

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Следует читать
7	Подпись к рис. 2, 1-я строка снизу	... $C = 0,0835$..	... $C = 0,067$...
33	Формула (26), числитель	$\frac{Y_0^e}{Y_0} \operatorname{ctg} F^e \dots$	$-\frac{Y_0^e}{Y_0} \operatorname{ctg} F^e \dots$
108	10-я сверху	$(\mu \geq 3,8) \dots$	$(\mu \leq 3,8) \dots$
116	Литература, 1-я строка сверху	... квадратических волноводных элементов.	... квазиоптических волноводных элементов.
138	5-я снизу	... при пониженном напряжении питающего ...	... при пониженном напряжении питающего импульса ...

МИНИСТЕРСТВО ЭЛЕКТРОННОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА

Научно-технический сборник

СЕРИЯ I

Электроника СВЧ

**Выпуск
11**

Год издания двадцать первый

ИНСТИТУТ «ЭЛЕКТРОНИКА»

МОСКВА — 1970 г.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

БАТЫГИН В. Н., БАЦЕВ В. И., БЕЛЯЕВ В. П., БЕЛЯКОВ Р. А.,
БРОДУЛЕНКО И. И., ВЕЦГАЙЛИС Ю. А. (зам. отв. редактора),
ГЕЛЬВИЧ Э. А., ГЕРУС В. Л., ГОЛАНТ М. Б., ГУЛЕЙКОВ В. М.,
ДЕВЯТКИН И. И., ДЕВЯТКОВ Н. Д. (ответственный редактор),
ДЕМИН Е. П., ЗАМОРОЗКОВ Б. М., ЗУСМАНОВСКИЙ С. А.,
КАРМАЗИН В. Г., КОВАЛЕНКО В. Ф., КУЩЕНКО Г. В.,
ЛУКОШКОВ В. С. (зам. отв. редактора), МАКЛАКОВ А. А.
(зам. отв. редактора), МЕТЛИН Г. А., МНОЯН В. И., ОВЧАРОВ В. Т.,
РЕБРОВ С. И., РОГОВИН И. Е., САЗОНОВ В. П., СТЕПАНИЩЕВ В. Б.,
СТЕЛЬМАХ М. Ф., ТАГЕР А. С., ТЕМКИН С. Е., ТИМОШИН Л. А.,
ФЕЛЬДБЛЮМ И. С. (отв. секретарь), ХВОРОВ М. И., ЧЕРЕПНИН Н. В.

УДК 621 385.633.032.266

И. И. Голеницкий, А. Н. Захарова, В. Б. Хомич

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ФОРМИРОВАНИЯ ПУЧКА НА ВЫХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЛОВ С ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

Приведены результаты расчета ЛОВ с периодической электростатической фокусировкой с позиций нелинейной двумерной теории приборов типа О.

Показано, что условия формирования пучка существенным образом влияют на выходные параметры прибора (выходную мощность, к. п. д., диапазон электрической перестройки частоты и т. п.)

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Расчет приборов СВЧ, как правило, проводится без учета особенностей формирования пучков. Работы [1—5], посвященные анализу влияния способа формирования на выходные параметры приборов, носят частный и качественный характер, их данные несколько противоречивы и поэтому не могут служить основой для инженерного расчета.

В статье приведены результаты применения развитого в [6] метода решения самосогласованных задач о формировании пучков и их взаимодействия с ВЧ полем к расчету ЛОВ с периодической электростатической фокусировкой. На основе анализа этих данных исследовано влияние условий формирования пучка на выходные параметры приборов.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА НА ЭВМ

Краткая характеристика программы для численного решения задачи о формировании ленточного пучка и взаимодействии его с ВЧ полем приведена в [6]. Определение величин амплитуды поля $|F_+(0)|$ и параметра несинхронности b^* , соответствующих режиму самовозбуждения, проводится автоматически. Алгоритм автоматического поиска основан на квадратичной аппроксимации зависимости минимума поля $|F_+(2\pi CN_e)|$ от величины параметра несинхронности. Поиск режима самовозбуждения считается законченным при $\frac{|F_+(2\pi CN_e)|}{|F_+(0)|} \leq 0,01$.

* Здесь и далее для всех параметров приняты обозначения, введенные в работе [6].

Обычно для поиска режима самовозбуждения требуется от трех до пяти пробных решений, что в зависимости от длины системы занимает на ЭВМ типа М-220 в целом от 2 до 4 ч машинного времени. Аналогичное решение при тех же условиях, но без учета пространственного заряда проводится за 20—50 мин.

Расчеты проводились для одной из типичных ЛОВ с диапазоном электрической перестройки частоты порядка 40% в дециметровом диапазоне длин волн. Особенностью конструкции электроннооптической системы прибора является постоянство условий ввода пучка (табл. 1) в пространство взаимодействия практически во всем диапазоне электрической перестройки частоты.

Таблица 1

Условия ввода пучка в систему			
Параметры слоя	Номер слоя		
	$m = 1$	$m = 2$	$m = 3$
Начальная координата Y_{0m}	0,0555	0,1666	0,2777
Начальный угол наклона $\frac{dY_{0m}}{dX}$	0,37	1,11	1,85

Поиск условий самовозбуждения проводился без учета затухания ВЧ поля в системе ($d=0$) для средней точки диапазона электрической перестройки частоты и для двух крайних точек, смещенных относительно средней на $\pm 20\%$. Полутолщина электронного пучка на входе в область взаимодействия ($Y_n=0,333$) разбивалась на три слоя ($M=3$), а каждый слой, в свою очередь, разбивался по фазе ВЧ поля на шестнадцать зарядов ($N=16$). При расчете конвекционного тока плотности тока по сечению пучка в плоскости $Z=0$ выбиралась постоянная ($J=3,0$), а при расчете пространственного заряда учитывалось взаимное влияние зарядов, влетающих в область взаимодействия за полный период ВЧ поля ($\Delta=\pi$). Каждая из выбранных точек диапазона электрической перестройки частоты характеризовалась определенной величиной параметра фокусирующего электростатического поля A , параметра усиления C , параметра пространственного заряда q и параметра $\beta_e \hat{y} = \frac{2\pi}{\Lambda_{зам}} \hat{y}$, где $\Lambda_{зам}$ — замедленная длина волны в системе, $2\hat{y}$ — высота области взаимодействия.

Пространственный заряд учитывался лишь в той точке диапазона, где он оказывал наибольшее влияние на величину токооседания в системе, которое по сравнению с другими факторами наиболее существенно влияет на выходные параметры прибора. Эта точка диапазона соответствует минимальной величине параметра фокусирующего поля $A=0,28$ (на длинноволновом конце диапазона).

При расчете поля пространственного заряда в рамках двумерной теории приборов типа О отпадает необходимость введения (как это делается искусственно в одномерной теории) коэффициента редукции поля пространственного заряда, поскольку функция влияния зарядов автоматически учитывает влияние конечного сечения пучка и стенок, окружающих пучок, на распределение поля пространственного заряда. В случае, если возникнет необходимость в сопоставлении параметров пространственного заряда $\hat{q}$ и q , вводимых в одномерной [7] и двумер-

ной теориях соответственно, можно воспользоваться соотношением $\hat{q} = qR^2$, где R^2 — коэффициент редукции плазменной частоты, определяемый по известному начальному заполнению Y_n и значению $\beta_e \hat{y}$ [8].

По данным численного расчета определялось токопрохождение в системе, а также зависимость приведенного к.п.д. $\frac{\eta}{C}$ от величины отношения рабочего тока к пусковому $\frac{I_{\text{раб}}}{I_{\text{пуск}}}$ по методике, развитой в работе [7]. Все результаты расчета сведены в табл. 2. Здесь же в круглых скобках для сравнения приведены значения соответствующих величин по данным одномерной теории [7].

Анализ приведенных в табл. 2 и на рис. 1 данных показывает, что условия формирования существенно образом влияют как на эффективность взаимодействия пучка (величину безразмерного к.п.д. $\frac{\eta}{C}$) с

ВЧ полем (рис. 1, а), так и на частоту (величину параметра b) колебаний (рис. 1, б). Следует отметить сложный характер зависимости к.п.д. от режима формирования (значения параметра A) и тот факт, что величина к.п.д. уменьшается по мере увеличения параметра A (рис. 1, а).

В области значений $\frac{I_{\text{раб}}}{I_{\text{пуск}}} \leq 4$ наблюдается аномальное поведение зависимости к.п.д. от параметра пространственного заряда: при увеличении

параметра q к.п.д. падает, что противоречит данным работы [9]*. И, наконец, для всех рассмотренных режимов формирования параметр b оказывается выше значения, предсказываемого одномерной теорией (табл. 2 и рис. 1, б).

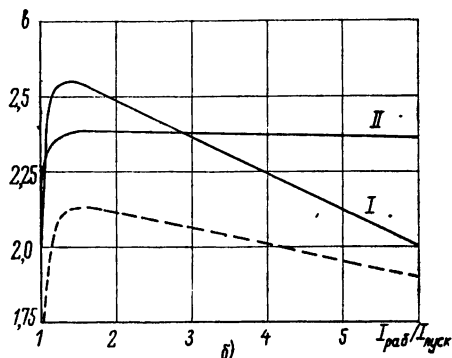
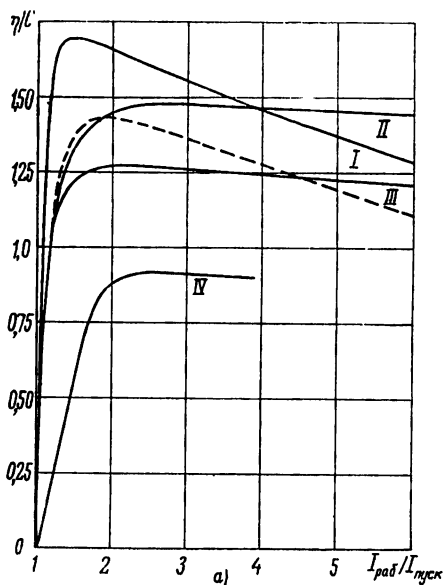


Рис. 1 Зависимость приведенного к.п.д. $\frac{\eta}{C}$ (а) и параметра несинхронности b (б) от отношения рабочего тока к пусковому $\frac{I_{\text{раб}}}{I_{\text{пуск}}}$ в различных точках диапазона электрической перестройки частоты (режимы I, II, III, IV, см. табл. 2). Пунктиром показаны результаты работы [7]

* Это явление обусловлено интенсивным токооседанием на поверхность замедляющей системы, влияние которого в работе [9] не учитывалось.

Таблица 2

Результаты численного решения системы нелинейных уравнений

$F_+(0)$	b	$2\pi CN_e$	$\frac{I_{\text{раб}}}{I_{\text{пуск}}}$	$\frac{\eta}{C}$	Токопро- хождение, %
----------	-----	-------------	--	------------------	-------------------------

Р е ж и м I

$$A = 0,28, C = 0,1, \beta_e \hat{y} = 0,283, q = 0$$

0,2	1,969 (1,700)	1,650 (1,770)	1,0	0,0139 (0,0146)	100
0,5	2,010 (1,720)	1,655 (1,776)	1,015 (1,010)	0,0867 (0,0913)	100
2,0	2,451 (2,130)	1,710 (2,060)	1,100 (1,576)	1,300 (1,362)	100
2,0	2,106 (2,070)	2,860 (2,550)	5,180 (2,990)	1,360 (1,373)	100
2,3	2,519	1,970	1,728	1,685	98

Р е ж и м II

$$A = 0,28, C = 0,10, \beta_e \hat{y} = 0,283, q = 45$$

0,5	2,224	1,69	1,0	0,084	100
1,4	2,350	1,77	1,15	0,642	95,5
2,0	2,306	1,92	1,47	1,320	66,7
2,0	2,306	4,21	15,4	1,320	48

Р е ж и м III

$$A = 0,38, C = 0,0865, \beta_e \hat{y} = 0,333, q = 0$$

0,2	2,215	1,63	1,00	0,0142	100
1,0	2,302	1,66	1,06	0,173	100
1,8	2,531	1,74	1,225	1,08	95,7
1,8	2,325	3,46	9,53	1,125	89,5

Р е ж и м IV

$$A = 0,48, C = 0,067, \beta_e \hat{y} = 0,430, q = 0$$

0,2	2,802	1,59	1,0	0,0143	100
0,5	2,823	1,60	1,015	0,0872	100
1,0	2,853	1,80	1,440	0,352	89,5
1,4	3,092	1,85	1,560	0,672	78
1,6	2,820	2,47	3,720	0,907	62,5

3. АНАЛИЗ ОСОБЕННОСТЕЙ РАБОТЫ ЛОВ С ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

По данным работ [1—5], основными факторами, влияющими на выходные параметры прибора, являются периодическое изменение скорости электронов пучка, высокочастотная расфокусировка пучка, токооседание в пространстве взаимодействия и т.д. Строго оценить степень влияния каждого фактора в отдельности, повидимому, невозможно. Вместе с тем численный анализ на ЭВМ позволяет определить их суммарное воздействие.

На рис. 2, 3 приведены некоторые результаты расчетов, иллюстрирующие связь между параметрами пучка и амплитудами поля и конвекционного тока I . Ввиду большого объема получаемой информации об электронном

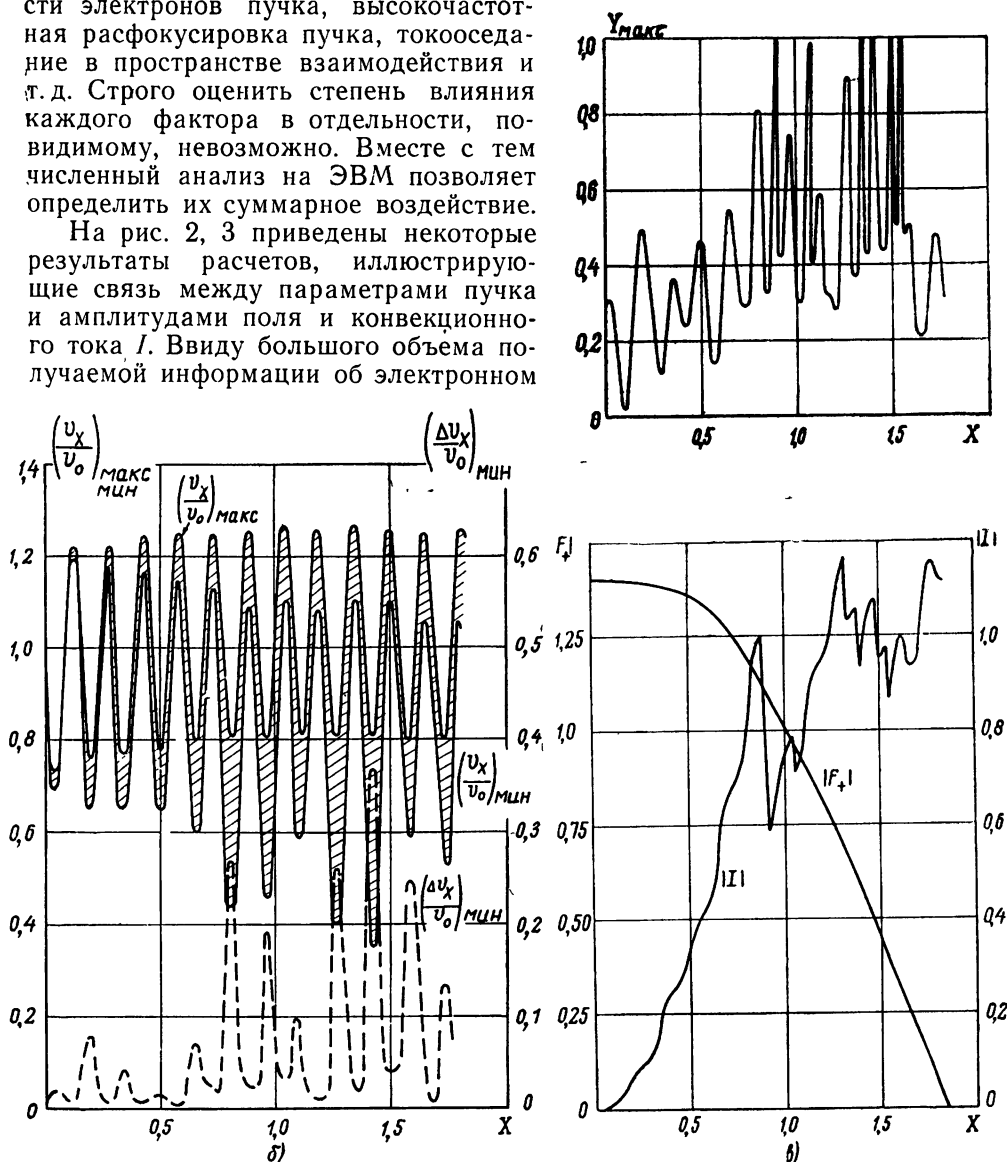


Рис 2. Зависимость от координаты X максимальной границы электронного пучка $Y_{\max}$ (а), максимального и минимального значений безразмерной продольной скорости $(\frac{v_x}{v_0})_{\max}$, приведенной разности продольной скорости наиболее заторможенных электронов $(\frac{v_x}{v_0})_{\min}$ (б), амплитуд ВЧ поля $|F_+|$ и конвекционного тока $|I|$ (в) при $F_+(0)=1.4$; $A=0.48$; $C=0.0865$; $\beta_e \hat{y}=0.43$; $q=0$.

пучке (значения координат и скорости для всех MN дискретных зарядов, представляющих пучок) на рис. 2,а, 3,а в каждом сечении X представлены только максимальная поперечная координата границы пучка и отметки, где отдельные заряды пучка попадают на поверхность замедляющей системы. Этих данных вполне достаточно для оценки характера высокочастотной фокусировки и величины коэффициента токопрохождения.

Было установлено, что в режимах, близких к пусковым (в линейном режиме), ВЧ поле слабо влияет на формирование пучка. Следовательно, в этом случае можно проводить анализ ЛОВ в приближении заданных (статических) условий формирования [1—5].

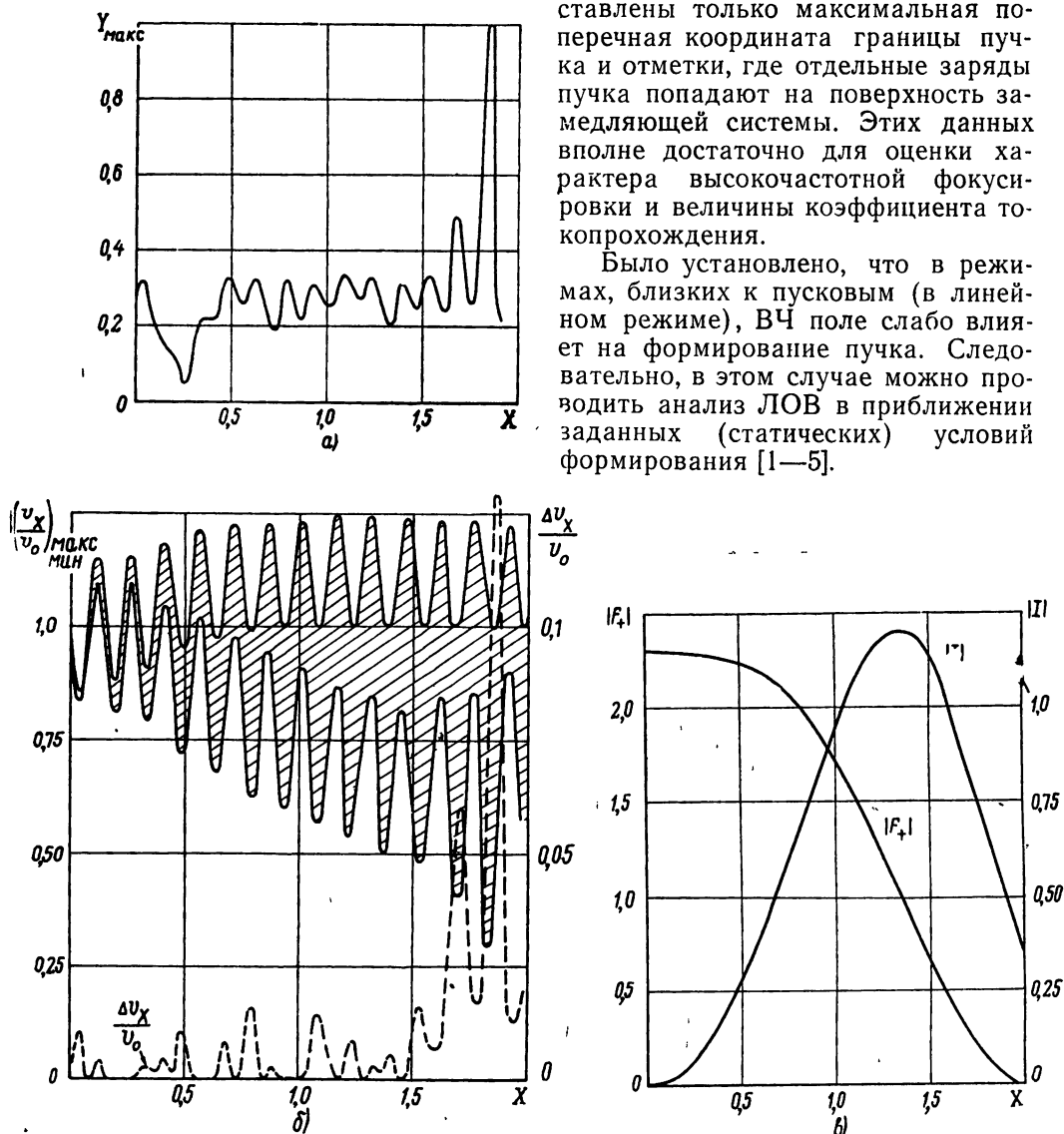


Рис. 3. Зависимость от координаты X максимальной границы электронного пучка $Y_{\max}$ (а), максимального и минимального значений безразмерной продольной скорости приведенной разности продольной скорости наиболее заторможенных электронов $\left(\frac{\Delta v_x}{v_0}\right)_{\min}$ (б), амплитуд ВЧ поля $|F_+|$ и конвекционного тока $|I|$ (в) при $F_+(0)=2, 3$; $A=0,28$; $C=0,1$; $\beta_{ey}=0,283$; $q=0$.

В нелинейном режиме отмечаются существенная расфокусировка пучка и потери тока в системе. Как и следовало ожидать, наибольшее токопрохождение сохраняется для режима, соответствующего средней

точке диапазона электрической перестройки частоты (табл. 2), по которой обычно проводится расчет прибора. По краям диапазона токопрохождение снижается до 50% (табл. 2).

Для описания токооседания под воздействием статических и высокочастотных полей на рис. 2,б, 3,б для двух режимов работы ЛОВ приведены дополнительные зависимости от координаты X безразмерных значений максимальной $\left(\frac{v_x}{v_0}\right)_{\max}$ и минимальной $\left(\frac{v_x}{v_0}\right)_{\min}$ продольной составляющей скорости, а также безразмерной величины разности продольных скоростей $\left(\frac{\Delta v_x}{v_0}\right)_{\min}$ наиболее заторможенных электронов различных слоев пучка. Ширина заштрихованной области характеризует разброс электронов пучка по скоростям, а зависимость $\left(\frac{\Delta v_x}{v_0}\right)_{\min} = f(X)$ — так называемый эффект «скольжения» слоев.

По мере увеличения длительности взаимодействия пучка с ВЧ полем скорость движения электронов вдоль системы в целом уменьшается. Чем сильнее замедляются электроны, тем сильнее воздействует на них фокусирующее поле (амплитуда изменения скорости v_x увеличивается) и тем сильнее проявляются эффекты скольжения слоев и разброса электронов по скоростям. Этот процесс нарастает до тех пор, пока движение наиболее заторможенных электронов не окажется неустойчивым [10] и они не попадут на поверхность системы. О появлении динамически неустойчивых электронов свидетельствуют и «всплески» величины $\left(\frac{\Delta v_x}{v_0}\right)_{\min}$ (рис. 2, 3). Этот эффект играет определяющую роль при больших амплитудах фокусирующего поля (режимы III и IV), в то время как при малых значениях A (режим I) он проявляется весьма незначительно и только при достаточно большой мощности (рис. 3).

На рис. 4 приведены определенная по данным режимов II, III, IV зависимость предельной величины параметра фокусирующего поля $A_{\text{пред}}$ от безразмерной ВЧ мощности $\frac{P}{Cl_0 U_0}$, при которой наступает режим неустойчивого движения отдельных электронов пучка.

Как и следовало ожидать на основе данных приближенного анализа [10], предельная величина параметра фокусирующего поля $A_{\text{пред}}$ уменьшается при увеличении ВЧ мощности. Для сравнения заметим, что определяемая из условия устойчивого движения электронов в статическом режиме предельная величина параметра фокусирующего поля $A_{\text{пред}} = 0,6$ [10].

Вследствие того, что токопрохождение изменяет эффективность взаимодействия пучка с ВЧ полем, определяет тепловой режим работы,

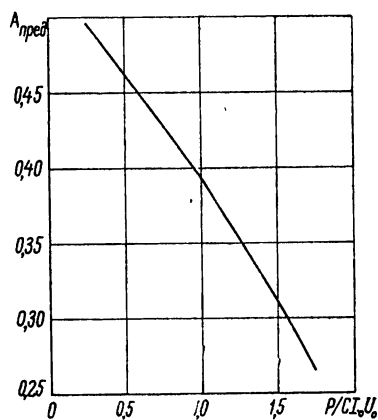


Рис. 4 Зависимость предельной величины параметра фокусирующего поля $A_{\text{пред}}$, соответствующего неустойчивому режиму формирования пучка, от безразмерной ВЧ мощности $\frac{P}{Cl_0 U_0}$.

надежность и ряд других важных параметров ЛОВ, критерий токопрохождения, так же как и величина мощности, может быть положен в основу оценки ширины диапазона электрической перестройки частоты.

Повышения выходной мощности ЛОВ обычно добиваются путем повышения рабочего тока пучка. При этом оказывается необходимым увеличивать, с одной стороны, минимальную величину параметра фокусирующего поля для компенсации возросших сил расталкивания поля пространственного заряда и, с другой стороны, уменьшать максимальную величину параметра фокусирующего поля для предотвращения динамической неустойчивости формирования электронного пучка вследствие возросшей амплитуды ВЧ поля. Выполнение этих условий автоматически приводит к сужению диапазона изменения величины параметра фокусирующего поля A , следовательно, к сужению диапазона электрической перестройки частоты.

Расчет показал, что в анализируемом приборе диапазон электрической перестройки 40% является предельным, так как при попытке его расширения (при $A < 0,28$ и $A > 0,48$) токопрохождение и эффективность взаимодействия пучка с ВЧ полем резко уменьшаются, в результате чего происходит срыв колебаний.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование показало, что в ЛОВ с периодической электростатической фокусировкой существует тесная связь между выходной мощностью, диапазоном электрической перестройки частоты и токопрохождением на коллектор.

Эффективными способами создания ЛОВ с высокими эксплуатационными характеристиками являются тщательный подбор электронной пушки, формирующей в каждой точке частотного диапазона пучок с оптимальными параметрами на входе в область взаимодействия, и разработка таких электрических схем управления частотой, при которых условия формирования пучка в области взаимодействия (величина параметра фокусирующего поля A) были бы оптимальны и незначительно изменялись в процессе электрической перестройки частоты.

Подбор и проверку таких режимов можно осуществить методом машинного эксперимента, примеры приложения которого к решению практических задач приведены в [6] и в настоящей работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Синицын Н. И., Шевчик В. Н., Зборовский А. В. О влиянии разброса скоростей электронов на работу ЛБВ и ЛОВ «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1964, вып. 9, стр. 44—49
2. Андрушкевич В. С. Влияние формы статических траекторий электронов на работу приборов О-типа в линейном режиме. «Вопросы электроники сверхвысоких частот», СГУ, 1964, вып. 1, стр. 35—46
3. Ильина Е. М. Нелинейная теория ЛОВ с учетом оседания электронов на замедляющей системе. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1963, вып. 8, стр. 84—92
4. Мешков О. Ф., Альтшуллер Ю. Г. К линейной теории ЛБВ и ЛОВ с периодической электростатической фокусировкой электронного пучка. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1966, вып. 2, стр. 3—18,

5 Голеницкий И И, Цейтлин М Б. О некоторых особенностях взаимодействия в приборах типа О с периодической электростатической фокусировкой «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып 1, стр 34—45

6 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

7 Ильина Е М К нелинейной теории ЛОВ при конечных значениях параметра усиления «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1962, вып. 11, стр 31—52

8 Шевчик В Н, Шведов Г Н, Соболева А. В. Волновые и колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах Изд СГУ, 1962.

9 Рапопорт Г Н. О механизме возрастания к п д генератора обратной волны (карсиотрона) при увеличении параметра объемного заряда «Радиотехника и электроника», 1958, т III, № 2, стр 255

10 Голеницкий И И., Фролов А Г, Хомич В Б. Формирование устойчивых электронных потоков периодическим электростатическим полем «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1966, вып. 10, стр 55—68.

Статья поступила в редакцию 11 июня 1970 г.

УДК 621.385.632.01

А. С. Победоносцев, Г. В. Ровенский, Н. Я. Малькова

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛБВ СО СКАЧКОМ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ И СО СКАЧКОМ ФАЗОВОЙ СКОРОСТИ ВОЛНЫ В ВЫХОДНОЙ ЧАСТИ ЛИНИИ ЗАМЕДЛЕНИЯ

Приведены результаты расчета ЛБВ со скачком скорости электронов и скачком фазовой скорости волны в выходной части линии замедления. Рассмотрены особенности механизма работы таких ЛБВ и их преимущества в электронном и полном к п д. по сравнению с обычными ЛБВ. Приведены экспериментальные характеристики ЛБВ со скачком фазовой скорости.

1. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ЛБВ СО СКАЧКОМ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ

Появившиеся в последние годы экспериментальные работы [1, 2] показали эффективность введения скачков скорости электронов и фазовой скорости волны в выходной части линии замедления ЛБВ. В настоящей статье описываются результаты теоретического исследования таких ЛБВ. Приведены также экспериментальные характеристики ЛБВ со скачком фазовой скорости, подтверждающие выводы теории.

Экспериментальные ЛБВ, описанные в указанных выше работах [1, 2], имели три секции. Первые две секции представляли собой обычную ЛБВ с локальным поглотителем. При переходе от 2-й к 3-й секции напряжение спирали скачкообразно увеличивалось. Высокочастотный сигнал, усиленный первыми двумя секциями, подавался через СВЧ тракт, изолированный по постоянному току, на вход третьей секции.

В настоящей работе для упрощения расчетов рассматривалась модель ЛБВ без локального поглотителя. Для анализа ЛБВ использовались уравнения одномерной нелинейной теории ЛБВ. Вычисления проведены на ЭЦВМ М-220 с помощью программы, описанной в [3].

В расчетах предполагалось, что замедляющая система не имеет рас-
пределенных потерь. Для того чтобы приблизиться к реальным величинам усиления в ЛБВ (20—30 дБ), уровень входного сигнала выбран достаточно малым ($f_+(0) = 0,1$). Остальные величины, определяемые па-

раметрами пучка и замедляющей системы, равны [3]: $C=0,1$, $\frac{\omega_p}{\omega}=0,384$, $r=0,23$.

Как и в экспериментальных ЛБВ [1, 2], скачок скорости электронов помещался в точку насыщения. Пробные расчеты показали, что при введении скачка до точки насыщения или после нее к. п. д. ухудшается.

В рассматриваемой модели в точке насыщения скорость электронов (в электронвольтах) изменялась на величину $\Delta V = V_2 - V_1$, где V_1 , V_2 — напряжение соответственно входной и выходной секций ЛБВ. В расчетах проводилась необходимая коррекция электронного к. п. д. прибора, связанная с учетом энергии, забираемой электронами от источника питания, включенного между этими секциями. Наряду с электронным к. п. д. вычислялся также полный к. п. д., соответствующий работе прибора при пониженном напряжении коллектора. Допустимое напряжение коллектора и число электронов, энергии которых меньше разности потенциалов между замедляющей системой и коллектором, определялись по интегральной кривой распределения электронов по энергиям на выходе прибора. Расчет полного к. п. д. проводился в предположении полного токопрохождения на коллектор при условии $V_{кол} > V_2$.

На рис. 1, а приведены зависимости электронного к. п. д. ЛБВ от относительной величины скачка напряжения $\Delta V/V_1$ при трех значениях параметра несинхронности: $b=0$ («синхронный» режим), $b=1$ (режим максимального усиления) и $b=2,2$ (режим максимального к. п. д.).

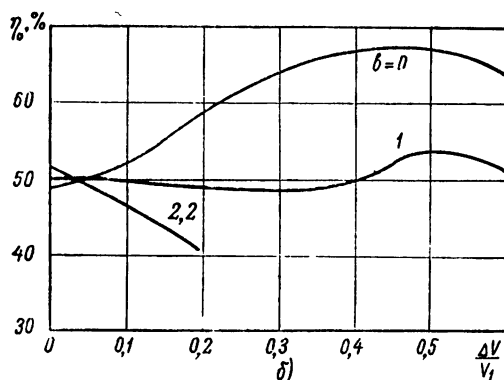
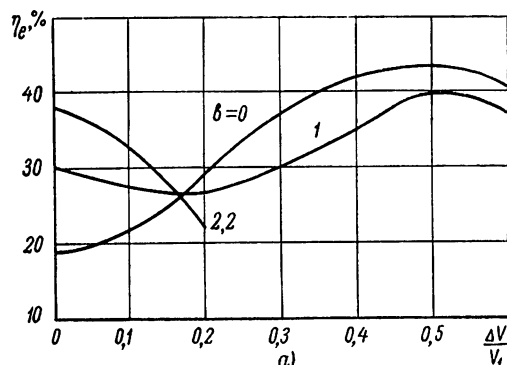


Рис. 1. Зависимости электронного (а) и полного (б) к. п. д. от относительной величины скачка напряжения.

Как видно из рисунка, наибольшее увеличение к.п.д. получается в режиме $b=0$. При этом электронный к.п.д. возрастает до 42,1% по сравнению с 37% в режиме максимального к.п.д. в обычной ЛБВ ($\frac{\Delta V}{V_1} = 0$).

Преимущества ЛБВ со скачком напряжения особенно ощутимы при сравнении величин полного к.п.д. (рис. 1,б). Величина полного к.п.д. максимальна в синхронном режиме и равна 67,5%. Наибольший эффект, достигаемый в синхронном режиме, объясняется прежде всего малым разбросом скоростей электронов и лучшей сгруппированностью сгустка на входе последней секции, имеющими место при $b=0$.

На рис. 2 и 3 приведены кривые, характеризующие изменение амплитуды поля бегущей волны F_+ , основной гармоники конвекционного

тока I_1/I_0 и разности фаз между полем и током в выходной секции при различных величинах скачка напряжения для $b=0$ и $b=1,0$.

Из рис. 2 видно, что скачок напряжения в случае $b=0$ приводит к большим значениям тока и создает наиболее благоприятную для взаимодействия фазировку поля и тока. Основной причиной ограничения мощности в рассматриваемом режиме является ухудшение фазировки между полем и током (см. рис. 2,в). Сам сгусток в точке насыщения (см. рис. 2,б) еще достаточно хорошо сгруппирован ($I_1/I_0 \approx 1$), что позволяет рассчитывать на даль-

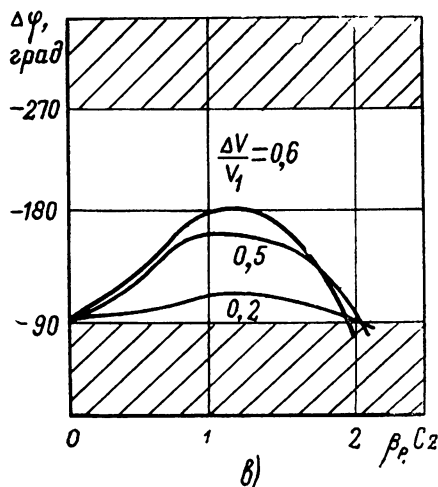
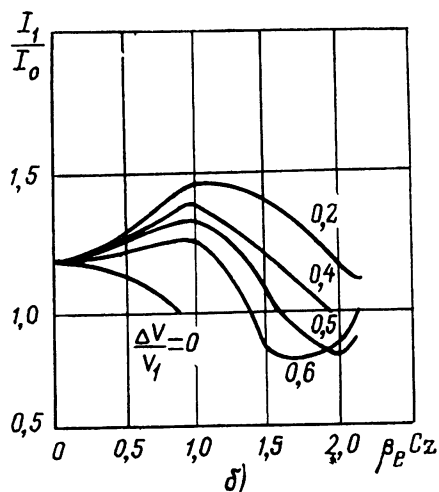
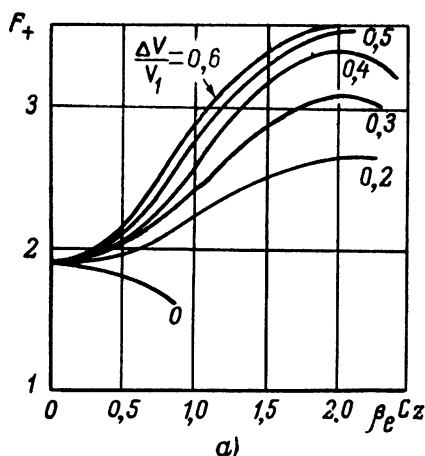


Рис. 2 Изменение поля F_+ (а), относительной величины основной гармоники тока I_1/I_0 (б) и разности фаз между ними $\Delta\varphi$ (в) по длине выходной секции ЛБВ со скачком напряжения при работе входной секции в «синхронном режиме» ($b=0$) при различных относительных величинах скачка напряжений.

