газя-

щие приборы с вакуумноплотной оболочкой, но характеризующиеся остаточным газоразделением; третью группу (20%) составили приборы с интенсивностью натекания от $3 \cdot 10^{-9}$ $\text{см}^3 \cdot \text{тор}/\text{сек}$ до 10^{-1} $\text{см}^3 \cdot \text{тор}/\text{сек}$ (рис. 2). Большая часть приборов второй группы при докачке встроенным насосом и в результате трени-

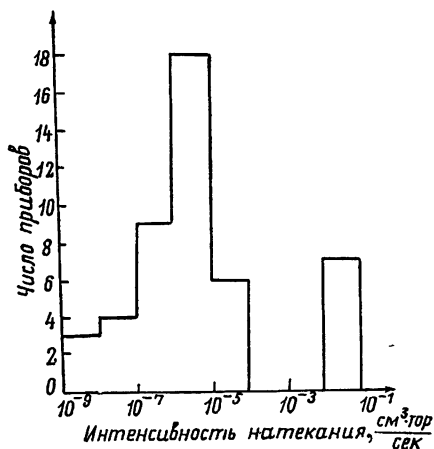


Рис. 2. Гистограмма распределения группы натекающих приборов КИУ-12 по величине течи.

ровки становилась кондиционной. Метод барокамеры позволил избежать необоснованной отбраковки газящих приборов. Примерно у половины натекающих прибо-

ров места течей находились в паяных и в меньшей мере в сварных швах. Натекания вследствие дефектов материала оболочки практически не наблюдались, что согласуется с данными работы [3]. Обнаружены случаи натекания под слоем никелевого покрытия в соединениях сталь 1X18H9T (с покрытием) — медь МВ (припой ПСр72В).

Полный брак приборов (принято в расчет 253 шт. приборов), выявленный на всех операциях, составил около 28%, в том числе по натеканию — около 17%. По операциям брак распределялся следующим образом: до откатки (сборка, пайка, сварка) брак составил 58%, на откатке 10%, при контроле в барокамере, когда место течи было установлено, 17%, когда место течи не было установлено, 15% (всего 100%).

Итак, можно считать, что производственная надежность оболочки КИУ-12 не ниже 0,83.

Совокупность полученных данных позволила подвергнуть критическому анализу конструкцию прибора и элементы его оболочки, обобщить опыт и сформулировать следующие требования к конструкции и технологии приборов:

— стремиться к минимальной протяженности вакуумных швов и к минимальному времени сборки;

— отдавать предпочтение более надежным сварным соединениям перед паяными (поскольку процесс сварки характеризуется большей управляемостью, кратковременностью, возможностью многократных регенераций соединений и, кроме того, при сварке сокращается расход припоев из драгметаллов);

— для паяных соединений следует использовать минимальный набор припоев, предпочитать торцевые и бесканавочные швы.

С учетом изложенных выше требований были сконструированы и изготовлены макеты прибора того же назначения, что и КИУ-12, в которых протяженность вакуумных швов и время сборки были существенно сокращены (см. таблицу).

Таблица

Прибор	Длина вакуумных швов, м			Время сборки (до установки на откатку), дни	Вес, кг
	паяных	сварных	всего		
КИУ-12	7,6	1,6	9,2	5—15	49
Макет	1,2	5,2	6,4	1—3	32

Задача сохранения мощных приборов особенно сложна, поскольку, как видно из таблицы, протяженность вакуумноплотных соединений их оболочек значительна.

С целью сокращения дефектов в паяных соединениях и для пайки ряда узлов конструкции КИУ-12 был разработан регулятор температуры водородных печей.

Таким образом, в процессе производства приборов КИУ-12 (1962—1971 гг.) проведена работа по обеспечению герметичности оболочек мощных приборов, в результате которой:

— снижена вероятность выпуска негерметичных приборов с 0,17 практически до нуля;

— эксплуатационная надежность оболочки в условиях не только хранения, но и эксплуатации в течение 9000 ч повышена с 0,66 до 0,93;

— определена производственная надежность оболочки (0,83) и установлено, что брак из-за негерметичности обусловлен дефектами паяных и сварных швов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Черепнин Н. В. Вакуумные свойства материалов для электронных приборов. М., «Советское радио», 1966.

2. Щелкунов Г. П., Зусмановский С. А., Кармазин В. Г. Способы обнаружения медленных натеканий с применением избыточного давления. «Элек-

тронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып. 3, стр. 157—160.

3. Батуева Л. С., Калябина И. А. Метод контроля надежности оболочек ЭВП. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, вып. 4, стр. 127—133.

Поступила в редакцию 1 февраля 1974 г.

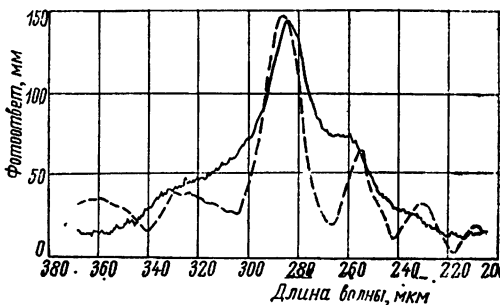
УДК 621.384.326.22

Л. В. Берман, А. Г. Жуков, В. П. Снегирев

УСТРАНЕНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПРИЕМНИКА СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Известно, что для детектирования субмиллиметрового излучения в диапазоне длин волн 0,15—0,35 мм используются приемники, фоточувствительным элементом которых является охлаждаемая до температуры жидкого гелия эпитаксиальная пленка арсенида галлия [1, 2]. Согласно существующей отечественной технологии, эпитаксиальные пленки выращиваются на полуизолирующих подложках толщиной 0,3—1 мм. Поскольку такая подложка прозрачна в дальнем инфракрасном диапазоне, в ней вследствие многократного отражения от передней и задней поверхностей системы пленка — подложка возникает интерференция лучей. Поэтому спектральное распределение чувствительности представляет собой ряд интерференционных пиков (см. на рисунке пунктирную кривую), что фактически делает приемник непригодным для использования.

Известный метод устранения интерференции стачиванием подложки на клин [3] не дает положитель-



Спектральное распределение фототовета детектора на основе арсенида галлия *n*-типа при температуре 4,2° К:

— — — спектр фототовета до обработки поверхности подложки (видны интерференционные осцилляции чувствительности), — спектр фототовета после устранения интерференционных осцилляций путем обработки поверхности подложки вторым способом.

ных результатов, поскольку при существующей толщине подложки угол клина получается незначительным ($\sim 1^\circ$).

Предложенный в настоящей работе метод устранения интерференции заключается в том, что на поверхности подложки, противоположной эпитаксиальной пленке, со-

здаются хаотически распределенные углубления размером порядка длин волн. На хаотически неровной поверхности подложки падающая волна испытывает сильное рассеяние, если глубина и ширина углублений не малы по сравнению с длиной волны в кристалле (при длине волны падающего излучения 330 мкм длина волны в кристалле равна 95 мкм). Разность фаз волны, падающей извне, и волны, которая претерпела рассеяние на задней поверхности подложки и достигла передней поверхности пленки, хаотически меняется от точки к точке поверхности пленки, что и устраняет интерференционные осцилляции интенсивности излучения в пленке.

Хорошие результаты дают следующие способы создания хаотически неровной поверхности.

1. Поверхность подложки процарапывается вручную. Из большого числа опробованных инструментов для процарапывания подложки вручную наиболее подходящим оказалось тонкое сверло диаметром 0,3 мм. Глубина получаемых канавок 50—70 мкм, расстояние между ними изменяется от 100 до 300 мкм.

2. Пластина арсенида галлия закрывается со всех сторон пицеином, в котором со стороны подложки процарапываются по возможности неровные и беспорядочно расположенные полоски шириной 100—300 мкм, обнажающие поверхность подложки. Расстояние между полосками — того же порядка. Затем обнаженные участки подвергаются действию травителя $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}:\text{H}_2\text{O}_2=3:1:1$ при температуре 40—50°С. При этом в течение 60 мин в подложке вытравливаются канавки глубиной 45 мкм.

3. На поверхности создается точный рисунок с требуемым шагом и шириной полос методом фотолитографии. На пластинку со стороны подложки наносится слой

SiO_2 путем разложения тетраэтоксисилана $[\text{Si}(\text{OC}_2\text{H}_5)_4]$ в потоке кислорода при температуре 300—350°С. С помощью обычных методов фотолитографии в окисле вскрываются «окна» по заданному шаблону рисунку. Во вскрытых окнах в щелочном избирательном травителе $\text{NaOH}:\text{H}_2\text{O}=5:1$ вытравливаются канавки глубиной 45—70 мкм.

Для создания рельефной поверхности на пластинках с толщиной подложки более 0,4 мм можно применять все три способа. Более тонкие пластинки (с толщиной подложки 0,3 мм и менее) чаще разрушаются при обработке вручную. Для таких пластинок более технологичны второй и третий способы создания рельефной поверхности.

Все три способа создания хаотически неровной поверхности приводят к полному устранению интерференционных осцилляций чувствительности. Вольтовая чувствительность приемника при этом не ухудшается.

Сплошная кривая на рисунке иллюстрирует спектр чувствительности эпитаксиального арсенида галлия с углублениями в подложке, нанесенными вторым способом.

Таким образом, осуществленные в работе простые способы создания хаотически неровной поверхности подложки арсенида галлия позволяют существенно улучшить спектральную характеристику приемника, не уменьшая величины вольт-ваттной чувствительности.

Авторы благодарят Т. И. Домашеву за помощь в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Stillman G. E., Wolf C. M., Dimmock I. O. Detection and generation of far infrared radiation in high purity epitaxial GaAs. Symposium on submillimeter waves, N. Y. (march—april), 1970.

2. Афиногенов В. М., Айтхожин С. А., Страхов В. А., Телегин А. А., Трифонов В. И. Высокочувствительный приемник субмиллиметрового излучения на основе p -GaAs. «Известия вузов», серия «Радиофизика», 1972, т. 15, стр. 1572.

3. Kaplan R. Magnetic field effects on hydrogenic donor states in GaAs. Solid State Communications, 1969, vol. 7, p. 883.

Поступила в редакцию 1 февраля 1974 г.

НОВЫЕ КНИГИ

Температурная микроскопия металлов и сплавов. Сб. статей. «Наука», М., 1974, 143 стр., илл., библи.

В сборнике освещены вопросы совершенствования методов и аппаратуры для микроструктурного исследования процессов деформации и разрушения металлических материалов. Приведены результаты изучения корреляционных зависимостей между структурным состоянием и механическим поведением промышленных сталей и сплавов некоторых тугоплавких материалов.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 621.378.323

В. Л. Братман

ПОПЕРЕЧНО-МАГНИТНЫЕ МОДЫ В МЦР-МОНОТРОНЕ

В мазерах на циклотронном резонансе [1] до настоящего времени используется взаимодействие слабoreлятивистского электронного потока лишь с полями поперечно-электрического типа, так как для возбуждения колебаний поперечно-магнитного типа требуются очень большие электронные токи [2—4]. Однако в ряде случаев (особенно типичных для экспериментальных гиротронов диапазона сантиметровых волн) [5] электронно-оптическая система МЦР позволяет формировать столь мощные потоки, что при работе на ТЕ-модах во избежание перегруппировки электронов в чрезмерно интенсивном поле резонатора приходится прибегать к специальным способам снижения импеданса связи: применению низкодобротных резонаторов, укорочению длины рабочего пространства, неоптимальному вступу пучка. Наряду с перечисленными способами для достижения более высоких уровней мощности может оказаться целесообразным использование в качестве рабочих низших мод ТМ-типа.

С целью оценки эффективности такого способа повышения мощности ниже приводятся укороченные уравнения самосогласованной теории МЦР-монотрона на модах ТМ-типа с высокодобротным открытым резонатором, образованным отрезком цилиндрического волновода. При написании этих уравнений мы следуем работам В. К. Юлпатова, в которых изложена нелинейная теория МЦР-монотрона с поперечно-электрическими модами, и также используем предположения, позволяющие пренебречь взаимодействием электронного потока с нерезонансными модами, влиянием поля пространственного заряда и разбросом электронов по энергиям в пространстве взаимодействия.

В слабoreлятивистских МЦР оптимальная длина резонатора значительно

превышает длину волны в свободном пространстве, поэтому с точностью до членов порядка λ/L электромагнитное поле в резонаторе МЦР-монотрона можно представить в виде:

$$\begin{aligned}\vec{E} &= A\vec{E}_s e^{i\omega t} + \text{к. с.}, \\ \vec{H} &= A\vec{M}_s e^{i\omega t} \text{ к. с.},\end{aligned}\quad (1)$$

где поле собственного колебания

$$\begin{aligned}\vec{E}_s &= i \left(\kappa_s^{-2} \nabla \Psi_s f'_s + \Psi_s f_s \vec{z}_0 \right), \\ \vec{H}_s &= \omega \kappa_s^{-2} c^{-1} \left[\vec{z}_0, \nabla \Psi_s \right] f_s\end{aligned}\quad (2)$$

выражается через мембранную функцию $\Psi_s(x, y)$ и функцию $f_s(z)$, описывающую продольную структуру высокочастотного поля (ω_s, κ_s — собственная частота и поперечное волновое число рассматриваемого невырожденного типа колебаний, c — скорость света, $\vec{z}_0$ — единичный вектор в направлении оси симметрии, x, y — поперечные декартовы координаты).

В цилиндрической системе координат r, θ, z , ось которой совпадает с центром невозмущенного ларморовского кружка, z — компонента n -й резонансной гармоники ($|\omega - n\omega_H| \ll \omega_H$) высокочастотной силы, действующей на электрон,

$$\begin{aligned}F_{nz} &= -ie \left(1 - \frac{n\omega_H \omega_s}{\kappa_s^2 c^2} \right) \times \\ &\times A \left(\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Psi_s e^{in\theta} d\theta \right) f_s e^{i\omega t} + \text{к. с.}\end{aligned}\quad (3)$$

пренебрежимо мала, так как собственная частота открытого резонатора близка к

критической частоте волновода. Поэтому продольная компонента импульса электрона является приближенным интегралом укороченных уравнений движения. Вследствие этого уравнения для МЦР-монофона с рабочей модой поперечно-магнитного и поперечно-электрического типов мало отличаются друг от друга.