нейшее повышение к. п. д. введением повторного скачка напряжения или скачка фазовой скорости.

Полезной для практики особенностью синхронного режима является то, что оптимальная длина выходной секции одинакова для всех величин скачка напряжения от $\frac{\Delta V}{V_1} = 0,2$ до $\frac{\Delta V}{V_1} = 0,6$ и равна $3,2$ электронным замедленным длинам волн ($N_e = 3,2$).

При работе входной секции в режиме максимального усиления (рис. 3) в выходной секции также имеет место увеличение основной гармоники тока (рис. 3,б), однако закон изменения тока оказывается таким же, как и в отсутствие скачка напряжения. Основной выигрыш в к. п. д. в этом режиме получается за счет создания скачком скорости электронов более оптимальных фазовых соотношений (рис. 3,в). С увеличением амплитуды скачка,

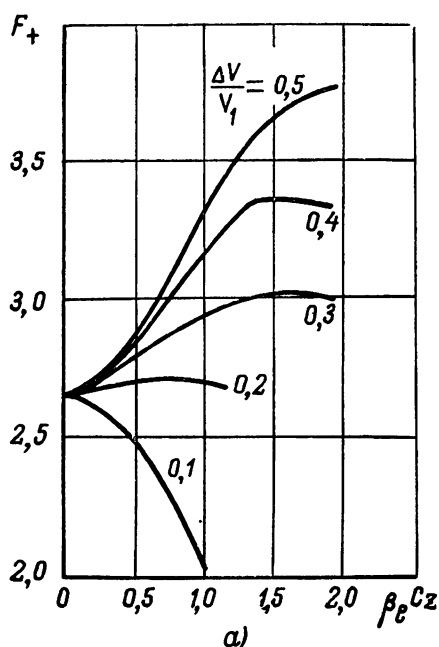
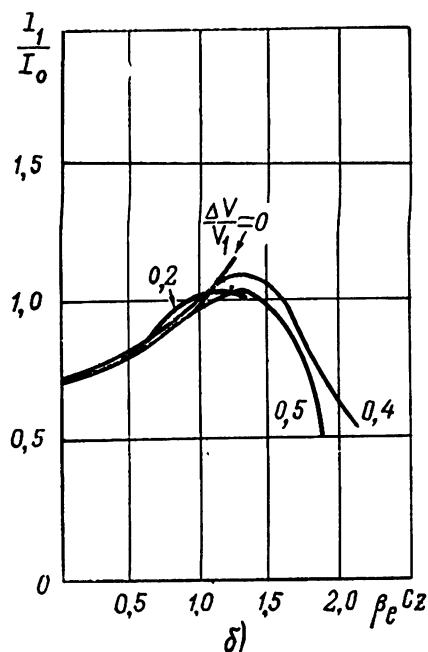


Рис 3. Изменение поля F_+ (а), относительной величины основной гармоники тока $\frac{I_1}{I_0}$ (б) и разности фаз между ними $\Delta \varphi$ (в) по длине выходной секции ЛБВ со скачком напряжения при работе входной секции в режиме максимального усиления ($b=1$) при различных относительных величинах скачка напряжений.

так же как и при $b=0$, сгусток вблизи точки насыщения начинает разгруппировываться, на что указывает падение амплитуды основной гармоники тока (рис. 3,б). В точке насыщения при оптимальной величине скачка $\frac{\Delta V}{V_1} = 0,5$ величина тока падает до $\frac{I_1}{I_0} = 0,5$.

Общая длина ЛБВ оказывается наименьшей в режиме $b=1$ и составляет $N_e=13,5$; при $b=0$ длина $N_e=15,5$.

Полученные в расчетах оптимальные значения амплитуд скачков, длины секций, вывод о преимущественном выигрыше в полном к.п.д. совпадают с соответствующими данными экспериментальной работы [2], посвященной исследованию ЛБВ со скачком скорости электронов.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ЛБВ СО СКАЧКОМ ФАЗОВОЙ СКОРОСТИ ВОЛНЫ

Расчеты ЛБВ со скачком фазовой скорости волны в замедляющей системе выполнены при тех же предположениях, что и в предыдущем случае. Параметры прибора в расчетах также сохранены прежними.

В рассматриваемой модели ЛБВ в точке насыщения параметр несинхронности скачком изменялся от значения b_1 на первой секции до величины b_2 , причем $b_2 > b_1$.

При проведении аналогичных расчетов для конкретных ламп необходимо учитывать в выходной секции влияние изменения фазовой скорости на величину сопротивления связи.

Для некоторых замедляющих систем, например для спирали с диэлектрическими опорами и металлическим экраном, это влияние в рабочем диапазоне изменения фазовой скорости оказывается незначительным и может не учитываться при расчете.

На рис. 4 приведены величины оптимальных значений электронного η_e и полного η_0 к.п.д. при работе входной секции в синхронном режиме ($b=0$), который, как показали расчеты, является оптимальным и для ЛБВ со скачком фазовой скорости. Из рисунка следует, что электронный и полный к.п.д. становятся максимальными ($\eta_e=40\%$, $\eta_0=67\%$) при скачке параметра несинхронности от $b_1=0$ до $b_2=2,5$. При

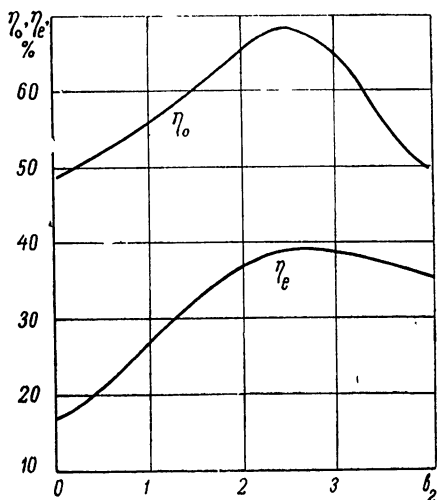


Рис. 4. Зависимость электронного η_e и полного η_0 к.п.д. от относительной величины скачка напряжения.

этом η_e и η_0 близки к значениям этих параметров, полученным для ЛБВ со скачком скорости электронов.

Оптимальная длина выходной секции при $b_2=2,5$ равна $N_e=2,4$.

Как показали расчеты, зависимости от длины основной гармоники тока и разности фаз высокочастотного поля и тока аналогичны соответствующим зависимостям в ЛБВ со скачком напряжения.

Следует отметить, что при одинаковых к.п.д. конструкция ЛБВ со скачком фазовой скорости значительно проще, чем ЛБВ со скачком напряжения, так как не требует вывода СВЧ энергии из группирующих секций и подачи ее через изолятор по постоянному току на вход съемной секции ЛБВ. Замедляющую систему такой ЛБВ, в отличие от ЛБВ с непрерывным изменением фазовой скорости (изохронной ЛБВ), можно изготовить на обычном оборудовании.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЛБВ СО СКАЧКОМ ФАЗОВОЙ СКОРОСТИ

С целью проверки эффективности повышения к.п.д. методом скачка фазовой скорости был сконструирован и испытан экспериментальный макет ЛБВ, параметры которой на средней частоте соответствовали вышеприведенному расчету.

Экспериментальная лампа представляла собой металлокерамическую ЛБВ с периодической магнитной фокусировкой. В отличие от схемы ЛБВ, исследованной в теории, в макете входная секция содержала локальный поглотитель. Спиральная замедляющая система крепилась диэлектрическими стержнями из стеатитовой керамики и была окружена металлическим экраном. Изменение фазовой скорости осуществлено намоткой на конце спирали секции с уменьшенным шагом. Нормализованная длина выходной секции равна $\xi = \beta_e C z = 1,44$. Параметр несинхронности двух первых секций, разделенных локальным поглотителем, $b_1 = 0$, параметр несинхронности выходной секции $b_2 = 2, 4$.

Экспериментальный макет прибора не имел рекуператора энергии отработанных электронов.

Результаты экспериментальных исследований прибора приведены на рис. 5 и 6.

На рис. 5 показаны амплитудные характеристики обычной и аналогичной экспериментальной ЛБВ со скачком фазовой скорости. Из сравнения кривых видно, что введение скачка фазовой скорости увеличивает усиление и выходную мощность. Электронный к.п.д. ЛБВ со скачком фазовой скорости увеличился на 4% по абсолютной величине, что хорошо согласуется с результатами расчета. Максимальное значение электронного к.п.д. составляет 19%. Эта величина в два раза ниже расчетной. Расхождение экспериментальных и теоретических значений к.п.д. следует, по-видимому, отнести за счет неточного задания среднего радиуса пучка и неучитываемого в одномерной модели ЛБВ эффекта расслоения, который может оказывать существенное влияние, особенно при малых радиусах пучка.

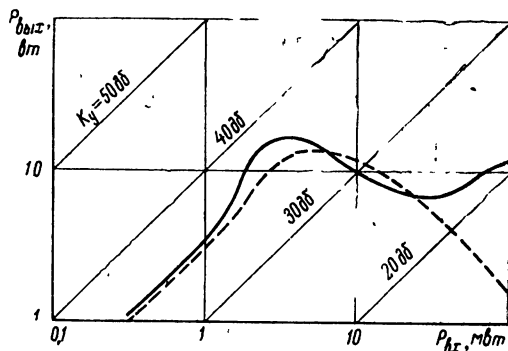


Рис 5 Амплитудная характеристика ЛБВ экспериментальной ЛБВ со скачком фазовой скорости (сплошная линия) и ЛБВ с однородной спиралью (пунктир) $V_1 = V_\phi = 1580$ в, $b_1 = 0$.

Максимальная выходная мощность и наибольший выигрыш в к. п. д. достигаются при напряжении на замедляющей системе $V=1560$ в, что с достаточной точностью совпадает с расчетным значением синхронного напряжения $V_{\text{синхр}}=1580$ в первых секций, разделенных локальным поглотителем.

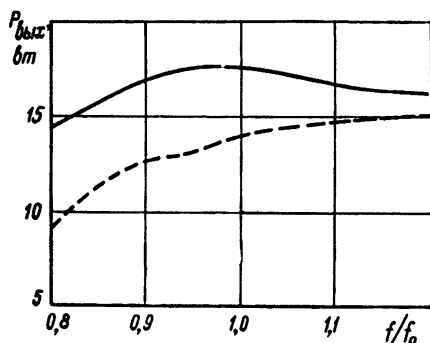


Рис. 6 Частотная характеристика экспериментальной ЛБВ со скачком фазовой скорости (сплошная линия) и ЛБВ с одной спиралью (пунктир).

На рис. 6 показано изменение выходной мощности в полосе частот (при постоянной) входной мощности. Для сравнения на этом же рисунке приведена частотная характеристика прибора без скачка фазовой скорости. Как видно из рисунка, в лампе со скачком фазовой скорости наблюдается существенное улучшение характеристики выходной мощности в рабочем диапазоне частот.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные расчеты ЛБВ со скачком скорости электронов и скачком фазовой скорости волны в замедляющей системе показали, что такие приборы более эффективны, чем обычные ЛБВ. Введение в ЛБВ скачков скорости электронов и фазовой скорости повышает электронный к. п. д. на 4—5% по абсолютной величине. Гораздо больший выигрыш получается в полном к. п. д. приборов: 16% по абсолютной величине. Выводы, полученные из анализа результатов расчета, подтверждаются экспериментальными исследованиями ЛБВ со скачком фазовой скорости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Niclas K. B., Gerchberg R. W. Efficiency Improvement of the Traveling wave Interaction Process. IEEE Trans. on Electron Devices, vol ED-15, 1968, No 2, pp. 49—59.
2. Roberts L. A., Dornseif E. R., Wada G., Bates D. J. Some recent advances in traveling wave tubes for space communications and telemetry. Telecommunications, 1968, Bd. 1, No 8, pp. 13—18.
3. Малькова Н. Я., Победоносцев А. С., Бороденко В. Г. Методика расчета многосекционных СВЧ приборов типа О на цифровых электронно-вычислительных машинах. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып. 12, стр. 3—17.

Статья поступила в редакцию 15 июня 1970 г.

УДК 621.385.6 : 621.391.822

Э. И. Рыжик

ШУМЫ НЕОДНОРОДНОГО ПО СЕЧЕНИЮ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА

(реферат депонированной рукописи)

При теоретическом анализе шумовых свойств электронных потоков предполагается, что электронный поток однороден в поперечном сечении по своим статическим характеристикам — скорости электронов и плотности тока [1, 2]. Это условие практически не выполняется, особенно для широких электронных потоков или потоков с большим током, используемых в СВЧ приборах повышенной мощности. Шумовые характеристики таких приборов изучены недостаточно. Поэтому исследование влияния неоднородного распределения скорости и плотности тока по сечению на шумы в пучке представляет практический интерес.

В работе рассмотрено возбуждение дрейфующего цилиндрического электронного потока, симметрично расположенного в идеально-проводящей трубе, шумовым током и скоростью при произвольной корреляции между ними.

Потенциал трубы достаточно велик, так что тепловой разброс скоростей электронов пренебрежимо мал. Электронный поток неоднороден по скорости электронов (за счет «провисания» электростатического потенциала) и плотности тока в поперечном сечении, которые определяются в соответствии с [3] следующими выражениями:

$$i(x) = i_0(1 + k_1 x^2),$$

$$V(x) = V_0(1 + k_2 x^2),$$

где i_0 , V_0 — плотность тока и потенциал в центре электронного потока,

$b_1 = \frac{i_{\text{гр}} - i_0}{i_0}$ — наибольшее относительное изменение плотности тока,

$b_2 = \frac{V_{\text{гр}} - V_0}{V_0}$ — наибольшее относительное изменение потенциала,

$i_{\text{гр}}$, $V_{\text{гр}}$ — плотность тока и потенциал на границе электронного потока.

На основании работы [3] получены выражения для спектральных плотностей флуктуаций кинетического потенциала, плотности конвекционного тока и плотности комплексной мощности в таком потоке.

По методу, изложенному в работе [1], при начальных значениях [2] определены амплитудные коэффициенты, характеризующие интенсив-

ность различных типов волн кинетического потенциала, шумового тока и комплексной шумовой мощности в неоднородном электронном потоке с учетом поперечного распределения поля замедляющей системы. Показано, что неоднородное распределение плотности тока и скорости электронов по сечению потока приводит к изменению соотношений между возбужденными в потоке шумовыми волнами пространственного заряда разных типов.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Тагер А. С. Исследование шумовых свойств ЛБВ «Радиотехника и электроника», 1957, т 2, стр 222
2. Бердавцев В. Б. Распространение флуктуаций в дрейфующих электронных потоках конечного сечения «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1961, вып. 10, стр. 20—42
3. Рыжик Э. И. Волны пространственного заряда в неоднородных электронных потоках «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 7, стр 26—35.
4. Смуллин Л. Д., Хаусс Г. А. Шумы в электронных приборах. Пер с англ под ред. Палатова К. И., «Энергия», 1964

Полный текст рукописи находится в фондах института «Электроника». № ДЭ-280.

УДК 539 293 : 537.53

Ю. М. Ермолаев

К ВОПРОСУ О РАСПРОСТРАНЕНИИ ВОЗМУЩЕНИЯ В ПОТОКЕ ЗАРЯЖЕННЫХ НОСИТЕЛЕЙ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ ДЛЯ СЛУЧАЯ РЕДКИХ СТОЛКНОВЕНИЙ

(реферат депонированной рукописи)

В работе методом кинетического уравнения рассматриваются условия распространения и характеристики плоских волн пространственного заряда в полупроводнике в случае редких столкновений. Столкновения учтены в первом порядке теории возмущения. В литературе имеются лишь приближенные решения подобной задачи.

Полученное точное дисперсионное выражение имеет вид:

$$1 + \frac{3\omega_p^2}{(\omega - kv_0)^2} \frac{1}{\alpha^2} \left(1 - \frac{1}{2\alpha} \ln \frac{1+\alpha}{1-\alpha} \right) + \delta = 0, \quad (1)$$

где

$$\delta = \frac{3\omega_p^2}{2} \frac{\nu}{j\omega(\omega - kv_0)^2} \int_{-1}^{+1} \frac{\frac{\omega + kv_0}{\omega - kv_0} x + \alpha^2 x^3}{(1 - \alpha^2 x^2)^2} x dx,$$

ω_p — плазменная частота,

ω — угловая частота,

ν — частота столкновений,

k — волновой вектор,

$$\alpha = \frac{kv_F}{\omega - kv_0},$$

v_F — скорость Ферми,

v_0 — скорость дрейфа носителей.

Анализ дисперсионного уравнения проводится для случаев малого и большого разбросов скоростей носителей относительно скорости дрейфа.

При малом разбросе скоростей

$$\frac{v_F}{v_0} \ll \left| \frac{\omega_p}{\omega \pm \omega_p} \right| \ll 1, \text{ когда } |\alpha| \ll 1,$$

могут распространяться слабозатухающие медленные волны, но физическое осуществление этого случая в кристалле полупроводника представляется маловероятным,

При большом разбросе скоростей носителей $\frac{v_F}{v_0} \gg 1$, $|\alpha| \gg 1$ возмущения в потоке могут медленно распространяться, но быстро затухают, что понятно из выражений для волновых векторов:

$$k_{1,2} = \sqrt{3} \frac{\omega_p}{\omega} \frac{\omega}{v_F} \left[\pm \frac{\pi}{4} \frac{v_0}{v_F} \mp j \right].$$

Медленный характер волн в последнем случае позволяет им эффективно взаимодействовать с упругими волнами решетки в кристалле полупроводника через пьезосвязь, через потенциал деформации или иной механизм связи упругих волн с потоком зарядов. Кристалл может работать либо как акустический усилитель, если на его вход подается упругая волна, либо как ФАУ, если на вход поступает модулированный по плотности поток зарядов.

Полный текст рукописи хранится в фондах института «Электроника» № ДЭ-279

УДК 621.372.822/823 : 621.385.6

В. П. Сазонов, В. М. Лямзин

РАСЧЕТ СОГЛАСОВАНИЯ ВЫВОДА ЭНЕРГИИ БАНОЧНОГО ТИПА

Предложен метод расчета согласования вывода энергии баночного типа, основанный на общей теории неоднородностей в волноводе. Расчет согласования производится с помощью ЭЦВМ. Метод рекомендуется для использования при расчете и конструировании выходных устройств СВЧ электровакуумных приборов

1. ВВЕДЕНИЕ

В выходных устройствах различных СВЧ электровакуумных приборов в качестве вакуумных уплотнений часто используются плоские диэлектрические окна, расположенные в отрезке круглого волновода (рис. 1). Такие выходные устройства обычно называются «баночными».

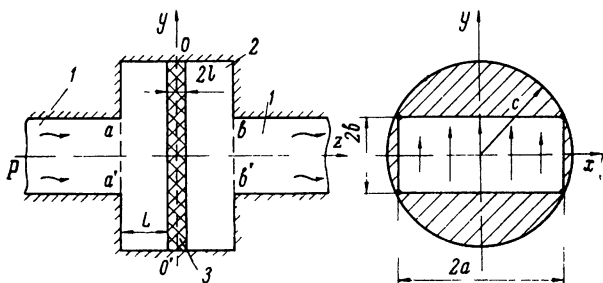


Рис 1. Эскиз баночного вывода энергии

1 — прямоугольный волновод, 2 — отрезок круглого волновода, 3 — диэлектрическое окно, aa' — входное сечение, oo' — плоскость симметрии, bb' — выходное сечение

Широкое применение их в приборах обусловлено рядом ценных свойств: большой широкополосностью, достаточной электрической прочностью, хорошим теплоотводом, простотой изготовления и др.

Одной из основных задач, возникающих при конструировании узла вывода энергии, является обеспечение согласования в широкой полосе частот. Из-за отсутствия теоретического расчета согласования ба-

ночного вывода все его конструктивные размеры обычно подбираются экспериментально, что усложняет и затрудняет разработку вывода энергии.

Целью настоящей работы являлась разработка метода расчета, позволяющего с достаточной для практики точностью определять все конструктивные размеры вывода энергии, при которых обеспечивается согласование в широкой полосе частот.

2. РАСЧЕТ СОЧЛЕНЕНИЯ ПРЯМОУГОЛЬНОГО И КРУГЛОГО ВОЛНОВОДОВ

Одним из элементов конструкции выходного устройства баночного типа является сочленение прямоугольного и круглого волноводов (рис. 2). Это сочленение представляет собой трансформатор, на котором происходит преобразование основной волны прямоугольного вол-

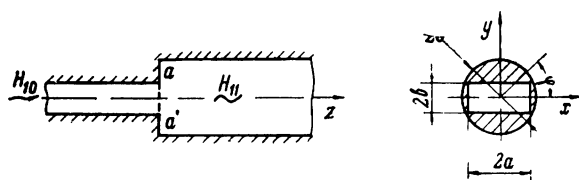


Рис. 2 Эскиз сочленения прямоугольного и круглого волноводов

новода в основную волну круглого волновода. Кроме того, на этом сочленении со стороны как прямоугольного, так и круглого волноводов возбуждается бесконечное количество высших типов волн (H и E), которые определяют реактивную проводимость сочленения.

Рассчитаем величину этой реактивной проводимости и коэффициента трансформации для основных типов волн, распространяющихся в обоих волноводах. Расчет проведем в предположении, что как в прямоугольном, так и в круглом волноводах потерь нет и их размеры выбраны так, что в обоих волноводах распространяются только основные типы волн (H_{10} — в прямоугольном и H_{11} — в круглом).

Пусть на сочленение слева (см. рис. 2) падает волна основного типа H_{10} . При этом, согласно работам [1, 2], полная входная проводимость сочленения $Y_{вх}$, нормированная к волновой проводимости прямоугольного волновода Y_1 , может быть представлена в виде:

$$\frac{Y_{вх}}{Y_1} = N^2 \frac{Y_0}{Y_1} + j \sum_q^{I+II} N_{qh}^2 \frac{B_{qh}}{Y_1} + j \sum_q^{I+II} N_{qe} \frac{B_{qe}}{Y_1}. \quad (1)$$

Здесь приняты следующие обозначения.

Знак $\sum_q^{I+II}$ соответствует суммированию по всем высшим типам волн, как в прямоугольном (индекс I), так и в круглом (индекс II) волноводах (q — номер волны).

Выражения

$$\frac{B_{qh}^{(I, II)}}{Y_1} = \mp \frac{|K_{qh}^{(I, II)}|}{K_{10}}, \quad (2)$$

$$\frac{B_{qe}^{(I, II)}}{Y_1} = \pm \frac{K_0^2}{|K_{qe}^{(I, II)}| K_{10}} \quad (3)$$

представляют собой частичные волновые проводимости для волн типа H в прямоугольном (K_{qh}^I берется со знаком «минус») и круглом (K_{qh}^{II} берется со знаком «плюс») волноводах и волн типа E в прямоугольном (K_{qe}^I берется со знаком «плюс») и круглом (K_{qe}^{II} берется со знаком «минус») волноводах, нормированные к волновой проводимости прямоугольного волновода;

$\frac{Y_0}{Y_1}$ — волновая проводимость круглого волновода для волны H_{11} , нормированная к волновой проводимости прямоугольного волновода:

$$\frac{Y_0}{Y_1} = \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{2a_{11}}{\pi c} \frac{\lambda}{\lambda_{к1}}\right)^2}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{к1}}\right)^2}}; \quad (3a)$$

$K_{qh}^{I, II}$, $K_{qe}^{I, II}$ — волновые числа для волн H_q и E_q в прямоугольном и круглом волноводах, равные:

$$\left. \begin{aligned} K_{qh}^I &= K_0 \sqrt{\left(p_q \frac{\lambda}{\lambda_{к1}}\right)^2 - 1}, \\ K_{qe}^I &= K_0 \sqrt{\left(p_q \frac{\lambda}{\lambda_{к1}}\right)^2 - 1}, \\ K_{qh}^{II} &= K_0 \sqrt{\left(g_{qh} \frac{\lambda}{\lambda_{к1}}\right)^2 - 1}, \\ K_{qe}^{II} &= K_0 \sqrt{\left(g_{qe} \frac{\lambda}{\lambda_{к1}}\right)^2 - 1}, \\ K_{10} &= K_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{к1}}\right)^2}, \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$K_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число для свободного пространства,

$\lambda_{к1}$ — критическая длина волны прямоугольного волновода для волны H_{10} ,

λ — длина волны свободного пространства,

$$\left. \begin{aligned} p_q &= 2a \sqrt{\left(\frac{m'\pi}{2a}\right)^2 + \left(\frac{n'\pi}{2b}\right)^2}, \\ g_{qh} &= \frac{2a \nu_{mn}}{\pi c}, \\ g_{qe} &= \frac{2a \varepsilon_{mn}}{\pi c}, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

$2a \times 2b$ — размеры поперечного сечения прямоугольного волновода (рис. 2),

c — радиус круглого волновода (рис. 2),

ν_{mn} и ε_{mn} — корни уравнений $J'_m(\nu_{mn}) = 0$ и $J_m(\varepsilon_{mn}) = 0$,

$m', n' = 0, 1, 2, 3 \dots$ — индексы типов волн в прямоугольном волноводе,

$m, n = 0, 1, 2, 3 \dots$ — индексы волн в круглом волноводе,

N — коэффициент трансформации для волн основных типов:

$$N = \left| \frac{e_{h11}}{e_{h10}} \right|; \quad (6)$$

$N_{qe,h}^I$ — коэффициенты трансформации для высших типов волн E и H со стороны прямоугольного волновода:

$$N_{qe,h}^{(I)} = \left| \frac{e_{qe,h}^{(I)}}{e_{h10}} \right|; \quad (7)$$

$N_{qe,h}^{II}$ — коэффициент трансформации для высших типов волн E и H со стороны круглого волновода:

$$N_{qe,h}^{(II)} = \left| \frac{e_{qe,h}^{(II)}}{e_{h10}} \right|; \quad (8)$$

$e_{h10}, e_{h11}, e_{qe,h}^{(I, II)}$ — коэффициенты разложения касательной составляющей электрического поля на отверстия связи S по поперечным собственным функциям соответствующих волноводов:

$$\left. \begin{aligned} e_{h10} &= \int_S \vec{E}_\tau \vec{E}_{ch10} dS, \\ e_{h11} &= \int_S \vec{E}_\tau \vec{E}_{ch11} dS, \\ e_{qh}^{(I, II)} &= \int_S \vec{E}_\tau \vec{E}_{chq}^{(I, II)} dS, \\ e_{qe}^{(I, II)} &= \int_S \vec{E}_\tau \vec{E}_{geq}^{(I, II)} dS. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

$\vec{E}_\tau$ — касательная составляющая напряженности электрического поля на отверстии связи.

Собственные векторные функции имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \vec{E}_{ch10} &= \frac{1}{x_{h10}} [\nabla \vec{\psi}_{h10} \times \vec{z}_0], \\ \vec{E}_{ch11} &= \frac{1}{x_{h11}} [\nabla \vec{\psi}_{h11} \times \vec{z}_0], \\ \vec{E}_{chq}^{(I, II)} &= \frac{1}{x_{hq}^{(I, II)}} [\nabla \vec{\psi}_{hq}^{(I, II)} \times \vec{z}_0], \\ \vec{E}_{geq}^{(I, II)} &= \frac{1}{x_{eq}^{(I, II)}} \nabla \vec{\psi}_{eq}^{(I, II)}, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

$\psi_{h10}, \psi_{h11}, \psi_{hq}^{(I, II)}, \psi_{eq}^{(I, II)}$ — скалярные собственные функции прямоугольного и круглого волноводов для волн H_{10}, H_{11}, H_q и E_q ,
 $\vec{z}_0$ — единичный вектор оси z ,
 x — критические волновые числа, для волн H_{10}, H_{11}, H_q и E_q равные:

$$x_{h10} = \frac{\pi}{4a}; \quad x_{h11} = \frac{p_{11}}{c}; \quad x_{hq}^{II} = \frac{p_{mn}}{c}; \quad x_{eq}^{II} = \frac{e_{mn}}{c},$$

$$x_{h,e}^{(I)} = \left(\frac{m'\pi}{2a} \right)^2 + \left(\frac{n'\pi}{2b} \right)^2.$$

В рассматриваемом случае площадь поперечного сечения отверстия связи S равна поперечному сечению прямоугольного волновода (см. рис. 2). Поэтому в качестве поля на отверстии связи целесообразно взять поле основной волны, падающей на сочленение:

$$\vec{E}_\tau = [\nabla \vec{\psi}_{h10} \times \vec{z}_0]. \quad (11)$$

При таком задании поля на отверстии связи задача существенно упрощается, так как коэффициенты трансформации всех высших типов волн прямоугольного волновода $N_{qe,h}^{(I)}$ обращаются в нуль, что связано с ортогональностью основной волны ко всем высшим типам волн на поперечном сечении прямоугольного волновода.

Для определения коэффициентов трансформации высших типов волн, возбуждающихся на сочленении со стороны круглого волновода, подставим в выражения (6)–(8) соответствующие значения функций (9) и (10), учитывая в них (11).

В результате получаем *:

$$\left. \begin{aligned} N &= \frac{z_{h10}}{z_{h11}} \left| \int_S [\vec{\nabla} \psi_{h10} \times \vec{z}_0] [\vec{\nabla} \psi_{h11} \times \vec{z}_0] dS \right|, \\ N_{qe} &= \frac{z_{h10}}{z_{eqn}} \left| \int_S [\vec{\nabla} \psi_{h10} \times \vec{z}_0] \vec{\nabla} \psi_{eq} dS \right|, \\ N_{qh} &= \frac{z_{h10}}{z_{hq}} \left| \int_S [\vec{\nabla} \psi_{h10} \times \vec{z}_0] [\vec{\nabla} \psi_{qh} \times \vec{z}_0] dS \right|. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Скалярные собственные функции прямоугольного и круглого волноводов имеют вид:

$$\begin{aligned} \psi_{h10} &= \sqrt{\frac{1}{2ab}} \cos \frac{\pi x}{2a}, \\ \psi_{h11} &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\nu_{11}}{c \sqrt{\nu_{11}^2 - 1} J_1(\nu_{11})} J_1\left(\nu_{11} \frac{r}{c}\right) \cos \varphi, \\ \psi_{hq} &= \sqrt{\frac{2}{\pi(1+\delta_{0m})}} \frac{\nu_{mn}}{c \sqrt{\nu_{mn}^2 - m^2} J_m(\nu_{mn})} J_m\left(\nu_{mn} \frac{r}{c}\right) \cos m\varphi, \\ \psi_{eq} &= \sqrt{\frac{2}{\pi(1+\delta_{0m})}} \frac{J_m\left(\varepsilon_{mn} \frac{r}{c}\right)}{c J'_m(\varepsilon_{mn})} \sin m\varphi. \end{aligned} \quad (13)$$

Подставляя эти значения в (12), после преобразований, связанных с векторным умножением, получаем:

$$\begin{aligned} N &= \frac{4\nu_{11}}{V\pi \sqrt{\eta^2} \sqrt{\nu_{11}^2 - 1} J_1(\nu_{11})} \left(\int_0^{\varphi_0} \int_0^{1/\cos \varphi} \cos\left(\frac{\pi u \cos \varphi}{2}\right) \left[J_0\left(\frac{\nu_{11} u}{\sqrt{1+\eta^2}}\right) \times \right. \right. \\ &\quad \times \cos^2 \varphi - \frac{\sqrt{1+\eta^2}}{\nu_{11} u} J_1\left(\frac{\nu_{11} u}{\sqrt{1+\eta^2}}\right) \cos 2\varphi \left. \right] u du d\varphi + \\ &\quad + \int_{\varphi_0}^{\pi/2} \int_0^{\eta/\sin \varphi} \cos\left(\frac{\pi u \cos \varphi}{2}\right) \left[J_0\left(\frac{\nu_{11} u}{\sqrt{1+\eta^2}}\right) \times \cos^2 \varphi - \right. \\ &\quad \left. - \frac{\sqrt{1+\eta^2}}{\nu_{11} u} J_1\left(\frac{\nu_{11} u}{\sqrt{1+\eta^2}}\right) \cos 2\varphi \right] u du d\varphi \Big); \end{aligned} \quad (14)$$

* При выводе выражений (12) учитывалось условие нормировки:

$$\int_S (\nabla \psi_{h10})^2 dS = 1.$$

$$\begin{aligned}
 N_{qh} = & \frac{4\nu_{mn}}{\sqrt{\pi} \sqrt{\eta} \xi \sqrt{\nu_{mn}^2 - m^2} J_m(\nu_{mn})} \left(\int_0^{\varphi_0} \int_0^{1/\cos \varphi} \cos \left(\frac{\pi u \cos \varphi}{2} \right) \times \right. \\
 & \times \left[J_{m-1} \left(\frac{\nu_{mn} u}{\sqrt{1 + \eta^2}} \right) \cos m\varphi \cos \varphi - \frac{m \sqrt{1 + \eta^2}}{\nu_{mn} u} J_m \left(\frac{\nu_{mn} u}{\sqrt{1 + \eta^2}} \right) \times \right. \\
 & \times \cos(m+1)\varphi \left. \right] u du d\varphi + \int_{\varphi_0}^{\pi/2} \int_0^{\eta/\sin \varphi} \cos \left(\frac{\pi u \cos \varphi}{2} \right) \left[J_{m-1} \left(\frac{\nu_{mn} u}{\sqrt{1 + \eta^2}} \right) \times \right. \\
 & \times \cos m\varphi \cos \varphi - \frac{m \sqrt{1 + \eta^2}}{\nu_{mn} u} J_m \left(\frac{\nu_{mn} u}{\sqrt{1 + \eta^2}} \right) \cos(m+1)\varphi \left. \right] u du d\varphi \Big); \quad (15)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 N_{qe} = & \frac{4}{\sqrt{\pi} \sqrt{\eta} \xi J'_m(\varepsilon_{mn})} \left(\int_0^{\varphi_0} \int_0^{1/\cos \varphi} \cos \left(\frac{\pi u \cos \varphi}{2} \right) \times \right. \\
 & \times \left[J_{m-1} \left(\frac{\varepsilon_{mn} u}{\sqrt{1 + \eta^2}} \right) \sin m\varphi \sin \varphi + \frac{m \sqrt{1 + \eta^2}}{\varepsilon_{mn} u} \times \right. \\
 & \times J_m \left(\frac{\varepsilon_{mn} u}{\sqrt{1 + \eta^2}} \right) \cos(m+1)\varphi \left. \right] u du d\varphi + \int_{\varphi_0}^{\pi/2} \int_0^{\eta/\sin \varphi} \cos \left(\frac{\pi u \cos \varphi}{2} \right) \times \\
 & \times \left[J_{m-1} \left(\frac{\varepsilon_{mn} u}{\sqrt{1 + \eta^2}} \right) \sin m\varphi \sin \varphi + \frac{m \sqrt{1 + \eta^2}}{\varepsilon_{mn} u} \times \right. \\
 & \times J_m \left(\frac{\varepsilon_{mn} u}{\sqrt{1 + \eta^2}} \right) \cos(m+1)\varphi \left. \right] u du d\varphi \Big), \quad (16)
 \end{aligned}$$

где

$$\eta = \frac{b}{a};$$

$$\xi = \frac{c}{a};$$

$$u = \frac{r}{a};$$

r — текущий радиус.

Интегралы (14) — (16) записаны в цилиндрической системе координат и берутся по поперечному сечению прямоугольного отверстия связи.

Иногда бывает проще вычислять эти интегралы в прямоугольной системе координат:

$$N = \frac{4\nu_{11}\sqrt{\eta}}{\sqrt{\pi}\xi\sqrt{\nu_{11}^2-1}J_1(\nu_{11})} \int_0^1 \int_0^1 \cos\left(\frac{\pi u'}{2}\right) \left\{ J_0(\nu_{11}t) \cos^2 \left[\arctg\left(\frac{u'}{\eta v'}\right) \right] - \right. \\ \left. - \frac{1}{\nu_{11}t} J_1(\nu_{11}t) \cos 2 \left[\arctg\left(\frac{u'}{\eta v'}\right) \right] \right\} du' dv'; \quad (17)$$

$$N_{qh} = \frac{4\nu_{mn}\sqrt{\eta}}{\sqrt{\pi}\xi\sqrt{\nu_{mn}^2-m^2}J_m(\nu_{mn})} \int_0^1 \int_0^1 \cos\left(\frac{\pi u'}{2}\right) \left\{ J_{m-1}(\nu_{mn}t) \times \right. \\ \times \cos m \left[\arctg\left(\frac{u'}{\eta v'}\right) \right] \cos \left[\arctg\left(\frac{u'}{\eta v'}\right) - \frac{m}{\nu_{mn}t} \times \right. \\ \left. \times J_m(\nu_{mn}t) \cos \left((m+1) \arctg\left(\frac{u'}{\eta v'}\right) \right) \right\} du' dv'; \quad (18)$$

$$N_{qe} = \frac{4\sqrt{\eta}}{\sqrt{\pi}J'_m(\varepsilon_{mn})} \int_0^1 \int_0^1 \cos\left(\frac{\pi u'}{2}\right) \left(J_{m-1}(\varepsilon_{mn}t) \sin \left[m \arctg\left(\frac{u'}{\eta v'}\right) \right] \times \right. \\ \left. \times \sin \left[\arctg\left(\frac{u'}{\eta v'}\right) \right] + \frac{m}{\varepsilon_{mn}t} J_m(\varepsilon_{mn}t) \cos \left[(m+1) \arctg\left(\frac{u'}{\eta v'}\right) \right] \right) du' dv'. \quad (19)$$

Здесь

$$u' = \frac{x}{a}; \quad v' = \frac{y}{b}; \quad t = \frac{\sqrt{(u')^2 + \eta^2(v')^2}}{\sqrt{1+\eta^2}}.$$

Из приведенных выражений следует, что от нуля отличны коэффициенты трансформации только тех высших типов волн, у которых m принимает нечетные значения $m = (2k+1)$; $k=0, 1, 2 \dots$

Таким образом, при распределении поля на отверстии связи, заданном в виде (11) в круглом волноводе, могут возбудиться только волны типа $H_{11}, H_{12}, H_{13}, \dots, E_{11}, E_{12}, E_{13}, \dots, H_{31}, H_{32}, H_{33}, \dots, E_{31}, E_{32}, E_{33}, \dots$

Поверхностные интегралы в выражениях (14) — (19) аналитически не вычисляются. Их расчет проводится численно на ЭЦВМ.

В таблице приведены результаты расчета коэффициентов трансформации для типов волн H_{1n} , H_{3n} , E_{1n} и E_{3n} при $\eta = 0,443$ и $\xi = 1,195$.

Таблица

Значения коэффициентов трансформации для типов волн H_{1n} , H_{3n} , E_{1n} и E_{3n} при $\eta = 0,443$, $\xi = 1,195$

Тип волн	N_{qh}	Тип волн	N_{qh}	Тип волн	N_{qe}	Тип волн	N_{qe}
H_{11}	0,452	H_{31}	0,0173	E_{11}	0,347	E_{31}	0,0166
H_{12}	0,0235	H_{32}	0,00256	E_{12}	0,0285	E_{32}	0,00241
H_{13}	0,00163	H_{33}	0,000832	E_{13}	0,00768	E_{33}	0,0108
H_{14}	0,000348	H_{34}	0,0000372	E_{14}	0,0101	E_{34}	0,000376
H_{15}	0,000152	H_{35}	0,0000129	E_{15}	0,000259	E_{35}	0,00191

Из приведенных данных следует, что с ростом индексов m и n значения коэффициентов трансформации достаточно быстро убывают, поэтому при расчетах можно ограничиться двумя-тремя членами по m и четырьмя-пятью членами по n .

На рис. 3 показана эквивалентная схема сочленения, составленная на основе выражения (1).

В связи с тем, что полная входная проводимость есть сумма частичных входных проводимостей для каждого типа волны, возбуждающегося на сочленении, вторичные обмотки трансформатора на эквивалентной схеме должны быть включены параллельно и нагружены на волновые проводимости круглого волновода для соответствующих типов волн, причем для высших типов H_q и E_q это реактивные проводимости, для основной H_{11} волны нагрузкой является ее активная волновая проводимость.

3. РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ОТ ВЫВОДА ЭНЕРГИИ БАНОЧНОГО ТИПА

Баночная конструкция вывода энергии представляет собой симметричную систему, состоящую из двух неоднородностей в виде сочленений прямоугольного волновода с круглым и плоской диэлектрической перегородкой, расположенной в круглом волноводе в середине меж-

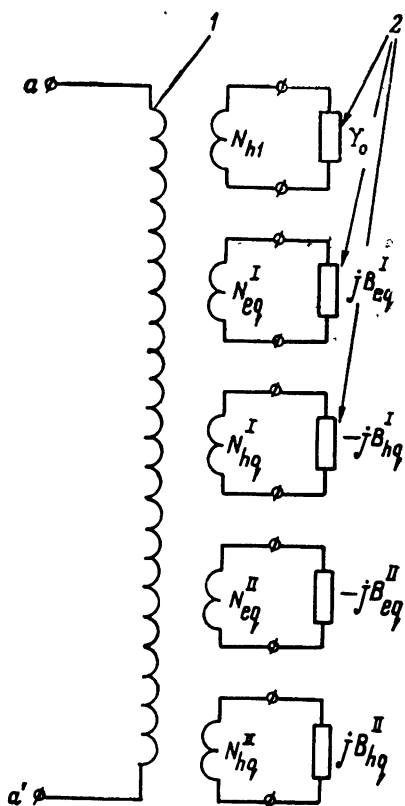


Рис 3 Эквивалентная схема сочленения круглого и прямоугольного волноводов 1 — идеальный трансформатор, 2 — нагрузки для основного типа волны H_{11} и типов волн E_{mn} и H_{mn} в прямоугольном (индекс I) и круглом (индекс II) волноводах.

ду сочленениями. Волна основного типа H_{10} в прямоугольном волноводе, падая на сочленение, возбуждает в круглом волноводе волну основного типа H_{11} и высшие типы волн H_q и E_q . При этом передача энергии через цилиндрическую часть вывода может осуществляться либо только основной волной H_{11} (в случае, когда расстояние между сочленениями велико), либо при участии высших типов волн (в случае, когда расстояние между стыками меньше радиуса круглого волновода). Как показали многочисленные экспериментальные исследования, проведенные при разработке различных конструкций выводов энергии баночного типа, наиболее широкополосное согласование получается в том случае, когда длина цилиндрической части вывода весьма незначительна. Следовательно, в передаче энергии через цилиндрическую часть должны участвовать высшие типы волн.

Для расчета коэффициента отражения от вывода энергии баночного типа воспользуемся методом эквивалентных схем.

Сущность метода состоит в том [4], [5], что неоднородный участок, включенный в прямоугольный волновод между сечениями aa' и bb' (рис. 4), представляется отрезком однородной линии передачи, имеющей свою эквивалентную волновую проводимость Y и эквивалентную электрическую длину θ . Естественно, что Y и θ являются сложными функциями параметров вывода энергии и длины волны.

Сущность метода состоит в том [4], [5], что неоднородный участок, включенный в прямоугольный волновод между сечениями aa' и bb' (рис. 4), представляется отрезком однородной линии передачи, имеющей свою эквивалентную волновую проводимость Y и эквивалентную электрическую длину θ . Естественно, что Y и θ являются сложными функциями параметров вывода энергии и длины волны.

Рис. 4 Отрезок длинной линии с волновой проводимостью Y и электрической длиной θ , эквивалентный неоднородному участку, включенному между сечениями aa' и bb' однородного прямоугольного волновода.

Параметры Y и θ определяются следующим образом. Представим, что в плоскости симметрии oo' расположена идеальная электрическая стенка, т.е. осуществляется режим короткого замыкания. Входную проводимость в сечении aa' при коротком замыкании в плоскости oo' обозначим через $Y_{к.з.}$. Если в плоскости oo' расположена идеальная магнитная стенка, то осуществляется режим холостого хода. При этом входную проводимость в сечении aa' обозначим через $Y_{х.х.}$.

Связь между эквивалентными параметрами Y и θ и проводимостями $Y_{х.х.}$ и $Y_{к.з.}$ определяется выражениями [4]:

$$Y^2 = -Y_{х.х.} Y_{к.з.}, \quad (20)$$

$$\operatorname{tg}^2 \theta = \frac{-4Y_{х.х.} Y_{к.з.}}{(Y_{х.х.} + Y_{к.з.})^2}. \quad (21)$$

Здесь $Y_{х.х.}$ и $Y_{к.з.}$ нормированы к волновой проводимости прямоугольного волновода Y_1 .

По известным параметрам Y и θ рассчитывается коэффициент отражения от входа эквивалентной линии, нагруженной на волновую проводимость прямоугольного волновода:

$$|\Gamma| = \sqrt{\frac{(Y^2 - 1)^2 \operatorname{tg}^2 \theta}{4Y^2 + \operatorname{tg}^2 \theta (Y^2 + 1)^2}}. \quad (22)$$

Таким образом, дальнейшая задача состоит в расчете $Y_{x.x}$ и $Y_{k.z}$.

На рис. 5 представлена эквивалентная схема для расчета $Y_{x.x}$ и $Y_{k.z}$ с учетом высших типов волн. Эта схема составлена на основе эквивалентной схемы сочленения прямоугольного и круглого волноводов. В отличие от схемы рис. 3 здесь на некотором расстоянии от сочленения включен отрезок круглого волновода, заполненного диэлектриком. Расчет входной проводимости на клеммах aa' при режимах холостого хода и короткого замыкания на клеммах oo' проводится по известным формулам теории линий передач [3], [4]:

$$Y_{x.x} = jN^2 \frac{Y_0}{Y_1} Q_{0x.x} + j \sum_q N_{qe}^2 \frac{B_{qe}}{Y_1} \times \\ \times Q_{ex.x} + j \sum_q N_{qh}^2 \frac{B_{qh}}{Y_1} Q_{hx.x}, \quad (23)$$

$$Y_{k.z} = jN^2 \frac{Y_0}{Y_1} Q_{0k.z} + j \sum_q N_{qe}^2 \frac{B_{qe}}{Y_1} Q_{ek.z} + j \sum_q N_{qh}^2 \frac{B_{qh}}{Y_1} Q_{hk.z}. \quad (24)$$

Здесь $Q_{0x.x}$, $Q_{0k.z}$, $Q_{ex.x}$, $Q_{hx.x}$, $Q_{ek.z}$ — коэффициенты, учитывающие эффект трансформации нагрузки от сечения oo' к сечению aa' на основном и высших типах волн E_q и H_q соответственно. Эти коэффициенты равны:

$$Q_{0x.x} = \frac{\frac{Y_0^e}{Y_0} \operatorname{tg} F^e + \operatorname{tg} \theta_1}{1 - \frac{Y_0^e}{Y_0} \operatorname{tg} F^e \operatorname{tg} \theta_1}, \quad (25)$$

$$Q_{0k.z} = \frac{\frac{Y_0^e}{Y_0} \operatorname{ctg} F^e + \operatorname{tg} \theta_1}{1 + \frac{Y_0^e}{Y_0} \operatorname{ctg} F^e \operatorname{tg} \theta_1}, \quad (26)$$

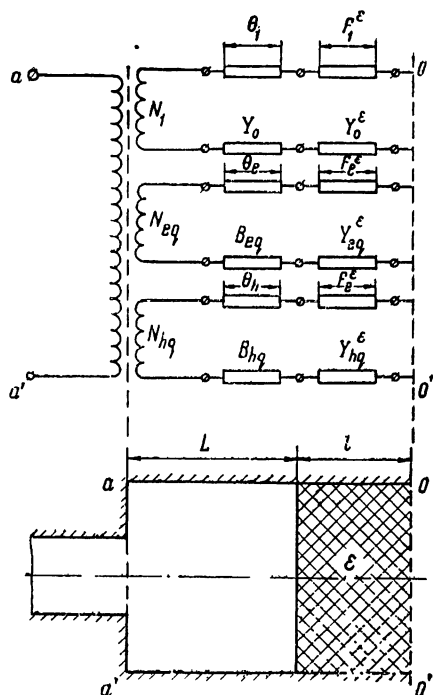


Рис. 5 Эквивалентная схема для определения входной проводимости в сечении aa' при коротком замыкании и холостом ходе в сечении oo'

$$Q_{ex. x} = \frac{\frac{Y_{qe}^e}{B_{qe}} \operatorname{th} F_e^e + \operatorname{th} \theta_e}{1 + \frac{Y_{qe}^e}{B_{qe}} \operatorname{th} F_e^e \operatorname{th} \theta_e}, \quad (27)$$

$$Q_{hx. x} = - \frac{\frac{Y_{qh}^e}{B_{qh}} \operatorname{th} F_h^e + \operatorname{th} \theta_h}{1 + \frac{Y_{qh}^e}{B_{qh}} \operatorname{th} F_h^e \operatorname{th} \theta_h}, \quad (28)$$

$$Q_{ex. z} = \frac{\frac{Y_{qh}^e}{B_{qe}} \operatorname{cth} F_e^e + \operatorname{th} \theta_e}{1 + \frac{Y_{qe}^e}{B_{qe}} \operatorname{cth} F_e^e \operatorname{th} \theta_e}, \quad (29)$$

$$Q_{hx. z} = - \frac{\frac{Y_{qh}^e}{B_{qh}} \operatorname{cth} F_h^e + \operatorname{th} \theta_h}{1 + \frac{Y_{qh}^e}{B_{qh}} \operatorname{cth} F_h^e \operatorname{th} \theta_h}, \quad (30)$$

где

$$\frac{Y_0^e}{Y_0} = \frac{\sqrt{\varepsilon - \left(\frac{2a_{11} \lambda}{\pi c \lambda_{k1}} \right)^2}}{\sqrt{1 - \left(\frac{2a_{11} \lambda}{\pi c \lambda_{k1}} \right)^2}}, \quad (31)$$

$$\frac{Y_{qe}^e}{B_{qe}} = \frac{\varepsilon \sqrt{\left| \left(g_{qe} \frac{\lambda}{\lambda_{k1}} \right)^2 - 1 \right|}}{\sqrt{\left| \varepsilon - \left(g_{qe} \frac{\lambda}{\lambda_{k1}} \right)^2 \right|}}, \quad (32)$$

$$\frac{Y_{qh}^e}{B_{qh}} = \frac{\sqrt{\left| \varepsilon - \left(g_{qh} \frac{\lambda}{\lambda_{k1}} \right)^2 \right|}}{\sqrt{\left| 1 - \left(g_{qh} \frac{\lambda}{\lambda_{k1}} \right)^2 \right|}}. \quad (33)$$

Выражения (31)—(33) представляют собой волновые проводимости круглого волновода, заполненного диэлектриком для типов волн H_{11} , E_q и H_q , нормированные к волновым проводимостям полого круглого волновода для этих же типов волн.

Электрическая длина участка круглого волновода, заполненного диэлектриком, для типов волн E_q , H_q и H_{11} соответственно равна:

$$F_e^e = \frac{2\pi l}{\lambda_{k1}} \frac{\sqrt{\left| \varepsilon - \left(g_{qe} \frac{\lambda}{\lambda_{k1}} \right)^2 \right|}}{\frac{\lambda}{\lambda_{k1}}}, \quad (34)$$

$$F_h^e = \frac{2\pi l}{\lambda_{k1}} \frac{\sqrt{\left| \varepsilon - \left(g_{qh} \frac{\lambda}{\lambda_{k1}} \right)^2 \right|}}{\frac{\lambda}{\lambda_{k1}}}, \quad (35)$$

$$F_1^e = \frac{2\pi l}{\lambda_{k1}} \frac{\sqrt{\left| \varepsilon - \left(\frac{2a\mu_{11}}{\pi c} \frac{\lambda}{\lambda_{k1}} \right)^2 \right|}}{\frac{\lambda}{\lambda_{k1}}}. \quad (36)$$

Электрическая длина участка круглого волновода, не заполненного диэлектриком, для волн типа E_q , H_q и H_{11} равна:

$$\theta_e = \frac{2\pi L}{\lambda_{k1}} \frac{\sqrt{\left(g_{qe} \frac{\lambda}{\lambda_{k1}} \right)^2 - 1}}{\frac{\lambda}{\lambda_{k1}}}, \quad (37)$$

$$\theta_h = \frac{2\pi L}{\lambda_{k1}} \frac{\sqrt{\left(g_{qh} \frac{\lambda}{\lambda_{k1}} \right)^2 - 1}}{\frac{\lambda}{\lambda_{k1}}}, \quad (38)$$

$$\theta_1 = \frac{2\pi L}{\lambda_{k1}} \frac{\sqrt{\left(\frac{2a\mu_{11}}{\pi c} \frac{\lambda}{\lambda_{k1}} \right)^2 - 1}}{\frac{\lambda}{\lambda_{k1}}}. \quad (39)$$

Из анализа выражений (23) и (24) с учетом в них (25)–(30) следует, что при увеличении расстояния от диэлектрика до сочленения $\frac{L}{\lambda_{k1}} \rightarrow \infty$ коэффициенты $Q_{ek.z}$, $Q_{ex.x}$, $Q_{hk.z}$, $Q_{hx.x} \rightarrow 1$. При этом оба члена в виде сумм в выражениях (23) и (24) вместе составляют полную реактивную проводимость сочленения прямоугольного и круглого волноводов [сравните с (1)], а передача энергии через цилиндрическую часть вывода осуществляется только основной волной H_{11} .

В случае же, когда $\frac{L}{\lambda_{к1}} = 0$, коэффициенты $Q_{ек.з}$, $Q_{ех.х}$, $Q_{hk.з}$, $Q_{hx.х}$ равны:

$$\left. \begin{aligned} Q_{ех.х} &= \frac{Y_{qe}^e}{B_{qe}} \operatorname{th} F_e^e, \\ Q_{ек.з} &= \frac{Y_{qe}^e}{B_{qe}} \operatorname{cth} F_e^e, \\ Q_{hx.х} &= -\frac{Y_{qh}^e}{B_{qe}} \operatorname{th} F_h^e, \\ Q_{hk.з} &= -\frac{Y_{qh}^e}{B_{qh}} \operatorname{cth} F_h^e. \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

При этом для $\varepsilon \gg 1$ постоянные распространения некоторых высших типов волн становятся действительными, что соответствует распространению этих типов волн в диэлектрике окна. Следовательно, в случаях, когда $\frac{L}{\lambda_{к1}} = 0$ или $\frac{L}{\lambda_{к1}}$ мало, что имеет место в реальных конструкциях баночных выводов, передача энергии осуществляется не только основной волной, но и некоторыми высшими типами волн, распространяющимися в диэлектрике окна. Поэтому при расчетах согласования реальных конструкций баночного вывода энергии для высших видов, распространяющихся в диэлектрике окна, необходимо предусмотреть в выражениях (27) и (30) замену $\operatorname{th} F_e^e$ и $\operatorname{cth} F_e^e$ на $\operatorname{tg} F_e^e$ и $-\operatorname{ctg} F_e^e$, а в выражениях (28) и (30) $\operatorname{th} F_h^e$ и $\operatorname{cth} F_h^e$ на $-\operatorname{tg} F_h^e$ и $\operatorname{ctg} F_h^e$. Это обстоятельство необходимо учитывать в каждом конкретном случае.

Расчет согласования баночного вывода энергии проводился на ЭЦВМ «Мир».

Порядок расчета сводился к определению параметров эквивалентной линии Y и Θ [выражения (20) и (21)] через входные проводимости холостого хода и короткого замыкания [выражения (23) и (24)]. Далее по известным параметрам Y и Θ рассчитывался модуль коэффициента отражения $|\Gamma|$ от вывода энергии [выражение (22)].

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СОГЛАСОВАНИЯ БАНОЧНОГО ВЫВОДА ЭНЕРГИИ

Применимость предложенного метода к расчету согласования баночных выводов энергии проверялась экспериментально, как на макетах, так и на реальных конструкциях.

На рис. 6, 7 показаны характеристики согласования баночного вывода энергии для случая, когда диаметр круглого волновода равен диагонали прямоугольного, толщина диэлектрического окна $\frac{l}{\lambda_{к1}} = 0,0208$,

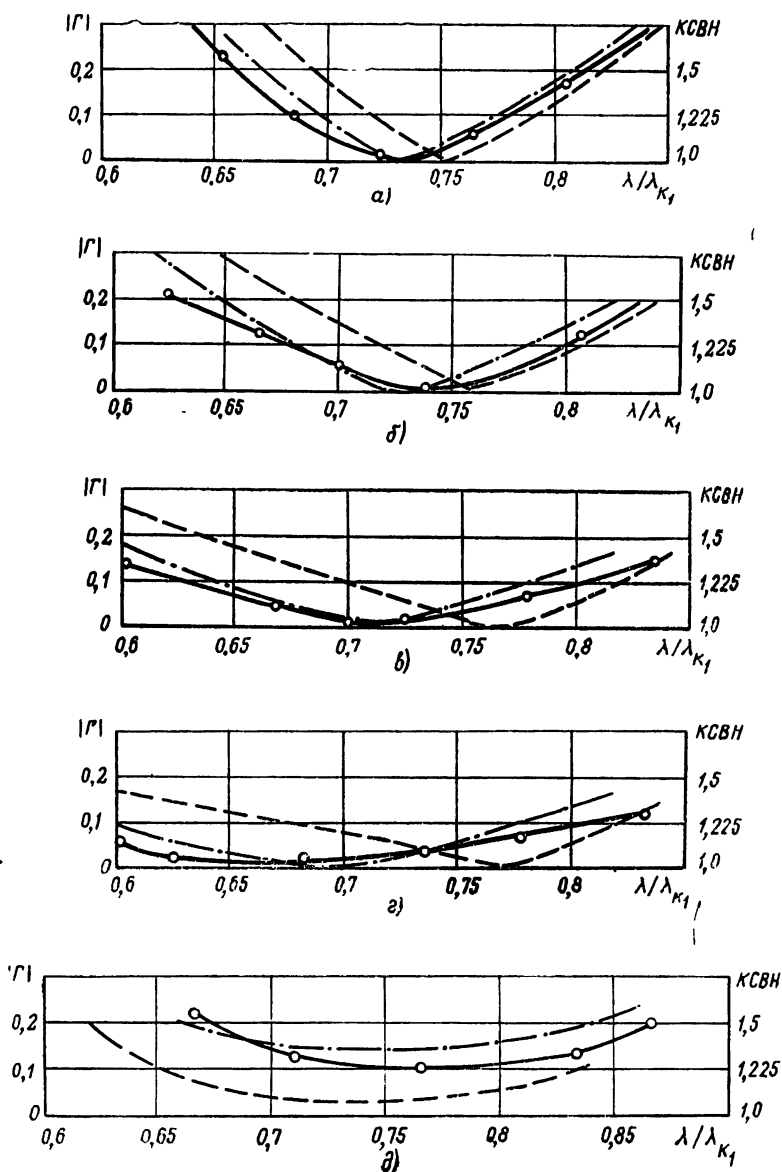


Рис. 6. Характеристики согласования баночного вывода энергии.

—○—○— экспериментальная характеристика, — — — — расчетная, в приближении одной волны и — — — — расчетная, с учетом высших типов волн, $\frac{l}{\lambda_{к1}} = 0,0208$, $\varepsilon = 9,3$, $\frac{b}{a} = 0,475$; $\xi = 1,112$
 $\frac{L}{\lambda_{к1}} = 0,0565$ (а), 0,0695 (б), 0,0832 (в), 0,088 (г) и 0,111 (д).

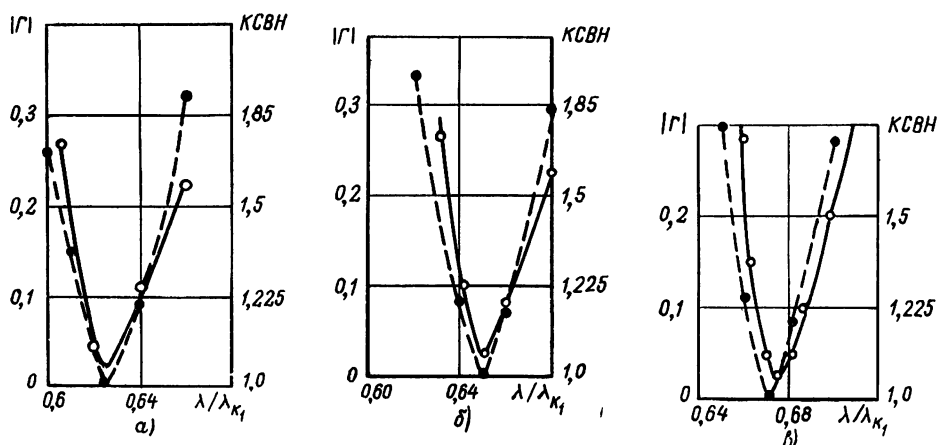


Рис. 7 Экспериментальная (—) и расчетная в приближении одной волны (---) характеристики согласования баночного вывода энергии при значениях $\frac{L}{\lambda_{к1}} = 0,555$ (а); $0,465$ (б) и $0,410$ (в), $\frac{l}{\lambda_{к1}} = 0,0208$, $\epsilon = 9,3$, $\frac{b}{a} = 0,475$, $\xi = 1,112$

но расстояния от сочленения до диэлектрического диска различны. Из приведенных характеристик следует, что при малых длинах $\frac{L}{\lambda_{к1}}$ характеристика согласования имеет резонансный характер с незначительной полосой согласования. При увеличении расстояния наблюдается постепенное увеличение полосы согласования и при некотором расстоянии $\frac{L}{\lambda_{к1}}$ она достигает максимума. Дальнейшее увеличение расстояния $\frac{L}{\lambda_{к1}}$ приводит к уменьшению полосы согласования.

Для сравнения на этих же графиках нанесены характеристики согласования, рассчитанные для случая, когда учитывается передача энергии через вывод только одной, основной, волной. При этом наблюдается значительное расхождение расчетных и экспериментальных характеристик согласования при малых значениях $\frac{L}{\lambda_{к1}}$, и особенно в коротковолновом участке диапазона. При больших значениях $\frac{L}{\lambda_{к1}}$ совпадение характеристик согласования вполне удовлетворительное.

Характеристики согласования, рассчитанные с учетом передачи энергии не только основной волной, но и высшими типами волн (рис. 6, 7), вполне удовлетворительно совпадают с экспериментальными при любых значениях $\frac{L}{\lambda_{к1}}$ на любом участке диапазона.

Следовательно, предлагаемый в работе метод расчета согласования является общим и пригоден для расчета согласования конструкций баночных выводов энергии при различных размерах.

Изложенный выше метод был использован при конструировании выводов энергии баночного типа для ряда приборов. На рис. 8 приведены расчетные и экспериментальные характеристики согласования для этих приборов. Как следует из приведенных характеристик, совпадение вполне удовлетворительное.

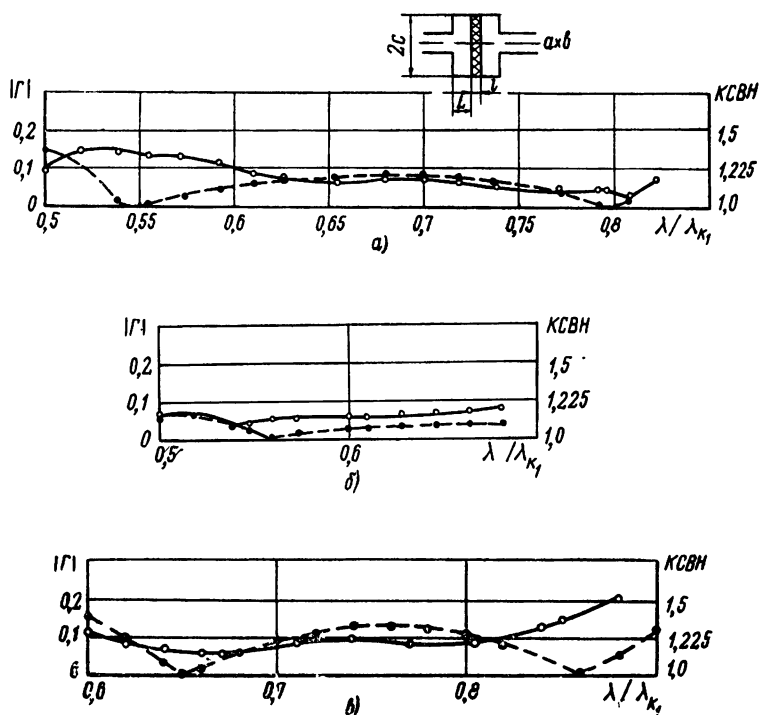


Рис. 8. Расчетная (—●—●—) и экспериментальная (—○—○—) характеристики согласования баночных выводов энергии.

$$a - \epsilon = 9,3, \quad \frac{b}{a} = 0,5, \quad \xi = 1,18, \quad \frac{L}{\lambda_{к1}} = 0,115, \quad \frac{l}{\lambda_{к1}} = 0,0117; \quad \sigma - \epsilon = 9,3, \quad \frac{b}{a} = 0,5, \quad \xi = 1,18, \\ \frac{L}{\lambda_{к1}} = 0,108, \quad \frac{l}{\lambda_{к1}} = 0,0204, \quad \sigma - \epsilon = 6,7; \quad \frac{b}{a} = 0,443; \quad \xi = 1,19, \quad \frac{L}{\lambda_{к1}} = 0,116, \quad \frac{l}{\lambda_{к1}} = 0,028.$$

Некоторое расхождение по уровню КСВН объясняется тем, что согласованная нагрузка при измерениях имела КСВН на уровне 1,05 по диапазону. Небольшое расхождение на коротковолновом участке диапазона объясняется недостаточным количеством высших видов волн, которые учитывались при расчете, в связи с тем, что расчет проводился на ЭЦВМ «Мир», которая имеет сравнительно небольшое быстродействие.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Расчет согласования выводов энергии баночного типа, разработанный в настоящей работе, основан на общей теории линий передач.

Особенностью расчета является то, что вследствие малого расстояния между двумя неоднородностями необходимо учитывать взаимодействие между ними не только на основной волне но и на высших видах волн.

Возможности метода продемонстрированы на примере простейшей, но в то же время наиболее распространенной на практике симметричной конструкции вывода энергии баночного типа.

При необходимости метод можно обобщить на случай вывода энергии, несимметричного относительно плоскости окна, а также на случай, когда в плоскости сочленения площадь отверстия связи не совпадает с площадью поперечного сечения прямоугольного волновода.

Расчетные данные, необходимые для конструирования окна, получаются с помощью ЭЦВМ по специальной программе. Такая программа разработана для ЭЦВМ «Мир».

Сопоставление расчетных и экспериментальных данных показывает хорошее совпадение. Это означает, что принятая при расчете модель баночного окна обеспечивает достаточную точность и общность расчета.

Разработанный метод был применен для определения конструктивных параметров выходных устройств некоторых реальных приборов и также получено хорошее соответствие расчетных и экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Кисунько Г. В. Электродинамика полых систем Ленинград, 1949.
- 2 Farmer E. D. Junction admittance between waveguides of arbitrary cross-sections. Proc IEE, 1956, vol. 103, No 3, pp. 145—152
- 3 Справочник по волноводам, Пер с англ под редакцией Я. Н. Фельда. М, «Советское радио», 1952
- 4 «Техника сверхвысоких частот». Т. 1. Пер. с англ. под ред. Я. Н. Фельда М, «Советское радио», 1952, стр 377
- 5 Васильев А И, Лямзин В М, Сазонов В. П. Согласование диафрагмированных волноводов с прямоугольным «Вопросы радиоэлектроники», серия 1, «Электроника», 1961, вып 2, стр. 22—40.

Статья поступила в редакцию 20 мая 1970 г.

УДК 621 385 01

Я. М. Туровер

О РАСЩЕПЛЕНИИ ЧАСТОТ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В ПРОЛЕТНОЙ ТРУБЕ

Предложена приближенная модель электронного потока в виде связанной колебательной системы с несколькими степенями свободы. Показано, что расщепление частот такой системы приводит к снижению эффективной плазменной частоты и отрицательно влияет на к.п.д. преобразования. Ослабление этого влияния возможно путем подбора длин пролетных труб по усредненным частотам (эффективным) электронной связанной колебательной системы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Для современной теории группирования электронного потока в приборах с модуляцией по скорости характерен последовательный отказ от ранее принятых идеализаций, в частности учет и изучение радиального изменения электрического поля и строения электронного потока в процессе группирования и взаимодействия.

В интересных и обстоятельных работах [1—4] сделаны попытки учесть влияние радиальных изменений на величину к.п.д. электронных приборов типа О. Для этой цели в работе [3] предложена приближенная модель электронного потока в виде сочетания дисков, представляющих центральную часть потока, и колец, представляющих периферийную часть потока. Расслоение на диски и кольца произведено на основе равенства площадей дисков и колец.

К сожалению, до последнего времени отсутствовали предложения по ослаблению так называемого эффекта «расслоения», снижающего к.п.д. преобразования. Поэтому представляет интерес иной подход к решению задачи, дающий возможность рассмотреть приближенную модель электронного потока в виде колебательной системы с n степенями свободы, расщепленной по частотам на парциальные колебательные системы в соответствии со сформулированной в работе [5] закономерностью:

$$\omega_1^2 > n_1^2 > n_2^2 > \omega_{11}^2, \quad (1)$$

т. е. парциальные частоты отдельных парциальных систем находятся между собственными частотами связанной системы,

Такая система может быть описана функцией Гамильтона:

$$H = \frac{1}{2m} (p_1^2 + p_2^2 + p_3^2) + U(x, y, z) = \epsilon, \quad (2)$$

где ϵ — полная энергия, изменяющаяся пропорционально частоте.

Известно, что кинетическая энергия T и потенциальная энергия U приводятся к суммам квадратов:

$$T = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \dot{\theta}_i^2; \quad U = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \Lambda_i \theta_i^2. \quad (3)$$

При этом вещественные числа $\Lambda_i (i=1, 2, \dots, n)$ суть корни (собственные значения) обобщенного векового уравнения:

$$|a_{ik} - \Lambda c_{ik}|_1^n = 0, \quad (4)$$

подробная запись которого имеет вид:

$$\begin{vmatrix} a_{11} - \Lambda c_{11} & a_{12} - \Lambda c_{12} & \dots & a_{1n} - \Lambda c_{1n} \\ a_{21} - \Lambda c_{21} & a_{22} - \Lambda c_{22} & \dots & a_{2n} - \Lambda c_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{n1} - \Lambda c_{n1} & a_{n2} - \Lambda c_{n2} & \dots & a_{nn} - \Lambda c_{nn} \end{vmatrix} = 0. \quad (5)$$

По корням векового уравнения, как известно, можно записать общий интеграл дифференциального уравнения задачи.

Целью данной статьи является определение парциальных частот отдельных парциальных систем, а также собственных частот связанной системы электронного потока, состоящей из двух и трех связанных систем, определение эффективной плазменной частоты (снижение которой вызвано расщеплением частот) и выяснение возможности ослабления влияния эффекта расщепления (расслоения) на параметр группирования и к. п. д. преобразования.

2. ЭФФЕКТИВНАЯ ПЛАЗМЕННАЯ ЧАСТОТА ДВУХ СВЯЗАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ ПРИ НАЛИЧИИ СВЯЗИ ТОЛЬКО ЧЕРЕЗ КИНЕТИЧЕСКУЮ ЭНЕРГИЮ

Полагаем, что колеблющийся в пролетной трубе электронный поток образован из двух связанных колебательных систем: осевой и периферийной. Первая состоит из тонкого электронного стержня ($\gamma b = 1$), вторая — из тонких электронных колец. Собственная частота первой $\omega_{q0} = F_0 \omega_p$, собственная частота второй $\omega_q = F_1 \omega_p$.