Для МЦР-монофона с резонатором, образованным отрезком круглого волновода и односкоростным потоком электронов, равномерно распределенных на входе в рабочее пространство по начальным фазам вращения и по азимутальному углу ψ , с центрами вращения, равноотстоящими от оси симметрии системы, самосогласованная система укороченных уравнений имеет вид:

$$2Q_s \frac{\omega - \omega_s}{\omega_s} - i = I_0 \mu^{n-3} i |F|^{-2} \frac{1}{\pi} \times \\ \times \int_0^{2\pi} d\theta_0 \int_0^{\mu} \frac{\partial}{\partial \theta} (|a| g_s^* F^* e^{i\theta}) d\zeta, \quad (4)$$

$$\frac{da}{d\zeta} + i(\Delta + |a|^{2/n} - 1)a = -in|a|^{(2-2/n)} g_s F,$$

$$a(0) = e^{i\theta_0} \quad (0 < \theta_0 < 2\pi). \quad (5)$$

Здесь Q_s — добротность резонатора,

$$I_0 = \left(\frac{8e}{m_0 c^3} \right) (IQ_s) \left(\frac{\lambda^3}{4\pi^2 V} \right) \left(\pi g \frac{L}{\lambda} \right)^{2(3-n)} \times \\ \times \left[\frac{n^n}{2^n n!} \left(\frac{c}{\omega_s} \right)^n \left| \frac{\partial}{\partial x_0} + i \frac{\partial}{\partial y_0} \right|^n \Psi_s(x_0, y_0) \right]^2,$$

(— e), m_0 — заряд и масса покоя электрона,

I — электронный ток в амперах,

V — объем резонатора,

$g = \frac{v_{\perp 0}}{v_{z0}}$ — отношение поперечной и продольной скоростей электрона на входе в рабочее пространство,

$$\zeta = \pi g \left(\frac{v_{\perp 0}}{c} \right) \left(\frac{z}{\lambda} \right), \quad \mu = \zeta (z = L),$$

$$F = iA \left(\frac{v_{\perp 0}}{c} \right)^{n-4} \left(\frac{n^{n-1}}{2^{n-2} n!} \right) \left(\frac{c}{\omega_s} \right)^n \times \\ \times \left(\frac{\partial}{\partial x_0} + i \frac{\partial}{\partial y_0} \right)^n \Psi_s(x_0, y_0),$$

$$\vartheta = n\theta - \omega t, \quad \vartheta_0 = \vartheta(0), \quad a = \left(\frac{v_{\perp}}{v_{\perp 0}} \right)^n e^{i\vartheta},$$

$$\Delta = \left(\frac{2c^2}{v_{\perp 0}^2} \right) \left\{ 1 - \left(\frac{n\omega_{H0}}{\omega} \right) \times \right. \\ \left. \times \left[1 - \left(\frac{v_{\perp 0}^2}{2c^2} \right) - \left(\frac{v_{z0}^2}{2c^2} \right) \right] \right\}.$$

В отличие от случая TE -мод продольная структура высокочастотной силы, действующей на электрон, $g_s(\zeta) = -\left(\frac{v_{z0}}{c} \right) \left(i f_s + \frac{1}{2} g^2 \frac{d f_s}{d \zeta} \right)$ не совпадает в общем случае с $f_s(\zeta)$.

Структуру поля основного колебания резонатора в ряде случаев с достаточной точностью можно аппроксимировать функцией $f_s(\zeta) = \sin \left(\frac{\pi \zeta}{\mu} \right)$. Тогда при $g = \left(\frac{2\mu}{\pi} \right)^{1/2}$ функция $g_s(\zeta)$ принимает особенно простой вид:

$$g_s(\zeta) = - \left(\frac{v_{z0}}{c} \right) \exp i \left(\frac{\pi \zeta}{\mu} \right)$$

и после замены

$$\bar{\vartheta} = \vartheta + \pi - \frac{\pi \zeta}{\mu}, \quad \bar{F} = \left(\frac{v_{z0}}{c} \right) F, \quad \bar{I}_0 = \left(\frac{v_{z0}}{c} \right)^2 I_0,$$

$$\Delta = \bar{\Delta} + \left(\frac{\pi}{\mu} \right)$$

уравнения (4), (5) сводятся к системе уравнений (4.9) работы [1]. Согласно [1], при работе на основном циклотронном резонансе ($n=1$) максимальное значение поперечного коэффициента полезного действия $\eta_{\perp \text{ макс}} = 0,42 \left(\eta_{\perp} = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |a(\zeta = \mu)|^{2/n} d\theta_0 \right)$ достигается при $\mu_{\text{опт}} = 7,5$, $\bar{I}_{0 \text{ опт}} = 1,45 \cdot 10^2$, $\bar{\Delta}_{\text{опт}} = 0,6$. Соответствующее отношение поперечной и продольной скоростей электронов на входе в рабочее пространство $g = \left(\frac{2\mu_{\text{опт}}}{\pi} \right)^{1/2} = 2,2$ оказывается близким к обычно принимаемому при расчетах значению $g=2$, а полный к. п. д. $\eta_{\text{ макс}} = \left[\frac{g^2}{(1+g^2)} \right] \eta_{\perp \text{ макс}} = 0,34$.

В качестве примера сравним между собой оптимальные значения токов для основных мод поперечно-магнитного и поперечно-электрического типов в высоко-

добротных резонаторах (с одинаковой добротностью), считая, что продольные распределения полей этих мод близки к $f_s(z) = \sin\left(\frac{\pi z}{\mu_{\text{опт}}}\right)$ и что место встречи электронного пучка в обоих случаях является оптимальным [4]. Тогда при напряжении $U \approx 50$ кВ оптимальное значение тока моды TM_{011} более чем в 10 раз превосходит соответствующее значение для TE_{011} . Ближайшие к TM_{011} моды отстоят по частоте на расстояние, значительно превышающее ширину полосы циклотронного резонанса, и поэтому устойчивая одночастотная работа на этой моде при высоких уровнях выходной мощности представляется вполне возможной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

† 1. Гапонов А. В., Петелин М. И., Юлпатов В. К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике. Изв. вузов,

«Радиофизика», 1967, т. 10, вып. 9—10, стр. 1414—1453.

† 2. Гапонов А. В. Взаимодействие непрямолинейных электронных потоков с электромагнитными волнами в линиях передачи. Изв. вузов, «Радиофизика», 1959, т. 2, вып. 3, стр. 450—462.

† 3. Гапонов А. В., Юлпатов В. К. Некоторые особенности взаимодействия винтовых электронных пучков с электромагнитным полем волноводов. «Радиотехника и электроника», 1967, т. 12, вып. 4, стр. 627—632.

† 4. Петелин М. И., Юлпатов В. К. Линейная теория МЦР-монотрона. Ч. I, Изв. вузов, «Радиофизика» (в печати).

† 5. Братман В. Л., Моисеев М. А., Петелин М. И., Эрм Р. Э. К теории гиротронов с нефиксированной структурой высокочастотного поля. Изв. вузов, «Радиофизика», 1973, т. 16, вып. 4, стр. 622—630.

Поступило в редакцию 22 августа 1973 г., после переработки — 22 января 1974 г.

УДК 621.317.757.39

Е. С. Зазнобин

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ФЛИККЕР-ШУМА ФИЛЬТРАМИ С РАЗЛИЧНОЙ ЭФФЕКТИВНОЙ ПОЛОСОЙ

Характерной особенностью распределения спектральной плотности фликкер-шума [1—3] является ее обратно пропорциональная зависимость от частоты, выражаемая аналитически так [4]:

$$G_f = \frac{G_0 f_0^\alpha}{f^\alpha}, \quad (1)$$

где G_0 — значение спектральной плотности на частоте f_0 ,
 f — текущая частота спектра,
 α — показатель степени.

На рис. 1 приведено распределение спектральной плотности G_f .

Неравномерный закон изменения фликкер-шума при спектральном анализе приводит к дополнительной ошибке измерения. В результате такой зависимости

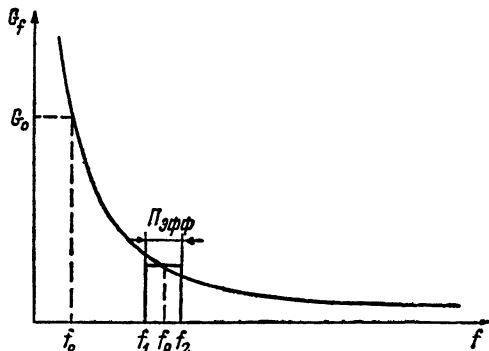


Рис. 1. Распределение спектральной плотности фликкер-шума.

полученное экспериментально распределение спектральной плотности отличается от реального, особенно на самых низких частотах диапазона анализа, которые, как правило, отстоят от нулевой частоты на одну-две полосы пропускания прибора [4].

В данной работе определена зависимость между эффективной полосой фильтра $\Pi_{эфф}$ законом изменения фликкер-шума α и нижней частотой анализа f_n с целью оценки погрешности измерений.

Согласно обозначениям рис. 1, для произвольного положения фильтра с полосой $\Pi_{эфф}$ на шкале частот спектральная плотность в общем виде запишется так:

$$G(f) = \frac{1}{\Pi_{эфф}} \int_{f_1}^{f_2} \frac{G_0 f_0^\alpha}{f^\alpha} df. \quad (2)$$

Для показателей степени $\alpha = 1$ и $\alpha \neq 1$ из выражения (2) соответственно получаем:

$$G(f)_{\alpha=1} = \frac{G_0 f_0}{f_p} \left(\frac{f_p}{\Pi_{эфф}} \ln \frac{2f_p + \Pi_{эфф}}{2f_p - \Pi_{эфф}} \right), \quad (3)$$

$$G(f)_{\alpha \neq 1} = \frac{G_0 f_0^\alpha}{f_p^\alpha} \times \left\{ \frac{f_p^\alpha \left[\left(f_p + \frac{\Pi_{эфф}}{2} \right)^{1-\alpha} - \left(f_p - \frac{\Pi_{эфф}}{2} \right)^{1-\alpha} \right]}{(1-\alpha) \Pi_{эфф}} \right\}. \quad (4)$$

Первый множитель выражений (3) или (4) является реальным спектральным распределением фликкер-шума при $\alpha = 1$ и $\alpha \neq 1$. Второй [обозначим его как $N(f)$], являясь функцией частоты, отражает возрастание спектральной плотности, полученной в результате спектрального анализа, относительно реальной. Максимальное значение второго множителя в (3) и (4) определяется условием $f_p = f_n = \Pi_{эфф}$, что соответствует реальным значениям нижней частоты анализа большинства используемых анализаторов спектра. Ввиду того, что с увеличением частоты анализа величина $N(f)$ стремится к единице, она может быть представлена в виде суммы:

$$N(f) = 1 + \Delta N(f).$$

Величина $\Delta N(f)$, определяющая погрешность измерения, записывается в виде:

$$\Delta N(f)_1 = \frac{f_p}{\Pi_{эфф}} \ln \frac{2f_p + \Pi_{эфф}}{2f_p - \Pi_{эфф}} - 1 \quad \text{при } \alpha = 1, \quad (5)$$

$$\Delta N(f)_2 = \frac{4f_p^2}{4f_p^2 - \Pi_{эфф}^2} - 1 \quad \text{при } \alpha = 2, \quad (6)$$

$$\Delta N(f)_3 = \frac{16f_p^4}{(4f_p^2 - \Pi_{эфф}^2)^2} - 1 \quad \text{при } \alpha = 3. \quad (7)$$

На рис. 2 приведены значения функций $\Delta N(f)$ в процентах для различных α при $\Pi_{эфф} = 10$ гц в зависимости от соотношения между частотой анализа и эффективной полосой фильтра $n = \frac{f_p}{\Pi_{эфф}}$.

Для примера на рис. 2 проведена прямая постоянного значения функции $\Delta N(f) = 5\%$, которая пересекает кривые $\Delta N(f)$

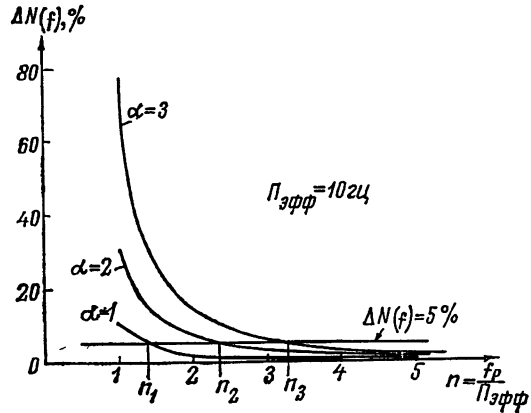


Рис. 2. Изменение функции $\Delta N(f)$ в зависимости от $n = \frac{f_p}{\Pi_{эфф}}$.

при трех значениях: n_1, n_2, n_3 . Полученные значения n_1, n_2, n_3 определяют то минимально допустимое соотношение между частотой анализа и эффективной полосой фильтра, при котором абсолютная погрешность измерения спектральной плотности

фликкер-шума не превышает 5%. В частности, для фильтра с $P_{эфф} = 10$ гц ошибка не будет превышать 5%, если нижние частоты анализа при $\alpha = 1$, $\alpha = 2$ и $\alpha = 3$ не меньше 15, 25 и 35 гц соответственно.

С помощью выражений (5), (6), (7) и кривых на рис. 2 может быть определена нижняя частота диапазона анализа для любого имеющегося в наличии фильтра или выбрана полоса фильтра при известной нижней частоте анализа и ожидаемом законе изменения спектральной плотности. Например, при ошибке 5% и $\alpha = 3$ для измерения фликкер-шума на нижней частоте 1 гц требуется полоса фильтра $P_{эфф} \leq 0,28$ гц.