Обе связанные системы описываются двумя дифференциальными уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} c_{11}\ddot{z}_1 + a_{11}z_1 + c_{12}\ddot{z}_2 &= 0, \\ c_{12}\ddot{z}_1 + c_{22}\ddot{z}_2 + a_{22}z_2 &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Вековое уравнение получается следующее:

$$\begin{vmatrix} a_{11} - c_{11}\omega^2 & -c_{12}\omega^2 \\ -c_{21}\omega^2 & a_{22} - c_{22}\omega^2 \end{vmatrix} = 0. \quad (7)$$

Следовательно,

$$\omega^4(c_{11}c_{22} - c_{12}c_{21}) - (c_{11}a_{22} + c_{22}a_{11})\omega^2 + a_{11}a_{22} = 0. \quad (8)$$

Обозначим

$$\frac{a_{11}}{c_{11}} = \omega_{q0}^2, \quad \frac{a_{22}}{c_{22}} = \omega_{q1}^2, \quad \frac{c_{12}c_{21}}{c_{11}c_{22}} = K^2,$$

где K — коэффициент связи ($0 < K < 1$)*, в первом приближении его можно определить из формул:

$$\left(\frac{\omega_{q1}}{\omega_{q0}}\right)^2 = \frac{1 - K}{1 + K}; \quad K = \frac{1 - a^2}{1 + a^2},$$

где

$$a^2 = \left(\frac{\omega_{II}}{\omega_I}\right)^2; \quad K = \frac{M_{\bullet}}{(L_{1s}L_{2s})^{1/2}}.$$

Уравнение для ω можно переписать:

$$(1 - K)^2\omega^4 - (\omega_{q0}^2 + \omega_{q1}^2)\omega^2 + \omega_{q0}^2\omega_{q1}^2 = 0, \quad (9)$$

отсюда

$$\omega^2 = \frac{1}{2(1 - K^2)}(\omega_{q0}^2 + \omega_{q1}^2 \pm [(\omega_{q0}^2 - \omega_{q1}^2)^2 + 4K^2\omega_{q0}^2\omega_{q1}^2]^{1/2}). \quad (10)$$

Решение дифференциальных уравнений (6) запишем теперь в виде:

$$\left. \begin{aligned} z_1 &= C_{1I} \sin(\varphi_I + \omega_I t) + C_{1II} \sin(\varphi_{II} + \omega_{II} t), \\ z_2 &= C_{2I} \sin(\varphi_I + \omega_I t) + C_{2II} \sin(\varphi_{II} + \omega_{II} t). \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

* Определение коэффициента связи через эквивалентные параметры потока дано в приложении

При малых значениях K получаем следующее выражение:

$$[(\omega_{q0}^2 - \omega_{q1}^2) + 4K\omega_{q0}^2\omega_{q1}^2]^{1/2} = \omega_{q0}^2 - \omega_{q1}^2 + \frac{2K\omega_{q0}^2\omega_{q1}^2}{\omega_{q0}^2 - \omega_{q1}^2}.$$

При больших значениях K следует пользоваться уравнением (10).

Таким образом, частоты связанной системы приближенно определяются с помощью следующих формул:

$$\omega_I = \omega_{q0} + \frac{K\omega_{q0}^3}{2(\omega_{q0}^2 - \omega_{q1}^2)}, \quad (12)$$

$$\omega_{II} = \omega_{q1} - \frac{K\omega_{q1}^3}{2(\omega_{q0}^2 - \omega_{q1}^2)}. \quad (12a)$$

Следовательно, $\omega_I^2 > \omega_{q0}^2 > \omega_{q1}^2 > \omega_{II}^2$.

Для примера рассчитаем частоты связанной системы, полагая

$$\frac{\omega_{q0}}{\omega} = F_0 \frac{\omega_p}{\omega} = 0,5 \cdot 0,3 = 0,15,$$

$$\frac{\omega_{q1}}{\omega} = 0,33 \cdot 0,3 \approx 0,10.$$

В этом случае

$$\frac{\omega_{II}}{\omega} = 0,15 + \frac{38 \cdot 10^{-2} \cdot 3,375 \cdot 10^{-3}}{2(2,25 - 1) \cdot 10^{-2}} = 0,15 + 0,0503 \approx 0,20,$$

$$\frac{\omega_I}{\omega} = 0,10 - \frac{38 \cdot 10^{-2} \cdot 1 \cdot 10^{-3}}{2 \cdot (2,25 - 1) 10^{-2}} = 0,1000 - 0,0016 \approx 0,0984.$$

Усреднение с помощью алгоритма Лагранжа-Гаусса дает $\frac{\omega_a}{\omega} \approx 0,136$.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧАСТОТ СВЯЗАННОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ ДВУХ ПАРЦИАЛЬНЫХ СИСТЕМ ПРИ НАЛИЧИИ СИЛОВОЙ И ИНЕРЦИОННОЙ СВЯЗИ

Рассмотрим теперь случай одновременного наличия связи как по потенциальной, так и по кинетической энергии. Вековое уравнение, определяющее частоты ω такой связанной системы с двумя степенями свободы, имеет вид:

$$\begin{vmatrix} a_{11} - c_{11}\omega^2 & a_{12} - c_{12}\omega^2 \\ a_{21} - c_{21}\omega^2 & a_{22} - c_{22}\omega^2 \end{vmatrix} = 0. \quad (13)$$

Коэффициенты a и c определяются из квадратичных форм для потенциальной и кинетической энергии.

Парциальные частоты парциальных колебаний определяются из формул:

$$n_1^2 = \frac{a_{11}}{c_{11}}, \quad n_2^2 = \frac{a_{22}}{c_{22}}. \quad (14)$$

Силовой и инерционные коэффициенты связи равны соответственно:

$$K_c = \frac{a_{12}}{(a_{11}a_{22})^{1/2}}, \quad K_n = \frac{c_{12}}{(c_{11}c_{22})^{1/2}}. \quad (15)$$

Подставив уравнения (14) и (15) в (13), получим:

$$(n_1^2 - \omega^2)(n_2^2 - \omega^2) = (K_c n_1 n_2 - K_n \omega^2)^2. \quad (16)$$

Подставив в (16) ω_{q0} и ω_{q1} , получим:

$$(\omega_{q0}^2 - \omega^2)(\omega_{q1}^2 - \omega^2) = K^2 \omega^4. \quad (17)$$

Отсюда

$$\omega^4 - \frac{\omega^2(\omega_{q0}^2 + \omega_{q1}^2)}{(1 - K_n^2)} + \frac{\omega_{q0}^2 \omega_{q1}^2}{1 - K_n^2} = 0. \quad (18)$$

Для ω^2 получается уравнение, аналогичное (10). Из выражения (18) следует:

$$\omega_1^2 \omega_{II}^2 = \frac{\omega_{q0}^2 \omega_{q1}^2}{1 - K_n^2}, \quad (19)$$

$$\omega_1^2 + \omega_{II}^2 = \frac{\omega_{q0}^2 + \omega_{q1}^2}{1 - K_n^2}. \quad (20)$$

При очень слабой связи частоты связанной системы и частоты парциальных систем незначительно отличаются друг от друга. С увеличением связи отличие возрастает.

Если

$$\frac{\omega_1^2}{\omega^2} = 0,0264, \quad \frac{\omega_{II}^2}{\omega^2} = 0,0116, \quad K = 0.38,$$

то с помощью алгоритма Лагранжа—Гаусса получаем значение эффективной плазменной частоты $\frac{\omega_s^2}{\omega^2} \approx 0,0184$.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧАСТОТ СВЯЗАННОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ, СОСТОЯЩЕЙ ИЗ ТРЕХ ПАРЦИАЛЬНЫХ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

Если вместо двух парциальных колебательных систем в электронном потоке существуют три парциальные колебательные системы, каждая из которых связана с двумя остальными, то в этом случае вековое уравнение, характеризующее такую систему, принимает вид:

$$\begin{vmatrix} a_{11} - c_{11}\omega^2 & a_{12} - c_{12}\omega^2 & a_{13} - c_{13}\omega^2 \\ a_{21} - c_{21}\omega^2 & a_{22} - c_{22}\omega^2 & a_{23} - c_{23}\omega^2 \\ a_{31} - c_{31}\omega^2 & a_{32} - c_{32}\omega^2 & a_{33} - c_{33}\omega^2 \end{vmatrix} = 0. \quad (21)$$

Обозначим парциальные частоты:

$$\frac{a_{11}}{c_{11}} = \omega_{q0}^2, \quad \omega_{q1}^2 = \frac{a_{22}}{c_{22}}, \quad \omega_{q2}^2 = \frac{c_{33}}{c_{33}}.$$

Силовой и инерционный коэффициенты связи определяются из выражений:

$$K_{c1} = \frac{a_{12}}{(a_{11}a_{22})^{1/2}} = K_{c2} = K_{c3} = 0,$$

$$K_{и1} = \pm \frac{c_{12}}{(c_{11}c_{22})^{1/2}}, \quad K_{и2} = \pm \frac{c_{13}}{(c_{11}c_{23})^{1/2}}, \quad K_{и3} = \pm \frac{c_{23}}{(c_{22}c_{33})^{1/2}};$$

$$K_{и1}^2 = K_{и2}^2 = K_{и3}^2 = K_{и}^2.$$

Решение уравнения (21) приводит к уравнению шестой степени для частот:

$$(\omega_{q0}^2 - \omega^2)(\omega_{q1}^2 - \omega^2)(\omega_{q2}^2 - \omega^2) = K^2\omega^4(\omega_{q0}^2 + \omega_{q1}^2 + \omega_{q2}^2 - 3\omega^2) - 2K_{и}^3\omega^6. \quad (22)$$

Из уравнения (22) получаем кубическое уравнение для ω^2 :

$$y^3 - 3y \left[\frac{\alpha^2 - 3\beta}{9} \right] - 2 \left[\frac{27\gamma - 9\alpha\beta - 2\alpha^3}{54} \right] = 0; \quad \omega^2 = y + \frac{\alpha}{3}. \quad (22a)$$

Все корни этого уравнения вещественны, но может иметь место случай, когда требуется применение тригонометрического решения.

* Развернутый вид этого уравнения:

$$\omega^6 - \omega^4 \frac{(\omega_{q0}^2 + \omega_{q1}^2 + \omega_{q2}^2)(1 - K)}{(1 + 2K)(1 + K)} + \omega^2 \frac{\omega_{q0}^2\omega_{q1}^2 + \omega_{q2}^2\omega_{q0}^2 + \omega_{q1}^2\omega_{q2}^2}{(1 - 2K)(1 + K)^2} - \frac{\omega_{q0}^2\omega_{q1}^2\omega_{q2}^2}{(1 - 2K)(1 + K)^2} = 0,$$

где α — коэффициент при ω^4 ,

β — коэффициент при ω^2 ,

γ — свободный член уравнения шестой степени для частот

После соответствующих преобразований удастся выразить распределение частот связанной системы следующим образом:

$$\omega_1^2 \omega_{II}^2 \omega_{III}^2 = \frac{\omega_{q0}^2 \omega_{q1}^2 \omega_{q2}^2}{(1 - K_n)(1 + K_n)^2}, \quad (23)$$

$$\frac{1}{\omega_1^2} + \frac{1}{\omega_{II}^2} + \frac{1}{\omega_{III}^2} = \frac{1}{\omega_{q0}^2} + \frac{1}{\omega_{q1}^2} + \frac{1}{\omega_{q2}^2}.^* \quad (24)$$

Если $\frac{\omega_1^2}{\omega^2} = 0,0225$, $\frac{\omega_{II}^2}{\omega^2} = 0,0144$, $\frac{\omega_{III}^2}{\omega^2} = 0,0100$,

то с помощью алгоритма Лагранжа—Гаусса получаем численное значение для эффективной плазменной частоты:

$$\frac{\omega_s^2}{\omega^2} = 0,0152.$$

5. ВЛИЯНИЕ РАСЩЕПЛЕНИЯ ЧАСТОТ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В ПРОЛЕТНОЙ ТРУБЕ НА ЭФФЕКТИВНУЮ ПЛАЗМЕННУЮ ЧАСТОТУ И К. П. Д. ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

Расщепление частот в электронном потоке приводит к снижению эффективной плазменной частоты. Например, при определении с помощью алгоритма Лагранжа—Гаусса $\frac{\omega_s}{\omega}$ по заданным предельным частотам идеального случая $\frac{\omega_p}{\omega} = 0,3$ и $\frac{\omega_q}{\omega} = 0,1$ получается $\frac{\omega_s}{\omega} = 0,186$. В случае электронной системы, состоящей из двух парциальных систем при заданных частотах, $\frac{\omega_I}{\omega} = 0,20$, $\frac{\omega_{II}}{\omega} = 0,084$, $\frac{\omega_s}{\omega} = 0,136$, т. е. поправка составляет —27,0%. Если сопоставить квадраты эффективных плазменных частот, то в случае двух парциальных систем и заданных ω_I и ω_{II} поправка составит —53,3%, в случае трех парциальных систем и заданных ω_I , ω_{II} , ω_{III} поправка составит —61,5%.

Снижение ω_s приводит к необходимости удлинения пролетных труб по сравнению с идеальным случаем. Например, если в идеальном случае длина первой пролетной трубы равна $48,5^\circ$ (при $\frac{\omega_s}{\omega} = 0,186$), то учет расщепления частот приводит к длине, равной 66° (при $\frac{\omega_s}{\omega} = 0,136$).

* Возможно упрощение.

$\omega_I = \omega_{q0}$, ω_{II} , ω_{III} определяются из уравнения $(\omega_{q1}^2 - \omega^2)(\omega_{q2}^2 - \omega^2) = K^2 \omega^4$.

Известно, что к.п.д. преобразования двухрезонаторного прибора можно определить из выражения:

$$\eta_{\text{э2}} = \frac{P_{\text{свч}} + P_{\text{потери}}}{U_0 I_0} = M J_1(X_{12})$$

при $M=1$, $X_{12}=1,84$, $\eta_{\text{э2}}=0,58$.

Учет расщепления частот приводит к тому, что параметр группирования X либо больше, либо меньше 1,84.

Следовательно,

$$\eta_{\text{э2}} < 0,58.$$

В многорезонаторной системе к.п.д. преобразования является функцией парциальных параметров группирования

$$\eta_{\text{э}n} = \chi(X_{12}, X_{23}, \dots, X_{(n-1)n}).$$

Учет расщепления частот и в этом случае приводит к уменьшению идеального к.п.д. при сохранении длин пролетных труб, определенных без этого учета.

5. ВЫВОДЫ

1. Расщепление частот в электронном потоке, колеблющемся в пролетной трубе и состоящем из двух или трех парциальных колебательных систем, приводит к снижению эффективной плазменной частоты и необходимости соответствующего удлинения пролетных труб.

2. Ослабление отрицательного влияния расщепления частот на к.п.д. преобразования возможно путем подбора длин пролетных труб по усредненным частотам (т. е. ω_s) связанных колебательных систем электронного потока.

3. Усредненные частоты целесообразно определять по трем частотам ω_{q0} , ω_{q1} , ω_{q2} , которые, в свою очередь, соответствуют трем значениям γb . Одно из значений γb определяется конструкцией электронно-оптической системы, другие два γb — симметрией и требованием $\gamma b < 1$.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Определение коэффициента связи электронной колебательной системы, состоящей из двух парциальных колебательных систем

Энергия такой системы является суммой собственной энергии каждого из потоков T_α и взаимной энергии двух потоков $T_{\alpha\beta}$:

$$T_\alpha = \frac{1}{2} L_{\alpha\alpha} i_\alpha^2,$$

$$T_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} L_{\alpha\beta} i_\alpha i_\beta.$$

Так как энергия изменяется пропорционально частоте, то коэффициенты само- и взаимной индукции следует определить из основных характеристик электрона, входящих в выражение для плазменной частоты: *

$$\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m} = \frac{1}{L_{aa} C_{aa}}, \quad (\text{П.1})$$

где e — заряд электрона, равный $4,8 \cdot 10^{-10}$,
 m — масса покоя электрона, равная $9,1 \cdot 10^{-23}$,
 $Ne = \rho_0$ — удельная объемная плотность электронов.

Из (П.1) получаем выражение для удельного коэффициента самоиндукции.

$$L = \frac{m}{Ne^2}. \quad (\text{П.2})$$

Уравнение (2) получается более строго из уравнения движения и выражений для тока и закона его изменения

В кристаллах $N = 10^{23}$. В свободных электронных потоках $N = 10^8 \div 10^{10}$. Следует N умножить на коэффициент, учитывающий уменьшение количества свободных электронов вследствие связывания и захвата.

Коэффициент взаимной индукции определяется путем расщепления коэффициентов самоиндукции L_1 и L_2 каждого из парциальных потоков на две неравные части.

$$\left. \begin{aligned} L_1 &= L_{1 \text{ вэд}} + L_{1 \text{ расс}}, \\ L_2 &= L_{2 \text{ вэд}} + L_{2 \text{ расс}}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{П.3})$$

Тогда получим:

$$L_{12} = (L_{1 \text{ вэд}} L_{2 \text{ вэд}})^{1/2}. \quad (\text{П.4})$$

Следовательно, коэффициент связи равен:

$$K = \frac{L_{12}}{(L_1 L_2)^{1/2}} = \frac{M_{12}}{(L_{13} L_{23})^{1/2}}. \quad (\text{П.5})$$

Например, пусть

$$F_0^2 \omega_p^2 = 0,5^2 \omega_p^2 = 0,25 \omega_p^2,$$

$$F_1^2 \omega_p^2 = 0,33^2 \omega_p^2 \cong 0,10 \omega_p^2.$$

Отсюда на основе (П.1) и (П.2) получим:

$$L_1 = 4L,$$

$$L_2 = 10L.$$

В дальнейшем всюду опускаем L по той причине, что в формуле (П.5) происходит взаимное сокращение L .

* Такое определение отличается от обычного определения с помощью геометрических характеристик, оно относится не к проводам, виткам и катушкам, а к электронному потоку.

Определяем парциальные коэффициенты самоиндукции взаимодействия.

$$L_{1 \text{ вэд}} = \frac{L_1 L_2}{L_1 + L_2} = \frac{40}{14} = 2,86,$$

$$L_{2 \text{ вэд}} = \frac{L_{1 \text{ вэд}} L_2}{L_1} = \frac{28,6}{4} = 7,14,$$

$$L_{12} = (2,86 \cdot 7,14)^{1/2} \simeq 4,51,$$

$$K = \frac{L_{12}}{(L_1 L_2)^{1/2}} = \frac{4,51}{(4 \cdot 10)^{1/2}} = 0,712.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Rowe J. E. One-dimensional traveling wave tube analysis and the effect of radial electric field variations. IRE Trans., January 1960, vol. ED-7, No 1, pp. 16—21.
2. Rowe J. E. N-beam nonlinear traveling wave amplifier analysis. IRE Trans., July 1961, vol. ED-8, No 4, pp. 179—284.
3. Акментынш Я. Я. К нелинейной теории группирования электронов в клистроне. «Электроника СВЧ», 1966, вып 4, стр. 32—45.
4. Филимонов Г. Ф., Бадлевский Ю. Н., Галактионов С. В. Влияние эффекта расслоения на работу ЛБВ. «Радиотехника и электроника», 1968, т. XIII, № 11, стр. 2000—2010.
5. Мандельштам Л. И. Лекции по колебаниям, Изд-во АН СССР, М., 1955, стр. 241—250.

Статья поступила в редакцию 15 апреля 1970 г

УДК 621 385 63:2

А. М. Кац, И. А. Манькин, Б. В. Рыкшин

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПУЛЬСАЦИЙ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА НА ВЫХОДНУЮ МОЩНОСТЬ ЛБВ

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование влияния пульсаций электронного потока на выходную мощность ЛБВ. Исследовались приборы, в которых фокусировка электронного потока осуществлялась как МПФС, так и постоянным магнитным полем соленоида. Получено хорошее совпадение экспериментальных результатов с теоретическими

1. ВВЕДЕНИЕ

Выходные высокочастотные характеристики ЛБВ существенным образом зависят от структуры электронного потока, взаимодействующего с полем бегущей волны. Теоретически и экспериментально [1, 2] показано, что с увеличением коэффициента заполнения пучком пролетного канала к.п.д. ЛБВ значительно возрастает. Однако созданию приборов с большим коэффициентом заполнения пучком пролетного канала препятствуют пульсации границы электронного потока, которые всегда имеют место в реальных приборах.

При увеличении амплитуды пульсаций электронного потока существенно возрастает динамическая расфокусировка электронного потока. Наличие пульсаций электронного потока не позволяет осуществить глубокую рекуперацию из-за возникновения радиальных составляющих скорости электронов. Кроме того, как показали теоретические исследования [3], наличие пульсаций электронного потока при определенных условиях приводит к уменьшению к.п.д. прибора.

В работе ставится задача экспериментального исследования влияния статических пульсаций электронного потока на к.п.д. ЛБВ и сравнения полученных результатов с теоретическими. При этом используется методика [4], позволяющая исследовать конфигурацию электронного потока в работающем приборе без внесения возмущений в поток.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

Теоретический анализ влияния статических пульсаций электронного потока на к.п.д. ЛБВ проводился с помощью нелинейных уравнений, учитывающих распределение ВЧ полей замедляющей системы и

пространственного заряда по радиусу пучка [1]. При этом, как и в работе [3], учитывалось изменение радиуса электронного потока вдоль длины участка взаимодействия по закону:

$$\bar{b} = \bar{b}_{\text{ср}}(1 + \alpha \sin \Omega \theta),$$

где $\bar{b}$ — текущий радиус электронного потока,
 $\bar{b}_{\text{ср}}$ — средний радиус электронного потока,
 α — амплитуда пульсации,
 $\Omega = \frac{\lambda_e}{\lambda_n C}$,
 λ_n — длина волны пульсации,
 λ_e — электронная длина волны,
 $\theta = 2\pi C \frac{z}{\lambda_e}$ — безразмерная длина участка взаимодействия,
 C — параметр усиления.

В соответствии с законом изменения радиуса электронного потока менялись сопротивление связи и коэффициенты уменьшения плазменной частоты парциальных пучков, а также коэффициенты взаимного влияния парциальных пучков друг на друга (все коэффициенты, зависящие от радиуса электронного потока, вычислялись на каждом шаге решения системы нелинейных уравнений). При учете пульсаций электронного потока к особенностям решения системы нелинейных уравнений следует отнести тот факт, что шаг интегрирования необходимо выбирать таким, чтобы на одну длину волны пульсаций приходилось не менее восьми шагов. Это приводит к резкому уменьшению шага при уменьшении длины волны пульсаций (увеличение параметра Ω).

Расчеты проводились для ЛБВ спирального типа при следующих параметрах: $C=0,1$, $\frac{\bar{b}_{\text{ср}}}{a}=0,6$ (a — средний радиус спирали), $q=1,0$, $b=2,0$, $\gamma a=1,5$. Количество парциальных слоев $m=7$.

Элементарный анализ показывает, что при $\lambda_n \rightarrow 0 (\Omega \rightarrow \infty)$ и $\lambda_n \rightarrow \infty (\Omega \rightarrow 0)$ для конечной длины участка взаимодействия электронный поток можно считать неппульсирующим, что должно приводить к неизменным значениям к.п.д. ЛБВ. В связи с этим должно существовать значение длины волны пульсаций, при которой влияние статических пульсаций электронного потока на к.п.д. ЛБВ наибольшее.

Проведенные расчеты, результаты которых представлены на рис. 1, полностью подтверждают сделанные выводы. Как следует из рисунка, при $\Omega \simeq 3,5$ влияние пульсаций электронного потока на к.п.д. ЛБВ наибольшее. Причины уменьшения к.п.д. ЛБВ при наличии статических пульсаций электронного потока подробно рассмотрены в работе [3]. Принятое здесь распределение ВЧ поля по поперечному сечению пучка приводит еще к одной причине уменьшения к.п.д. — изменению фазировки первой гармоники тока парциальных слоев и поля системы по сечению потока. При этом уменьшение радиуса вызывает существенную расфазировку тока и поля, которое не компенсируется увеличением радиуса пучка. Отметим, что эти явления существенны только в выходной части области взаимодействия, где происходит эффективный энергообмен электронов и волны.

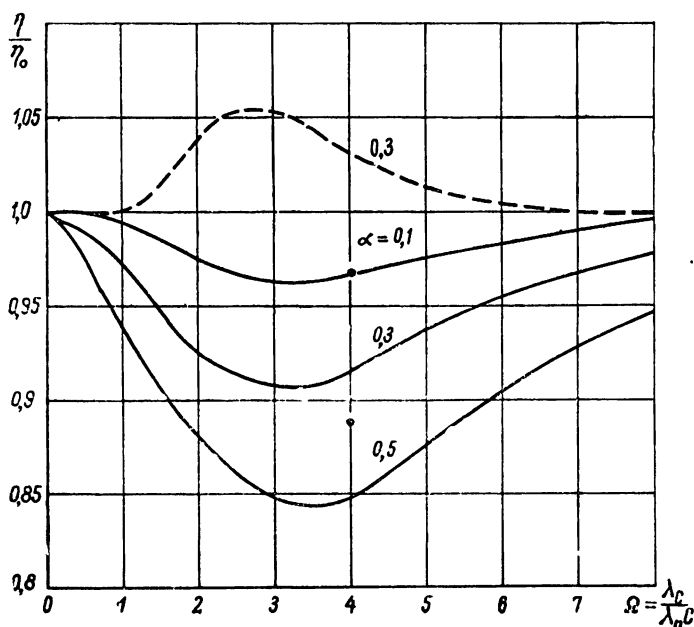


Рис. 1. Расчетная зависимость к.п.д. ЛБВ $\frac{\eta}{\eta_0}$ от длины волны пульсаций Ω электронного потока; пунктир соответствует сдвигу начальной фазы пульсаций на π .

На рис. 1 точками отмечены значения к.п.д. для амплитуды пульсаций $\alpha = 0,3$ (верхняя отметка) и для $\alpha = 0,5$ (нижняя отметка), приведенные в работе [3]. Как показывает сравнительный анализ, учет распределения ВЧ поля по сечению потока приводит к более сильному влиянию пульсаций на к.п.д.

Была исследована также зависимость к.п.д. от начальной фазы пульсаций электронного потока. Пунктирная кривая на рис. 1 получена при сдвиге начальной фазы пульсаций на π , т. е. закон изменения радиуса электронного потока определялся выражением:

$$\bar{b} = \bar{b}_{cp} (1 - \alpha \sin \Omega \theta).$$

Как следует из сравнения указанных кривых, наличие пульсаций может приводить к некоторому увеличению к.п.д. Это объясняется тем, что если область интенсивного энергообмена приходится на пучность потока, то отдача мощности электронами должна возрасти и даже может компенсировать ухудшение группировки электронов пучка, обусловленное наличием узлов в пульсирующем электронном потоке.

При наличии статических пульсаций электронного потока электроны приобретают радиальную составляющую скорости. Наличие радиальной составляющей скорости приводит к увеличению динамической расфокусировки и усложнению использования коллектора с пониженным потенциалом для уменьшения потребляемой прибором мощно-

сти. Представляет интерес исследовать, как ухудшится прохождение электронами линзы между замедляющей системой и коллектором при наличии радиальных скоростей электронов при влете в эту линзу (как наиболее худший вариант рассматривались электроны с положительными углами встрела).

На рис. 2 представлены результаты расчета траектории граничного электрона пучка при влете его в коллекторную область прибора для различных значений угла наклона $R_j = \frac{dr}{dz}$ и различных значений разности напряжений коллектора $U_{\text{кол}}$ и замедляющей системы $U_{\text{сп}}$. Расчеты проводились по уравнениям работы [5], полная скорость электро-

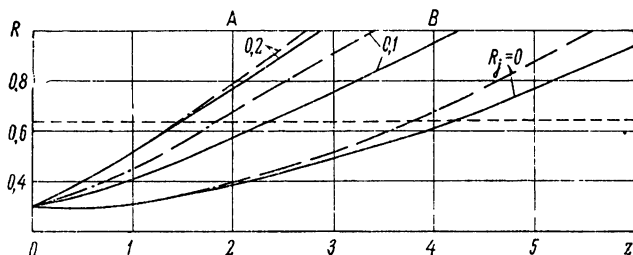


Рис 2 Траектории граничного электрона в коллекторной области прибора при $U_{\text{сп}} = U_{\text{кол}}$ (—) и $U_{\text{кол}} = 0,6U_{\text{сп}}$ (---).

R — безразмерный радиус электронного потока, z — безразмерная длина, плоскость A соответствует концу замедляющей системы, плоскость B — каналу коллектора, пунктиром обозначен пролетный канал

нов при влете их в коллекторную линзу, определяемую потенциалом замедляющей системы, считалась постоянной, действие магнитного поля не учитывалось. Распределение потенциала в коллекторной линзе задавалось соотношением, приведенным в работе [6]. С возрастанием амплитуды пульсаций электронного потока увеличивается радиальная составляющая скорости электронов, вследствие чего отдельные электроны не могут преодолеть потенциальный барьер между замедляющей системой и коллектором и оседают на линии замедления. Так как продольная скорость большинства электронов существенно уменьшается, эффект расфокусировки потока в динамическом режиме при уменьшении потенциала коллектора будет значительно сильнее. Следовательно, наличие пульсаций электронного потока затрудняет осуществление рекуперации.

3. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ИССЛЕДУЕМЫЕ ПРИБОРЫ

Влияние пульсаций электронного потока на выходные параметры исследовалось на приборах средней мощности дециметрового диапазона, в режимах фокусировки электронного потока постоянным магнитным полем соленоида и МПФС.

Подробное описание прибора и блок-схемы установки для исследования ЛБВ в соленоиде приведены в работе [2]. Фокусирующий соленоид состоял из отдельных секций, что позволяло изменять величину маг-

нитного поля на любом участке пространства взаимодействия исследуемого прибора.

Изменение амплитуды пульсаций электронного потока осуществлялось путем изменения величины магнитного поля переходной области. Регулированием в широких пределах тока катушки первой (пушечной) секции соленоида можно было изменять условия встраивания электронного пучка в область постоянного магнитного поля и получать электронные пучки с различной величиной амплитуды пульсаций.

Исследовалась зависимость к.п.д. от статических пульсаций электронного потока, т.е. конфигурация пучка определялась в приборе в отсутствие ВЧ сигнала. Затем при тех же электрических режимах, в которых исследовался электронный поток, проводились измерения выходной мощности. Таким образом была получена непосредственная связь между выходной мощностью и амплитудой пульсаций электронного потока.

Величина фокусирующего магнитного поля (однородный участок) составляла в среднем 310 э; при этом коэффициент заполнения пучком пролетного канала ЛБВ для разных макетов прибора составлял 0,4—0,5. Катод электронной пушки прибора был экранирован от магнитного поля. Однако, как показали результаты измерений распределения магнитного поля, при больших магнитных полях в переходной области часть магнитного потока проникала на катод, приводя тем самым к некоторому увеличению среднего радиуса электронного потока.

При исследовании структуры электронного пучка в ЛБВ с периодической магнитной фокусирующей системой использовалась специальная фокусирующая система, имеющая окна в магнитных кольцах, которые позволяли выводить изображения электронного пучка к фотокамере. Амплитудное значение величины фокусирующего магнитного поля составляло 310 э, период магнитной системы — 22 мм. Плавное изменение величины магнитного поля в переходной области МПФС осуществлялось специальной катушкой с регулируемым током, помещаемой перед первым магнитным (пушечным) кольцом.

Катушка с проводом диаметром 0,4 мм и числом витков 180 была намотана на тонкостенный каркас, имеющий такие же размеры, как первое магнитное кольцо. Потребляемая катушкой мощность не превышала 2 вт, а в оптимальном режиме (минимальные пульсации) — 0,3 вт.

Как показали измерения, небольшие изменения тока через корректирующую пушечную катушку приводят к существенному изменению амплитуды пульсаций электронного потока. На рис. 3 показана МПФС с корректирующей катушкой,

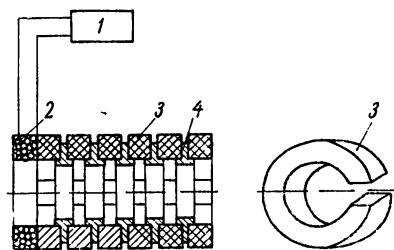


Рис 3 Периодическая фокусирующая магнитная система с корректирующей катушкой

1 — блок питания корректирующей катушки, 2 — корректирующая катушка, 3 — ферромагнитное разрезное кольцо, 4 — полюсный наконечник

на рис. 3 показана МПФС с кор-

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

На рис. 4 показано изменение радиуса электронного потока вдоль длины прибора для двух значений магнитного поля переходной области. Каждому значению величины магнитного поля переходной области соответствует определенная величина тока первой секции соленоида. Обозначим величину тока первой секции соленоида $I_{\text{сол } 1}$ и в дальнейшем вместо величины напряженности магнитного поля переходной

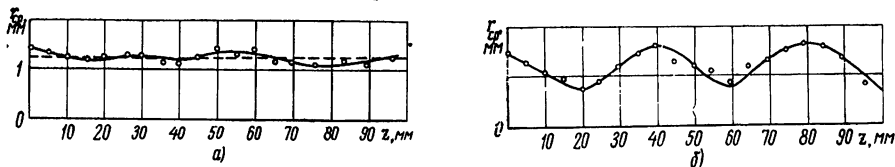


Рис 4 Распределение границы электронного потока вдоль длины прибора для $I_{\text{сол } 1} = 0,9$ а (а) и 0,2 а (б).

области будем использовать $I_{\text{сол } 1}$. Контур электронного пучка, представленный на рис. 4,а, соответствует значению $I_{\text{сол } 1} = 0,9$ а, в этом случае пучок имеет минимальную величину относительной амплитуды пульсаций, равную $\alpha = 0,1$. Под относительной амплитудой пульсации здесь понимается отношение максимального отклонения от среднего радиуса к среднему радиусу электронного потока. Пунктирная прямая соответствует среднему радиусу пучка.

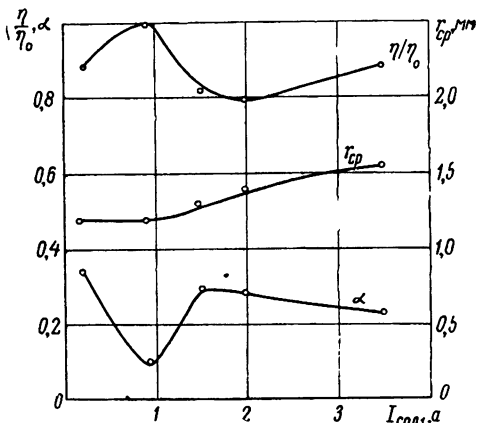


Рис 5 Экспериментальная зависимость к. п. д. $\frac{\eta}{\eta_0}$, относительной амплитуды пульсаций α и среднего радиуса пучка r_{cp} от тока первой секции соленоида $I_{\text{сол } 1}$.

величины к. п. д., амплитуды пульсации и среднего радиуса от тока первой секции соленоида. Как следует из этого рисунка, выходная мощность имеет максимальное значение при минимальном значении относительной амплитуды пульсаций. С возрастанием амплитуды пульсаций выходная мощность уменьшается.

Из рис. 4,б видно, что при $I_{\text{сол } 1} = 0,2$ а относительная амплитуда пульсаций возросла до значения $\alpha \approx 0,33$. Как в первом (рис. 4,а), так и во втором случае (рис. 4,б) величина среднего радиуса остается постоянной $r_{\text{cp}} = 1,2$ мм, что соответствует коэффициенту заполнения $\frac{b}{a} = 0,4$.

Измерения выходной мощности показали, что с увеличением амплитуды пульсаций выходная мощность уменьшается. Зависимость выходной мощности от амплитуды пульсаций электронного потока хорошо иллюстрируется кривыми рис. 5, где представлены зависимости относительной

Некоторое увеличение выходной мощности при токе первой секции соленоида более 1,5 а обусловлено двумя причинами: уменьшением относительной амплитуды пульсаций и увеличением среднего радиуса электронного потока, обусловленным проникновением магнитного поля на катод.

Результаты экспериментального исследования зависимости к. п. д. ЛБВ с периодической магнитной фокусирующей системой, амплитуды пульсаций электронного потока и величины токооседания от тока корректирующей катушки $I_{к.к.}$ приведены на рис. 6. С помощью корректирующей катушки осуществлялось изменение величины магнитного поля переходной области и, следовательно, изменение величины амплитуды пульсаций электронного потока. При изменении тока корректирующей катушки средний радиус электронного потока оставался постоянным.

Как видно из рисунка, максимальное значение к. п. д. получается при минимальном значении амплитуды пульсаций электронного потока. С увеличением амплитуды пульсаций к. п. д. уменьшается. При минимальных пульсациях токооседание на замедляющую систему в статическом режиме работы ЛБВ также минимально. С увеличением амплитуды пульсаций в динамическом режиме наблюдается резкое увеличение токооседания на замедляющую систему и уменьшение выходной мощности.