Полученные результаты практически могут использоваться при работе с анализаторами спектра, у которых в качестве селективного элемента применяется кварцевый фильтр с большим коэффициентом прямоугольности. У такого фильтра эффективная полоса практически совпадает с полосой пропускания, определенной по уровню -3 дБ подобно многоконтурной системе с малой связью [5]. При этом в спектре фликкер-шума не должно быть больших монохроматических спектральных

составляющих. Для фильтров с меньшей избирательностью при оценке погрешности требуется учет реальной кривой избирательности фильтра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schottky W. Small-shot effect and flicker effect. Phys. Rev., 1926, vol. 28, p. 74.
2. Малахов А. Н. К вопросу о спектре фликкер-шума. «Радиотехника и электроника», 1959, № 1.
3. Разина Т. Д. Фликкер-шум не-проводочных сопротивлений в диапазоне частот 1—300 гц. Известия вузов, «Радиофизика», 1960, вып. 3, стр. 254.
4. Малахов А. Н. Высокочувствительный спектральный анализатор низкочастотных электрических шумов. «Приборы и техника эксперимента», 1958, № 1, стр. 79—82.
5. Гуткин Л. С. и др. Радиоприемные устройства, Ч. I, «Советское радио», 1961.

Поступило в редакцию 13 июля 1973 г.,
после переработки — 27 февраля 1974 г.

УДК 536.24 : 621.385.6

П. С. Самойленко

ТЕПЛОПЕРЕДАЧА В МНОГОСЛОЙНЫХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ КОНСТРУКЦИЯХ ЭВП СВЧ С ЗАДАНЫМИ ТЕРМИЧЕСКИМИ СОПРОТИВЛЕНИЯМИ ТЕПЛОВЫХ КОНТАКТОВ МЕЖДУ СЛОЯМИ

При создании многослойных цилиндрических конструкций электронных приборов (многослойных коллекторов ЛБВ, замедляющих систем с магнитной фокусирующей системой и др.) возникает проблема теплопередачи в них. Решение этой проблемы необходимо для выбора температурного режима прибора, обеспечивающего его надежную работу. Сложность проблемы связана с несовершенством теплового контакта между слоями и неравномерным распределением теплового потока, падающего на внутреннюю поверхность цилиндра.

Ниже приведен метод решения задачи теплопроводности в многослойном ци-

линдре с заданными удельными термическими сопротивлениями между поверхностями слоев.

На рис. 1 схематически представлено сечение многослойного цилиндра, поверхности которого при $r = a_i$ находятся в тепловом контакте с известным удельным термическим сопротивлением R_i . На внутреннюю поверхность первого цилиндра (см. рис. 1) падает поток тепла интенсивностью $Q(z)$. Отвод тепла осуществляется с поверхности $r = a_N$ в среду с температурой $T_{ср}$.

Предположим, что теплофизические параметры не зависят от температуры, торцевые поверхности при $z = 0, l$ тепло-

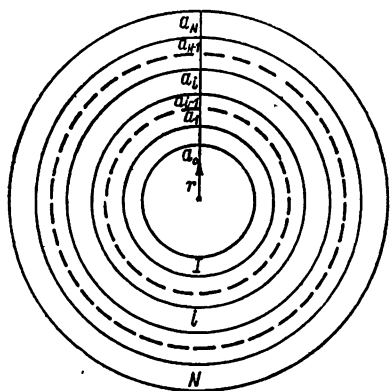


Рис. 1. Сечение многослойного цилиндра.

изолированы и внутренние источники тепла отсутствуют.

В этом случае температурное поле многослойного цилиндра описывается системой дифференциальных уравнений:

$$\frac{\partial^2 \theta_i}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta_i}{\partial r} + \frac{\partial^2 \theta_i}{\partial z^2} = 0 \quad (i = 1, 2, \dots, N),$$

$$0 \leq z \leq l, \quad a_{i-1} \leq r \leq a_i \quad (1)$$

с граничными условиями

$$x_1 \frac{\partial \theta_1}{\partial r} \Big|_{r=a_0} = -Q(z), \quad \frac{\partial \theta_l}{\partial z} \Big|_{z=0, l} = 0, \quad (2)$$

$$\left[x_N \frac{\partial \theta_N}{\partial r} + \alpha \theta_N \right]_{r=a_N} = 0$$

и условиями сопряжения между слоями при $r=a_i$:

$$x_i \frac{\partial \theta_i}{\partial r} = x_{i+1} \frac{\partial \theta_{i+1}}{\partial r}, \quad (3)$$

$$-x_i \frac{\partial \theta_i}{\partial r} = \frac{1}{R_i} [\theta_i(a_i, z) - \theta_{i+1}(a_i, z)], \quad (4)$$

где $\theta_i = T_i - T_{cp}$ ($i = 1, 2, \dots, N-1$),

x_i, α — коэффициенты теплопроводности теплоотдачи соответственно.

Для решения краевой задачи (1)–(4) воспользуемся методом частных обла-

стей [1]. Предположим, что температура на поверхности соприкосновения слоев $r=a_i$ принимает следующие значения:

$$\theta_i(a_i, z) = \Psi_{i1}(z), \quad (5)$$

$$\theta_{i+1}(a_i, z) = \Psi_{i2}(z), \quad (6)$$

где $\Psi_{i1}(z), \Psi_{i2}(z)$ — неизвестные функции распределения температуры при $r=a_i$.

Следуя методу частных областей и используя, например, метод разделения переменных, запишем решение системы дифференциальных уравнений (1) с граничными условиями (2) в виде:

в первом цилиндре ($0 \leq z \leq l, a_0 \leq r \leq a_1$):

$$\theta_1(r, z) = \frac{a_0 \ln \frac{a_1}{r}}{lx_1} \int_0^l Q(z) dz +$$

$$+ \frac{2}{l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{G_{00}(a_1, r) \cos \lambda_n z}{x_1 \lambda_n G_{00}(a_0, a_1)} \int_0^l Q(z) \cos \lambda_n z dz +$$

$$+ \frac{1}{l} \int_0^l \Psi_{11}(z) dz + \frac{2}{l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{G_{10}(a_0, r)}{G_{10}(a_0, a_1)} \cos \lambda_n z \times$$

$$\times \int_0^l \Psi_{11}(z) \cos \lambda_n z dz, \quad (7)$$

в i -м цилиндре ($0 \leq z \leq l, a_{i-1} \leq r \leq a_i$):

$$\theta_i(r, z) = \frac{1}{l} \frac{\ln \frac{a_i}{r}}{\ln \frac{a_i}{a_{i-1}}} \int_0^l \Psi_{i-1,2}(z) dz +$$

$$+ \frac{2}{l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{G_{00}(a_i, r) \cos \lambda_n z}{G_{00}(a_i, a_{i-1})} \int_0^l \Psi_{i-1,2}(z) \times$$

$$\times \cos \lambda_n z dz + \frac{1}{l} \frac{\ln \frac{r}{a_{i-1}}}{\ln \frac{a_i}{a_{i-1}}} \int_0^l \Psi_{i1}(z) dz +$$

$$+ \frac{2}{l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{G_{00}(a_{i-1}, r)}{G_{00}(a_{i-1}, a_i)} \cos \lambda_n z \int_0^l \Psi_{i,1}(z) \times$$

$$\times \cos \lambda_n z dz, \quad (8)$$

в N -м цилиндре ($0 \leq z \leq l$, $a_{N-1} \leq r \leq a_N$):

$$\theta_N(r, z) = \frac{1}{l} \frac{\ln \frac{a_N}{r} + \frac{x_N}{a_N}}{\ln \frac{a_N}{a_{N-1}} + \frac{x_N}{a_N}} \times \\ \times \int_0^l \Psi_{N-1,2}(z) dz + \\ + \frac{2}{l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{x_N \lambda_n G_{10}(a_N, r) + \alpha G_{10}(a_N, r)}{x_N \lambda_n G_{10}(a_N, a_{N-1}) + \alpha G_{10}(a_N, a_{N-1})} \times \\ \times \cos \lambda_n z \int_0^l \Psi_{N-1,2}(z) \cos \lambda_n z dz, \quad (9)$$

где

$$\lambda_n = \frac{n\pi}{l}, \quad G_{00}(\eta_1, \eta_2) = I_0(\lambda_n \eta_1) K_0(\lambda_n \eta_2) - \\ - I_0(\lambda_n \eta_2) K_0(\lambda_n \eta_1); \quad G_{10}(\eta_1, \eta_2) = \\ = I_1(\lambda_n \eta_2) K_0(\lambda_n \eta_1) + I_0(\lambda_n \eta_2) K_1(\lambda_n \eta_1),$$

$I_0(\beta)$, $I_1(\beta)$, $K_0(\beta)$, $K_1(\beta)$ — модифицированные функции Бесселя.

Для решения системы уравнений использовался метод Бубнова—Галеркина [2].

Выведенные выше формулы использованы для расчета перепада температуры между внутренней ($r=a_0$) и наружной ($r=a_2$) поверхностями в двухслойном цилиндрическом коллекторе при следую-

щих условиях: $a_0=0,03$ м, $a_1=0,031$ м, $a_2=0,036$ м, $l=0,05$ м, $\alpha=100$ Вт/м²·град, $x_1=360$ Вт/м·град.

Результаты расчета представлены на рис. 2, 3.

Предполагалось, что падающий поток тепла распределен равномерно на поверхности $r=a_0$, $0 \leq z \leq l_1$ с интенсивностью

$$\frac{1}{l} \int_0^{l_1} Q(z) dz = 10^4 \text{ Вт/м}^2. \quad \text{На рис. 2}$$

l_1 выбрано равным $\frac{l}{2}$. Из рис. 2 следует,

что с увеличением удельного термического сопротивления между поверхностями соприкосновения и сосредоточением потока тепла на меньшей части поверхности нагрева приводит к существенному увеличению температуры и его градиента. Например, при $x_2=8,4$ Вт/м·град (рис. 2, а) перепад температуры между охлаждаемой и нагреваемой поверхностями при $z=0$ составляет 8,2°С для $R=0$ и 14,5°С для $R=5 \cdot 10^{-4}$ м²·град/Вт. Перепад температуры по длине коллектора при $r=a_0$ и $R=0$ составляет 4,7°С, а при $R=5 \cdot 10^{-4}$ м²·град/Вт перепад составляет 7,1°С. При уменьшении поверхности нагрева (рис. 3, а, б) с увеличением удельного термического сопротивления температура поверхности нагрева, перепад температуры между нагреваемой и охлаждаемой поверхностями и перепад температуры по длине коллектора увеличиваются. Например, при $l_1=l$, $x_2=8,4$ Вт/м·град (рис. 3) перепад температуры между нагреваемой и охлаждаемой поверхностями для $R=0$ составляет 5,7°С, а для $R=5 \cdot 10^{-4}$ м²·град/Вт перепад составляет 10,8°С. При $l_1=0,25l$, $z=0$, $R=0$ перепад температуры между нагреваемой и ох-

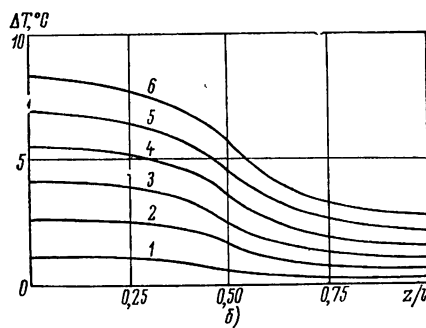
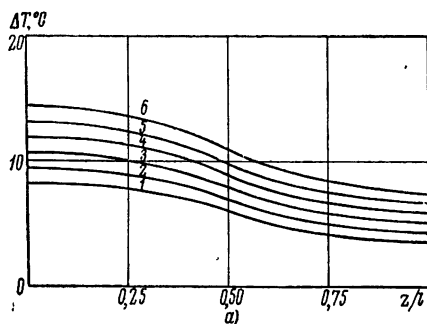


Рис. 2. Зависимость перепада температуры ΔT между поверхностями $r=a_0$, $r=a_2$ (рис. 1) от отношения координаты z к длине цилиндра l при $r=a_1$:

α — коэффициент теплопроводности равен 8,4 Вт/м·град, б — 84 Вт/м·град, термическое сопротивление теплового контакта (R) между поверхностями равно: 0 (1); 10^{-4} м²·град/Вт (2); $2 \cdot 10^{-4}$ м²·град/Вт (3); $3 \cdot 10^{-4}$ м²·град/Вт (4); $4 \cdot 10^{-4}$ м²·град/Вт (5); $5 \cdot 10^{-4}$ м²·град/Вт (6).

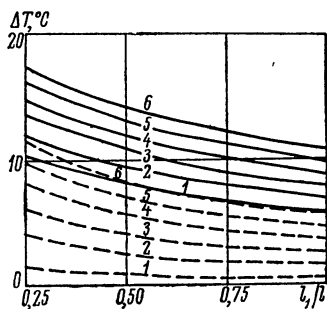


Рис 3 Зависимость перепада температуры между поверхностями $r=a_0$, $r=a_2$ в сечении $z=0$ в зависимости от отношения нагретой части цилиндра l_1 к его длине l при $r=a_1$:

сплошные кривые сняты при коэффициенте теплопроводности, равном $8,4 \text{ Вт/м} \cdot \text{град}$, пунктирные — при $84 \text{ Вт/м} \cdot \text{град}$; термическое сопротивление теплового контакта (R) между поверхностями равно: 0 (1), $10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{град/Вт}$ (2), $2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{град/Вт}$ (3), $3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{град/Вт}$ (4), $4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{град/Вт}$ (5), $5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{град/Вт}$ (6).

охлаждаемой поверхностями составляет $10,3^\circ \text{C}$, а при $R=5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{град/Вт}$ он составляет $17,3^\circ \text{C}$.

Применение материалов второго цилиндра с большим значением коэффициента теплопроводности приводит к существенному снижению температуры и ее градиента на поверхности нагрева. Например, при $\kappa_2=84 \text{ Вт/м} \cdot \text{град}$ (рис 2) перепад температуры между нагреваемой и охлаждаемой поверхностями при $z=0$ и $R=0$ составляет $1,1^\circ \text{C}$, а при $R=10^{-4} \text{ м}^2 \cdot \text{град/Вт}$ перепад составляет $8,3^\circ \text{C}$.

ВЫВОДЫ

Предложен метод расчета теплового режима многослойного цилиндра с заданными термическими сопротивлениями тепловых контактов между слоями.