Сравнение экспериментальных результатов рис. 5 и 6 с результатами расчета показывает их хорошее совпадение. Так, при $\Omega = 6$ рассчитанное значение $\frac{\eta}{\eta_0} = 0,92$, а экспериментально измеренные значения составляют 0,84 для прибора, работающего с соленоидом, и $\frac{\eta}{\eta_0} = 0,8$ для прибора с МПФС.

Большее влияние статических пульсаций электронного потока на к. п. д. в реальном приборе может быть объяснено тем, что при расчетах коэффициент заполнения пучком пролетного канала имел несколько большее значение, чем экспериментальный. Так как при уменьшении коэффициента заполнения при постоянном токе пучка эффект зависимости фазировки первой гармоники тока и поля системы от радиуса пучка возрастает [1], то следует ожидать большего влияния пульсаций на к. п. д.

Экспериментальное исследование зависимости к. п. д. от фазы пульсаций электронного потока в работе не проводилось.

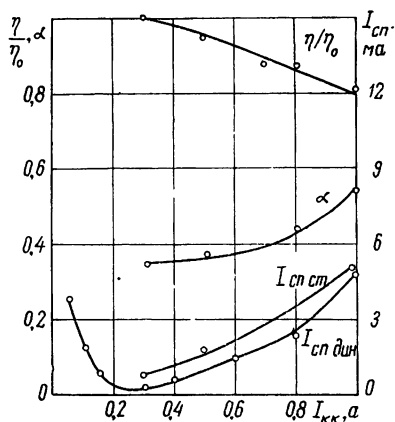


Рис 6* Экспериментальная зависимость к п д $\frac{\eta}{\eta_0}$, амплитуды пульсаций α , статического $I_{сп. ст}$ и динамического $I_{сп. динам}$ токооседания от тока корректирующей катушки $I_{к.к.}$.

* При чтении верстки было обнаружено, что неправильно обозначены кривые. Их следует обозначить так. вместо « α » на кривой должно быть « $I_{сп. динам}$ », вместо « $I_{сп. ст}$ » — « α » и вместо « $I_{сп. динам}$ » — « $I_{сп. ст}$ ».

5. ВЫВОДЫ

1. Увеличение амплитуды пульсаций электронного потока приводит к некоторому уменьшению к. п. д. прибора. Для значений $\alpha = 0,33$ отношение $\frac{\eta}{\eta_0} = 0,8 \div 0,84$.

2. Теоретические результаты, приведенные в работе [3] и в настоящей работе, достаточно хорошо совпадают с результатами эксперимента.

3. Наличие пульсаций электронного потока не позволяет получить большое заполнение пучком пролетного канала ЛБВ и осуществить глубокую рекуперацию в приборе, так как резко увеличивается величина тока на замедляющую систему, что ограничивает максимально достигаемые значения к. п. д.

4. Для подбора оптимальной переходной области магнитного поля в МПФС в период отработки формирующей и фокусирующей систем прибора имеет смысл применять корректирующую катушку.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кац А. М., Манькин И. А. Влияние распределения высокочастотного поля по поперечному сечению электронного пучка на основные характеристики ЛБВ. «Вопросы электроники», серия I, «Электроника», 1965, вып. 1, стр. 3—21.

2. Калинин Ю. А., Кац А. М., Рыкшин Б. В. Исследование зависимости коэффициента усиления и к. п. д. ЛБВ от радиуса электронного потока. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 8, стр. 29—36.

3. Тараненко В. П., Шевченко В. И. Влияние пульсаций электронного пучка в пролетном канале ЛБВ на мощность и к. п. д. «Радиотехника и электроника», 1965, т. X, вып. 7, стр. 1269—1281.

4. Муравьев А. А., Заморозков Б. М. Невозмущающий метод исследования электронных пучков «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 5, стр. 27—39.

5. Калинин Ю. А., Пензяков В. В. Фокусировка неламинарных электронных пучков магнитными полями «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1965, вып. 5, стр. 30—36.

6. «Электронные лампы» Пер с англ., под ред. С. А. Оболенского Ч. II. М., «Советское радио», 1954.

Статья поступила в редакцию 15 июля 1970 г.

А. М. Алесковский, Б. М. Заморозков, В. Ф. Мельников, А. А. Муравьев, О. М. Радюк

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОСЛЕСВЕЧЕНИЯ ПУЧКОВОЙ ПЛАЗМЫ В ЛБВ

Исследовано послесвечение распадающейся пучковой плазмы в ЛБВ средней мощности с целью обнаружения возможных искажений информации о структуре пучка при применении метода фоторегистрации. Установлено, что в области, где свечение заполняет весь пролетный канал, возможны искажения, вызываемые появлением в пучке медленных вторичных электронов.

1. ВВЕДЕНИЕ

В работах [1, 2] предложена методика исследования электронных пучков в электронных приборах СВЧ диапазона, основанная на использовании той информации, которую дает оптическое излучение пучковой плазмы, образующейся при прохождении электронного пучка через остаточные газы в приборе.

При взаимодействии электронов пучка с остаточными газами имеют место различные процессы, которые могут сопровождаться оптическим излучением. В реальных условиях, существующих в электронных приборах СВЧ, например ЛБВ (при давлении остаточных газов $1 \cdot 10^{-6}$ — $1 \cdot 10^{-8}$ мм рт. ст., плотности электронов в пучке в 1 см^3 порядка $1 \cdot 10^9$ — $1 \cdot 10^{10}$ и ускоряющих напряжениях порядка $1 \cdot 10^3$ в) интегральное оптическое излучение пучковой плазмы, кроме излучения возбуждения нейтральных атомов и молекул, вероятно, содержит также: излучение возбуждения молекулярных положительных ионов; излучение рекомбинации положительных ионов с медленными электронами, поступающими в пучок в результате ионизации электронами пучка остаточных газов и вторичной эмиссии с металлических и диэлектрических поверхностей внутриламповых деталей. Тормозное излучение, возникающее при взаимодействии электронов с атомами и ионами остаточного газа, в предлагаемой методике не учитывается, так как его интенсивность на три-четыре порядка ниже, чем интенсивность свечения возбуждения нейтралов и ионов.

При исследовании распределения электронов пучка по его поперечному сечению по методу, предложенному в работах [1, 2], возможны существенные погрешности, обусловленные излучением нейтральных атомов и ионов, возбужденных медленными электронами, и свечением рекомбинации ионов на стенках прибора. Для оценки этой погрешно-

сти необходимо определить влияние указанных процессов на интенсивность излучения.

Целью проведенной работы являлась экспериментальная оценка интенсивности излучения, вносимая медленными электронами.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Исследования проводились на серийных образцах ЛБВ средней мощности типа УВ-230.

ЛБВ характеризовалась следующими данными: ток пучка — 100 *ма*, напряжение пучка — 1800 *в*, средний диаметр пучка — 3,2 *мм*, диаметр канала замедляющей системы — 6,4 *мм*, длина замедляющей системы — 350 *мм*.

Пучок формировался трехэлектродной пушкой с оксидным катодом. Сходимость пучка по площади 12,2. Фокусировка пучка осуществлялась периодическим магнитным полем. Измерения проводились в статическом режиме без подачи на вход ЛБВ высокочастотного сигнала при давлении остаточных газов порядка 10^{-6} *мм* рт. ст. Оптическое излучение регистрировалось через окна в магнитной фокусирующей системе [1].

Идея эксперимента состоит в следующем: если ЛБВ запирает отрицательным импульсом с крутым передним фронтом, то электроны пучка, обладающие высокими направленными скоростями, быстро достигнут коллектора и в канале замедляющей системы, ранее заполненном пучком, останутся только ионы и медленные электроны. При этом можно наблюдать послесвечение распадающейся плазмы. Время пролета пространства дрейфа электронами пучка приблизительно равно 15 *нсек*, время высвечивания возбужденных ими атомов или ионов порядка 10 *нсек*, следовательно, длительное послесвечение может вызываться только процессами, связанными с медленными электронами. Источником послесвечения может являться как высвечивание атомов или ионов, возбужденных медленными электронами при распаде плазмы, так и свечение рекомбинации.

Таким образом, наблюдая изменение во времени интенсивности излучения распадающейся плазмы в отсутствие электронов первичного пучка, можно оценить интенсивность интегрального излучения за счет медленных электронов. С этой целью исследовалась ЛБВ, работающая в импульсном режиме. ЛБВ запиралась импульсом длительностью 8 *мксек* и частотой повторения 80 *гц*. Длительность переднего фронта запирающего импульса составляла 50 *нсек*, т.е. была больше, чем время пролета электронами пучка пространства дрейфа и время высвечивания атомов и ионов, возбужденных этими быстрыми электронами пучка, но достаточно мала, чтобы позволить зарегистрировать послесвечение распадающейся плазмы.

Регистрация излучения проводилась с помощью фотоэлектронного умножителя ФЭУ-39. О наличии послесвечения и характере изменения его интенсивности во времени можно было судить, сравнивая форму переднего фронта импульса фототока ФЭУ с фронтом импульса коллекторного тока ЛБВ.

Блок-схема установки приведена на рис. 1. Лампа 1 запиталась подачей положительного импульса амплитудой 2 кВ на катод от специального генератора прямоугольных импульсов 2 с выходным сопротивлением порядка 50 ом. Импульс коллекторного тока регистрировал-

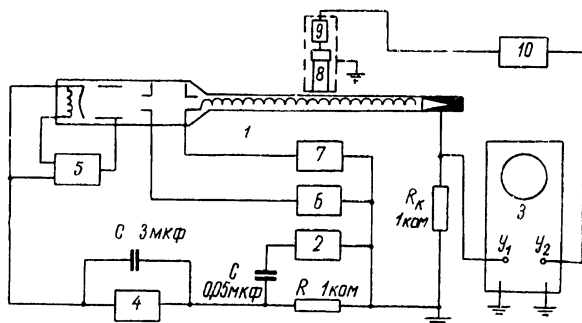


Рис. 1 Блок-схема установки

1 — ЛБВ, 2 — генератор импульсов; 3 — осциллограф ДЭСО-1, 4, 5, 6, 7 — источники питания; 8 — ФЭУ-39, 9 — катодный повторитель, 10 — широкополосный усилитель УР-3

ся широкополосным двухлучевым осциллографом 3 типа ДЭСО-1. Для устранения искажений формы импульса коллекторный блок питания 4 шунтировался конденсатором емкостью 3 мкФ. В приведенной блок-схеме оказалось возможным устранить появление импульсов генератора на сопротивлении R_k , с которого снимался импульс коллекторного тока. Питание электродов лампы осуществлялось от стабилизированных источников 4, 5, 6, 7. Оптическое излучение пучковой плазмы регистрировалось с помощью фотоголовки, состоящей из фотоумножителя 8 типа ФЭУ-39 и катодного повторителя 9, помещенных в электростатический экран. Импульс с нагрузки катодного повторителя поступал на широкополосный усилитель 10 типа УР-3 и далее на второй канал осциллографа ДЭСО-1. Для устранения паразитных колебаний и наводок все соединительные цепи делались возможно меньшей длины и тщательно экранировались. Для того чтобы искажения импульса фототока в выходной цепи ФЭУ не превышали заданных пределов, было обращено особое внимание на монтаж ее и подбор сопротивления нагрузки. Искажения, вносимые выходной цепью ФЭУ, контролировались следующим образом. Фотокатод ФЭУ освещался источником света постоянной интенсивности и на управляющую диафрагму ФЭУ подавался импульс отрицательной полярности относительно фотокатода. Длительность переднего фронта этого импульса составляла 50 нсек. Источником импульса являлся генератор типа Г5-15. С помощью осциллографа ДЭСО-1 проводилось сравнение запирающего фототока импульса и импульса на выходе регистрирующей схемы. Сравнение импульсов показало, что они идентичны в пределах точности измерений длительности фронта импульсов.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Прежде чем рассматривать результаты исследования послесвечения распадающейся пучковой плазмы, следует заметить, что свечение остаточных газов при прохождении пучка вдоль пространства дрейфа в ЛБВ имеет характерные особенности, присущие всем исследованным приборам. На протяжении большей части длины пучка вызываемое им свечение четко ограничено и позволяет достаточно определенно оценить его поперечные размеры и измерить период и амплитуду его пульсаций. Однако имеются отдельные участки пучка, на которых интенсивность свечения заметно выше и заполняет весь пролетный канал. Эти локальные свечения совпадают с участками максимальных поперечных размеров пучка и их положение зависит от режима ЛБВ (от напряжений на электродах.)

Поскольку характер свечения на различных участках различен, то представляло интерес исследовать послесвечение как в области локальных свечений, так и там, где пучок имеет четкие границы.

Исследование проводилось следующим образом. Устанавливался режим работы ЛБВ (в большинстве случаев он соответствовал паспортному) и затем на лампу от генератора прямоугольных импульсов подавался запирающий импульс. На экране двухлучевого осциллографа одновременно наблюдались импульс коллекторного тока и импульс фототока с выхода регистрирующей схемы. Сравнение обоих импульсов позволило оценить интенсивность и продолжительность послесвечения по форме переднего фронта импульса фототока. Для определения времени затягивания фронта служили масштабные метки, наблюдаемые на экране осциллографа одновременно с импульсами. Такие измерения проводились в различных участках пространства дрейфа.

На рис. 2 представлены осциллограммы импульса коллекторного тока и импульса фототока для участка пучка с четко обозначенными границами, а на рис. 3 — для области локального свечения. На осцил-

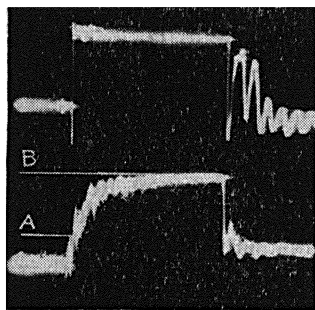
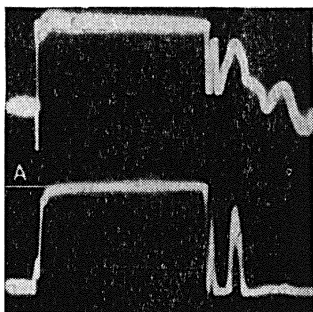


Рис. 2. Осциллограммы импульсов коллекторного тока и фототока, соответствующие участку пучка с четко обозначенной границей: сверху — импульс коллекторного тока, внизу — импульс фототока. На всех осциллограммах ось времени направлена слева направо, а ось токов ФЭУ и ЛБВ — сверху вниз.

Рис. 3. Осциллограммы импульсов коллекторного тока и фототока, соответствующие области повышенной интенсивности свечения: сверху — импульс коллекторного тока, внизу — импульс фототока.

лограммах ясно видно, что в первом случае искажения фронта импульса фототока нет, что свидетельствует об отсутствии послесвечения пучковой плазмы. Во втором случае, т. е. в области локальных свечений, послесвечение имеет значительную интенсивность и время послесвечения составляет 1—2 мксек.

Колебания, наблюдаемые на осциллограммах, обусловлены двумя причинами: формой запирающего ЛБВ импульса, и паразитной генерацией за счет ударного возбуждения колебательных контуров, образованных соединительными цепями и элементами схемы. Поскольку эти колебания велики на заднем фронте импульса, а нас интересовал его передний фронт, то специальных мер для их устранения не предпринималось.

4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим возможную интерпретацию полученных результатов. Длительность переднего фронта запирающего импульса равна 50 нсек. Можно считать, что за столь малый промежуток времени в распределении ионов и медленных электронов существенных изменений не произойдет. Следовательно, на осциллограммах рис. 2, 3 по уровню A можно оценить вклад, вносимый в суммарное излучение процессами, связанными с электронами пучка, а разность уровней B и A определяет влияние медленных электронов.

Из приведенных осциллограмм видно, что в областях пролетного канала, где пучок достаточно хорошо сформирован, излучение определяется только электронами пучка. В тех же местах, где пучок расплывается и его размеры превышают размеры пролетного канала, значительное количество медленных электронов, возникающих в результате вторичной эмиссии, существенно влияет на суммарное излучение потока.

Следовательно, при исследовании структуры электронных пучков с регистрацией интегрального оптического излучения следует иметь в виду, что в области локальных свечений излучение за счет медленных электронов может существенно исказить результат.

ЛИТЕРАТУРА

1 Муравьев А. А., Заморозков Б. М. Невозмущающий метод исследования структуры электронных пучков «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 5, стр. 28—40.

2. Муравьев А. А., Малахов И. К., Заморозков Б. М., Радюк О. М., Сеницин П. Р., Юдзон О. Н. Телевизионный метод исследования структуры протяженных электронных пучков. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 9, стр. 126—135

*Статья поступила в редакцию 11 февраля 1970 г.,
после переработки — 6 июля 1970 г.*

УДК 537.531 · 535.3

В. С. Соллогуб

РАСЧЕТ ДИФФУЗНО ОТРАЖАЮЩИХ КОНИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Предложен способ расчета поглотительной способности диффузно отражающих конических поверхностей, основанный на использовании вспомогательных вероятностных функций для последовательных отражений. Построены номограммы для инженерного расчета конических фотоприемников, применяемых в измерителях мощности видимого и ультрафиолетового диапазонов спектра. Точность предложенного способа расчета существенно выше, а область применения шире в сравнении с известными способами.

1. ВВЕДЕНИЕ

Диффузно отражающие конические поверхности часто используются в измерителях мощности видимого и ультрафиолетового излучений, а также в калибраторах, основанных на принципе абсолютно черного тела.

Расчет оптических характеристик таких поверхностей затруднен из-за свойств ядра интегрального уравнения и до сих пор точно не выполнен.

В работах [1, 2] описана методика грубо приближенного расчета отражательной способности конических поверхностей. В работах [3, 4] расчет выполнен точнее — с применением вспомогательной величины — средней вероятности вылета фотона при однократном диффузном отражении его от конической поверхности. В работе [4] получена точная формула для этой вероятности, значительно упрощающая процесс расчета.

Поглощение излучения диффузно отражающей конической поверхностью сопровождается перераспределением его по поверхности вследствие повторных отражений.

В работах [3, 4] сделано допущение, что дважды диффузно отраженный элемент излучения равномерно распределен по конической поверхности. Это допущение справедливо лишь при равномерном освещении всей конической поверхности и достаточно малых величинах коэффициента отражения [4], что ограничивает применимость метода расчета.

В настоящей работе это ограничение отсутствует, так как при расчете использованы вероятности, соответствующие наряду с первым также более высоким порядкам отражения, что позволяет не только рассчи-

тать со значительно большей точностью потери на отражение, но и найти фактическое распределение поглощаемой мощности по конической поверхности. В приведенных расчетах коническая поверхность считается оптически изотропной, а отражение — чисто диффузным (интенсивность отраженного излучения пропорциональна косинусу угла отражения и не зависит от угла падения).

В работе рассмотрены два случая: когда диффузно отражающая коническая поверхность освещена круглым центрально расположенным однородным световым пучком произвольного радиуса и когда освещение создается достаточно узким световым пучком, сосредоточенным в произвольной точке конической поверхности.

2. ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ ВЕРОЯТНОСТНЫЕ ФУНКЦИИ

Введем обозначения:

2θ — угол при вершине конуса,

R — радиус основания конуса,

r — радиус его произвольного сечения, параллельного основанию,

$x = \frac{r}{R}$ — относительная величина этого радиуса,

$\Delta x = \frac{\Delta r}{R}$ — относительная радиальная ширина бесконечно узкого кольцевого элемента конической поверхности.

В приведенных ниже расчетах использованы следующие вспомогательные вероятностные функции:

$q_i(x)$ ($i=0, 1, 2, 3, \dots$) — вероятность вылета фотона, диффузно отраженного бесконечно узким кольцевым элементом с относительным радиусом x после i -го диффузного отражения без поглощений, $p_i(x)$ ($i=0, 1, 2, 3, \dots$) — то же самое для фотона, диффузно отраженного центральной равномерно освещенной частью конической поверхности, имеющей тот же относительный радиус.

В соответствии с этими определениями под $q_0(x)$ и $p_0(x)$ следует понимать вероятности непосредственного вылета диффузно отраженного фотона (без дальнейших соударений с конической поверхностью); $\varphi(x_1x_2)\Delta x_2$ — вероятность попадания фотона, диффузно отраженного кольцевым элементом x_1 , на кольцевой элемент x_2 , имеющий относительную радиальную ширину Δx_2 (функция $\varphi(x_1x_2)$ может быть определена как та же вероятность, отнесенная к единице ширины Δx_2).

Рассмотрим важнейшие свойства функций q_i , p_i и φ . Поскольку вылет фотона при отсутствии поглощения есть достоверное событие, то должны соблюдаться равенства:

$$\sum_{i=0}^{\infty} q_i(x) = \sum_{i=0}^{\infty} p_i(x) = 1. \quad (1)$$

Из определения функций — q_i , p_i и φ и теорем сложения и умножения вероятностей [5] вытекают используемые в дальнейшем соотношения:

$$q_i(x_1) = \int_0^1 \varphi(x_1, x_2) q_{i-1}(x_2) dx_2; \quad (2)$$

$$p_i(x) = \frac{2}{x^2} \int_0^x t q_i(t) dt; \quad (3)$$

$$\int_{x_2=0}^1 \varphi(x_1, x_2) dx_2 = 1 - q_0(x_1), \quad (4)$$

$$\varphi(x_1, x_2) \Delta x_2 = q_0\left(\frac{x_1}{x_2}\right) - q_0\left(\frac{x_1}{x_2 + \Delta x_2}\right), \quad (x_2 > x_1). \quad (5)$$

Кроме того, дифференцируя выражение (3), получаем соотношение:

$$q_i(x) = \frac{1}{x} \frac{d}{dx} \left[\frac{x^2}{2} p_i(x) \right], \quad (6)$$

а преобразуя выражение (5) при $\Delta x_2 \rightarrow 0$, — соотношение:

$$\varphi(x_1, x_2) = \frac{x_1}{x_2^2} q_0'\left(\frac{x_1}{x_2}\right), \quad (x_2 > x_1). \quad (7)$$

Из условия взаимности для диффузно отражающих поверхностей (см. выражение (II.7) в работе [4]) следует соотношение:

$$x_1 \varphi(x_1, x_2) = x_2 \varphi(x_2, x_1) \quad (8a)$$

и вытекающее из него более общее соотношение:

$$x_1 \varphi(x_1, x_2) \varphi(x_2, x_3) \dots \varphi(x_{i-1}, x_i) = x_i \varphi(x_2, x_1) \varphi(x_3, x_2) \dots \varphi(x_i, x_{i-1}). \quad (8b)$$

Как уже упоминалось, в работе [4] получено точное выражение для p_0 :

$$p_0(x) = \frac{\sin \theta}{x} + \frac{(1-x)^2}{2x^2 \sin \theta} \left[1 - \sqrt{1 + \frac{4x \sin^2 \theta}{(1-x)^2}} \right], \quad (9)$$

подставляя которое в (6), находим:

$$q_0(x) = \frac{(1-x)^2 + (3x-1) \sin^2 \theta}{2x \sin \theta \sqrt{(1-x)^2 + 4x \sin^2 \theta}} + \frac{x - \cos^2 \theta}{2x \sin \theta}. \quad (10)$$

Из выражений (9) и (10) вытекают следующие простые тождества

$$q_0(0) = p_0(0) = \sin^3 \Theta; \quad (11)$$

$$q_0(1) = \frac{1 + \sin \Theta}{2}; \quad (12)$$

$$p_0(1) = \sin \Theta. \quad (13)$$

Подставляя выражение (10) в (7) и учитывая (8а), получаем выражение:

$$\varphi(x_1, x_2) = \frac{\cos^2 \Theta}{2 \sin \Theta} \frac{1}{x_1} \left\{ 1 - \frac{1 + 6 \frac{x_1 x_2}{(x_1 - x_2)^2} \sin^2 \Theta}{\left| 1 + 4 \frac{x_1 x_2}{(x_1 - x_2)^2} \sin^2 \Theta \right|^{3/2}} \right\}. \quad (14)$$

которое может быть использовано совместно с (10) для вычисления функций $q_i(x)$ и $p_i(x)$ ($i=1, 2, 3, \dots$) путем последовательного численного интегрирования выражений (2) и (3).

Из структуры выражения (14) следует разрывность производной $\frac{\partial \varphi}{\partial x_2}$ при $x_2 = x_1$. В этой точке функция $\varphi(x_1, x_2)$ образует пик, резкость которого увеличивается с уменьшением x_1 .

Из выражений (4), (11) и (14) следует, в частности, равенство:

$$\varphi(0, x_2) = (1 - \sin^3 \Theta) \delta(x_2), \quad (15)$$

показывающее, что при $x_1 = 0$ $\varphi(0, x_2)$ ведет себя как δ -функция Дирака. Это обстоятельство в значительной степени затрудняет процесс численного интегрирования выражений (2).

Вычисление на электронной вычислительной машине функций $q_i(x)$ и $p_i(x)$ было произведено В. А. Шуплецовым с помощью выражений (2), (3), (10), (14) при $i=0, 1, 2, 3, 4, 5$ и $\Theta=5^\circ, 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$. При этом использовалась линейная экстраполяция функций q_i и p_i вблизи от нулевой точки с применением формул:

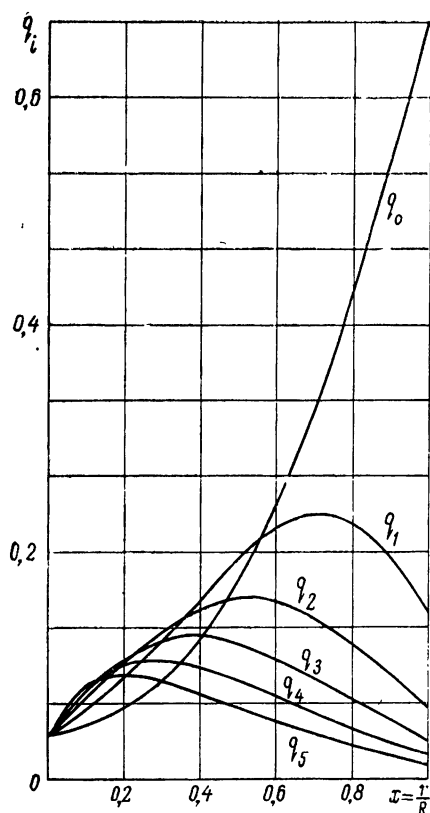
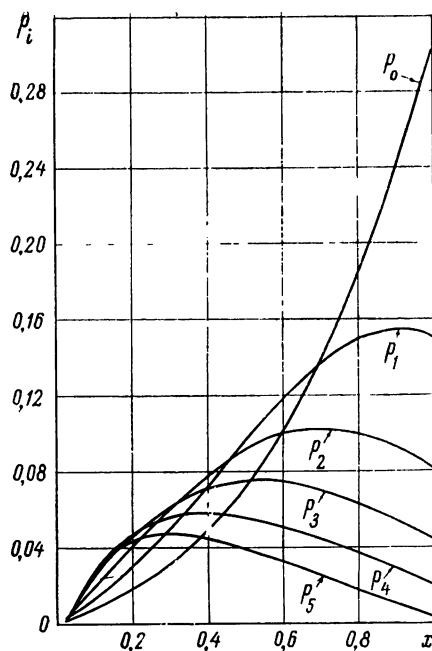
$$q_i(0) = p_i(0) = \sin^3 \Theta (1 - \sin^3 \Theta)^i,$$

полученных с помощью выражений (2), (3), (4), (11), (15).

Характер изменения функций q_i и p_i иллюстрируется кривыми на рис. 1 и 2, построенными для $\Theta=20^\circ$.

С увеличением порядка отражения i максимумы этих функций становятся менее резкими и смещаются влево. Это связано с тем, что при диффузном отражении от периферии конической поверхности фотон имеет большую вероятность непосредственного вылета, в то время как при отражении от ее глубинных частей (при $x \ll 1$) имеется значительная вероятность дополнительных отражений.

Ниже рассмотрены вопросы, связанные с применением функций q_i и p_i для вычисления потерь на отражение и радиального распределения поглощаемой мощности.

Рис. 1 Функции $q_i(x)$ при $\theta = 20^\circ$ Рис. 2 Функции $p_i(x)$ при $\theta = 20^\circ$.

3. ОСНОВНОЕ ИНТЕГРАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ

Рассматривая случай осевой симметрии, выделим на конической поверхности два бесконечно узких кольцевых элемента с относительными радиусами x_1 и x_2 . Баланс мощностей для первого элемента запишется в виде суммы:

$$\sum_{x_2} [\varphi(x_2, x_1) \Delta x_1 \Delta W'_2] s + \Delta W_1 s = \Delta W'_1, \quad (16)$$

в которой суммирование по элементам с индексом 2 распространяется на всю коническую поверхность.

В выражении (16) s — коэффициент диффузного отражения,

$\Delta W_1 = 2\pi x_1 \Delta x_1 \rho(x_1)$ — входная мощность, приходящаяся на элемент с индексом 1 при плотности мощности, равной $\rho(x_1)$,

* Расстояния выражены в относительных единицах.

$\Delta W'_1$ и $\Delta W'_2$ — мощности, отражаемые соответственно элементами 1 и 2 при яркости конической поверхности $B(x)$:

$$\Delta W'_1 = \pi \frac{2\pi x_1 \Delta x_1}{\sin \Theta} B(x_1) \text{ и } \Delta W'_2 = \pi \frac{2\pi x_2 \Delta x_2}{\sin \Theta} B(x_2).$$

Подставляя значения ΔW_1 , $\Delta W'_1$ и $\Delta W'_2$ в выражение (16) и учитывая (8а), приходим к интегральному уравнению:

$$\frac{1}{s} D(x_1) - \int_{x_2=0}^1 \varphi(x_1, x_2) D(x_2) dx_2 = f(x_1), \quad (17)$$

где $D(x_1) = \frac{\pi B x}{P_0 \sin \Theta}$ — приведенная результирующая яркость конической поверхности,

P_0 — полная входная мощность,

$f(x_1) = \frac{\rho(x_1)}{P_0}$ — функция, характеризующая ее распределение по конической поверхности.

В случае равномерного освещения центральной части конуса с относительным радиусом x имеем:

$$\begin{aligned} f(x_1) &\equiv \frac{1}{\pi x^2} \quad \text{при } x_1 \leq x; \\ f(x_1) &\equiv 0 \quad \text{при } x_1 > x, \end{aligned} \quad (18)$$

а в случае освещения бесконечно узкого кольца с радиусом x :

$$f(x_1) = \frac{1}{2\pi x} \delta(x_1 - x), \quad (19)$$

где $\delta(x_1 - x)$ — δ -функция Дирака.

Второй случай представляет интерес, поскольку соответствующие ему потери на отражение равны вследствие осевой симметрии потерям, возникающим при сосредоточении излучения в произвольной точке конической поверхности с относительным радиусом x .

Определив $D(x)$, из уравнения (17) можно найти затем суммарные потери на отражение, которые, согласно определению функции $q_0(x)$, запишутся:

$$p_z = 2\pi \int_0^1 x D(x) q_0(x) dx. \quad (20)$$

Учитывая далее, что отношение поглощенной мощности к отраженной равно $\frac{1-s}{s}$, получаем выражение для радиального распределения плотности поглощаемой мощности:

$$\rho_{\text{пол}}(x) = P_0 \frac{1-s}{s} D(x). \quad (21)$$

4. МЕТОДИКА РАСЧЕТА

Для решения интегрального уравнения (17), являющегося частным случаем уравнения Фредгольма II рода, применим метод последовательных приближений. Будем искать функцию $D_n(x)$ в n -м приближении в виде:

$$D_n(x_1) = sf(x_1) + s \int_{x_2=0}^1 \varphi(x_1, x_2) D_{n-1}(x_2) dx_2, \quad (22)$$

где $D_{n-1}(x)$ — эта же функция в $(n-1)$ -м приближении.

Полагая $D_0(x_1) \equiv 0$ и переходя последовательно к более высоким приближениям, получаем:

$$D_n(x_1) = sf(x_1) + s^2 \int_{x_2=0}^1 \varphi(x_1, x_2) f(x_2) dx_2 + \dots \quad (23)$$

$$\dots + s^n \int_{x_2=0}^1 \int_{x_1=0}^1 \dots \int_{x_n=0}^1 \varphi(x_1, x_2) \varphi(x_2, x_3) \dots \varphi(x_{n-1}, x_n) f(x_n) dx_2 \dots dx_n.$$

Подставляя выражение (23) в (20), используя соотношения (2), (3), (8б) и меняя порядок интегрирования, получаем выражение для суммарных потерь на отражение в случае равномерно освещенной центральной части конуса с относительным радиусом x [условие (18)]:

$$p_\Sigma(x) = s \sum_{l=0}^{\infty} s^l p_l(x) \quad (24)$$

и выражение для суммарных потерь на отражение при сосредоточении излучения в произвольной точке с тем же относительным радиусом [условие (19)]:

$$q_\Sigma(x) = s \sum_{l=0}^{\infty} s^l q_l(x), \quad (25)$$

где $q_l(x)$ и $p_l(x)$ — вспомогательные функции, определяемые соотношениями (2) и (3) для отражений l -го порядка

Таким образом, рассмотренный приближенный метод решения интегрального уравнения (17) по своему физическому смыслу является «методом последовательных отражений».

Подставляя далее выражение (23) в (21) и производя аналогичные преобразования, получаем выражение для радиального распределения плотности поглощаемой мощности в случае равномерного освещения всей конической поверхности:

$$\rho_{\text{полг}}(x) = \frac{P_0}{\pi R^2} [1 - q_z(x)]. \quad (26)$$

Обычно для черненных диффузно отражающих поверхностей $s < 0,5$, поэтому ряды в выражениях (24) — (26) быстро сходятся. В связи с этим при практических вычислениях их можно заменить конечными суммами вида:

$$\sum_{l=0}^n s^l q_l(x), \quad \sum_{l=0}^n s^l p_l(x).$$

Возникающая при этом относительная погрешность в вычислении величин p_z и q_z может быть оценена с помощью выражений:

$$\gamma_p = \frac{p_{n+1}}{p_0} \frac{s^{n+1}}{1-s}; \quad \gamma_q = \frac{q_{n+1}}{q_0} \frac{s^{n+1}}{1-s}. \quad (27)$$

При $s=0,5$ и $n=5$ величины γ_p и γ_q не превышают нескольких процентов и резко уменьшаются с уменьшением s .

На рис. 3, 4 приведены номограммы вычисленных этим способом величин $\frac{p_z}{s}$ и $\frac{q_z}{s}$ для углов $\theta = 5^\circ, 10^\circ, 15^\circ$ и 20° , рекомендуемые для инженерных расчетов. При их вычислении в суммах (24) и (25) учитывались члены до $n=5$.

В качестве примера практического использования этих номограмм рассчитаем потери на отражение в диффузно отражающем коническом фотоприемнике с углом $\theta = 10^\circ$ при коэффициенте отражения $s=0,2$ и радиусе входной ограничивающей диафрагмы, равном $0,8R$. Из рис. 3,б для $s=0,2$ и $x=0,8$ находим $\frac{p_z}{s} = 0,085$, откуда потери на отражение при равномерном освещении ограниченной диафрагмой части фотоприемника составят:

$$p_z = 0,085 \cdot 0,2 = 0,017.$$

Далее из рис. 4,б для тех же значений s и x находим $\frac{q_z}{s} = 0,23$, следовательно, в неблагоприятном случае, когда излучение сфокусировано у края диафрагмы, потери на отражение могут возрасти до величины $q_z = 0,23 \cdot 0,2 = 0,046$.