Расчет теплового режима в двухслойном цилиндрическом коллекторе показал, что:

— сосредоточение подводимого потока тепла на меньшей части поверхности нагрева приводит к существенному увеличению температуры на поверхности нагрева и увеличению перепада температуры между нагреваемой и охлаждаемой поверхностями;

— с увеличением термического сопротивления температура и ее градиент на поверхности нагрева существенно увеличиваются;

— применение материалов с большим значением коэффициента теплопроводности существенно снижает температуру поверхности нагрева, перепад температуры по длине коллектора и между нагреваемой и охлаждаемой поверхностями.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1 Рыженко Б. Ф., Самойленко П. С. Стационарная теплопроводность контактирующих тел сложной конфигурации, АУЛ по ЭТ, вып. 19 (80), аннотация № 5076, 1969.

2 Михлин С. Г. Вариационные методы в математической физике. М., Гостехиздат, 1957.

Поступило в редакцию 12 февраля 1973 г., после переработки — 25 января 1974 г.

УДК 621.372.825.4

С. Е. Марков, Т. В. Сошникова

ИССЛЕДОВАНИЕ ШТЫРЕВОЙ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ ТИПА «ГРЕБЕНКА С ПЕРЕМЕННЫМ ПОПЕРЕЧНЫМ СЕЧЕНИЕМ ШТЫРЕЙ»

Замедляющая система типа штыревой гребенки в волноводе состоит из помещенного в волновод отрезка многопроводной линии, нагруженного с одной стороны на емкость между концом штыря и экраном (верхней стенкой волновода),

а с другой — соединенного со стенкой накоротко.

При конструировании замедляющих систем приходится решать задачу создания структуры, обладающей широкой полосой пропускания и высоким зна-

чением сопротивления связи в полосе пропускания. В настоящей работе для решения этой задачи предлагается использовать в штыревой заземляющей системе многопроводную линию с волновым сопротивлением, изменяющимся вдоль длины линии по гиперболическому закону. Изменение волнового сопротивления производится путем изменения поперечного сечения (ширины) штырей. Исследуются дисперсия и сопротивление связи электронного потока с полем волны, распространяющейся в системе.

Исследуемая заземляющая система изображена на рис. 1. Волновое сопро-

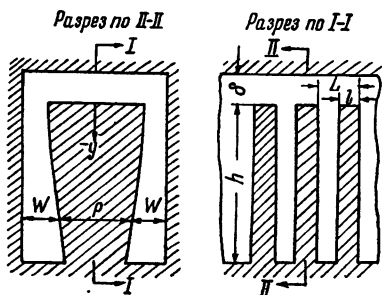


Рис. 1. Исследуемая штыревая заземляющая система.

тивление многопроводной линии зависит от сдвига фаз φ на периоде L системы и изменяется вдоль координаты y следующим образом:

$$\rho(y, \varphi) = \rho(0, \varphi) \left(1 + s \frac{y}{h}\right)^{-2}, \quad (1)$$

где $\rho(0, \varphi)$ — волновое сопротивление в точке $y=0$,
 S — параметр,
 h — высота штыря.

Распределение напряжения вдоль линии с изменяющимся по гиперболическому закону волновым сопротивлением описывается решением дифференциального уравнения [1]:

$$U''(y) + k^2 U(y) = 0, \quad (2)$$

где $U(y) = \frac{u(y)}{T(y)}$ — нормированное напряжение,

$T(y) = \left[\frac{\rho(y, \varphi)}{\rho(0, \varphi)}\right]^{1/2}$ — коэффициент трансформации фронта волны,

$u(y)$ — напряжение в линии,

$k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число,

λ — длина волны в свободном пространстве.

Решая уравнение (2) с использованием граничного условия (условия короткого замыкания в конце линии $u(-h)=0$), получим следующее выражение для напряжения в линии:

$$u(y) = 2jC e^{jkh} \left(1 + s \frac{y}{h}\right)^{-1} \sin kh \left(1 + \frac{y}{h}\right),$$

где C — постоянная,
 j — мнимая единица.

Распределение тока $i(y)$ вдоль линии находим из телеграфного уравнения:

$$-u'(y) = jk\rho(y, \varphi) i(y).$$

Для рассматриваемого случая:

$$i(y) = \frac{2C}{\rho(0, \varphi)} e^{jkh} \left(1 + s \frac{y}{h}\right)^{-2} \times \\ \times \left[\left(1 + s \frac{y}{h}\right) \cos kh \left(1 + \frac{y}{h}\right) - \frac{s}{kh} \times \right. \\ \left. \times \sin kh \left(1 + \frac{y}{h}\right) \right].$$

Входная проводимость короткозамкнутого отрезка неоднородной линии с волновым сопротивлением, изменяющимся по закону (1), определяется следующим образом:

$$G_{\text{вх}}(y) = \frac{i(y)}{u(y)} = j \frac{1 + s \frac{y}{h}}{\rho(0, \varphi)} \left[\left(1 + s \frac{y}{h}\right) \times \right. \\ \left. \times \operatorname{ctg} kh \left(1 + \frac{y}{h}\right) - \frac{s}{kh} \right].$$

Дисперсионное уравнение исследуемой заземляющей системы получим, приравняв входную проводимость короткозамкнутого отрезка многопроводной линии в точке $y=0$ емкостной проводимости промежутка между концом штыря и верхней стенкой волновода. В этой предпосылке дисперсионное уравнение приобретает вид:

$$\frac{1}{kh \operatorname{tg} kh} - \frac{s}{(kh)^2} = \frac{C_h(\varphi)}{M_h(0, \varphi)}, \quad (3)$$

где $C_h(\varphi) = \frac{C(\varphi)}{\epsilon h}$ — безразмерная емкость,

$C(\varphi)$ — емкость между концом штыря и верхней стенкой волновода,

$M_n(0, \varphi) = [\rho(0, \varphi)]^{-1} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$ — безразмерная волновая проводимость многопроводной линии при $y=0$.

ϵ, μ — электрическая и магнитная проницаемости среды, заполняющей замедляющую систему.

Величины $C_n(\varphi), M_n(0, \varphi)$, зависящие от размеров системы и сдвига фаз на периоде, рассчитываются по методике, изложенной в [2].

Волновое сопротивление многопроводной линии зависит от сдвига фаз φ , поэтому при заданной конфигурации штыря различным значениям φ соответствуют различные значения отношения волновых сопротивлений в начале и конце линии, т.е. различные значения s ; таким образом, в общем случае величина s зависит от угла φ . Эта зависимость учтена при расчетах.

Сопротивление связи m -й пространственной гармоники исследуемой замедляющей системы определяется выражением.

$$R_m(\varphi, s) = \frac{F(\varphi_m)}{M_n(0, \varphi)} \frac{c}{v_r} \frac{L}{h} \frac{B[s, k(\varphi)]}{A[s, k(\varphi)]},$$

где $F(\varphi_m)$ — коэффициент формы пространства взаимодействия,

$\varphi_m = \varphi + 2\pi m$ — сдвиг фаз на периоде системы для m -й пространственной гармоники,

v_r — групповая скорость в системе,

c — скорость распространения волны в свободном пространстве,

$A[s, k(\varphi)]$ — коэффициент, пропорциональный энергии, запасенной в одном периоде системы:

$$A[s, k(\varphi)] = \frac{1}{h} \int_{-h}^0 \rho(0, \varphi) \rho(y, \varphi) |i(y)|^2 dy;$$

для исследуемой системы

$$A[s, k(\varphi)] = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\sin 2kh}{2kh} \right) - \frac{s \sin^2 kh}{(kh)^2}; \quad (4)$$

$B[s, k(\varphi)]$ — коэффициент, характеризующий распределение потенциала по ширине электронного потока:

$$B[s, k(\varphi)] = \frac{1}{h} \int_{-h}^0 |u(y)|^2 dy;$$

для исследуемой системы

$$B[s, k(\varphi)] = -\frac{\sin^2 kh}{s} + \frac{kh}{s^2} \left\{ \cos \frac{2kh}{s} \times \right. \\ \times \left[\operatorname{si} \left(\frac{2kh}{s} \right) - \operatorname{si} \left(\frac{2kh}{s} (1-s) \right) \right] - \\ \left. - \sin \frac{2kh}{s} \left[\operatorname{ci} \left(\frac{2kh}{s} \right) - \operatorname{ci} \left(\frac{2kh}{s} (1-s) \right) \right] \right\}, \quad (5)$$

если электронный поток касается штырей сбоку;

$$B[s, k(\varphi)] = \sin^2 kh,$$

если электронный поток касается торцов штырей.

Если в выражениях (3), (4), (5) положить $s=0$, то получим известные выражения для замедляющих систем с постоянным волновым сопротивлением многопроводной линии (постоянным поперечным сечением штырей) [2]. Отметим, что в (5) при $s \rightarrow 0$ необходимо произвести предельный переход.

Дисперсионные характеристики и сопротивления связи исследуемой системы для различных значений перепада волновых сопротивлений в начале и конце линии $\frac{\rho(-h, 0)}{\rho(0, 0)}$ рассчитаны на ЭВМ «МИР-1».

На рис. 2,а приведены дисперсионные характеристики, на рис. 2,б — зависимости нормированного сопротивления связи нулевой пространственной гармоники

$$R_{n,0} = R_0 M(0, \varphi) \left[F(\varphi_0) \frac{c}{v_r} \frac{L}{h} \right]^{-1}$$

от величины $\frac{\lambda}{h}$ (для случая, когда электронный поток касается штырей сбоку).

Перепад сопротивлений, равный единице, соответствует обычной замедляющей системе с постоянным поперечным сечением штырей.

На рис. 3 приведены зависимости полосы пропускания системы и среднего значения нормированного сопротивления связи в полосе (для случая, когда элек-

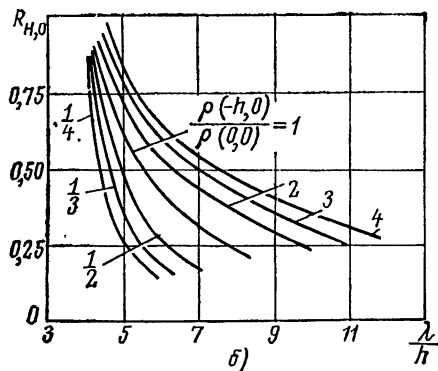
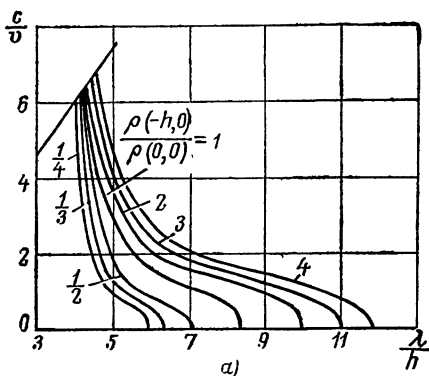


Рис. 2. Характеристики исследуемой замедляющей системы для различных значений перепада волнового сопротивления:

а — дисперсионные характеристики, б — зависимости нормированного сопротивления связи от величины λ/h .

тронный поток касается штырей сбоку) от величины перепада волнового сопротивления. Полоса и среднее значение сопротивления связи выражены в процентах по отношению к полюсу $\Delta\lambda_0$ и сопротивлению $\bar{R}_H^0$ обычной системы. Если электронный поток касается торцов штырей, то среднее значение сопротивления связи в полосе практически не изменяется. Из рис. 2, 3 видно, что увеличение волнового сопротивления линии к месту

короткого замыкания приводит к расширению полосы пропускания и увеличению среднего значения сопротивления связи в полосе пропускания.

Изменение величины сопротивления связи исследуемой замедляющей системы по сравнению с обычной можно объяснить тем, что гиперболическая многопроводная линия трансформирует распределение тока и напряжения в линии. Благодаря этому распределение напряжения в гиперболической линии при определенном знаке параметра s становится более равномерным, чем в линии с постоянным волновым сопротивлением, и величина $B[s, k(\varphi)]$ возрастает. Изменение ширины полосы пропускания исследуемой системы объясняется зависимостью крутизны частотной характеристики волнового сопротивления гиперболической многопроводной линии от параметра s .

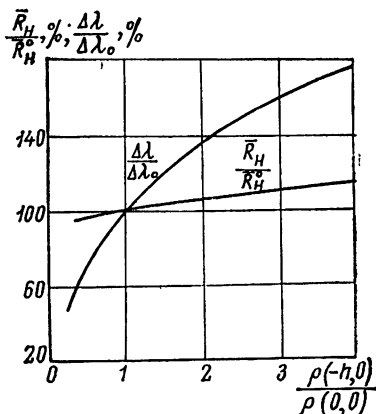


Рис. 3. Зависимость полосы пропускания системы и среднего значения нормированного сопротивления связи в полосе от величины перепада волнового сопротивления в начале и конце линии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Литвиненко О. Н., Сошников В. И. Теория неоднородных линий и их применение в радиотехнике. М., «Советское радио», 1964.
2. Силин Р. А., Сазонов В. П. Замедляющие системы. М., «Советское радио», 1966.

Поступило в редакцию 20 февраля 1974 г.

МАШИННОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ

УДК 621.385.632

А. М. Кац, О. М. Радюк, Л. П. Тимченко**ЗАДАЧИ СОЗДАНИЯ СИСТЕМЫ
МАШИННОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ ЛБВО**

Обсуждаются основные проблемы создания системы машинного проектирования ЛБВО. Определены основные функциональные элементы и процессы, происходящие в приборе, а также методика построения математических моделей, описывающих поведение функциональных элементов и процессов. Предложена система машинного проектирования, наиболее приближенная к решению задачи синтеза прибора по заданным выходным параметрам. Рассмотрены возможные пути включения в систему основных конструктивных и технологических ограничений.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Создание современных СВЧ приборов, в том числе и ЛБВО, представляет собой достаточно сложную инженерно-техническую задачу. Поэтому экспериментальная отработка параметров прибора является длительным и дорогостоящим процессом. Так, например, определение оптимального по выходной мощности положения локального поглотителя в ЛБВ требует создания и испытания минимум 4 макетов приборов, на что при благоприятных условиях затрачивается примерно 3—4 месяца. При этом нет достаточной уверенности в том, что полученные параметры являются оптимальными, так как при экспериментальной отработке могут сказаться различные факторы, затрудняющие получение нужной зависимости в чистом виде.

Поэтому моделирование на ЭВМ отдельных узлов или прибора в целом, как отмечается в работах [1, 2], является действенным средством существенного сокращения макетирования на этапе отработки выходных параметров прибора, а также средством достижения действительно оптимальных вариантов. При этом необходимо отметить, что процессы, происходящие в отдельных функциональных элементах, находятся в сложной взаимосвязи друг с другом. Поэтому только система, охватывающая все основные функциональные элементы прибора в их взаимодействии, способна решить задачу об оптимальном выборе параметров этих элементов, удовлетворяющих комплексу требований (иногда противоречивых) к данному прибору. В связи с этим под

системой машинного проектирования (СМП) для ЛБВО (или любого другого СВЧ прибора) следует понимать систему взаимосвязанных программ для ЭВМ, описывающих работу отдельных функциональных элементов и позволяющих получать оптимальные конструктивные и технологические параметры для этих элементов и узлов, которые обеспечивают требуемые характеристики прибора (к. п. д., выходная мощность и коэффициент усиления в полосе частот, фазовая и амплитудная чувствительности, долговечность и т. п.)*.

Наиболее полно указанную задачу можно решить только на основе синтеза всего прибора в целом. В настоящее время задача синтеза решена только для отдельных функциональных элементов ЛБВО (например, для электронной пушки [3, 4]). Поэтому в настоящей работе обсуждается модель системы машинного проектирования ЛБВО, наиболее приближенная к решению задачи синтеза прибора в целом.

2. ОСНОВНЫЕ ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ И ПРОЦЕССЫ В ЛБВО

Рассмотрим функциональные элементы и процессы, которые определяют основные параметры и характеристики ЛБВО. К основным функциональным элементам ЛБВО должны быть отнесены следующие.

1. Замедляющая система с вводом и выводом энергии. В настоящее время в ЛБВО применяются в основном три типа замедляющих систем: спиральная, кольцо-стержень и диафрагмированный волновод. Каждая из этих замедляющих систем имеет свою область применения, определяемую диапазоном усиливаемых частот и уровнем выходной мощности. Для первых двух типов замедляющих систем обычно применяют кондуктивный вывод энергии (для металлокерамической конструкции прибора), для диафрагмированного волновода в качестве ввода и вывода энергии применяют петли связи. Основными характеристиками замедляющей системы, определяющими выходные характеристики ЛБВО, являются зависимости сопротивления связи и фазовой скорости взаимодействующей с электронным пучком гармоники от частоты. Часто для определения устойчивости ЛБВО к возбуждению необходимо также знать сопротивление связи обратной гармоники, фазовая скорость которой близка к фазовой скорости взаимодействующей гармоники. Для ввода и вывода энергии основным параметром является зависимость коэффициента отражения от частоты.

К рассматриваемому функциональному элементу следует отнести также локальный поглотитель, который для спиральной замедляющей системы и системы кольцо-стержень представляет собой углеродистую пленку, нанесенную на крепящие замедляющую систему керамические опоры, а для диафрагмированного волновода — поверхностный и объемный поглотители, а также отрезок запредельного волновода. К характерным параметрам локального поглотителя следует отнести его длину, зависимость вносимого им затухания и коэффициентов отражения от его концов от частоты, распределение удельного затухания по длине поглотителя, а также расстояние между вводом энергии и началом поглотителя.

2. Электронно-оптическая система, которая включает электронную пушку, формирующую электронный пучок, фокусирующую систему, сопровождающую электронный пучок в пролетном канале, и коллектор, собирающий отработанный электронный пучок. Для ЛБВО средней и большой мощности электронная пушка, обычно двух- или трехэлектродная, формирует сходящийся электронный пучок. Характерными параметрами электронной пушки являются первичная энергия электронного пучка (по послед-

* В этом смысле систему машинного проектирования ЭВП СВЧ следует понимать как систему, обеспечивающую анализ и оптимизацию функциональных элементов прибора, а не как систему, обеспечивающую выдачу полного технического проекта прибора.

нему электроду), радиус встрела в переходную область магнитного поля и распределение плотности тока и угла встрела по радиусу. Фокусирующая система в настоящее время реализуется обычно на пространственно-периодической системе постоянных магнитов, характерными параметрами которой являются амплитуда магнитного поля на оси и период системы, определяющие радиус пучка и амплитуду его пульсаций. Переходная область магнитного поля, согласующая пучок с регулярной частью магнитного поля, характеризуется длиной и распределением вдоль длины магнитного поля.

Характерным параметром обычно применяемого в настоящее время односекционного коллектора является потенциал относительно замедляющей системы.

3. Охлаждающая система, которая обеспечивает требуемый тепловой режим. Характерными параметрами этой системы являются температура и расход теплоносителя в случае принудительного охлаждения и параметры окружающей среды в случае естественного охлаждения. К этим параметрам следует отнести также тепловой режим собственно прибора, включающий тепловые режимы катодного узла, замедляющей системы и коллектора.

Основным процессом, происходящим в ЛБВО и определяющим характеристики прибора, является взаимодействие электронного потока с бегущей электромагнитной волной. Это взаимодействие связывает в единую систему все функциональные элементы, о которых говорилось выше. Поэтому основное внимание при создании системы машинного проектирования следует уделить описанию процесса взаимодействия и определению его связей с процессами в основных функциональных элементах и их параметрами.

На выходные характеристики ЛБВО влияют различные технологические и конструктивные факторы, которые, не являясь определяющими, могут изменить характеристики прибора. Так, например, в импульсных ЛБВО наличие остаточных газов в приборе приводит к изменению формы импульса выходной мощности и фазы выходного сигнала [5]. Заметное влияние на выходные параметры прибора и особенно на эксплуатационные запасы оказывают конструктивные допуски, определение которых является одной из задач СМП.

3. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ И ОСНОВНЫЕ ТРЕБОВАНИЯ К НИМ

Первым необходимым требованием при создании системы машинного проектирования ЛБВО является наличие математических моделей, описывающих процессы в ее основных функциональных элементах. В основном эти процессы являются в достаточной степени детерминированными. Поэтому математические модели строятся на основе теории этих процессов. В настоящее время достаточно развита математическая модель, описывающая процесс взаимодействия электронного потока с бегущей волной в одномерном приближении [6, 7]*, а также развивается модель этого процесса в двумерном приближении [8]. Указанные модели строятся на основе решения самосогласованной задачи о взаимодействии электронного потока с бегущей электромагнитной волной, которые приводят к системе нелинейных интегродифференциальных уравнений, число которых при решении на ЭВМ методом «крупных частиц» может достигать нескольких сотен (двумерная модель). Решение этих уравнений на ЭВМ позволяет получать практически все выходные характеристики реальной конструкции прибора (к. п. д., усиление, токооседание в динамическом режиме, полосовые, амплитудные и фазовые характеристики) при заданных значе-

* Эта и все последующие ссылки на литературу носят в основном иллюстративный характер и не претендуют на полноту.

ниях параметров, характеризующих процесс взаимодействия. Для получения оптимальных характеристик прибора могут быть применены методы математической оптимизации [9], которые позволяют получать требуемые характеристики с минимальными затратами машинного времени. При этом особое внимание необходимо уделять построению целевой функции, объединяющей основные требования к выходным параметрам прибора, которые очень часто являются противоречивыми.

Достаточно хорошо развиты математические модели, позволяющие описывать процессы, происходящие в электронно-оптической системе. Наряду с анализом траекторий электронов в электронной пушке при заданной геометрии электродов и потенциалов на них [10—12] развит также метод синтеза электронных пушек [3, 4]. Анализ электронных пушек проводится на основе решения уравнения движения электрона в полях, удовлетворяющих уравнению Пуассона с граничными условиями, определяемыми конфигурацией и потенциалами электродов пушки. При этом приходится использовать метод последовательных приближений для достаточно точного учета поля пространственного заряда. Метод синтеза электронных пушек основан на теории параксиальных пучков, что, наряду с простотой, приводит к ограничениям в применении этого метода. В связи с этим, при расчете электронных пушек находят сейчас широкое применение как метод синтеза, так и метод анализа. Анализ переходной области магнитного поля основан либо на уравнениях параксиального электронного пучка [13], либо на решении уравнений неламинарного электронного пучка [14]. Решение задачи о сопровождении электронного пучка в области регулярного магнитного поля естественно проводить на основе двумерной нелинейной теории взаимодействия, так как в этом случае будут учтены все силы, действующие на электронный пучок в этой области. При этом возможно определение токооседания на замедляющую систему в динамическом режиме работы прибора, что необходимо для определения теплового режима замедляющей системы и всего прибора в целом. Кроме того, рассмотрение фокусировки электронного пучка в динамическом режиме позволяет получать реальные условия влета пучка в коллекторную область, что особенно важно при использовании коллектора с пониженным по отношению к замедляющей системе потенциалом.

Математические модели, позволяющие проанализировать характеристики основных замедляющих систем, описаны достаточно подробно (см., например, для спиральной замедляющей системы [15], для системы «кольцо—стержень» [16], для системы «диафрагмированный волновод» [17]). Однако необходимо отметить, что расчет основных параметров указанных замедляющих систем представляет достаточно сложную задачу и не всегда дает желаемую точность решения, что обусловлено отличием реальной модели от рассматриваемой. Так, например, до настоящего времени отсутствует приемлемое решение задачи для спиральной замедляющей системы с крепящими керамическими опорами, т.е. наиболее часто встречающейся на практике системы. Другим недостатком классических методов анализа замедляющих систем (решение уравнений Максвелла с соответствующими граничными условиями) является отсутствие возможности синтеза геометрии за-

медляющих систем по заданным значениям замедления и сопротивления связи в требуемой полосе частот, что связано со сложностью получаемых решений. В связи с этим представляет интерес методика построения математических моделей замедляющих систем, основанная на теории экстремального эксперимента [18] и позволяющая получать решения, пригодные для реализации синтеза замедляющих систем.

Расчет температурного поля замедляющей системы и коллектора основывается на решении уравнения теплопроводности с соответствующими граничными условиями [19, 20]. В результате решения можно получить двумерное распределение температуры при заданном распределении источников тепла. Эти результаты являются исходными для определения параметров системы охлаждения прибора.

Проведенный выше анализ позволяет считать, что математические модели процессов, происходящих в приборе, в настоящее время развиты до такой степени, что могут быть использованы при создании системы машинного проектирования ЛБВ О-типа. При этом необходимо отметить, что предстоит еще большая работа по экспериментальной проверке математических моделей. Эта работа так же важна, как и создание самих математических моделей, так как в системе машинного проектирования имеет смысл использовать только те модели, которые адекватно описывают реальные процессы [1]. Экспериментальная проверка основных математических моделей начата (см., например, [21]), но предстоит еще большая работа в этом направлении.

Для построения логически завершенной системы машинного проектирования ЛБВО необходимо, как указывалось выше, определить влияние различных технологических факторов на выходные характеристики прибора. Это может быть сделано на основе теории экстремального эксперимента. Исследования такого характера в настоящее время только начинаются.

4. МОДЕЛЬ СИСТЕМЫ МАШИННОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ

Система машинного проектирования, как уже отмечалось, должна обеспечить получение данных для проектирования и изготовления оптимального варианта прибора. Следовательно, исходными данными для системы должны быть технические требования к параметрам прибора (на рис. 1 представлена укрупненная схема СМП). Математиче-



Рис. 1 Укрупненная схема СМП.

ское обеспечение, состоящее из программ, созданных на основе математических моделей функциональных узлов и процессов, происходящих в приборе, реализует с помощью ЭВМ синтез геометрических и электрических параметров этих узлов и процессов, а также расчет необходимых допусков. На основе этого ЭВМ выдает данные для конструирования и изготовления прибора и его функциональных узлов. Характер выдаваемых данных (чертежи отдельных узлов, графики, таблицы и т. п.) определяется в основном внешними устройствами, которые могут быть совмещены с применяемой ЭВМ. При невозможности одновременного удовлетворения всем техническим требованиям к параметрам прибора вырабатываются данные, которые могут являться основой для корректировки технических требований к параметрам прибора.

Для ЛБВО описанная схема СМП может быть конкретизирована следующим образом.

Система уравнений, описывающая взаимодействие электронного потока с бегущей волной в одномерном приближении, имеет вид:

$$\frac{dF_n}{d\theta} + jn(b_n - jd_n)F_n = -\delta_n(1 + b_n C)^2 \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-jn\Phi} d\varphi_0, \quad (1)$$

$$-\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \theta^2} = \left(1 + C \frac{\partial \Phi}{\partial \theta}\right)^3 \operatorname{Re} \left[\sum_{n=1}^k F_n e^{jn\Phi} + q_0 F_q \left(\gamma_e a, \frac{r_0}{a} \right) \right], \quad (2)$$

где F_n — безразмерная амплитуда поля замедляющей системы на частоте $n\omega$,
 d_n — параметр затухания,
 C — параметр усиления на частоте ω ,
 $\delta_n = \frac{K_n}{K_0}$ — отношение значений сопротивления связи на частотах $n\omega$ и ω , зависящее от параметров $\gamma a = \frac{2\pi a}{\lambda} \frac{C}{v_\Phi}$ и $\frac{r_0}{a}$,
 Φ — текущая фаза электрона,
 $q_0 = \left(\frac{\omega_p}{\omega C} \right)^2$ — параметр пространственного заряда,
 $F_q \left(\gamma_e a, \frac{r_0}{a} \right)$ — сила пространственного заряда, определяемая группировкой электронов (текущими фазами) и геометрическими размерами электронного пучка и замедляющей системы $\left| \gamma_e a \text{ и } \frac{r_0}{a} \right|$.

Из системы уравнений (1) и (2) следует, что ее решение в одночастотном режиме (в основном интересуемся значением к. п. д.) зависит от параметров C , q_0 , b , $\gamma_e a$ и $\frac{r_0}{a}$, первые три из которых следующим образом связаны с параметрами электронного пучка и замедляющей системы:

$$C = \left[\frac{I_0 K_0}{4 V_0} \right]^{1/3}, \quad (3)$$

$$q_0 = 7,6 \cdot 10^4 \frac{I_0^{1/3}}{K_0^{2/3} V_0^{5/6} (\gamma_e a)^2 \left(\frac{r_0}{a}\right)^2}, \quad (4)$$

$$b = \frac{1}{C} \left(\frac{U_0}{v_\phi} - 1 \right), \quad (5)$$

где I_0 , V_0 — ток и напряжение электронного пучка,
 U_0 — скорость электронов,
 v_ϕ — фазовая скорость волны в замедляющей системе,
 $\gamma_e a = \frac{2\pi a}{\lambda} \frac{505}{\sqrt{V_0}}$ (λ — рабочая длина волны).