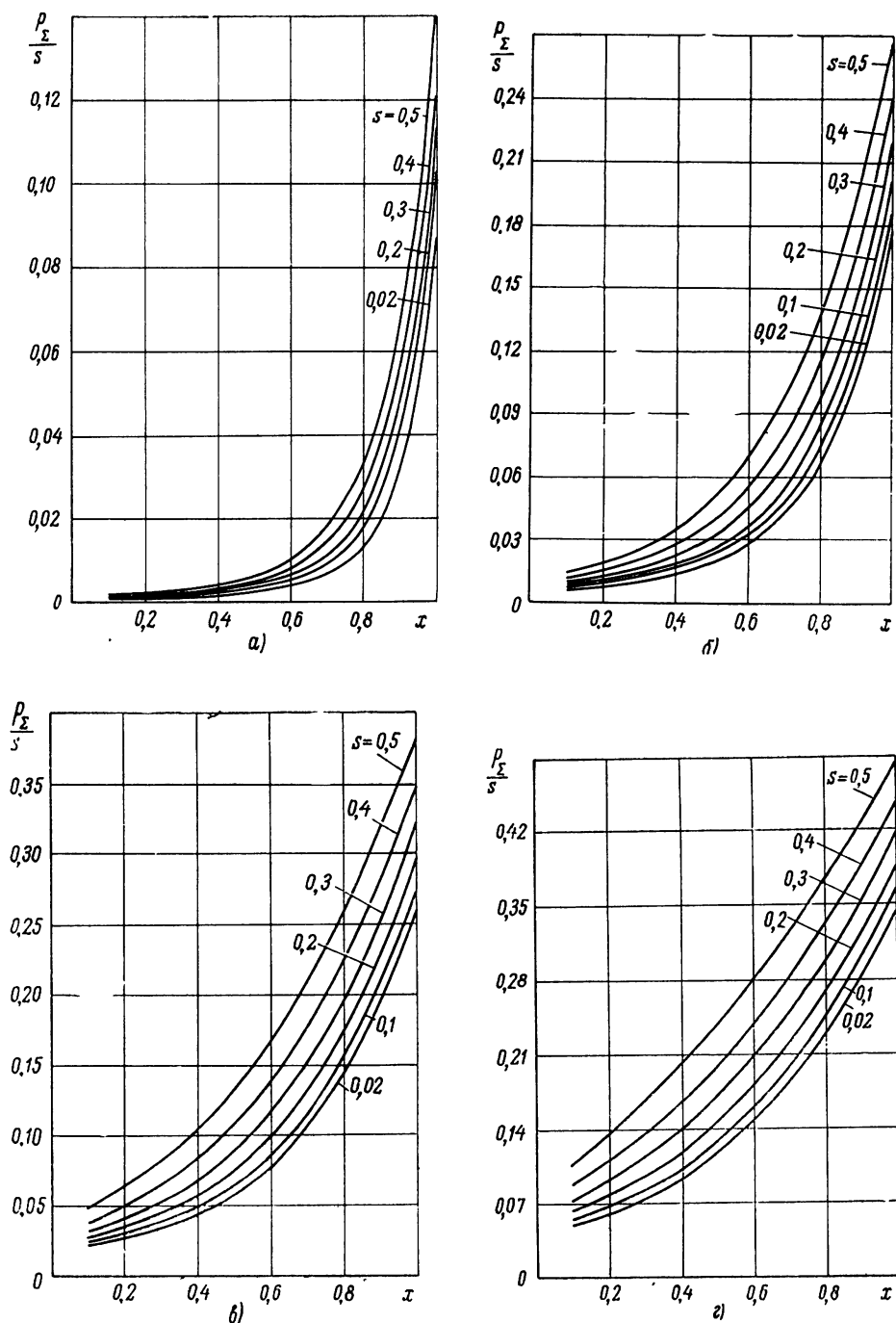


Рис 3 Зависимость относительных суммарных потерь на отражение от относительного радиуса центрального светового пучка при следющих значениях угла Θ : 5° (а), 10° (б), 15° (в), 20° (г) (s — коэффициент отражения)

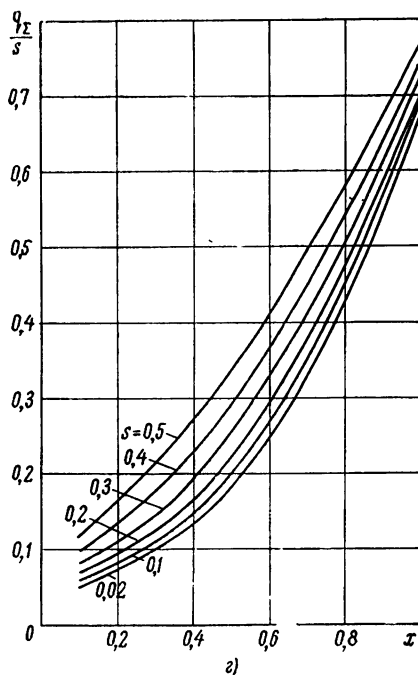
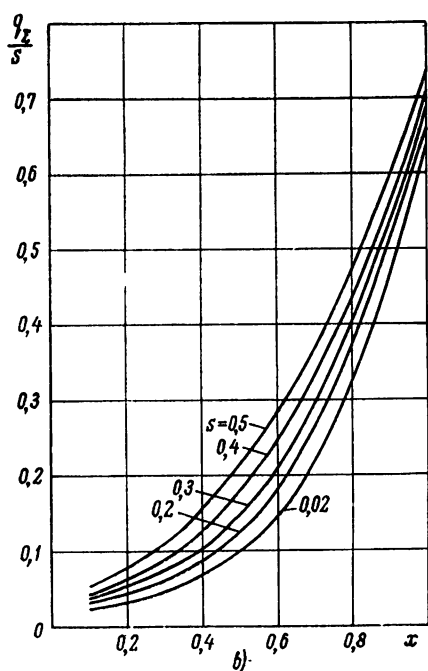
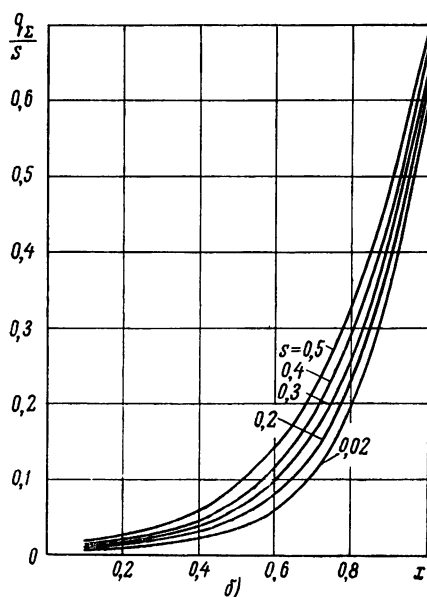
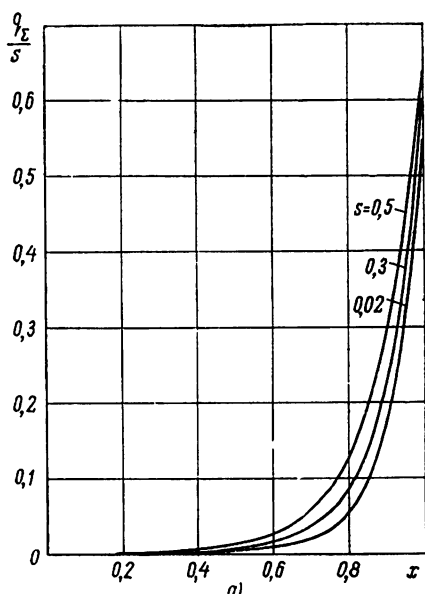


Рис. 4 Зависимость суммарных относительных потерь на отражение от относительного радиального смещения светового пучка при следующих значениях угла Θ : 5° (а), 10° (б), 15° (в), 20° (з) (s — коэффициент отражения)

На рис. 5 сопоставлены значения $\frac{p_{\Sigma}}{s}$, полученные с помощью выражения (24) (сплошные линии), с соответствующими значениями $\frac{p_{\Sigma}}{s}$, полученными с помощью приближенной формулы:

$$p_{\Sigma} = \frac{sp_0 + s(\sin \theta + p_0)}{1 - s(1 - \sin \theta)}, \quad (28)$$

использованной в работах [3, 4] (пунктирные линии).

Как видно из рисунка и как указывалось в работе [4], результаты, полученные с помощью выражения (28), во всех случаях больше истинных. При малых значениях s и при x , близких к единице, расхождение мало, в других же случаях оно может составить сотни процентов.

На рис. 6 приведены кривые функции радиального распределения относительной величины плотности поглощаемой мощности при равномерном освещении всей диффузно отражающей конической поверхности, построенные с помощью выражения (26) для $\theta = 10^\circ$ и $s = 0,1, 0,3$

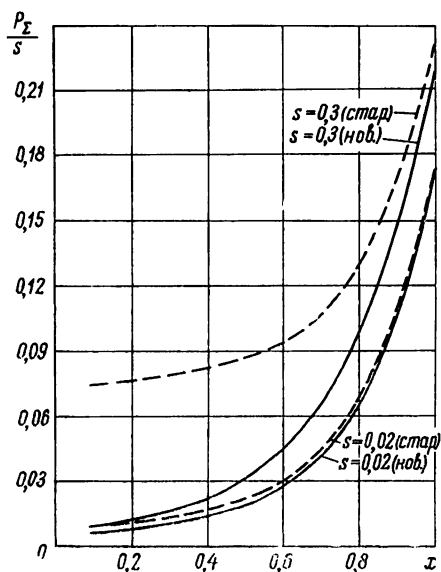


Рис. 5. Относительные потери на отражение при $\theta = 10^\circ$ и $s = 0,02; 0,3$, рассчитанные по старому методу (пунктир) и по предлагаемому, более точному методу (сплошные линии).

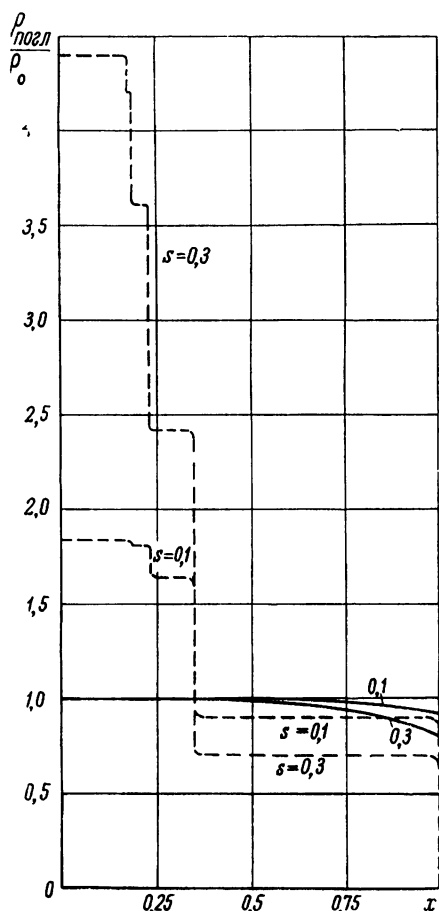


Рис. 6. Радиальное распределение относительной плотности поглощаемой мощности при диффузном (сплошные линии) и зеркальном (пунктир) характерах отражения (ρ_0 — плотность мощности входящего излучения).

(сплошные линии). Для сравнения на этом же рисунке приведены аналогичные кривые для зеркально отражающей конической поверхности, построенные с помощью соотношений, полученных в работе [4] (пунктир). Из рис. 6 следует, что даже при равномерном освещении плотность мощности, поглощаемой диффузно отражающей конической поверхностью, распределена неравномерно. Однако эта неравномерность значительно меньше, чем при зеркальном характере отражений.

5. ВЫВОДЫ

1. Использование вероятностных функций, учитывающих многократные отражения, приводит к простому способу расчета оптических потерь и распределения поглощаемой мощности диффузно отражающих конических поверхностей. Результаты вычислений представлены в виде номограмм (рис. 3, 4), удобных для инженерных расчетов конических приемников излучения.

2. Оптические потери и поглощательная способность могут быть рассчитаны этим способом как в случае равномерного освещения центральной части конической поверхности, так и при сосредоточении достаточно тонкого светового пучка в любой точке конической поверхности.

3. При полностью освещенной конической поверхности и малых значениях коэффициента отражения ($< 2\%$) полученные результаты практически не отличаются от известных. В остальных случаях расчет по предлагаемому способу позволяет избежать ошибок, достигающих сотен процентов.

4. Диффузно отражающие конические поверхности имеют преимущество перед зеркально отражающими в том, что обеспечивают более равномерное распределение плотности поглощаемой мощности, необходимое при измерении излучения большой мощности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Eisenman W. L., Botes R. L., Merriam J. D. Black radiation detector j of the optical society of America, 1963, vol. 53, No 6, pp. 725—734.
2. Couffe A. Corrections des corps-noise artificiels comple tenu des diffusions multiples internes. Rev. d. Optique theorique et instrumentale Janvier 1945, No 1, p. 1.
3. Калинин Ю. А., Кузьмичев В. М. Определение поглощательной способности нагрузок тепловых измерителей излучения ОКГ «Электронная техника», серия II, «Контрольно-измерительная аппаратура», 1968, вып. 1, стр. 105
4. Соллогуб В. С., Расчет потерь на отражение конических приемников оптического излучения «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып 1, стр. 111.
5. Вентцель Е. С. Теория вероятностей. Издание III, М., «Наука», 1964

Статья поступила в редакцию 15 июня 1970 г.

УДК 621 387 322 4

Н. Д. Комкин, Б. Б. Лаговьер, Л. Д. Смирнова

ЗАВИСИМОСТЬ ВРЕМЕНИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ И ПРОСАЧИВАЮЩЕЙСЯ МОЩНОСТИ РАЗРЯДНИКА ОТ РЕЖИМА РАБОТЫ ПЕРЕДАТЧИКА

Показано, что зависимость просачивающейся мощности и времени восстановления разрядника от частоты повторений и длительности импульсов передатчика, а также от его импульсной мощности в значительной степени определяется рассеянием мощности в СВЧ разряде

1. ВВЕДЕНИЕ

Расширение диапазона длительностей и частот повторений импульсов передатчиков в современной радиолокации вызвало необходимость подробного изучения влияния, оказываемого изменением режима работы передатчика, на параметры резонансных разрядников. Имеющиеся сведения по этому вопросу (например, работа [1]) недостаточны и относятся преимущественно к волноводным разрядникам, наполненным аргоном и смесью аргона с парами воды. Для разрядников, наполненных молекулярными газами, в частности безэлектродных разрядников, имеются отдельные неполные данные.

В настоящей работе приведены результаты исследования зависимости времени восстановления и просачивающейся мощности безэлектродных капиллярных разрядников от частоты повторений и длительности импульсов передатчика.

2. РЕЖИМЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследовались капиллярные разрядники диаметром 1,6 мм (рис. 1). Для наполнения разрядников, кроме обычно используемых аргона и паров воды, применялись такие молекулярные газы, как хлор, аммиак, окись и двуокись углерода, водород и их смеси с аргоном в различных пропорциях. Давление, при котором наполнялись газы, составляло от 5 до 15 тор. Все исследования проводились в сантиметровом диапазоне длин волн, интервал частот повторений импульсов 5—80 кГц, длительность импульса от 1 до 10 мксек; падающая на разрядник импульсная мощность составляла 300—400 Вт. Типичные характеристики приведены на рисунках.

Существенная зависимость времени восстановления от режима работы передатчика обнаружена у разрядников, наполненных парами во-

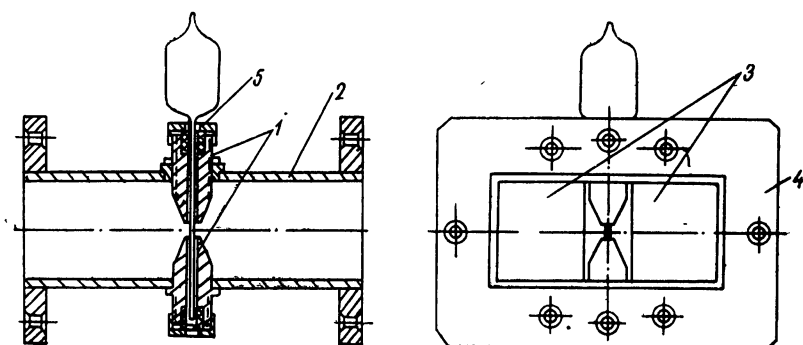


Рис. 1 Капиллярный разрядник в плоском резонаторе

1 — конус, 2 — корпус, 3 — индуктивная диафрагма, 4 — фланец, 5 — капиллярный разрядник

ды, хлором и смесью хлора с аргоном (рис. 2, 3). Их начальное время восстановления (измеренное при длительности импульса 1 мксек и частоте повторений импульсов 5 кГц) не превышает 2,5 мксек. В исследуемом интервале частот повторений и длительностей импульсов передатчика время восстановления разрядников, наполненных парами воды, изменяется до шести раз и у разрядников, наполненных хлором и его смесью с аргоном, — до четырех раз.

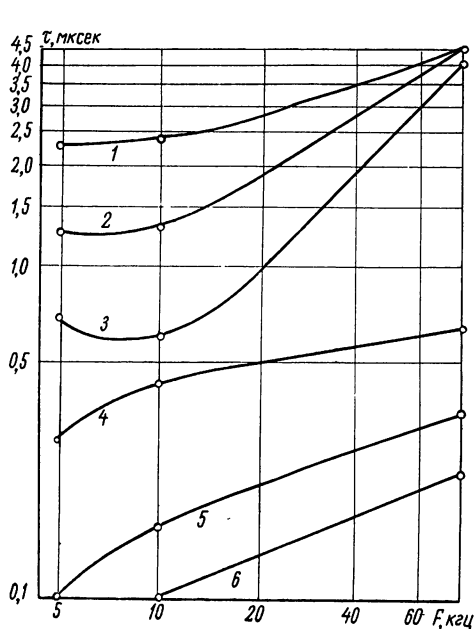


Рис. 2 Зависимость времени восстановления разрядников τ от частоты повторений импульсов передатчика F , наполненных различными газами
1—H₂O (5 тор), 2—H₂O (8 тор), 3—H₂O (15 тор), 4—Cl₂+Ar (4 и 2 тор), 5—Cl₂+Ar (6 и 2 тор), 6—Cl₂ (8 тор), $T=1$ мксек.

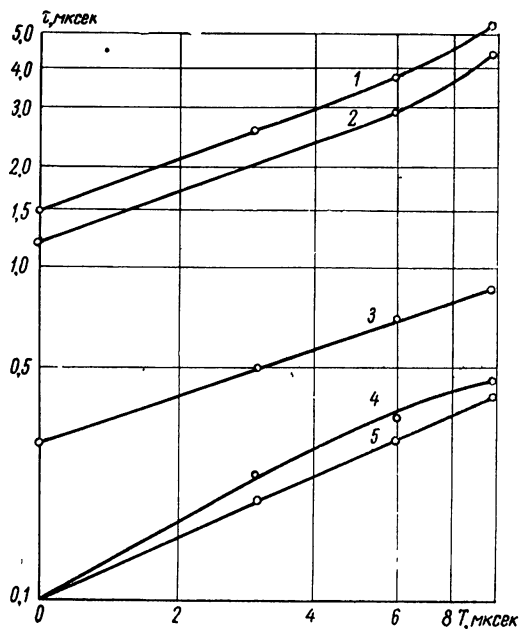


Рис. 3 Зависимость времени восстановления разрядников τ от длительности импульсов передатчика T , наполненных различными газами
1—H₂O (8 тор), 2—H₂O (10 тор), 3—Cl₂+Ar (4 тор), 4—Cl₂+Ar (6 и 2 тор соответственно), 5—Cl₂ (8 тор); $F=5$ кГц.

У разрядников, наполненных другими молекулярными газами, с ростом частоты повторений и длительностей импульсов передатчика время восстановления снижается. Это снижение незначительно (не более чем в 1,3 раза) у разрядников, наполненных аммиаком и окисью углерода, и более существенно (до 2 раз) у разрядников, наполненных водородом и углекислым газом (рис. 4).

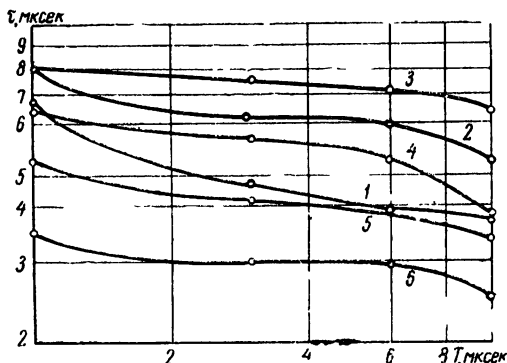


Рис. 4 Зависимость времени восстановления разрядников τ от длительности импульсов передатчика T .

1— CO_2 (5 тор), 2— CO_2 (8 тор), 3— $\text{H}_2 + \text{Ar}$ (4 тор), 4— H_2 (5 тор), 5— H_2 (8 тор), 6— H_2 (15 тор); $F=5$ кГц.

Зависимость просачивающейся мощности от режима работы передатчика наблюдается у всех разрядников, кроме разрядников, наполненных аргоном, просачивающаяся мощность которых не зависит от частоты повторений импульсов передатчика. У разрядников, наполненных чистыми молекулярными газами, с ростом частоты повторений импульсов просачивающаяся мощность снижается. При добавлении в состав газового наполнения аргона эта зависимость ослабляется. Некоторые характерные кривые, снятые при длительности импульса передатчика 1 мксек, приведены на рис. 5.

При увеличении длительности импульса просачивающаяся мощность также уменьшается. С уменьшением давления молекулярного газа эта зависимость снижается. Следует отметить, что на характер этих зависимостей существенное влияние оказывает усреднение неизменной просачивающейся мощности пика по различной длительности импульса. Некоторые из экспериментальных кривых, снятые при частоте повторений импульсов 5 кГц, приведены на рис. 6.

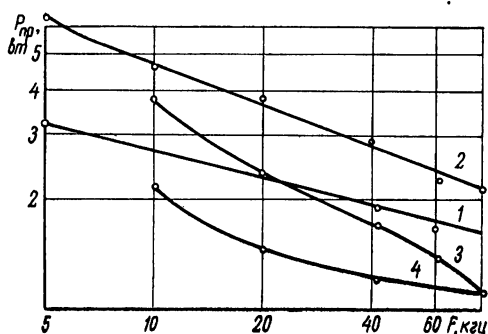


Рис. 5. Зависимость просачивающейся мощности разрядников $P_{пр}$ от частоты повторений импульсов передатчика F .

1— H_2O (5 тор), 2— H_2O (10 тор), 3— $\text{Cl}_2 + \text{Ar}$ (6 и 2 тор), 4— $\text{Cl}_2 + \text{Ar}$ (1 и 2 тор); $T=1$ мксек.

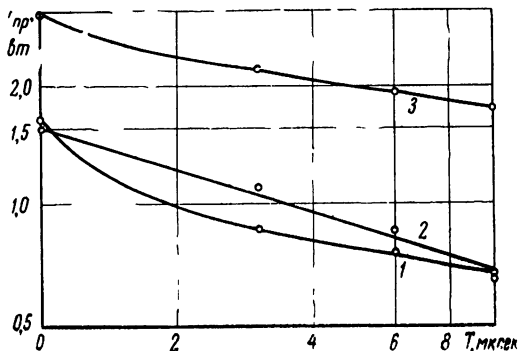


Рис. 6. Зависимость просачивающейся мощности разрядников $P_{пр}$ от длительности импульсов передатчика T :

1— $\text{Cl}_2 + \text{Ar}$ (1 и 7 тор), 2— $\text{Cl}_2 + \text{Ar}$ (4 тор), 3— H_2O (15 тор); $F=5$ кГц.

Для удобства анализа и облегчения инженерных расчетов полученные характеристики аппроксимированы степенными функциями вида:

$$\tau = c_1 F^{m_1}; \tau = c_2 T^{m_2}; P_{\text{пр}} = c_3 F^{m_3};$$

Т а б л и ц а

$$P_{\text{пр}} = c_4 T^{m_4},$$

где τ — время восстановления,
 F — частота повторений импульсов передатчика,
 T — длительность импульсов передатчика,
 $P_{\text{пр}}$ — просачивающаяся мощность,
 c_k, m_k — эмпирические коэффициенты ($k=1, 2, 3, 4$).

В таблице приведены некоторые значения показателей степени m_k для разрядников с различным наполнением.

Рассмотренные выше характеристики интересно сопоставить с характеристиками, показывающими зависимость времени восстановления разрядника от импульсной мощности передатчика (рис. 7). Как видно из рисунка, в области малых мощностей с ростом импульсной мощности наблюдается приблизительно линейное увеличение времени вос-

Газ	Пределы давлений газа, тор	Показатели степени функций			
		m_1	m_2	m_3	m_4
H ₂ O	$\frac{5-10}{15}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	0 $-\frac{1}{4}$
Cl ₂	5-10	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{3}$	-1
NH ₃	$\frac{5-8}{10-15}$	$-\frac{1}{10}$	$-\frac{1}{10}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{6}$ $-\frac{1}{3}$
CO	5-10	$-\frac{1}{10}$	$-\frac{1}{10}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{4}$
CO ₂	$\frac{5-8}{10-15}$	$-\frac{1}{8}$	$-\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{6}$ $-\frac{1}{3}$
H ₂	$\frac{5-8}{15}$	$-\frac{1}{10}$ $-\frac{1}{10}$	$-\frac{1}{6}$ $-\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{3}$ $-\frac{1}{5}$	$-\frac{1}{6}$ —

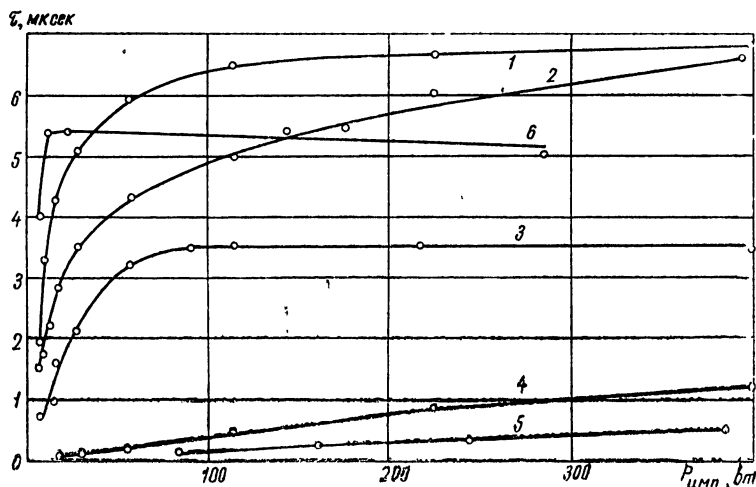


Рис 7 Зависимость времени восстановления разрядников τ от импульсной мощности $P_{\text{имп}}$ при $F=5$ кГц:

1—CO₂ (15 тор), 2—CO (10 тор), 3—NH₃ (8 тор), 4—H₂O (15 тор), 5—Cl₂+Ar (2 и 6 тор), 6—CO₂ (15 тор, $F=80$ кГц); $T=1$ мксек.

становления. Затем у большинства разрядников наклон кривых заметно уменьшается и в некоторых случаях становится отрицательным. Это явление наблюдается при мощностях, не превышающих 200 Вт, поэтому выбранная мощность передатчика (порядка 300 Вт) обеспечивает сравнительно малое изменение параметров разрядников, наполненных аммиаком, окисью и двуокисью углерода, аргоном и водородом. Однако у разрядников, наполненных хлором, наклон кривых не уменьшается, и параметры существенно меняются при изменении частоты посылок и длительности импульсов передатчика.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

При анализе полученных данных обращает на себя внимание значительное сходство кривых зависимостей времени восстановления от частоты повторений, длительности импульсов и импульсной мощности передатчика.

Режим работы передатчика оказывает значительное влияние на параметры разрядников, наполненных молекулярными газами с высокой электроннозахватывающей способностью, такими, как хлор и пары воды.

У разрядников, наполненных электроположительными газами (например, водородом) или газами со слабо выраженными электроотрицательными свойствами (углекислым газом), иногда наблюдается отрицательный наклон кривых.

Так как повышение импульсной мощности и снижение скважности увеличивают рассеяние мощности в разряде, то естественно предположить, что наблюдавшееся изменение параметров разрядника связано с изменением плотности газа в разрядном зазоре. Проведенные количественные оценки показали, что плотность рассеяния мощности в СВЧ разряде весьма велика. Так, разрядники трехсантиметрового диапазона, наполненные хлором, имеют потери около 2 дБ при импульсной мощности 1 кВт и скважности 10 [2]. Полагая, что площадь разряда не превосходит $0,7 \text{ см}^2$, при толщине плазменного слоя $0,05 \text{ см}$ находим, что в 1 см^3 разряда рассеивается свыше 1 кВт средней мощности СВЧ сигнала. Очевидно, что в указанных условиях температура газа в разрядном зазоре значительно выше, чем в остальном объеме разрядника, а плотность газа соответственно меньше.

Экспериментальная проверка влияния нагрева разрядного зазора на электрические характеристики разрядника проводилась путем сравнения характеристик разрядников в случае принудительного и естественного охлаждения. При этом принималось во внимание, что принудительное охлаждение стенки должно заметно выравнивать температуру в объеме прибора, так как плазма СВЧ разряда, имеющая вид тонкой пленки, прилегает к стенке разрядника [3]. Такие измерения были выполнены как на капиллярных разрядниках (скважность 8), так и на цилиндрических разрядниках (скважность 1000) с внутренним диаметром 5 мм.

На рис. 8 и 9 приведены зависимости времени восстановления разрядников, наполненных хлором и смесью с аргоном, от импульсной мощности передатчика. Как видно из рисунков, время восстановления при охлаждении разрядного зазора снижается до 5 раз. Просачиваю-

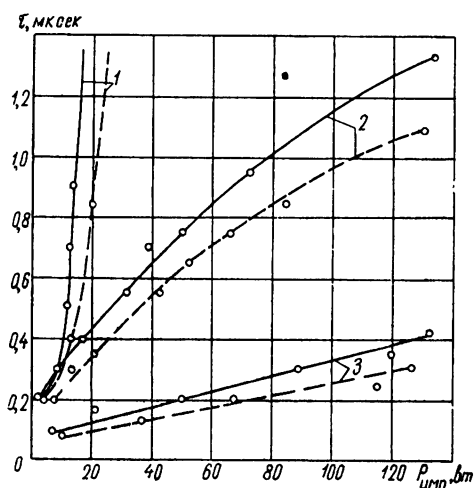


Рис 8 Зависимость времени восстановления капиллярных разрядников τ от импульсной мощности $P_{\text{имп}}$ без охлаждения (—) и с принудительным охлаждением (---)
1 — Cl_2 — Ar (2 и 6 тор), 2 — Cl_2 — Ar (4 тор), 3 — Cl (5 тор); $F = 80$ кгц.

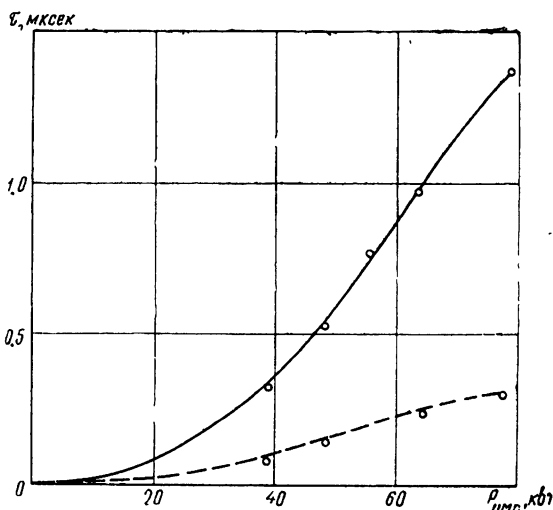


Рис 9. Зависимость времени восстановления цилиндрических разрядников τ , наполненных хлором при давлении 5 тор, от импульсной мощности $P_{\text{имп}}$.
— — без охлаждения, --- — с принудительным охлаждением, $F = 600$ гц.

щаяся мощность капиллярных разрядников (рис. 10) при охлаждении также увеличивается. При наполнении разрядников окисью и двуокисью углерода (рис. 11), аммиаком и водородом имеет место противоположная по своему характеру реакция на охлаждение разрядного вазора. При наполнении парами воды принудительное охлаждение снижает время восстановления при малых импульсных мощностях и уве-

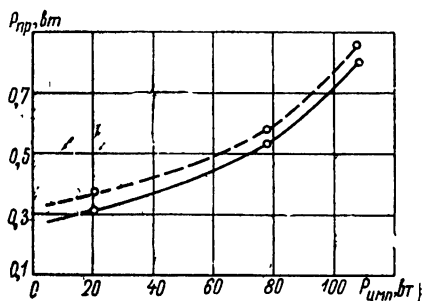


Рис. 10 Зависимость просачивающейся мощности капиллярных разрядников $P_{\text{пр}}$, наполненных хлором при давлении 5 тор, от импульсной мощности
— — без охлаждения, --- — с принудительным охлаждением, $F = 80$ кгц

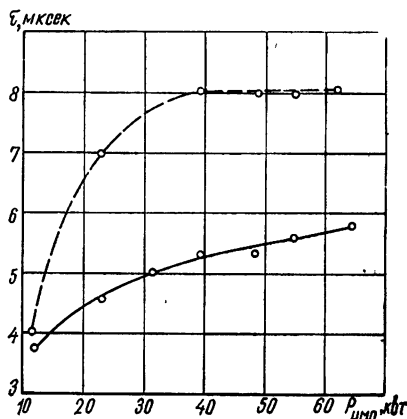


Рис 11 Зависимость времени восстановления цилиндрических разрядников τ , наполненных окисью углерода при давлении 15 тор, от импульсной мощности
— — без охлаждения, --- — с принудительным охлаждением, $F = 600$ гц

личивает при больших мощностях. Таким образом, охлаждение зазора в основных чертах действует так же, как и снижение импульсной мощности и частоты посылок.

По современным представлениям [3, 4], время восстановления разрядника зависит от скорости распада плазмы и от степени шунтирования плазмой разрядного зазора. Чем больше скорость распада и чем тоньше слой плазмы, тем меньше время восстановления разрядника. Для снижения времени восстановления в состав газового наполнения разрядника вводят различные молекулярные газы. Одни из них, например, такие, как хлор, пары воды, обладают высокими электроотрицательными свойствами. Под их влиянием распад плазмы существенно ускоряется. При нагреве зазора плотность газа в области разряда снижается и соответственно снижается вероятность захвата электронов. Охлаждение зазора и выравнивание плотности газа приводят к снижению времени восстановления.

При наполнении молекулярными газами, не обладающими электроотрицательными свойствами или обладающими ими в небольшой степени, время восстановления снижается, по-видимому, в результате уменьшения толщины слоя плазмы. Можно предположить, что в результате локального нагрева и снижения плотности газа разряд стягивается в узкие пленки или шнуры, что напоминает контрагирование разряда на постоянном токе. Выравнивание плотности газа при охлаждении промежутка способствует расширению области разряда и увеличению времени восстановления.

Следует отметить, что в большинстве случаев оба процесса (ускорение распада и уменьшение толщины слоя) происходят одновременно. Так, в электроотрицательных газах слой плазмы тоньше, чем, например, в инертных газах. Это подтверждается результатами экспериментальных исследований разрядов в хлоре и кислороде [3]. В других молекулярных газах ускорение распада плазмы происходит обычно в результате проявления электроотрицательных свойств самого газа или продуктов его диссоциации. В связи с этим в большинстве случаев приходится говорить лишь о преобладании того или иного механизма снижения времени восстановления. Так, у разрядников, наполненных парами воды, положительный эффект при охлаждении разрядного зазора наблюдается при малых импульсных мощностях, когда скорость восстановления определяется преимущественно скоростью захвата электронов. При больших мощностях, напротив, наблюдается отрицательное влияние принудительного охлаждения. Таким образом, описанный способ позволяет в каждом конкретном случае оценивать роль того или иного механизма снижения времени восстановления.

4. ВЫВОДЫ

1. Время восстановления и просачивающаяся мощность резонансных разрядников зависят от режима работы передатчика, причем характер этой зависимости определяется газовым наполнением и условиями охлаждения разрядных зазоров. В значительной степени эти явления связаны с рассеянием мощности в СВЧ разряде.

2. Реакция высокочастотных разрядников на принудительное охлаждение разрядных зазоров различна в зависимости от активности

процессов электронного захвата. У разрядников, наполненных газами с высокой электроннозахватывающей способностью, время восстановления снижается при принудительном охлаждении, а у других разрядников, наполненных другими газами, — увеличивается. Охлаждение разрядных промежутков может быть использовано в качестве экспериментального метода оценки роли электронного захвата в процессе восстановления разрядника.

ЛИТЕРАТУРА

1. Старик А. М. Некоторые данные о процессе восстановления широкополосных разрядников. «Электроника», 1958, № 2, стр. 87—91.
2. Klein G. Solid state versus gas discharge techniques for microwave duplexing. IEEE Int. Conv. Rec., 1967, pt. 7, pp. 41—48.
3. Maddix H., Pergola J., Chorney P. Physical processes in duplexer discharges in chlorine and oxygen. IEEE Trans., 1968, vol. Ed-15, No 11, pp. 873—882.
4. Лаговьер Б. Б. О выборе числа вставных разрядников в системе защиты приемника. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, № 1, стр. 110—116.

Статья поступила в редакцию 27 мая 1970 г.

УДК 621 372 413 621 316 726

Е. И. Кошуринов

О ДИНАМИКЕ ТЕПЛОВОГО РЕГУЛИРОВАНИЯ ЧАСТОТЫ ОБЪЕМНОГО РЕЗОНАТОРА

Методом преобразования Лапласа аналитически определена передаточная функция при регулировании собственной частоты цилиндрического объемного СВЧ резонатора изменением теплового потока через его боковую поверхность.

1. ВВЕДЕНИЕ

Для стабилизации собственной частоты объемного СВЧ резонатора часто применяют схемы автоматического регулирования. При этом весьма трудным становится выбор исполнительного элемента — устройства, позволяющего регулировать частоту резонатора под воздействием электрического сигнала. Применяемые в настоящее время методы регулирования либо сложны (деформация резонансной полости каким-либо электромеханическим устройством), либо связаны с ухудшением добротности резонатора (применение варикапа).

В ряде случаев, когда дестабилизирующие факторы сравнительно малы, удобно осуществлять регулирование частоты резонатора изменением температуры его корпуса [1]. Характеристики такого резонатора, как элемента системы автоматического регулирования, полностью определяются передаточной функцией:

$$W(p) = \frac{F(p)}{J(p)}, \quad (1)$$

где $F(p)$ — лапласово изображение изменения собственной частоты резонатора,

$J(p)$ — лапласово изображение теплового воздействия на корпус резонатора.

Ниже аналитически определена передаточная функция цилиндрического резонатора.

2. СВЯЗЬ МЕЖДУ СОБСТВЕННОЙ ЧАСТОТОЙ И ТЕМПЕРАТУРНЫМ ПОЛЕМ КОРПУСА РЕЗОНАТОРА

Анализ проводился с учетом следующих условий:

а) регулирование частоты осуществляется изменением теплового потока, проходящего через внешнюю боковую поверхность корпуса (цилиндра);

б) плотность регулирующего потока равномерно распределена по поверхности корпуса;

в) теплообмен со средой через внутреннюю и торцевые поверхности корпуса отсутствует;

г) теплообмен через внешнюю боковую поверхность корпуса осуществляется по закону Ньютона, т.е. тепловой поток пропорционален разности температур;

д) перемещения торцевых поверхностей корпуса отсутствуют.

Эти условия соответствуют случаю, когда резонатор жестко закреплен в опорах, обладающих малой теплопроводностью.

Как известно [2], собственные частоты круглого цилиндрического резонатора определяются формулой:

$$f_{mn} = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{n}{l}\right)^2 + \left(\frac{\chi_m}{\pi r_a}\right)^2}, \quad (2)$$

где c — скорость света,

l — длина резонатора,

r_a — внутренний радиус корпуса,

χ — корень функции Бесселя первого рода (тип волны TM) или ее производной (тип волны TE),

m, n — целые числа, определяющие тип волны.

Дифференцируя уравнение (2) и переходя к приращениям, получаем:

$$\Delta f_{mn} = - \frac{c \chi_m^2 \Delta r_a}{2 \pi^2 r_a^3 \sqrt{\left(\frac{n}{l}\right)^2 + \left(\frac{\chi_m}{\pi r_a}\right)^2}}. \quad (3)$$

Применив к (3) преобразование Лапласа и обозначив:

$$F = \int_0^\infty \Delta f_{mn} e^{-pt} dt, \quad U_a = \int_0^\infty \Delta r_a e^{-pt} dt,$$

с учетом выражений (1) и (2) получим:

$$W(p) = - \frac{f_{mn}}{\left[\left(\frac{r_a \pi n}{l \chi}\right)^2 + 1\right] r_a} \frac{U_a}{J(p)}. \quad (4)$$

В принятом нами способе закрепления имеет место плоскодеформированное состояние корпуса. В этом случае перемещения u связаны с температурным полем резонатора T дифференциальным уравнением, полученным в квазистатическом приближении, т.е. без учета инерционных эффектов [3]:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{u}{r^2} = \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \frac{\alpha}{\Delta} \frac{\partial T}{\partial r}.$$

Уравнение (5) справедливо также для изображений U и $\bar{T}^*$. После простых преобразований получаем:

$$\frac{d^2 U}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dU}{d\rho} - \frac{U}{\rho^2} = \frac{1+\nu}{1-\nu} \alpha r_a \frac{d\bar{T}^*}{d\rho}, \quad (6)$$

где

$$\rho = \frac{r}{r_a},$$

ν — коэффициент Пуассона,

α — температурный коэффициент линейного расширения,

$\bar{T}^*$ — изображение температурного поля корпуса.

При условии отсутствия нормальных напряжений на внутренней и внешней стенках корпуса общее решение уравнения (6) имеет вид:

$$U = C_1 \rho + \frac{C_2}{\rho} + \frac{(1+\nu)\alpha r_a}{(1-\nu)\rho} \int_1^\beta x \bar{T}^*(x) dx, \quad (7)$$

где

$$C_1 = \frac{1+\nu}{1-\nu} (1-2\nu) \frac{\alpha r_a}{2} \bar{T}^*,$$

$$C_2 = \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{\alpha r_a}{2} \bar{T}^*,$$

$$\bar{T}^* = \frac{2}{\beta^2 - 1} \int_1^\beta \rho \bar{T}^*(\rho) d\rho, \quad (8)$$

x — переменная, после интегрирования заменяемая на ρ ,

$\beta = \frac{r_b}{r_a}$ — отношение радиусов внешней и внутренней поверхностей корпуса.

Интересующее нас перемещение внутренней поверхности определится из уравнения при $\rho = 1$:

$$U_a = (1+\nu) \alpha r_a \bar{T}^*. \quad (9)$$

Таким образом, задача сводится к отысканию усредненного по радиусу изображения температурного поля корпуса.

3. ПЕРЕДАТОЧНАЯ ФУНКЦИЯ РЕЗОНАТОРА

Температурное поле корпуса определяется решением дифференциального уравнения теплопроводности:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} - \frac{1}{\kappa} \frac{\partial T}{\partial t} = 0 \quad (10)$$

при начальном условии $T=0$ и граничных условиях

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial r} &= 0 & \text{при } r = r_a, \\ K \frac{\partial T}{\partial r} + HT &= J(t) & \text{при } r = r_b, \end{aligned} \quad (11)$$

где κ — коэффициент температуропроводности материала корпуса,
 K — коэффициент теплопроводности материала корпуса,
 H — коэффициент, характеризующий и тепловую связь резонатора с окружающей средой (температура среды принята равной нулю).

Интегрирование уравнения (10) удобно провести методом преобразования Лапласа. Для придания большей общности решению введем понятие нормированной температурной передаточной функции:

$$\Gamma = \frac{\bar{T}}{T_\infty J(p)},$$

где T_∞ — установившееся температурное поле, обусловленное единичным тепловым потоком $J(t)$.

Из этого определения и (8) следует, что искомая функция

$$\bar{T} = \frac{J(p)}{\beta^2 - 1} \int_1^\beta \rho \Gamma(\rho) T_\infty d\rho. \quad (12)$$

Установившаяся температура определяется решением уравнений (10) и (11) при $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$ и равна

$$T_\infty = \frac{1}{H}. \quad (13)$$

Нормированием, переходом к изображениям функций и безразмерному радиусу ρ получаем из (10) вспомогательное уравнение нормированной передаточной функции:

$$\frac{d^2 \Gamma}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{d\Gamma}{d\rho} - q^2 \Gamma = 0 \quad (14)$$

и граничные условия:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma}{d\rho} &= 0 & \text{при } \rho = 1, \\ L \frac{d\Gamma}{d\rho} + \Gamma &= 1 & \text{при } \rho = \beta, \end{aligned} \quad (15)$$

где
$$q^2 = p \frac{r_a^2}{\chi}, \quad L = \frac{K}{Hr_a},$$

p — дифференциальный оператор.

Решение уравнения (14) ищем в виде [4]:

$$\Gamma = AI_0(q\rho) + BK_0(q\rho), \quad (16)$$

где I_0 и K_0 — модифицированные цилиндрические функции нулевого порядка,

A и B — коэффициенты, определенные подстановкой (16) в граничные условия (15).

В результате получаем:

$$\bar{\Gamma} = \frac{K_1(q)I_0(q\rho) + I_1(q)K_0(q\rho)}{I_1(q)[K_0(q\beta) - qLK_1(q\beta)] + K_1(q)[I_0(q\beta) + qLI_1(q\beta)]}. \quad (17)$$

Для определения усредненной передаточной функции $\bar{\Gamma}$ воспользуемся представлением функций $I(z)$ и $K(z)$ функциями Бесселя и Неймана первого рода [5], для которых справедливо

$$\int z Z_0(z) dz = z Z_1(z).$$

Учитывая (12) и (17), получаем:

$$\bar{\Gamma} = \frac{2\beta}{\beta^2 - 1} \frac{1}{Lq^2 + q \frac{J_1(iq)N_0(iq\beta) - J_0(iq\beta)N_1(iq)}{J_1(iq\beta)N_1(iq) - J_1(iq)N_1(iq\beta)}}. \quad (18)$$

Так как при $|z| \ll 1$ справедливо [5]:

$$J_0(z) = 1, \quad J_1(z) = \frac{z}{2}, \quad N_0(z) = -\frac{2}{\pi} \ln \frac{2}{\gamma z}, \quad N_1(z) = -\frac{2}{z\pi},$$

то выражение (18) приводится к виду:

$$\bar{\Gamma} = \frac{1}{1 + q^2 L \frac{\beta^2 1}{2\beta}}, \quad (19)$$

или с учетом наших обозначений

$$\bar{\Gamma} = \frac{1}{1 + p\tau}, \quad (20)$$

где

$$\tau = \frac{kr_a}{\chi H} \frac{\beta^2 - 1}{2\beta}.$$

С целью определения границ соответствия приближенного выражения температурной передаточной функции строгому, на ЭВМ было проведено сравнение уравнения (19) с формулой, полученной для $\bar{\Gamma}$ из (12) и (17). Результаты совпали с погрешностью, меньшей 1% в интервалах значений:

$$10^2 \leq L \leq 10^4, \quad 1 < \beta \leq 10, \quad 0 < |q^2| \leq 1.$$

Из (4), (9), (12), (13) и (20) следует выражение для передаточной функции резонатора:

$$W(p) = \frac{k_f}{1 + p\tau}, \quad (21)$$

где

$$k_f = - \frac{f_{mn}(1 + \rho)\alpha}{\left[\left(\frac{Z_a \pi n}{i\kappa}\right)^2 + 1\right] H}.$$

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как следует из (21), передаточная функция резонатора, частота которого регулируется изменением теплового потока, эквивалентна передаточной функции интегрирующего RC -звена. Применение подобного исполнительного элемента позволяет создать систему автоматического регулирования, обладающую большим запасом устойчивости, так как постоянная времени резонатора τ на два-три порядка превышает постоянные времени обычно применяемых электрических цепей.

Следует заметить, что процесс регулирования частоты линеен относительно теплового потока, т.е. мощности, рассеиваемой на подогревателе, и, следовательно, нелинеен относительно регулирующего тока (напряжения).

При анализе предполагалось равенство нулю начальной температуры корпуса и температуры среды. На практике же удобно задавать начальный прогрев резонатора определенным тепловым потоком, а регулирование частоты проводить изменением величины этого потока. В этом случае в силу линейности процессов результирующее температурное поле можно представить как сумму двух полей: стационарного, определяемого начальным прогревом, и нестационарного, обусловленного процессом рассмотренного выше регулирования. В силу независимости этих полей остаются справедливыми полученные выше соотношения. Заметим только, что от величины стационарного подогрева могут зависеть коэффициенты выражения (21) и величина упомянутой выше нелинейности регулирования.

При расчете передаточной функции (21) оказывается затруднительным определение величины H . Для этого необходим количественный анализ всех тепловых связей корпуса резонатора, что не всегда выполнимо. Можно рекомендовать для определения величины H простой экс-

периментальный способ. Если плотности теплового потока J_1 соответствует температура корпуса T_1 , а плотности J_2 — температура T_2 , то

$$H = \frac{J_1 - J_2}{T_1 - T_2}.$$

Изложенные в разд. 2 условия не ограничивают, на наш взгляд, области применения формулы (21). Нарушение ряда этих условий (б), (в), (д) приведет к некоторой ошибке в определении коэффициентов формулы (21), но не изменит ее качественно, т.е. передаточная функция сохранит порядок оператора p .

Отметим в заключение, что результаты теоретического анализа подтверждаются проведенными экспериментами [1].

Автор благодарит Б. И. Семенова за внимание к работе и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кошуринов Е. И., Панкратов В. А. Стабилизация частоты молекулярных генераторов системой автоматической настройки резонатора «Вопросы радиоэлектроники», серия «Радиоизмерительная техника», 1969, вып. 4, стр. 3
2. Гуревич А. Г. Полые резонаторы и волноводы. М., «Советское радио», 1952
3. Паркус Г. Неустановившиеся температурные напряжения. М., Физматгиз, 1963.
4. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел М., «Наука», 1964.
5. Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции. М., «Наука», 1964.

Статья поступила в редакцию 2 апреля 1970 г.

УДК 621.385.632

Э. К. Алгазинов, Н. Н. Федосенко

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АМПЛИТУДНЫХ
ИСКАЖЕНИЙ МНОГОЧАСТОТНОГО СИГНАЛА В ЛБВ**
(реферат депонированной рукописи)

Экспериментально исследовались нелинейные эффекты, имеющие место в ЛБВ при одновременном усилении нескольких сигналов с разными частотами. К таким явлениям, прежде всего, относятся изменение отношения уровней сигналов на выходе усилителя по сравнению с отношением их на входе, компрессия и взаимное подавление сигналов. Исследовались зависимости каждого из этих явлений от режимов работы лампы и амплитуд входных сигналов.

Установлено, что существуют оптимальные напряжения спирали для обеспечения минимума подавления и минимального изменения отношения уровней. Эти напряжения на несколько процентов выше напряжений, соответствующих максимальному усилению.

Характер рассмотренных явлений практически не зависит от тока пучка.

Полный текст рукописи находится в фондах института «Электроника». № ДЭ-252.

УДК 621.385 632

Э. К. Алазинов, Н. Н. Федосенко

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОМБИНАЦИОННЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ В ЛБВ (реферат депонированной рукописи)

Работа посвящена исследованию зависимости комбинационных составляющих в ЛБВ от ускоряющего напряжения и тока пучка как при равных, так и различных уровнях нескольких входных сигналов и поиску способов улучшения отношения сигнал—комбинация на выходе лампы.

При одновременной подаче на вход ЛБВ нескольких сигналов, даже при весьма низких входных уровнях, возникают комбинационные составляющие, если уровни входных сигналов не превышают -10 дБ от уровня соответствующего насыщения, то уровень комбинационных составляющих на выходе ЛБВ не превышает -25 дБ от уровня сигналов, а в режиме насыщения достигает $-10 \div -16$ дБ.

Кроме уменьшения уровня входных сигналов, улучшения отношения сигнал—комбинация можно достигнуть увеличением ускоряющего напряжения до 4% по сравнению с оптимальным.

Оба эти способа равноценны в отношении сохранения выходной мощности. Изменение тока пучка в практически приемлемых пределах не дает выигрыша в отношении сигнал—комбинация.

Полный текст рукописи находится в фондах института «Электроника». № ДЭ-251.

УДК 621.374.2 : 621.385 7

А. В. Смирнов

**ФОРМИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ
ПОЛЯРНОСТИ НА КАТОДЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПРИБОРА
ПРИ БЕЗМОДУЛЯТОРНОМ ПИТАНИИ С ЦЕЛЬЮ
ЕГО ОБЕСТОЧИВАНИЯ В КОНЦЕ РАБОЧИХ ЦИКЛОВ
(реферат депонированной рукописи)**

Рассматривается электрическая схема (рис. 1), позволяющая в конце рабочих циклов формировать импульсы положительной полярности на катоде электронного прибора (ЭП), подключенного непосредственно к накопительному конденсатору и работающего в импульсном режиме с внешним запуском. Схема реализует известный метод обращения полярности напряжения с помощью заряженного конденсатора, подключаемого плюсом на катод ЭП. Конденсатор C_1 обеспечивает питание ЭП импульсным током, конденсатор C_2 используется для получения обращенного напряжения на катоде ЭП, конденсатор C_3 — для ограничения разряда конденсатора C_1 после срабатывания ключа K и обеспечения автоматического восстановления напряжения на катоде ЭП.

Выведены соотношения, описывающие переходный процесс в схеме.

Во время τ работы ЭП конденсатор C_2 заряжается за счет протекания импульсного тока, что связано с дополнительным спадом модулирующего напряжения на катоде ЭП. Импульсы положительной полярности формируются при срабатывании ключа K . Амплитуда импульсов определяется напряжением U_{c2} , до которого заряжается конденсатор C_2 за время рабочего цикла (рис. 2).

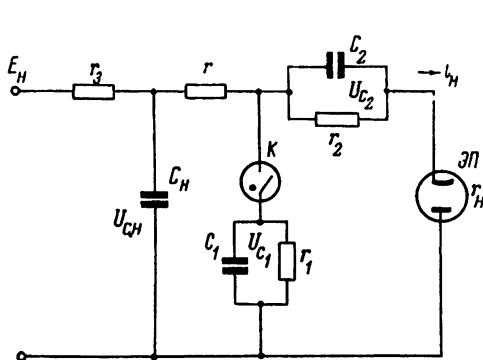


Рис. 1. Схема формирования импульсов положительной полярности на катоде ЭП.

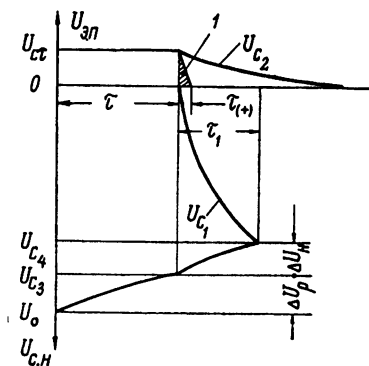


Рис. 2. Диаграмма напряжений в схеме до и после срабатывания ключа:

I — формируемый импульс,

Время существования положительного напряжения $\tau_{(+)}$ на катоде ЭП практически не зависит от емкости C_n и определяется главным образом начальной скоростью восстановления напряжения на конденсаторе C_1 . Ключ работает до тех пор (время τ_1), пока конденсатор C_1 не зарядится до напряжения конденсатора C_n , после чего он автоматически отключается.

После погасания ключа в паузе между импульсами напряжение на конденсаторе C_1 спадает до нуля.

Дана энергетическая характеристика схемы. От конденсатора C_n отбирается энергия на питание ЭП ΔU_p и перезаряд конденсатора C_1 во время работы ключа ΔU_n . Последний вид затрат энергии снижает к.п.д. схемы, поэтому она рекомендуется, когда требуются относительно небольшие амплитуда и длительность импульса обращенной полярности. Удовлетворительный к.п.д. схемы получается при условии $C_1 \ll C_n$. В качестве ключа связи со значительным током перезаряда конденсатора C_1 рекомендуются ионные приборы с автоэлектронной эмиссией, например, тригатроны.

Статья может быть полезна при разработке схем безмодуляторного питания импульсных вакуумных приборов.

Полный текст рукописи находится в фондах института «Электроника». № ДЭ-250.

УДК 621.385.632.12.032

В. Н. Батыгин, Н. В. Ефимова, А. В. Иноземцева, Л. Г. Мазурова

ОБЪЕМНЫЕ ПОГЛОТИТЕЛИ ДЛЯ МОЩНЫХ ЛБВ

Разработан поглотитель СВЧ энергии для мощных ЛБВ, обладающий высокой механической прочностью, хорошей теплопроводностью и низким газовыделением.

Описаны конструкции объемного поглотителя для ЛБВ с замедляющей системой спирального типа. Показано, что затухание и согласование с замедляющей системой такого поглотителя не хуже, чем у пленочного поглотителя, полученного методом пиролиза метана. Поглотитель позволяет рассеять большие уровни средней мощности.

Исследован также объемный поглотитель для ЛБВ с замедляющей системой типа связанных резонаторов и приведены его высокочастотные характеристики.

1. ВВЕДЕНИЕ

В спиральных ЛБВ в качестве высокочастотной развязки между входом и выходом обычно используются пленочные поглотители. Однако применение таких поглотителей ограничено относительно низким уровнем рассеиваемой в них мощности. Более высокие уровни мощности могут быть рассеяны в объемном поглотителе [1].

В практике известны объемные пористые науглероженные поглотители на основе алюмооксидной керамики 22ХС, М-7 и др. Свойственные им высокое газовыделение, низкая механическая прочность, плохая теплопроводность значительно ограничивают область их применения. Объемные пористые поглотители на основе ВеО имеют хорошую теплопроводность. Однако выделение токсичной пыли затрудняет изготовление этих поглотителей. Пока еще не решенной остается задача прочного соединения пористых поглотителей с металлической теплоотводящей арматурой. Кроме того, науглероженный поглотитель в условиях высоких температур может стать источником появления в вакуумном приборе углеводородов, образующихся в результате взаимодействия углерода с водородом, выделяющимся из металлических, керамических или стеклянных элементов.

В настоящей статье рассматриваются новые объемные поглотители из керамики, отличающейся высокой плотностью и механической прочностью, повышенной теплопроводностью и низким газовыделением, описываются их конструкция и высокочастотные характеристики в ЛБВ с замедляющими системами спирального типа и типа связанных резонаторов.

2. СОСТАВ И СВОЙСТВА ПОГЛОТИТЕЛЯ

Состав для поглотителя разрабатывается на основе высокотемпературных окислов, обладающих наиболее высокими вакуумными, механическими и тепловыми свойствами. Для регулирования тангенса угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$ и удельного объемного сопротивления ρ_v использовались окисные соединения титана Ti_2O_x ($x > 0$), повышенная электропроводность которых в сравнении с TiO_2 хорошо известна.

Установлено, что таким путем можно в пределах многих порядков варьировать электропроводность керамики, достигая значений ρ_v в несколько $\text{ом} \cdot \text{см}$. Одновременно, на 4—5 порядков можно изменять тангенс угла диэлектрических потерь. Получаемые при этом материалы в основном сохраняют присущие вакуумноплотной керамике технические свойства, легко поддаются металлизации и пайке.

Из серии испытанных материалов наиболее удовлетворительными свойствами обладает материал КТ-30:

- удельное объемное сопротивление ρ_v при 100°C составляет $15\text{—}150 \text{ ом} \cdot \text{см}$ в зависимости от состава восстановительного газа в печи обжига,

- тангенс угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$ при комнатной температуре в сантиметровом диапазоне длин волн равен примерно 0,4,

- теплопроводность при 20°C составляет $(15\text{—}20) \cdot 10^{-3} \frac{\text{кал}}{\text{см} \cdot \text{сек} \cdot ^\circ\text{C}}$ (на порядок выше, чем у пористых объемных поглотителей на основе алюмооксидной керамики),

- механическая прочность при изгибе равна $3000\text{—}3500 \text{ кгс/см}^2$, т.е. такая же, как у вакуумноплотной керамики из окиси алюминия,

- газовыделение в интервале температур $20\text{—}900^\circ\text{C}$ примерно такое же, как у вакуумноплотной керамики 22ХС в тех же условиях. Основными газами, выделяющимися из поглощающей керамики, являются H_2 , $\text{CO} + \text{N}_2$ и пары воды.

Керамика КТ-30 практически не содержит стеклофазы, остаточная закрытая пористость не превышает 5%, благодаря небольшим добавкам окислов двухвалентных металлов и режиму термической обработки обладает сравнительно мелкокристаллической структурой и высокой прочностью.

Спекание материала до плотного состояния осуществлялось в восстановительной среде контролируемого состава при температуре $1500\text{—}1600^\circ\text{C}$.

Технология изготовления шихты позволяет проводить формование изделий различными методами — горячим литьем под давлением, прессованием, литьем пленки и т. д.

Изделия из материала КТ-30 можно металлизировать и затем паять с металлом твердыми припоями. Соединение с металлами можно осуществить также методами непосредственной пайки: стеклоцементами, глазурями, твердыми припоями в присутствии титана, пайкой под давлением, а также термокомпрессионной сваркой. Для сохранения заданных поглощающих свойств тепловые обработки изделий при температуре выше 1200°C необходимо проводить в контролируемой газовой среде.

3. КОНСТРУКЦИЯ И ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБЪЕМНОГО ПОГЛОТИТЕЛЯ ДЛЯ ЛБВ СПИРАЛЬНОГО ТИПА

Поглощающая керамика КТ-30 в качестве объемного поглотителя была использована в мощной ЛБВ с замедляющей системой спирального типа (рис. 1). Замедляющая система представляет собой однород-

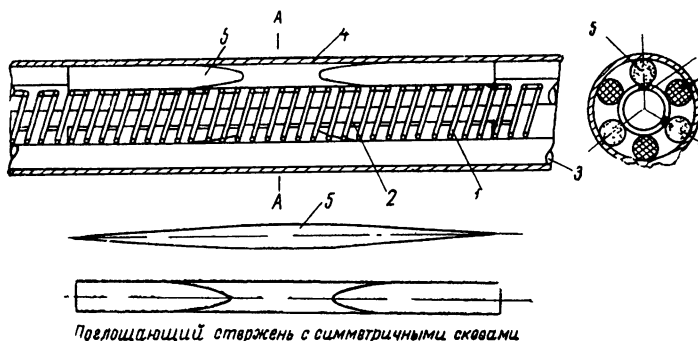


Рис. 1. Замедляющая система ЛБВ спирального типа с объемным поглотителем.

1 — спираль, 2 — перемычка, 3 — керамический держатель, 4 — вакуумная оболочка, 5 — поглощающий стержень

ную спираль 1 с перемычками 2, периодически замыкающими соседние витки спирали [2]. Спираль крепится в керамических держателях 3 и находится в металлической вакуумной оболочке 4. Объемный поглотитель состоит из трех круглых стержней 5, изготовленных из керамики КТ-30. Поглощающие стержни расположены между керамическими держателями над перемычками спирали. С обоих концов у поглощающих стержней сделаны симметричные скосы для согласования с замедляющей системой. Керамические держатели и поглощающие стержни припаиваются или плотно прижимаются к спирали путем обжатия системы в оболочке.

Для определения высокочастотных характеристик объемного поглотителя исследовались зависимости величины затухания и согласования поглотителя от длины волны.

КСВН поглотителя измерялся по методике, описанной в работе [3].

Измерения согласования и затухания поглотителя проводились при изменении длины волны в пределах 30%.

На рис. 2 представлены результаты измерений коэффициента затухания $K_{\text{зат}}$ и КСВН в зависимости от длины волны для поглотителя, изобра-

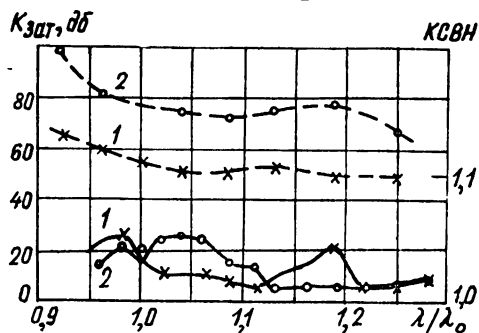


Рис. 2. Зависимость коэффициента затухания $K_{\text{зат}}$ (---) и КСВН (—) от длины волны $\frac{\lambda}{\lambda_0}$ для замедляющей системы спирального типа.

кривые 1 — поглощающие стержни расположены над перемычками, кривые 2 — поглощающие стержни расположены между перемычками.

женного на рис. 1. Удельное объемное сопротивление поглощающих стержней $\rho_V = 12 \text{ ом} \cdot \text{см}$. Длина согласующего скоса составляла полторы замедленных длины волны в системе, а общая длина поглощающего стержня равна 3,5 замедленных длины волны.

Из рис. 2 (кривые 1, 2) видно, что при расположении стержней над

перемычками минимальное затухание в объемном поглотителе в измеренном диапазоне длин волн составляло 50 дБ, а $\text{КСВН} \leq 1,05$. Коэффициент затухания в поглотителе значительно увеличится, если поглощающие стержни расположить между перемычками спирали, а керамические держатели — над перемычками (кривые 3 и 4).

На рис. 3 приведены зависимости коэффициента затухания и КСВН от длины волны для объемного поглотителя с различным удельным объемным сопротивлением поглощающих стержней. Поглощающие стержни расположены над перемычками спирали. Из рисунка видно, что с увеличе-

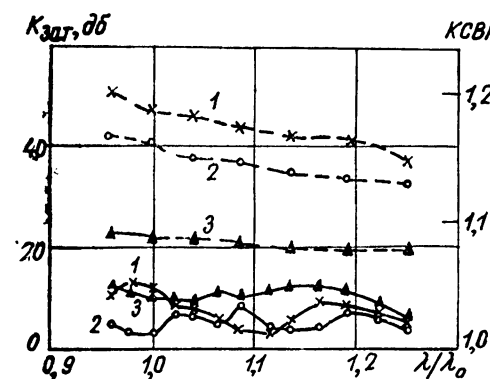
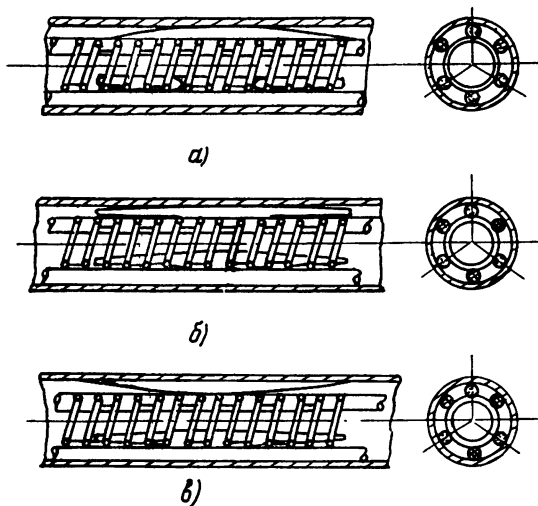


Рис. 3 Зависимость коэффициента затухания $K_{\text{зат}}$ (---) и КСВН (—) от длины волны $\frac{\lambda}{\lambda_0}$ для значений $\rho_V = 18$ (кривые 1), 24 (кривые 2) и 60 ом см (кривые 3).

нием удельного объемного сопротивления затухание в поглотителе уменьшается.

Форму скосов у поглощающих стержней можно изменить и сделать их несимметричными. При этом процесс изготовления стержней значительно упрощается. На рис. 4 показано расположение в замедляющей



Поглощающий стержень с несимметричными скосами

Рис. 4. Различные варианты расположения стержней в замедляющей системе спирального типа.

системе стержней с несимметричными скосами, а на рис. 5 — их высокочастотные характеристики. Максимальное затухание получено в поглотителе (рис. 4,а), имеющем наибольшую поверхность контакта со спиралью. Для обеспечения хорошего теплоотвода от поглотителя можно увеличить его поверхность контакта с оболочкой (рис. 4,в). Однако затухание такого поглотителя меньше, а согласование хуже, чем у поглотителя, показанного на рис. 4,а. Оптимальным по конструкции является поглотитель, изображенный на рис. 4,б.

На рис. 6 показан объемный поглотитель для замедляющей системы, состоящей из отдельных секций. Секции разделены металлической диафрагмой. Спираль каждой секции через диафрагму закорачивается с металлической оболочкой. Поглощающие стержни со скосами на одном конце расположены вплотную к диафрагме. Для увеличения затухания между диафрагмой и стержнями вставляется кольцо из керамики КТ-30.

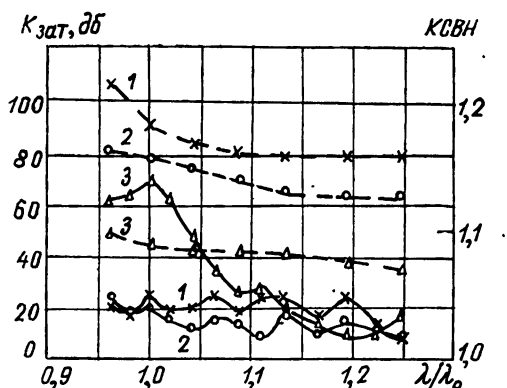


Рис. 5. Зависимость коэффициента затухания $K_{\text{зат}}$ (---) и КСВН (—) от длины волны для вариантов расположения поглотителей (рис. 4).

кривые 1 — вариант а, кривые 2 — вариант б, кривые 3 — вариант в

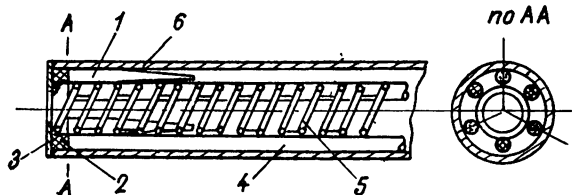


Рис. 6 Замедляющая система с объемным поглотителем, состоящая из отдельных секций:

1 — поглощающий стержень, 2 — поглощающее кольцо, 3 — металлическая диафрагма, 4 — керамический держатель, 5 — спираль с перемычками, 6 — металлическая вакуумная оболочка

При высоте кольца, примерно равной диаметру поглощающего стержня, затухание увеличивается примерно на 10 дБ, если удельное объемное сопротивление керамики кольца равно 12 ом·см.

Таким образом, величина затухания объемного поглотителя из керамики КТ-30 описанной конструкции составляет 20 дБ на одну замедленную длину волны, КСВН $\leq 1,05$ в полосе шириной 30%.

Характеристики объемного поглотителя из керамики КТ-30 сравнивали с характеристиками пленочного поглотителя. На рис. 7 приведены зависимости затухания и согласования от длины волны для пленочного поглотителя из углерода, нанесенного на керамические держатели

спирали методом пиролиза метана. В средней части поглощающего покрытия поверхностное сопротивление было постоянным, на концах оно плавно увеличивалось для улучшения согласования поглотителя

с замедляющей системой. Общая длина покрытия стержня составляла 2,5 замедленных волны, а длина средней части с постоянным сопротивлением — 0,5 замедленных волны. Пленочный поглотитель измерялся с замедляющей системой, изображенной на рис. 1. Керамические держатели с поглощающим покрытием располагались между перемычками спирали.



Рис. 7. Зависимость коэффициента затухания $K_{зат}$ (— — —) и КСВН (—) от длины волны $\frac{\lambda}{\lambda_0}$ для пленочного поглотителя.

поглотителя (рис. 2, кривые 2) и для пленочного поглотителя (рис. 7) показывает, что оба поглотителя имеют примерно одинаковые характеристики.

Приближенная оценка максимальной мощности рассеяния объемного поглотителя из керамики КТ-30 показала, что объемный поглотитель из трех поглощающих стержней диаметром 4 мм при перепаде температур между спиралью и экраном 500°С может рассеять мощность до 200 Вт.

4. КОНСТРУКЦИЯ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБЪЕМНОГО ПОГЛОТИТЕЛЯ ДЛЯ ЛБВ С ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМОЙ ТИПА СВЯЗАННЫХ РЕЗОНАТОРОВ

Поглотитель из керамики КТ-30 может быть использован также в мощной ЛБВ с замедляющей системой типа связанных резонаторов.

Замедляющая система представляет собой систему связанных резонаторов со щелевой связью. Щели связи в соседних резонаторах повернуты на 180° относительно друг друга. Конструкция такой замедляющей системы ЛБВ с объемным поглотителем изображена на рис. 8.

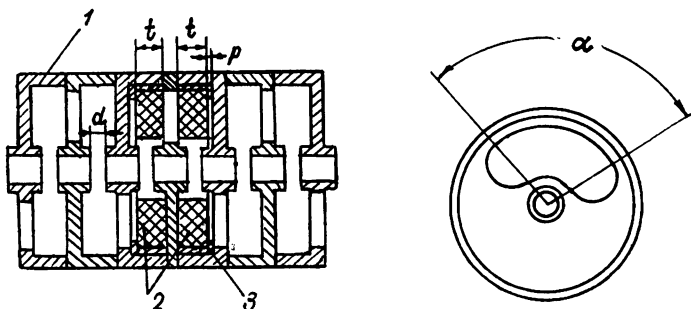


Рис. 8. Конструкция замедляющей системы типа связанных резонаторов с объемным поглотителем.

1 — дифрагма, 2 — поглотитель, 3 — переходное кольцо (p — толщина переходного кольца).

Объемный поглотитель из керамики КТ-30 выполнен в виде двух колец и вставлен в два соседних резонатора замедляющей системы. Поглощающее кольцо частично заполняет полость резонатора и толщина его t равна приблизительно половине замедленной длины волны в системе, т. е. $\lambda_z/2$.

Затухание поглотителя и согласование его с замедляющей системой зависят от удельного объемного сопротивления материала, геометрических размеров поглотителя и резонатора, в котором расположен поглотитель.

Зависимость затухания от длины волны для объемного поглотителя с различным удельным объемным сопротивлением поглощающих колец и КСВН=1,15 приведена на рис. 9.

На рис. 10 и 11 представлены зависимости затухания в поглотителе от длины волны при различных внешних диаметрах и различной толщине поглощающего кольца t . При увеличении внешнего диаметра кольца на 14% затухание поглотителя увеличивается на 20%. Увеличение толщины на 16% приводит к увеличению затухания на 15—20%.