Решение системы уравнений (1) и (2) с соответствующими начальными условиями и с применением методов оптимизации* заданной целевой функции (к. п. д.) дает максимальное значение к. п. д. η , которое связано с параметрами электронного пучка и выходной мощностью соотношением:

$$P_{\text{вых}} = \eta I_0 V_0. \quad (6)$$

Совместное решение уравнений (3), (4), (6) дает возможность определять значения тока и напряжения электронного пучка и сопротивления связи для заданного значения $\frac{r_0}{a}$. При известных значениях напряжения замедляющей системы и параметра несинхронности из соотношения (5) определяется необходимое значение фазовой скорости волны в замедляющей системе.

Таким образом, процедура оптимизации с использованием той или иной системы уравнений, описывающей взаимодействие электронного потока с бегущей волной совместно с соотношениями (3) — (6), позволяет определять следующие оптимальные величины и зависимости.

1. Зависимость сопротивления связи и фазовой скорости волны в замедляющей системе от частоты, а также и радиус замедляющей системы. Это дает возможность методом синтеза на основе планируемого эксперимента получать остальные геометрические параметры замедляющей системы с учетом крепящих элементов.

2. Величины тока и напряжения электронного пучка, а также условия влета электронов в пространство взаимодействия и требования к фокусирующей системе. На основе этих данных можно синтезировать электронную пушку с переходной областью и получать основные данные для создания фокусирующей системы.

* Оптимизация проводится путем подбора оптимальных значений (для заданной целевой функции) параметров C , q_0 , b , $\gamma_e a$, входящих в систему уравнений (1) и (2). В более общем случае, при использовании двумерной модели взаимодействия электронного потока с бегущей волной, значение начального коэффициента заполнения пучком пролетного канала может быть оптимизировано так же, как и другие параметры взаимодействия.

3. Длину замедляющей системы и расположение локальных поглотителей.

4. Характеристики электронного пучка на выходе участка взаимодействия, которые позволяют получать необходимые данные для анализа и конструирования коллектора прибора.

5. Тепловую мощность (и ее распределение), выделяемую за счет токооседания и потерь на замедляющей системе и коллекторе. Это позволяет провести анализ теплового режима и выбрать необходимую систему охлаждения.

Все сказанное позволяет предложить модель системы машинного проектирования ЛБВ О-типа, блок-схема которой представлена на рис. 2. Как видно из схемы, в систему введен блок ограничений, кото-

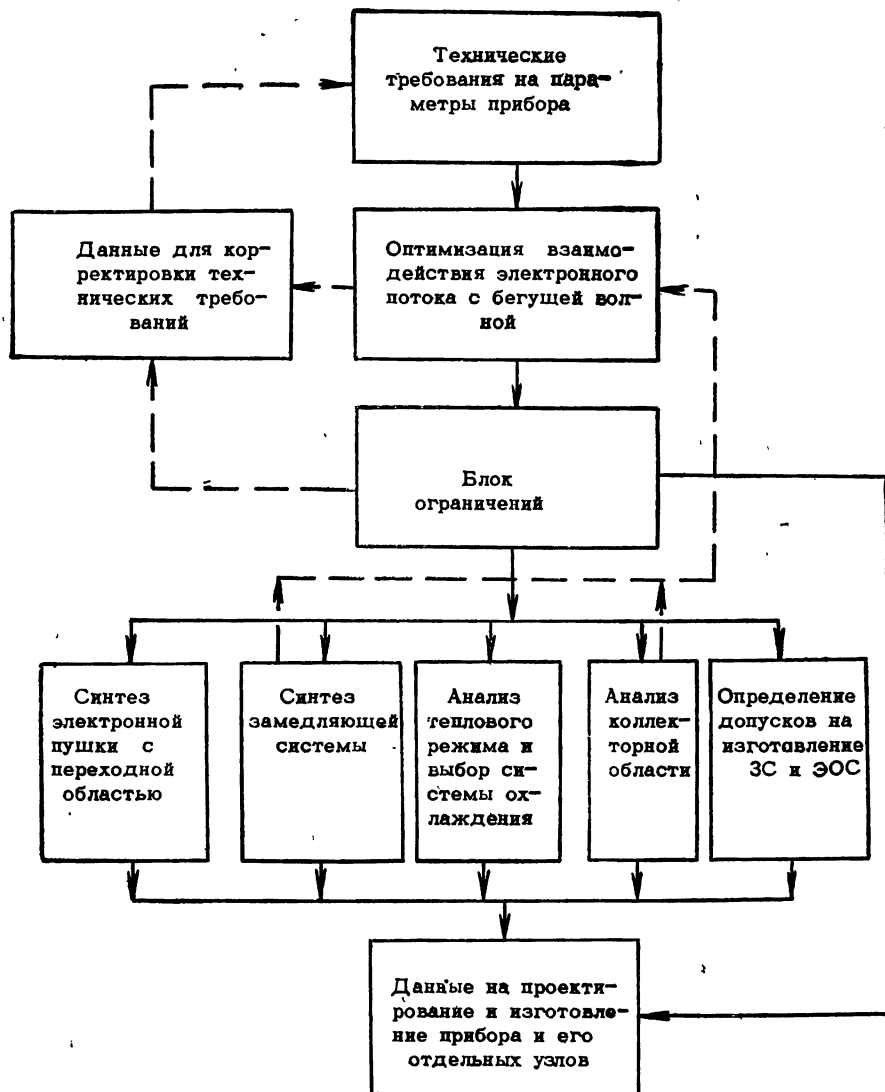


Рис 2. Блок-схема СМП ЛБВО

рый ограничивает получаемые из решения системы уравнений взаимодействия параметры электронно-оптической и замедляющей систем диапазоном реальных значений. Обратная связь от блоков синтеза электронной пушки и замедляющей системы к блоку оптимизации взаимодействия обеспечивает определение выходных параметров прибора при несоответствии между оптимальными параметрами электронного пучка и замедляющей системы и реализуемыми. Связь между идеальными геометрическими размерами замедляющей и электронно-оптической системы и реальными, обеспечиваемыми их изготовлением, осуществляется блоком определения допусков на изготовление этих систем. Введение этого блока преследует две цели. Во-первых, определение допусков на изготовление указанных систем, при которых выходные параметры прибора будут лежать в заданном интервале, и, во-вторых, при известных допусках, реализуемых существующей технологией, определение разброса выходных параметров прибора. В настоящее время имеются методики расчета допусков на несоосность электронной пушки и фокусирующей системы, на нерегулярность магнитной периодической фокусирующей системы [22, 23] и шага замедляющей системы с точки зрения изрезанности частотной характеристики [24]. Включение в систему машинного проектирования блока определения допусков позволяет с ее помощью осуществлять управление (в техническом смысле) не только разработкой прибора, но и его изготовлением.

Осуществление системы машинного проектирования, блок-схема которой представлена на рис. 2, предполагается автоматическим, с выводом требуемых промежуточных результатов. При этом предусматривается возможность непосредственного обращения к любому блоку, входящему в систему. Связи между отдельными блоками, входящими в систему, строятся таким образом, чтобы замена одного из блоков, вызванная усовершенствованием математической модели, не приводила к изменению связей между блоками. Это сделает возможным постоянное улучшение системы.

Изложенное выше представляет собой первый этап системы машинного проектирования ЛБВ О-типа, реализуемый в настоящее время. На втором этапе предполагается включение оптимизации отдельных технологических процессов, применяемых при изготовлении прибора. (Это позволит расширить область управления с помощью ЭВМ в сфере производства ЛБВ О-типа). При этом следует иметь в виду, что включение в СМП технологической ветви должно обеспечить выработку рекомендаций к изменению отдельных технологических процессов и введению новых, если применяемые не обеспечивают требуемых параметров прибора.

5. ТЕХНИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ СИСТЕМЫ

К техническому обеспечению системы машинного проектирования следует отнести ЭВМ, библиотеку программ, реализующих математические модели, и управляющую программу, обеспечивающую автоматическую связь между отдельными программами [2]. Требования к ЭВМ определяются сложностью тех математических моделей, которые со-

ставляют основу системы. Анализ показывает, что обеспечить оптимизацию взаимодействия электронного потока с бегущей волной по заданной целевой функции на основе двумерной нелинейной теории возможно только на БЭСМ-6, быстроедействие и объем оперативной памяти которой позволит провести требуемую оптимизацию за приемлемое время.

Наибольшую трудность при создании математического обеспечения системы представляет осуществление управляющей программы и информационного поля, которое является частью блока ограничений и обобщает предшествующий опыт разработки ЛБВ О-типа. Создание информационного поля связано с кодированием и обработкой большого массива информации, часть которой не всегда поддается количественному описанию. Управляющая программа должна обеспечить всю сложность связей между отдельными программами, входящими в систему, и, с другой стороны, простоту обращения к системе и ее отдельным элементам. Простота обращения является одним из основных требований, так как позволит расширить круг разработчиков, применяющих систему машинного проектирования в своей работе.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время имеется достаточно большой положительный опыт применения отдельных элементов рассмотренной системы машинного проектирования при разработке ЛБВ О-типа. Сюда следует отнести оптимизацию взаимодействия, синтез электронных пушек и выбор оптимальных параметров МПФС на основе двумерной теории взаимодействия, определение допусков для некоторых элементов ЭОС и т. п. Этот опыт позволяет считать, что создание системы машинного проектирования даст разработчикам инструмент, который позволит существенно улучшить параметры приборов и сократить число макетов на этапе отработки выходных параметров прибора. Для этого, как отмечалось выше, необходимо еще решение целого ряда задач, к важнейшим из которых следует отнести разработку методов синтеза замедляющих систем, экспериментальную проверку основных математических моделей, создание информационного поля для реализации блока ограничений, а также построение математических моделей некоторых технологических процессов, обеспечивающих изготовление приборов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мартин Ф. Моделирование на вычислительных машинах, М., «Советское радио», 1972
2. Блейвас И. М., Лукошков В. С. и др. Машинные методы проектирования электровакуумных приборов СВЧ — средство повышения эффективности разработок. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 4, стр. 74—97.
3. Овчаров В. Т., Пензяков В. В. Приближенное решение внутренней задачи теории формирования электронных пучков. «Радиотехника и электроника», т. 15, № 8, стр. 1651—1658.
4. Овчаров В. Т., Пензяков В. В. Приближенное решение внешней задачи теории формирования электронных пучков. «Радиотехника и электроника», т. 15, № 9, стр. 1897—1902.
5. Калинин Ю. А., Кац А. М., Кудряшов В. П., Шаталин И. А. Экспериментальное измерение внутримпульсных изменений выходного сигнала ЛБВ в

- нелинейном режиме «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, вып. 11, стр. 3—11.
6. Ведяшкина К. А., Солнцев В. А. Расслоение электронного потока в лампе с бегущей волной. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1972, вып. 9, стр. 3—15.
7. Кац А. М., Манькин И. А., Тимченко Л. П. Влияние поля пространственного заряда на энергетические характеристики ЛБВ О-типа «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1973, вып. 5, стр. 47—55.
8. Голеницкий И. И., Захарова А. Н., Хомич В. Б. Анализ работы приборов типа О в режиме больших амплитуд с учетом условий формирования аксиально-симметричных пучков. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, вып. 3, стр. 3—15.
9. Малькова Н. Я., Победоносцев А. С., Бороденко В. Г. Оптимизация на ЭЦВМ выходных параметров электронных приборов СВЧ «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 1, стр. 3—18.
10. Кущевская Т. М., Местечкин Я. И., Шубин Л. В. Решение на ЭЦВМ задачи об электростатическом поле и траекториях заряженных частиц в аксиально-симметричных системах с учетом пространственного заряда Труды конференций по электронной технике. «Электронные пушки и электронно-оптические системы», 1968, вып. 1, стр. 17—34.
11. Пензяков В. В. Расчет электронных пушек на электронных цифровых машинах. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1966, вып. 1, стр. 41—43.
12. Блейвас И. М., Голубцов Б. И., Ильин В. П., Хомутинников Б. Д. Программа для решения на ЭЦВМ «БЭСМ-6» трехмерных задач электроники. Труды III-го Всесоюзного семинара «Методы расчета электронно-оптических систем», Новосибирск, 1970, стр. 170—180.
13. Григорьев Ю. А., Рехен Г. А., Пензяков В. В., Муравьев А. А. Формирование электронных пучков в переходной области магнитного поля. Тезисы докладов и рекомендаций конференций, совещаний и семинаров, серия I, «Электроника СВЧ», 1973, вып. 1(13), стр. 25—29.
14. Кац А. М., Манькин И. А. Формирование интенсивных электронных потоков однородным магнитным полем «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1965, вып. 11, стр. 31—44.
15. Силин Р. А., Сазонов В. П. Замедляющие системы М, «Советское радио», 1966.
16. Рыженко Б. Ф., Сухов В. А. Расчет замедления и сопротивления связи симметричной волны в системе «связанные кольца». «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 5, стр. 55.
17. Раппопорт Г. Н., Андрушко Л. М., Левченко Е. Г., Немак А. К. Расчет периодических замедляющих систем типа цилиндрических диафрагмированных волноводов с дугообразными щелями связи в поперечных перегородках «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 6, стр. 50—57.
18. Акулов В. В., Рубченко Ю. М., Рыженко Б. Ф. Математическое моделирование замедляющих систем на основе планируемого эксперимента. Известия вузов, «Радиотехника», 1973, № 10 (в печати).
19. Хрустачев К. И. Нелинейный режим секториальных и круглых диэлектрических опор. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1972, № 7, стр. 18—22.
20. Бессмертных В. Н., Ренч Е. И. Расчет температуры стенки коллектора мощных приборов СВЧ О-типа «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, вып. 9, стр. 26—33.
21. Кац А. М. Современная нелинейная теория ЛБВО и сопоставление ее результатов с экспериментальными данными Лекции по электронике СВЧ (вторая зимняя школа-семинар инженеров), Саратов, СГУ, 1972, стр. 141—211.
22. Григорьев Ю. А., Рехен Г. А., Батуев Ю. И. Влияние несовершенств элементов конструкции ЭОС ЛБВ на формирование электронных пучков «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1972, вып. 6, стр. 56—67.
23. Рехен Г. А., Григорьев Ю. А., Ерачина Т. А. Влияние малых изменений параметров магнитной периодической системы на формирование электронного пучка. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1973, вып. 2, стр. 16—22.
24. Поздняков Л. В. К расчету допусков на точность изготовления спиральных замедляющих систем ЛБВ «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1972, вып. 10, стр. 114—118.

Поступила в редакцию 20 марта 1974 г

УДК 681.3.06 : 621.372.825.4

Г. С. Самохин

ПРОГРАММА РАСЧЕТА ДИСПЕРСИИ, СОПРОТИВЛЕНИЯ СВЯЗИ И ЗАТУХАНИЯ ВОЛН В ВЫСШИХ ПОЛОСАХ ПРОПУСКАНИЯ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ ТИПА «БЕСКОНЕЧНО ШИРОКАЯ ГРЕБЕНКА В ВОЛНОВОДЕ»

Замедляющая система типа «гребенка» используется в ЛОВ миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов, фильтрах СВЧ, при конструировании устройств для СВЧ нагрева, в антенных устройствах. Расчет структуры поля и электродинамических характеристик сводится к решению сложного трансцендентного уравнения, представляющего собой равенство нулю определителя, элементы которого задаются бесконечным и медленно сходящимся рядом. В высших полосах пропускания, где имеется несколько быстрых гармоник и несколько распространяющихся волн в резонаторе, объем вычислений при определении характеристик системы велик, поэтому приходится использовать ЭВМ. Поэтому решено составить стандартную программу для расчета характеристик гребенки в высших полосах пропускания.

В основу расчета положен метод, предложенный в работе [1].

Амплитуды волн α_s , $s=0, 1, 2, \dots$, возбужденных в резонаторе гребенки, удовлетворяют системе однородных уравнений вида:

$$\frac{\alpha_s^{(H)}}{h_s} + \sum_{f=0}^{+\infty} \nabla_{sf} \alpha_f^{(H)} = 0, \quad (1)$$

$$s = 0, 1, 2, \dots,$$

где

$$h_s = \sqrt{K_c^2 - (s\pi/l)^2} \operatorname{tg}(h \sqrt{K_c^2 - (s\pi/l)^2}),$$

$$\nabla_{sf} = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{Z_m^{(s)} Z_m^{(f)}}{w_m},$$

$$w_m = \sqrt{K_c^2 - \beta_m^2} \operatorname{tg}(w \sqrt{K_c^2 - \beta_m^2}),$$

$$Z_m^s = \frac{1}{2} \sqrt{\epsilon_s \frac{l}{L}} \left[\frac{\sin \left[\left(\frac{s\pi}{l} + \beta_m \right) \frac{l}{2} \right]}{\left(\frac{s\pi}{l} + \beta_m \right) \frac{l}{2}} \times \right. \\ \left. \times (-1)^s + \frac{\sin \left[\left(\frac{s\pi}{l} - \beta_m \right) \frac{l}{2} \right]}{\left(\frac{s\pi}{l} - \beta_m \right) \frac{l}{2}} \right],$$

$$\beta_m = \frac{2\pi}{L} m + \beta_0, \quad \epsilon_s = \begin{cases} 1, & s=0, \\ 2, & s \neq 0, \end{cases}$$

$$K_c = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \lambda - \text{длина волны},$$

l, h, w, L — размеры гребенки.

Из условия существования нетривиального решения системы (1) — равенства нулю ее определителя — получается дисперсионное уравнение. Амплитуды пространственных гармоник определяются по формуле:

$$A_m^{(n)} = \sum_{s=0}^{+\infty} Z_m^{(s)} \alpha_s^{(n)}.$$

Сопротивление связи

$$R_c^{(m)} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \times \\ \times \frac{\omega_m^2 A_m^{(n)} A_m^{(n)}}{\frac{1}{2} K_c L \beta_m^2 \left\{ \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \beta_m Y_{mm} A_m^{(n)2} + \right.} \\ \left. + \frac{R_c}{\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}} K_c L \Phi \right\}}$$

R_s — удельное поверхностное сопротивление материала, из которого изготовлена замедляющая система, а

$$\Phi(A_m, \alpha_s) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} (1 + \sec^2(\gamma_m \omega)) A_m^{(n)2} - \\ - \sum_{m,n=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin \pi(m-n) \frac{l}{\omega} A_m^{(n)} A_n^{(n)}}{\pi(m-n)} + \\ + \sum_{s=0}^{\infty} \frac{\alpha_s^2}{\cos^2(\delta_s h)} + 2 \sum_{s,l=0}^{+\infty} \sqrt{\varepsilon_s \varepsilon_f} \times \\ \times \cos\left(\frac{s+b}{2} \pi\right) Z_{sf},$$

$$Z_{sf}^{(1)} = \begin{cases} \frac{h}{2l} \left(\frac{\operatorname{tg}(\delta_s h)}{\delta_s h} + \sec^2(\delta_s h) \right), & s=f, \\ \frac{\alpha_s^{(Ez)} \alpha_f^{(H)} - \alpha_f^{(Ez)} \alpha_s^{(H)}}{\pi^2 (f^2 - s^2)}, & s \neq f, \\ \gamma_m^2 = K^2 - \beta_m^2. \end{cases}$$

Затухание определяется по формуле:

$$\alpha L = \frac{P}{2P_n} = \frac{\sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \sum_m \beta_m Y_{mm} A_m^{(n)2}}{R_s K_c L \Phi(A_m, \alpha_s)}.$$

При расчете учитывается до 50 гармоник и до 20 волн в резонаторе, благодаря чему можно рассчитывать характеристики в широком диапазоне длин волн, содержащем десятки полос пропускания.

Программа составлена на языке «Альфа» [2].

В программе имеется блок, позволяющий заданным образом изменять размеры системы, что дает возможность исследовать, как изменяются электродинамические параметры системы при изменении одного или сразу нескольких размеров системы.

Для расчета электродинамических параметров гребенки необходимо задать высоту пространства взаимодействия ω (рис. 1), высо-

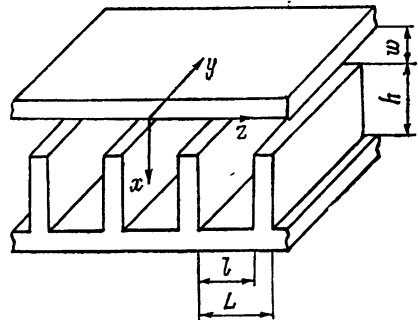


Рис. 1. Замедляющая система типа «гребенка в волноводе». Размеры «гребенки»: ω — высота пространства взаимодействия, h — высота резонаторов, l — ширина резонаторов, L — период.

ту резонаторов h , период системы L и ширину резонатора l , число полос пропускания N , границы диапазона длин волн λ_1 и λ_2 и границы изменения геометрических параметров системы.

В результате расчета определяются замедление фазовой и групповых скоростей, сопротивление связи 6 низших гармоник с $m =$

—3, ..., +2, затухание на период (в децибелах).

Время расчета одной замедляющей системы в 20 точках дисперсионной кривой для 4—5 полос пропускания колеблется в зависимости от размеров системы от 10 до 70 мин на ЭВМ типа М-220.

По программе проведено большое количество расчетов (решено более 100 задач).

На рис. 2 приведены результаты расчета дисперсионных харак-

классификация высших полос пропускания в соответствии с работой [3].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 Самохин Г. С., Силин Р. А. Высшие виды волн замедляющей системы типа «гребенка», ч I, Метод расчета «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1973, вып. 5, стр. 3
- 2 Ершов А. П. и др. Руководство к пользованию системой «Альфа», Новосибирск, 1968.

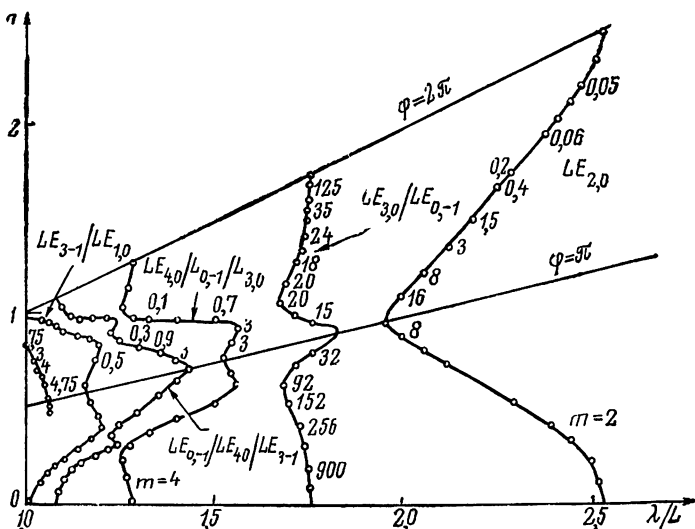


Рис 2 Дисперсионные характеристики «гребенки» в 3-й, 4-й, 5-й, 6-й и 7-й полосах пропускания. Цифры на кривых — сопротивление связи, размеры гребенки: $\omega = h = 0,07$, $l = 0,0275$, $L = 0,055$

теристик гребенки (размеры гребенки показаны на рисунке) в диапазоне $1,0 < \lambda/L < 2,6$, в который попадают с 3-й по 7-ю полосы пропускания замедляющей системы. На этом же рисунке указана

- 3 Самохин Г. С., Силин Р. А. Высшие виды волн замедляющей системы типа «гребенка», ч II, Результаты расчета «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1973, вып. 6, стр. 11—19.

УДК 681.3.06 : 621.385.633

И. И. Голеницкий, А. Н. Захарова, В. Б. Хомич

ПРОГРАММА РАСЧЕТА ВЫХОДНЫХ ПАРАМЕТРОВ ЛАМПЫ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКОЙ ЛЕНТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА НА ОСНОВЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ДВУМЕРНОЙ ТЕОРИИ

В кодах ЭВМ М-220 составлены две программы расчета выходных параметров ЛОВ с многоканальной замедляющей системой типа «встречные штыри» и ленточным электронным пучком, фокусируемым пространственно-периодическим электростатическим полем. Описание математической модели и методики расчета приведено в работе [1]. Количество «крупных частиц», используемое для описания электронного пучка, ограничено условием $MN \leq 120$ (M — число электронных слоев, N — число частиц одного слоя, поступающих в пространство взаимодействия за период изменения высокочастотного поля).

Первая программа предназначена для расчета допусков на величину начального заполнения Y_n и угла наклона граничной траектории Y'_n , которым должна удовлетворять проектируемая для данного класса приборов электронная пушка. Время расчета одной зоны токопрохождения в плоскости параметров (Y_n, Y'_n) зависит от параметров модели пучка (M, N) и длины системы и колеблется от одного до нескольких часов.

Вторая программа позволяет при заданных параметрах замедляющей системы (замедлении, сопротивлении связи, распределенном

затухании), параметрах фокусирующего электростатического поля (амплитуде, периоде и начальной фазе первой пространственной гармоники фокусирующего поля) и параметрах электронного пучка (распределении плотности тока и составляющих скоростей электронов по поперечному сечению пучка, начальном заполнении пучком пространства взаимодействия, удовлетворяющих условию полного токопрохождения (определить рабочую длину замедляющей системы и соответствующие ей уровень высокочастотной мощности, частоту, форму пучка и коэффициент токопрохождения в динамическом режиме в рабочем диапазоне изменения ускоряющего напряжения при электрической перестройке частоты).

Режим самовозбуждения определяется по обращению в нуль минимума безразмерной амплитуды высокочастотного поля, величина которого зависит от параметра рассинхронизма. Задача решается путем минимизации целевой функции (минимума безразмерной амплитуды высокочастотного поля) методом параболической аппроксимации. Это требует в среднем около пяти пробных решений и занимает от двух до трех часов машинного времени в

зависимости от параметров модели пучка и выбора начального приближения по параметру рассинхронизма.

Программы оформлены в соответствии с требованиями Госфонда алгоритмов и программ. Они замкнуты, самовосстанавливаемы, используют ИС-2 и стандартные программы 0003, 0071, 0027, 0042. Система уравнений решается шаговым методом Адамса с разгонкой по методу Рунге-Кутты.

Программы использовались для решения ряда задач динамической электронной оптики и расчета выходных параметров ЛОВ с периодической электростатической фокусировкой [2]. Исследования, выполненные на одном из макетов прибора, показали, что расчетные

и экспериментальные данные по выходным параметрам (частота, уровень выходной мощности, коэффициент токопрохождения в динамическом режиме) находятся в удовлетворительном соответствии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

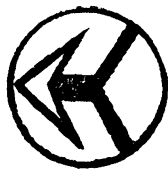
1. Голеницкий И. И., Захарова А. Н., Хомич В. Б. Формирование ленточного электронного потока в динамическом режиме ЛОВ с периодической электростатической фокусировкой. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 6, стр. 3—17.
2. Голеницкий И. И., Захарова А. Н., Хомич В. Б. Влияние условий формирования пучка на выходные параметры ЛОВ с электростатической фокусировкой «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 11, стр. 3—11.

===== НОВЫЕ КНИГИ =====

В. П. МАСЛОВ. **Операторные методы.** «Наука», М., 1973, 543 стр., илл.

Книга написана на основе курса лекций, прочитанных автором на факультете прикладной математики МИЭМ и на физическом факультете МГУ.

В книге излагаются основы функционального анализа с точки зрения приложений к задачам физики и вычислительной математики. Развивается общий метод исчисления линейных некоммутирующих операторов для решения дифференциальных уравнений с частными производными с переменными коэффициентами и дифференциально-разностных уравнений, подобный методу Хевисайда для решения обыкновенных дифференциальных уравнений. Теоретический материал иллюстрируется на конкретной физической задаче, являющейся модельной задачей для этого метода, причем формулы операторного метода сравниваются с численным решением.



СОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ УСИЛИТЕЛЬНЫХ КЛИСТРОНОВ

Фирма Varian (США) работает над совершенствованием усилительных клистронов. Ниже приводятся основные достижения [1].

Повышение к. п. д.

Разработаны усилительные клистроны с высоким к. п. д. трех конструкций:

- узкополосный клистрон с одним добавочным резонатором второй гармоники,
- узкополосный клистрон с двумя дополнительными резонаторами второй гармоники,
- широкополосный клистрон с удлиненными трубами дрейфа для использования второй гармоники объемного заряда.

К. п. д. узкополосного клистрона Х3074 (с одним добавочным резонатором второй гармоники) на частоте 800 Мгц с выходной мощностью 75 квт в непрерывном режиме составляет 70% при напряжении луча 33 кв, микропервеансе 0,5; 67% при напряжении луча 28 кв и микропервеансе, равном 1.

Узкополосный клистрон VKS-7773 (с двумя дополнительными резонаторами второй гармоники) сконструирован для промышленного нагрева на частоте 2,54 Гц. Выходная мощность 50 квт в непрерывном режиме. К. п. д. клистрона 74% при напряжении луча 28 кв и микропервеансе 0,5.

Клистрон VKS-7790 (с удлиненными трубами дрейфа), предназначенный для переносных передатчиков тропосферной связи с однокнопочным механизмом перестройки частоты в пределах 4,4—5,0 Гц при 10 квт выходной мощности, имеет ширину полосы 16 Мгц по уровню 1 дБ. К. п. д. клистрона 57—59% при напряжении луча 14 кв.

Расширение полосы пропускания

Создан широкополосный клистрон VKS-7799 для наземных станций систем связи через спутники в диапазоне рабочих частот 7,9—8,4 Гц с полосой 125 Мгц. Отличительной чертой этого клистрона является перестраиваемый выходной фильтр-резонатор, расположенный за выходным резонатором клистрона. Фильтр-резонатор используется для получения широкой полосы пропускания.

Уменьшение веса фокусирующей системы

Разработан клистрон VKX-7752A 3-см диапазона волн с фокусирующей системой из постоянных периодических магнитов для замены клистрона VA-874 с обычными постоянными магнитами. Магнитную фокусирующую систему клистрона образуют

8 магнитных линз, изготовленных из сплава алнико-IX. Замена одного большого магнита системой малых магнитов уменьшила общий вес клистрона с 16 до 4 кг, повысила выходную импульсную мощность от 100 до 120 квт, среднюю от 250 до 500 вт, расширила полосу пропускания по уровню 1 дБ от 40 до 200 Мгц (до 2%).

У клистронов со сходящейся оптикой магнитная фокусирующая система облегчена за счет применения самарий-кобальтового сплава. Поскольку самарий-кобальтовые сплавы дороги и из них технологически невозможно изготовить детали больших размеров, из этих сплавов изготавливают только два кольца, которые намагничиваются в радиальном направлении. Эти кольца располагают на пушечном и коллекторном концах магнитной системы, а их внешние цилиндрические поверхности соединяют трубкой из технически чистого железа. Такая фокусирующая система дает возможность вырезать в железной трубе отверстия для пропускания волноводов и элементов настройки резонаторов без искажения магнитного поля в тех местах, где оно фокусирует электронный луч клистрона. Такая фокусирующая система весит 2 кг при общем весе клистрона 8,6 кг.

Снижение мощности управления током луча

Разработаны новые принципы конструирования пушек с управляющей сеткой, не перехватывающей электроны. Такие пушки нашли применение в мощных импульсных клистронах, применяемых в радиолокации. Они дают возможность включать и выключать электронный луч модулятором малой мощности. Управляющее напряжение снижено до 1/50 — 1/100 анодного напряжения. Ток на управляющей сетке снижен до сотых долей процента тока катода. Такие сетки могут применяться в импульсных клистронах со средней мощностью до 100 квт в 3-см диапазоне волн и до 1 Мвт в 10-см диапазоне. Применение пушки с неперехватывающим сеточным управлением в клистроне 10-см диапазона с выходной мощностью 3 Мвт в импульсе и 85 квт средней мощности показало, что в динамическом режиме токопрохождение равно 99%.

Microwave Journ., 1973, vol. 16, No 12, pp. 35—36, 39.

М. Б.

ШИРОКОПОЛОСНЫЕ ТРАНЗИСТОРНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ 3-СМ ДИАПАЗОНА ДЛЯ ГЕТЕРОДИНОВ

На основе последних достижений технологии изготовления кремниевых транзисторов и возможности изготовления транзисторов в виде тонкопленочных интегральных схем фирма Avantek (США) впервые выпустила транзисторные генераторы с ЖИГ-перестройкой на основной частоте, перекрывающие диапазон 6—12,4 Гц.

Генератор	Диапазон, Гц	Выходная мощность, мвт	Стоимость партии свыше 100 шт., долл.
AV-7700M	7 ÷ 11	10	985
AV-7800M	8 ÷ 12,4	5	1 050
AV-7600M	6 ÷ 12,4	5	1 150

Нелинейность настройки всех типов генераторов составляет $\pm 0,05\%$. Уход частоты меньше 25 Мгц в рабочем диапазоне температур от 0 до 65°C . Вес генератора 650 г. Шумы второй гармоники на 20 дБ ниже несущей (для AV-7600M — 10 дБ), третьей гармоники — на 30 дБ ниже несущей, паразитные шумы на 60 дБ ниже несущей. ЧМ шумы более чем на 68 дБ слабее основного сигнала в полосе 1 кГц на расстоянии 20 кГц от несущей. Чувствительность настройки 310 кГц/ма. Ширина полосы по уровню 3 дБ — 100 кГц. Срок изготовления 45—60 дней.

Microwaves, 1973, vol. 12, No 11, p. 76

М. Б.

ИССЛЕДОВАНИЯ И РАЗРАБОТКИ ЛАБОРАТОРИИ ХЭРИ ДАЙМЭНД В ОБЛАСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЧ ПРИБОРОВ

Основанная в 1940 г. лаборатория Хэри Даймэнд (ЛХД) — одно из крупнейших исследовательских учреждений, подчиненных армии США. Штат лаборатории — 1 500 человек, в их числе 500 инженеров и научных работников высокой квалификации. Общие расходы лаборатории в 1973 г. составили 63 млн. долл.

ЛХД занимается разработкой клистронов, магнетронов, триодов.

Широким фронтом ведутся работы в области полупроводниковых СВЧ приборов. По контракту с ЛХД фирма RCA разработала импульсный генератор на ЛПД в режиме TRAPPAT диапазона 3—4 ГГц, имеющий выходную импульсную мощность 200 Вт, коэффициент заполнения 1% и к.п.д. 18%. Генератор состоит из задающего генератора на ЛПД и импульсного модулятора. Два выходных диода объединены в одном корпусе. При разработке новых моделей ЛПД в режиме TRAPPAT используется машинное проектирование.

Целью следующего этапа разработок является достижение 350 Вт выходной мощности, коэффициента заполнения 2% и к.п.д. 20%. Главной проблемой этих разработок остается устранение дрожания фронтов импульсов.

Фирма TRW по контракту с ЛХД разработала мощные СВЧ транзисторы. Достигнута выходная мощность в непрерывном режиме 20 Вт на частоте 2 ГГц при к.п.д. 45%, 10 Вт на частоте 3 ГГц при к.п.д. 35% и 2,5 Вт на частоте 3,5 ГГц при к.п.д. 25%. Работа будет продолжаться в направлении увеличения выходной мощности.

Разработки импульсных транзисторов завершились следующими результатами. Созданы генераторы на частоте 600 МГц с выходной мощностью 120 Вт при к.п.д. 50% и коэффициенте заполнения 1%. Генераторы не имеют дрожания импульсов, время нарастания импульса равно 12 нсек.

Ведется разработка усилительных транзисторов, работающих в пушпульной схеме, с выходной мощностью 200 Вт в импульсе при коэффициенте заполнения 1% и к.п.д. 33%.

Изучается применение ЛПД 3-см диапазона в режиме IMPATT в малых импульсных доплеровских системах с хорошими шумовыми ЧМ и АМ характеристиками.

The Microwave Journ., 1973, No 12, pp. 9, 10, 12.

Ю. Ч.

ЛАЗЕР В СИСТЕМЕ СЛЕЖЕНИЯ ЗА РАКЕТАМИ

На ракетном полигоне США White Sands проходит испытания лазерная система слежения за ракетами (Laser Ranging and Tracking System), разработанная специалистами фирмы Rockwell International по заказу научно-исследовательских организаций армии США. В системе использован аргоновый лазер непрерывного излучения мощностью 5 Вт с длиной волны 0,5145 мкм.

Для обработки отраженных сигналов применяется ЭВМ; местоположение цели определяется через 5 мсек.

Экспериментальный образец системы стоимостью 1 млн. долл. испытывался в течение двух лет. В настоящее время испытания вступили в завершающую фазу. Система может следить за полетом ракет на низких высотах, где из-за помех от местных предметов использование обычных РЛС становится невозможным. При скорости полета ракеты 1600 км/ч точность определения цели на расстоянии порядка 1,5 км достигает 10 см.

Electronics Design, 1973, vol. 21, p. 35.

Л. С.

ЛАЗЕРНЫЙ ЭЛЕКТРОГЕНЕРАТОР — ИСТОЧНИК ЭНЕРГИИ БУДУЩЕГО

Исследователи Калифорнийского университета (Лос-Аламос) считают, что в будущем энергия будет получена за счет термоядерной реакции синтеза ядерного горючего (например, смеси дейтерия и трития) при сжатии до плотности 1000 г/см³ и нагревании с помощью лазера до температуры 30—40 млн. градусов.

Предполагается несколько вариантов конструкции лазерного электрогенератора. Во всех вариантах используется таблетка ядерного горючего, которая при облучении лазером взрывается в небольшом объеме. Высвобождающиеся при этом нейтроны высокой энергии поглощаются литиевой оболочкой, преобразующей энергию нейтронов в тепло, используемое для нагревания и испарения воды в паровой турбине.

В настоящее время проводятся разработки лазеров для электрогенераторов. В лаборатории Калифорнийского университета создан экспериментальный образец СО₂ лазера с выходной энергией 1 кДж. В 1975 г. намечено закончить разработку восьмилучевого лазера с выходной энергией 10 кДж, а в 1978 г. — десятилучевого лазера с выходной энергией 100 кДж, который будет использоваться в электрогенераторах на термоядерном синтезе.

Предполагается что опытные лазерные электрогенераторы будут созданы в 1982 г., а серийное производство их начнется в 1990 г.

Electronic Design, 1973, vol. 21, No 22, pp. 38, 152.

Л. С.

СОДЕРЖАНИЕ

Физика явлений в электронных приборах

- Шепсенвол М. А., Яковенко В. В.* — Сквозной расчет пролетных явлений в триодных генераторах с комплексной анодной нагрузкой при работе в полосе частот 3
- Заморозков В. М., Ставский Ю. В., Медокс М. Г.* — Экспериментальное исследование распределения плотности ионов и электронов в протяженных потоках заряженных частиц спектральным методом и методом наведенного заряда 13

Электронная оптика

- Калинин Ю. А., Кац А. М.* — Исследование динамической расфокусировки электронного пучка в ЛБВО 20
- Александров Г. И., Калинин Ю. А.* — Исследование структуры ленточного электронного пучка в скрещенных полях при помощи зондового устройства 29

Катодная электроника

- Кондрашенков Ю. А., Галанина З. Н., Дружинин А. В.* — Долговечность молекулярно-напыленного оксидного катода 35
- Чистякова М. А., Акентьева А. В., Подкопаева Н. Н., Еникеев Б. А., Ростачева В. И.* — Исследование работы оксидных катодов в режиме отбора тока большой плотности 49

Измерения. Аппаратура

- Шапошников А. А.* — Широкополосные направленные ответвители ТЕМ-волны 60

Надежность. Долговечность

- Бравинский В. Г., Батыгин В. Н., Наскидашвили И. А., Савенков А. Л.* — Радиационная стойкость керамики и ее спаев с металлами, используемых в приборах СВЧ 67

Технология

- Диденко А. Н., Севрюкова Л. М., Стародуб Г. Я., Ятис А. А.* — Исследование некоторых электрических характеристик защитных покрытий для ниобиевых резонаторов 79

Производственно-технический опыт

- Щелкунов Г. П.* — Результаты контроля герметичности оболочки кlistронов КИУ-12 85
- Берман Л. В., Жуков А. Г., Снегирев В. П.* — Устранение интерференционных осцилляций чувствительности приемника субмиллиметрового излучения на основе эпитаксиальных структур арсенида галлия 89

Краткие сообщения

- Братман В. Л.* — Поперечно-магнитные моды в МЦР-монотроне 92
- Зазнобин Е. С.* — Спектральный анализ фликкер-шума фильтрами с различной эффективной полосой 94
- Самойленко П. С.* — Теплопередача в многослойных цилиндрических конструкциях ЭВП СВЧ с заданными термическими сопротивлениями тепловых контактов между слоями 96
- Марков С. Е., Сошникова Т. В.* — Исследование штыревой замедляющей системы типа «гребенка с переменным поперечным сечением штырей» 99

Кац А. М., Радюк О. М., Тимченко Л. П. — Задачи создания системы машинного проектирования ЛБВО	103
Самохин Г. С. — Программа расчета дисперсии, сопротивления связи и затухания волн в высших полосах пропускания замедляющей системы типа «бесконечно широкая гребенка в волноводе»	114
Голеницкий И. И., Захарова А. Н., Хомич В. Б. — Программа выходных параметров расчета лампы обратной волны с периодической электростатической фокусировкой ленточного электронного пучка на основе нелинейной двумерной теории	117
Информация. 1. Совершенствование усилительных клистронов. — 2. Широкополосные транзисторные генераторы 3-см диапазона для гетеродинов. — 3 Исследования и разработки лаборатории Хэри Даймэнд в области полупроводниковых СВЧ приборов — 4. Лазер в системе слежения за ракетами — 5 Лазерный электрогенератор — источник энергии будущего	119—122