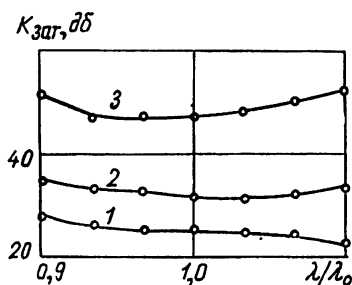


Рис. 9. Зависимость коэффициента затухания $K_{зат}$ в поглотителе от длины волны $\frac{\lambda}{\lambda_0}$ для значений $\rho_v = 115$ (кривая 1), 34 (кривая 2) и 10 ом·см (кривая 3).

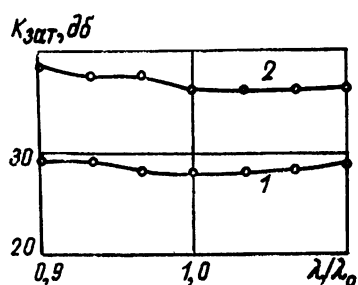


Рис. 10. Зависимость коэффициента затухания $K_{зат}$ в поглотителе от длины волны $\frac{\lambda}{\lambda_0}$ при внешних диаметрах поглотителя 14 (кривая 1) и 16,3 мм (кривая 2).

Согласование поглотителя с замедляющей системой обеспечивалось подбором толщины переходного кольца z (рис. 8), увеличением угла раскрыва щели связи α резонаторов, в которых помещен поглотитель, и уменьшением зазора d между пролетными трубами в предоконечных резонаторах.

КСВН объемного поглотителя определялся на установке панорамного измерения КСВН с помощью эталонного поглотителя.

Из рис. 12 видно, что при увеличении затухания в объемном поглотителе, т. е. при уменьшении удельного объемного сопротивления кольца необходимо увеличивать угол раскрыва щели связи резонатора, в который помещено кольцо.

Проведенные измерения показали, что объемный поглотитель из керамики КТ-30 описанной конструкции имеет затухание до 60 дБ на одну замедленную длину волны при КСВН $\leq 1,15$ в полосе 20%,

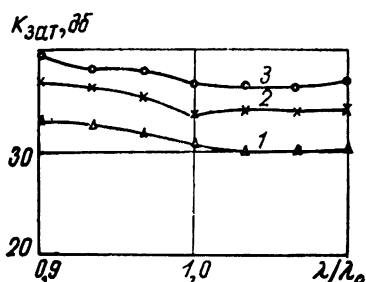


Рис. 11. Зависимость коэффициента затухания $K_{\text{зат}}$ от длины волны $\frac{\lambda}{\lambda_0}$ при $2t=0,75\lambda_z$ (кривая 1), $0,8\lambda_z$ (кривая 2) и $0,9\lambda_z$ (кривая 3)

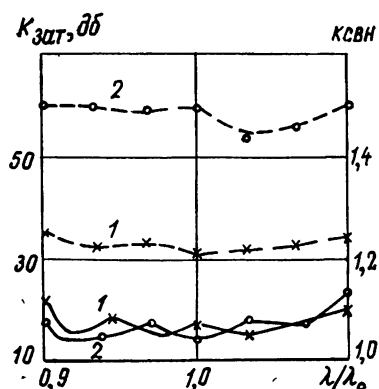


Рис. 12 Зависимость коэффициента затухания $K_{\text{зат}}$ (—) и КСВН (---) от длины волны $\frac{\lambda}{\lambda_0}$ при $\alpha=126^\circ$, $p=0,8$ мм (кривые 1) и $\alpha=144^\circ$, $p=0,8$ мм (кривые 2).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Объемный поглотитель СВЧ энергии из керамики КТ-30 обладает высокой механической прочностью, хорошей теплопроводностью и низким газовыделением. Соединение такого поглотителя с металлическими деталями осуществляется любым известным методом соединения керамики с металлом.

Объемный поглотитель в ЛБВ с замедляющей системой спирального типа имеет затухание 20 дБ на одну замедленную волну и хорошо согласован с замедляющей системой (КСВН поглотителя меньше 1,05 в полосе шириной 30%).

Объемный поглотитель для ЛБВ с замедляющей системой типа связанных резонаторов дает затухание 60 дБ на одну замедленную волну при КСВН менее 1,15 в полосе шириной 20%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gittins J. E. Power traveling-wave tubes. London ECI, 1965.
2. Ефимова Н. В., Шемякин Л. В. Спиральные замедляющие системы с короткозамыкающими перемычками «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып 9, стр 100—118
3. Будник В. В., Хахилева Г. А. Применение панорамных измерителей КСВН для измерения согласования поглотителей спиральных ЛБВ. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып 1, стр 128—136.

Статья поступила в редакцию 8 июня 1970 г.

УДК 669 018 5 : 669.28 : 621.385.632

А. Г. Рабодзей, В. В. Блинова

НОВЫЕ ТЕРМОМАГНИТНЫЕ СПЛАВЫ

Разработаны новые термомагнитные сплавы для компенсации температурного изменения магнитного потока периодических фокусирующих систем ЛБВ

Разброс магнитной проницаемости новых сплавов от партии к партии в полтора-два раза меньше, чем у сплавов, применяемых в настоящее время.

Вместо Сг легирующей присадкой является Мо. Сплавы изготавливаются методом порошковой металлургии.

1. ВВЕДЕНИЕ

Для компенсации температурного изменения магнитного потока на оси периодических фокусирующих систем ЛБВ, собранных из оксидных бариевых магнитов, применяются термомагнитные литые сплавы Fe—Ni—Сг марок ЭП-544, ЭП-545, ЭП-546 и ЭП-547. Недостатком этих сплавов является большой разброс значений магнитной проницаемости от плавки к плавке (до $\pm 10\%$) [1], затрудняющий разработку и выпуск ЛБВ с периодическими фокусирующими системами, стабильно работающими в интервале температур от -60 до 120°C . Для получения стабильных параметров периодических фокусирующих систем необходимо, чтобы разброс магнитной проницаемости был не более $\pm 5,0\%$.

При изготовлении сплавов методом порошковой металлургии повышается воспроизводимость свойств сплавов [2, 3], однако изготовление хромосодержащих сплавов этим методом затруднено из-за склонности хрома к окислению. Поэтому была проведена работа по замене хрома другим легирующим элементом.

2. ВЫБОР ЛЕГИРУЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА

Применяемый при изготовлении сплавов легирующий элемент должен удовлетворять следующим требованиям:

— снижать температуру перехода сплава из γ -фазы (кубическая гранцентрированная решетка) в α -фазу (кубическая объемноцентрированная решетка) не менее чем до -70°C , так как переход сплава из γ -фазы в α -фазу под воздействием отрицательной температуры приводит к необратимым изменениям его магнитных свойств;

— давать с железо-никелевой основой однофазные твердые растворы;

— окислы легирующего элемента должны легко восстанавливаться водородом;

— сплав с новым легирующим элементом должен иметь магнитные свойства, близкие к свойствам сплавов Fe—Ni—Cr.

По химическим свойствам к хрому наиболее близки молибден и вольфрам, являющиеся, как и хром, элементами VI группы периодической системы.

Молибден и вольфрам образуют с никелем области твердых растворов, с железом — ограниченные области твердых растворов [4]. Окислы вольфрама и молибдена в отличие от окислов хрома легко восстанавливаются водородом. Сплавы, содержащие вольфрам или молибден, при изготовлении методом порошковой металлургии хорошо спекаются в атмосфере водорода. Таким образом, эти сплавы могли бы удовлетворять необходимым требованиям. Поэтому целесообразно было экспериментально выяснить возможность применения вольфрама и молибдена в качестве легирующей добавки вместо хрома при изготовлении сплавов методом порошковой металлургии.

Были изготовлены сплавы, состоящие из 30% Ni, 3,0% W (или Mo) и 66,4% Fe. В качестве раскислителя использовался Si (0,6%). Здесь и далее состав сплавов указан в весовых процентах.

Магнитная проницаемость этих сплавов измерялась до и после воздействия отрицательной температуры (-70°C).^{*} Измерения показали, что магнитная проницаемость полученного сплава Fe—Ni—Mo равна 4,4—4,7 (т.е. соответствует значению магнитной проницаемости термомагнитного сплава Fe—Ni—Cr марки ЭП-546) и практически не изменяется после воздействия отрицательной температуры. У сплава Fe—Ni—W после воздействия отрицательной температуры (-70°C) наблюдалось необратимое изменение магнитной проницаемости. Поэтому для разработки технологии изготовления термомагнитных сплавов методом порошковой металлургии был взят сплав Fe—Ni—Mo.

3. ИЗГОТОВЛЕНИЕ СПЛАВОВ Fe—Ni—Mo

Исходными материалами были: порошок карбонильного железа СТУ 12 № 10-210—62 класса Р, порошок карбонильного никеля ГОСТ 9722—61 марки ПНК-1 и молибденовый порошок ЦМТУ 4787—56.

Порошки в требуемом весовом соотношении смешивались на вибросмесителе в течение 10 мин. Полученная смесь восстанавливалась в атмосфере водорода при температуре $450\text{—}500^{\circ}\text{C}$ в течение 20—30 мин. После восстановления порошок слегка спекался, поэтому его растирали и просеивали через сито 006. Из таких шихт прессовались образцы цилиндрической формы (диаметром 18—20 мм, высотой 8—10 мм). Спрессованные образцы спекались в атмосфере водорода в трубчатых печах.

^{*} Относительная точность измерения магнитной проницаемости при комнатной температуре составляла $\pm 2,5\%$, а в интервале температур от -60 до $+200^{\circ}\text{C}$ составляла $\pm 5,0\%$ [1]

Влияние содержания молибдена и никеля на магнитную проницаемость сплава и его устойчивость к воздействию отрицательной температуры

Была изготовлена серия сплавов с различным содержанием молибдена и никеля (табл. 1).

На рис. 1, 2 приведены зависимости магнитной проницаемости от содержания молибдена и никеля. При повышении содержания молибдена в сплаве значение магнитной проницаемости снижается (рис. 1), а при увеличении содержания никеля в сплаве магнитная проницаемость линейно возрастает (рис. 2).

После воздействия отрицательной температуры -70°C на образцы сплавов установлено, что у сплавов, расположенных левее сплошной линии на рис. 2, необратимое изменение магнитной проницаемости составляет 6—10%. Поэтому для дальнейшего исследования были выбраны сплавы, расположенные правее сплошной линии на рис. 2.

При определении оптимальных режимов прессования установлено, что магнитная проницаемость образцов, спрессованных при удельном давлении от 5 до 9 т/см^2 практически не зависит от удельного давления прессования. Образцы, спрессованные при удельном давлении меньше 5 т/см^2 , получались непрочными, а при давлении выше 9 т/см^2 появля-

Таблица 1

Условное обозначение	Химический состав, %		
	Mo	Ni	Fe
<i>Е</i>	10	31	59
<i>В</i>	7	30,5	62,5
<i>Г</i>	7	31	62
<i>Д</i>	7	32	61
<i>Ж</i>	7	33	60
<i>М</i>	7	34	59
<i>С</i>	7	35	58
<i>Б</i>	5	31	64
<i>К</i>	5	33	62
<i>А</i>	3	31	66
<i>И</i>	3	32	65
<i>Р</i>	3	33	64

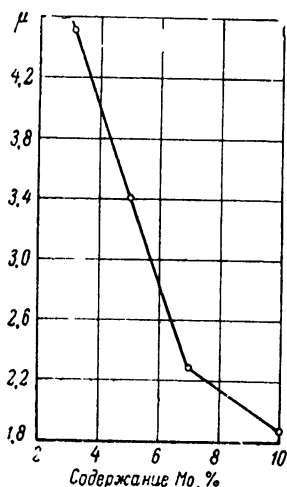


Рис. 1. Зависимость магнитной проницаемости μ от содержания молибдена в сплавах Fe—Ni—Mo (31% Ni)

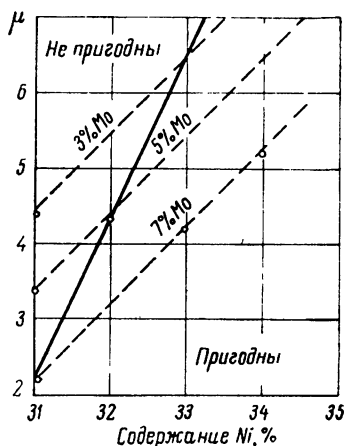


Рис. 2. Зависимость магнитной проницаемости от содержания никеля и молибдена в сплавах Fe—Ni—Mo.

лись расслойные трещины. Кроме того, прессование образцов при удельном давлении $8\text{--}9 \text{ т/см}^2$ приводит к быстрому износу прессформы.

Поэтому величина удельного давления прессования была выбрана равной $5,5\text{--}7,5 \text{ т/см}^2$.

Большое внимание было уделено определению оптимальных **режимов спекания**. Установлено, что у образцов, спеченных при температуре $1000\text{--}1100^\circ\text{C}$ в течение 5 ч, после воздействия отрицательной температуры (-70°C) изменение магнитной проницаемости составляет $6\text{--}8\%$. Образцы, спеченные при температуре $1200\text{--}1300^\circ\text{C}$ в течение 5 ч, после воздействия отрицательной температуры ($-70, -90^\circ\text{C}$) практически не имеют необратимого изменения магнитной проницаемости.

Установлено, что скорость повышения температуры при спекании и скорость охлаждения образцов после спекания не влияют на величину магнитной проницаемости. Поэтому при спекании образцы загружались в зону печи, нагретую до температуры спекания, и после спекания охлаждались в холодильнике печи.

Разрабатываемые термомагнитные сплавы должны иметь определенное значение магнитной проницаемости при комнатной температуре [1]. Кроме того, в рабочем

интервале температур они должны иметь линейную или близкую к линейной зависимость магнитной проницаемости от температуры. Для определения этой зависимости измерялась магнитная проницаемость сплавов в интервале температур от -60 до $+(100\text{--}200)^\circ\text{C}$. Величина отклонения от линейной зависимости определялась по графику, как наибольшее значение $\frac{\Delta\mu}{\mu_t}$, выраженное

в процентах $[\Delta\mu = \mu_t - \mu'_t]$, где μ_t — измеренное значение магнитной проницаемости при температуре t , μ'_t — значение магнитной проницаемости, определенное как точка пересечения прямой, соединяющей магнитные проницаемости на графике, при температурах, ограничивающих рабочий интервал сплава, и прямой, параллельной оси ординат, проведенной из точки t (рис. 3).

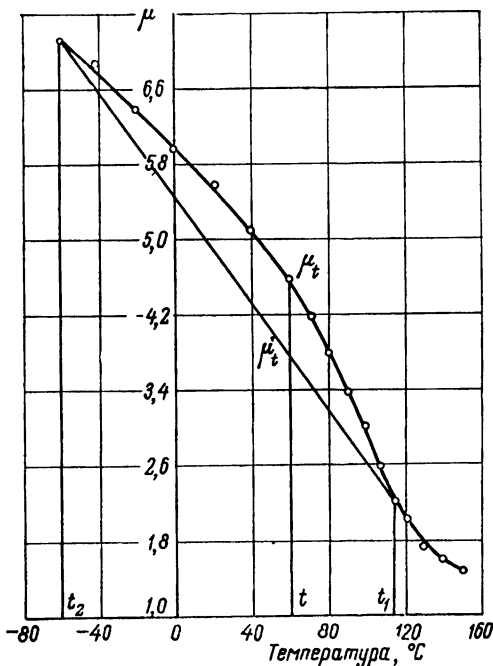


Рис. 3 График для определения величины отклонения от линейной зависимости температурной характеристики магнитной проницаемости

При увеличении отклонения от линейной зависимости способность термомагнитного сплава компенсировать изменение магнитного потока в рабочем зазоре системы ухудшается,

Если отклонение составляет 20% и более, выбор оптимальных геометрических размеров шунтов, которые могли бы компенсировать изменение магнитного потока в рабочем зазоре системы до заданной величины, затруднено, а иногда и совсем невозможно.

Таблица 2

Отклонение от линейной зависимости магнитной проницаемости от температуры

Условное обозначение	Магнитная проницаемость μ 1400°	Отклонение от линейной зависимости, %	
		выдержка при спекании 5 ч	выдержка при спекании 10 ч

Сплавы, полученные методом порошковой металлургии

Г	2,9	0	0
Д	3,7	6	5
Ж	4,1	11	8
М	5,0	12,5	11
С	5,9	15	11

Литые сплавы

ЭП-546	4,3	14
ЭП-547	5,8	20

У термомагнитных сплавов Fe—Ni—Mo, спеченных при температуре 1200°С с выдержкой в течение 5 ч, отклонение от линейной зависимости меньше, чем у литых сплавов Fe—Ni—Cr (табл. 2).

Известно, что при изготовлении термомагнитных сплавов методом порошковой металлургии отклонение зависимости магнитной проницаемости от линейной можно уменьшить путем увеличения времени спекания [3].

На рис. 4 приведены графики зависимости магнитной проницаемости от температуры сплавов Fe—Ni—Mo с различным содержанием никеля и железа, спеченных при температуре 1200°С в течение 5 ч (рис. 4,а) и 10 ч (рис. 4,б). Из рисунков видно, что после спекания

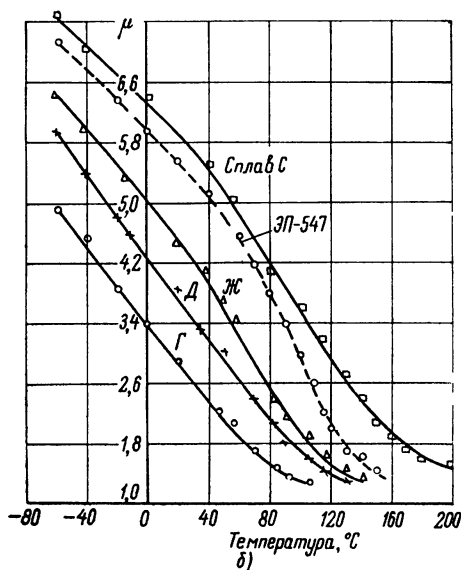
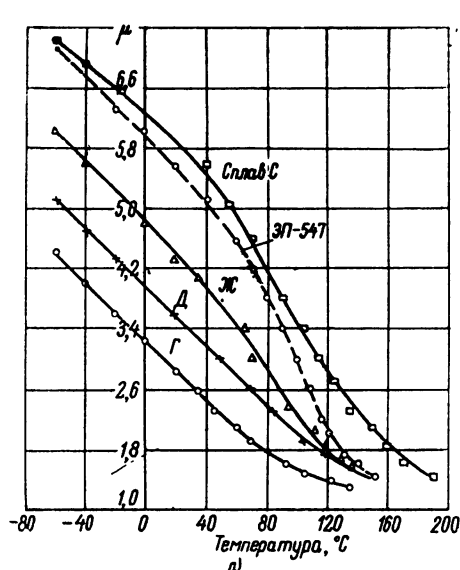


Рис. 4 Влияние времени выдержки при спекании на зависимость магнитной проницаемости от температуры для различных образцов сплава Fe—Ni—Mo (см табл. 1) и сплава марки ЭП-547 (32—33,4% Ni, 3—3,8% Cr, 0,3—0,6% Si, не более 0,4% Mn, остальное — Fe); температура спекания 1200°С, время выдержки 5 (а) и 10 ч (б)

в течение 5 ч зависимость магнитной проницаемости от температуры, близкую к линейной, имеют сплавы *T* и *D*, содержащие 31 и 32% никеля (магнитная проницаемость при комнатной температуре 2,8 и 3,8 соответственно). У всех образцов спеченных в течение 10 ч, наблюдается увеличение угла наклона кривой к оси абсцисс и уменьшение отклонения зависимости $\mu = f(T)$ от линейной (табл. 2). Увеличение времени выдержки более 10 ч не привело к уменьшению отклонения зависимости от линейной.

Таким образом, для сплавов с содержанием никеля 31—32% ($\mu \geq 3,8$) время выдержки должно составлять 5 ч, для сплавов с содержанием никеля больше 32% — 10 ч. Температура спекания в обоих случаях 1200°С.

Точка Кюри и температурный коэффициент магнитной проницаемости

Важными характеристиками терромагнитных сплавов являются температурный коэффициент магнитной проницаемости и точка Кюри.

Эти характеристики определялись по кривым зависимости магнитной проницаемости от температуры [1]. Значения их приведены в табл. 3.

Таблица 3

Температурный коэффициент магнитной проницаемости, точка Кюри и рекомендуемый рабочий интервал сплавов Fe—Ni—Mo и Fe—Ni—Cr

Наименование сплава	Сплавы Fe—Ni—Mo					Сплавы Fe—Ni—Cr (литые)			
	Магнитная проницаемость μ_{1400°	Температурный коэффициент магнитной проницаемости		Точка Кюри, °С	Рабочий интервал температур, °С	Марка сплава	Магнитная проницаемость μ_{1400°	Температурный коэффициент магнитной проницаемости β , % на 1 °С	Рабочий интервал температур, °С
		$\beta = \frac{\mu_2 - \mu_1}{\mu_0(t_2 - t_1)} \times 100\%$	$\beta' = \frac{\mu_2 - \mu_1}{\mu_1(t_2 - t_1)} \times 100\%$						
<i>Г</i>	2,7	— 0,81	— 0,47	~ 95	—70 ÷ + 85	ЭП — 544	3,0	— 0,85	—60 ÷ + 70
<i>Д</i>	3,8	— 0,68	— 0,44	~ 120	—70 ÷ + 110	ЭП — 545	3,7	— 0,75	—60 ÷ + 90
<i>Ж</i>	4,45	— 0,62	— 0,42	~ 140	—70 ÷ + 130	ЭП — 546	4,1	— 0,62	—60 ÷ + 110
<i>М</i>	5,35	— 0,49	— 0,37	~ 155	—70 ÷ + 150	ЭП — 547	5,6	— 0,49	—60 ÷ + 120
<i>С</i>	5,9	— 0,34	— 0,34	~ 170	—70 ÷ + 165	ЭП — 547	6,2	— 0,46	—60 ÷ + 165

Терромагнитные сплавы Fe—Ni—Cr характеризуются не одной точкой, а набором точек Кюри, т.е. ферромагнитное превращение у них происходит не при одной температуре, а в некотором интервале температур [5]. В точке начала ферромагнитных превращений изменяется наклон кривой $\mu = f(T)$.

Характер зависимости магнитной проницаемости от температуры для исследуемых сплавов такой же, как для терромагнитных сплавов Fe—Ni—Cr. Поэтому для исследуемых сплавов Fe—Ni—Mo, как и для сплавов Fe—Ni—Cr, определялась условная точка Кюри, соответствующая началу ферромагнитных превращений в сплаве. Исследуемые сплавы имеют более высокие точки Кюри и, следовательно, более широкий рабочий интервал, чем сплавы Fe—Ni—Cr при одинаковом зна-

чении магнитной проницаемости. Магнитная проницаемость и температурный коэффициент магнитной проницаемости исследуемых сплавов и ранее разработанных литых сплавов Fe—Ni—Cr имеют практически одинаковые значения (табл. 3).

Температурный коэффициент магнитной проницаемости обратно пропорционален значению магнитной проницаемости (рис. 5).

Для сплавов с магнитной проницаемостью 2,6—4,0 разброс значений магнитной проницаемости от партии к партии составляет $\pm (9-6) \%$, для сплавов с магнитной проницаемостью выше 4,0 — не более $\pm 5,0 \%$.

Таким образом, у сплавов Fe—Ni—Mo, изготовленных методом порошковой металлургии, разброс значений магнитной проницаемости в 1,5—2 раза меньше, чем у литых сплавов марок ЭП-544—ЭП-547.

Метод порошковой металлургии дает возможность изготавливать термомагнитные сплавы с магнитной проницаемостью, близкой к заданному значению, путем изменения содержания никеля в сплаве при выбранном содержании молибдена.

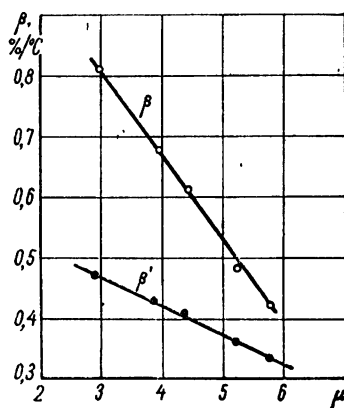


Рис 5 Зависимость температурного коэффициента магнитной проницаемости β (см табл. 3) от значения магнитной проницаемости μ , измеренной при комнатной температуре.

4. В Ы В О Д Ы

1. Методом порошковой металлургии изготовлены термомагнитные сплавы, состоящие из 31—35% Ni, 3,5 и 7% Мо и железа (остальное количество).

2. Магнитная проницаемость, измеренная в поле напряженностью 1400 э, в зависимости от содержания никеля и молибдена в сплаве составляет 2,6—7,0.

3. Рабочий интервал температур сплава от -60 до $+(85-165)^{\circ}\text{C}$.

4. Величина отклонения от линейной зависимости температурной характеристики магнитной проницаемости не более 15%.

5. Разброс значений магнитной проницаемости от партии к партии для сплавов с магнитной проницаемостью 2,6—4,0 составляет $\pm (9-6) \%$, для сплавов с магнитной проницаемостью выше 4,0 — не более $\pm 5 \%$.

6. Магнитные свойства разработанных сплавов аналогичны серийно выпускаемым.

7. После воздействия отрицательной температуры до -90°C сплавы не имеют необратимых изменений магнитных свойств.

Авторы выражают благодарность Павловой И. И., Михалевой Н. И. и Мешковой Н. В. за проведенные измерения термомагнитных сплавов и Коваленко В. Ф. за обсуждение статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рабодзей А. Г., Зуева М. М. Исследование факторов, определяющих воспроизводимость и стабильность основных характеристик термомагнитных сплавов для ЭВП. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып 7, стр. 152—163
2. Рейнбот Г. Технология и применение магнитных материалов, М.—Л., Госэнергоиздат, 1963
3. Schüler K. Temperaturkompensation von Dauermagnetsystem. DEW—Tech. Ber., 1965, Bd. 5, Nr 2, SS. 64—73.
4. Хансен М., Андерко К Структуры двойных сплавов, Т II, М., Metallург-издат, 1962.
5. Белов К. П. Магнитные превращения. М., Физматиздат, 1957

Статья поступила в редакцию 6 мая 1970 г.

УДК 621 317 794 : 621 3.029 66

Л. Б. Воскобойник, А. М. Храпко

ПЛЕНОЧНЫЙ БОЛОМЕТР ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ МОЩНОСТИ В СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

Приведены конструкция и параметры пленочного болометра, предназначенного для измерения малой мощности в субмиллиметровом диапазоне длин волн

Особенностью его является то, что он выполнен в сверхразмерном волноводе сечением $3,6 \times 1,8$ мм, допускающем распространение многих типов волн. Болометр исследован в диапазоне волн $0,3-0,8$ мм

1. ВВЕДЕНИЕ

В качестве линий передачи в субмиллиметровом диапазоне длин волн наряду с лучевыми волноводами квазиоптического типа (линзовыми, зеркальными, диафрагменными и т. д.) используются волноводы с увеличенным поперечным сечением (сверхразмерные волноводы), допускающие распространение многих типов волн.

Преимуществами сверхразмерных волноводов являются меньшая критичность к допускам при изготовлении, малые потери и широкая полоса частот.

В работах [1—3] описаны элементы тракта для волноводов с увеличенным поперечным сечением, в которых распространяется одна волна основного типа. Однако в ряде случаев, например при исследовании параметров некоторых приборов (типа ЛОВ) субмиллиметрового диапазона волн, возникает необходимость в проведении основных видов измерений (длины волны, мощности, энергетического коэффициента отражения) непосредственно в сверхразмерном волноводе. При этом условия возбуждения сверхразмерного волновода могут быть такими, что в нем отсутствует распространяющаяся волна одного типа.

Для измерения малой мощности в сверхразмерных волноводах применяются приборы калориметрического типа (сухие балансные калориметры, калориметры с использованием эффекта Пельтье) [4]. Эти приборы в принципе являются абсолютными и позволяют с удовлетворительной погрешностью (не более 15%) измерять мощность в довольно широком диапазоне — от $0,1$ до 50 мвт. Однако они имеют большую постоянную времени, сложны в изготовлении и неудобны в эксплуатации. Особенно эти недостатки проявляются при исследовании амплитудно-частотных характеристик ламп обратной волны субмиллиметрового диапазона. К тому же микрокалориметры, обладая относительно

высоким нижним пределом измеряемой мощности (не меньше 50 мквт), не дают возможности подробно исследовать области так называемых провалов в амплитудно-частотной характеристике.

Разработанный нами измеритель малой мощности в сверхразмерном волноводе на основе пленочного болометра лишен перечисленных недостатков. Прибор предназначен для измерения малой мощности приборов в субмиллиметровом диапазоне, имеющих в качестве вывода энергии секцию сверхразмерного волновода сечением $3,6 \times 1,8$ мм, в котором при длинах волн 0,3—0,8 мм возможно распространение большого числа типов волн (порядка 400). Минимальная величина измеряемой мощности болометром в сочетании с мостом типа МБА-2 составляет 5 мквт*. При этом особенностью прибора является не критичность параметров (к. п. д., погрешность измерений) к амплитудному распределению поля на выходе исследуемого генератора.

2. КОНСТРУКЦИЯ И ПАРАМЕТРЫ ПЛЕНОЧНОГО БОЛОМЕТРА В СВЕРХРАЗМЕРНОМ ВОЛНОВОДЕ

Для измерения малой мощности в диапазоне сверхвысоких частот в качестве термочувствительных элементов применяются различного типа термисторы, обладающие рядом преимуществ: большой чувствительностью (достигающей 100 ом/мвт), малой постоянной времени (не более 0,03 сек) и способностью к перегрузкам. Опыт разработки таких приборов показал, что их целесообразно применять до волны порядка 1 мм в прямоугольных волноводах с низшим типом волны H_{10} . Нами были разработаны термисторные головки, непрерывно перекрывающие весь миллиметровый диапазон и начало субмиллиметрового — от 10 до 0,73 мм.

Применение термисторов в сверхразмерных волноводах нецелесообразно, так как термистор, являясь точечным элементом, не может в равной степени поглощать мощность всех типов волн. Термисторные головки, выполненные в волноводе сечением $3,6 \times 1,8$ мм, при измерении мощности в диапазоне 0,3—0,8 мм имели низкий к. п. д., равный 10—15%.

Так как величина к. п. д. в сильной степени зависит от амплитудного распределения поля в волноводе, термочувствительные элементы должны иметь поперечные размеры, много большие длины волны. Одним из таких элементов может быть тонкая болометрическая пленка, перекрывающая все поперечное сечение волновода, как показано на рис. 1.

Конструкция болометрической головки в сверхразмерном волноводе с поперечным расположением пленки (плоскость пленки перпендикулярна широкой стенке волновода, рис. 1,а) изображена на рис. 2. Пленка 2 одним контактным концом зажимается между половинками держателя 3, имеющего контакт с корпусом головки 4. Второй контактный конец пленки зажимается между притертыми вкладышами 5, изолированными от корпуса с помощью слюдяной прокладки 6. За пленкой располагается передвижной короткозамыкающий поршень 7.

* Мост МБА-2 разработан В. М. Петровым в ВНИИФТРИ.

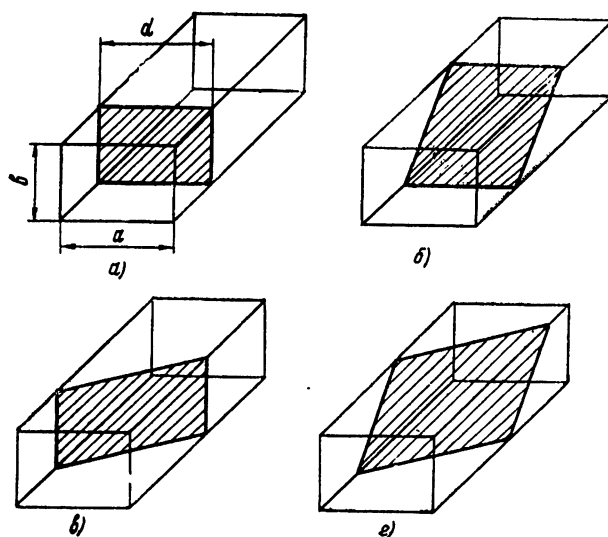


Рис 1 Схемы расположения пленки болометра в сверхразмерном волноводе.
 a , b — размеры волновода, d — ширина пленки.

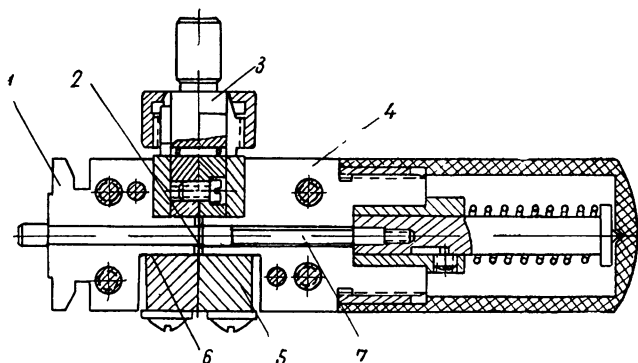


Рис 2. Конструкция болометрической головки, выполненной в сверхразмерном волноводе:

1 — фланец, 2 — пленка болометра, 3 — держатель пленки, 4 — корпус головки, 5 — вкладыш, 6 — слюдяная прокладка, 7 — поршень

Можно показать, что для болометра, расположенного так, как показано на рис. 1, a его чувствительность ν выражается следующим образом:

$$\nu = \frac{\beta}{ab\alpha},$$

где a , b — размеры пленки,

β — температурный коэффициент сопротивления материала пленки,

α — коэффициент теплоотдачи пленки.

Для увеличения чувствительности пленки необходимо применять материалы, обладающие большим температурным коэффициентом сопротивления β . Такими материалами могут быть золото, нихром, висмут, палладий, золото-германиевая смесь и др. [5]. Наиболее приемлема платина, так как имеет относительно большой температурный коэффициент сопротивления ($\beta = 0,003 \text{ } 1/\text{град}$), доступна в чистом виде, напыленная пленка из платины обладает достаточно высокой стабильностью во времени. В качестве подложек использовалась телевизионная слюда марки «мусковит» толщиной 10 мкм. Для исключения неэквивалентности нагрева пленки мощностью постоянного тока и мощностью СВЧ ее толщина была выбрана меньше глубины скин-слоя ($\Delta \leq 0,1 \text{ мкм}$). При этом оказалось, что величина удельного поверхностного сопротивления $R_{\square} \geq 100 \text{ ом}$. При изготовлении болометров были выбраны следующие величины $R_{\square}$: 100, 400, 600 и 800 ом.

Экспериментальное исследование пленочного болометра в сверхразмерном волноводе заключалось в определении чувствительности по мощности, постоянной времени, стабильности, избирательности к поляризации поля, к. п. д., энергетического коэффициента отражения и т. д.

На рис. 3 приведена типичная для болометра в сверхразмерном волноводе зависимость сопротивления от мощности смещения. Линейность характеристики наблюдается вплоть до 40 мвт.

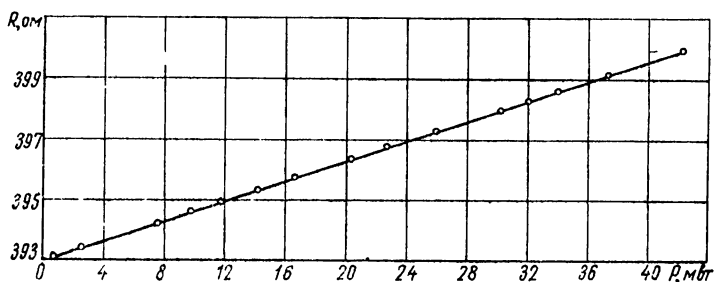


Рис. 3. Зависимость сопротивления болометра R от мощности смещения P .

Определение постоянной времени болометра проводилось по следующей методике. На болометрическую головку подавался амплитудно-модулированный СВЧ сигнал, который сравнивался на экране осциллографа с сигналом детекторной головки. Постоянная времени определялась по завалу фронта импульса с болометра при известной длительности импульса мощности, падающей на болометр.

Таблица

Сопротивление болометра, ом	Чувствительность, ом/мвт	Нестабильность за время измерения, мквт/30 сек
875	0,27	1,5
506	0,26	3,0
466	0,22	1,8
449	0,28	0,6
448	0,13	0,6
394	0,15	3,0
354	0,12	1,2

Нестабильность параметров пленочного болометра оценивалась после прогрева головки вместе с болометрическим мостом в течение 1 ч.

Результаты измерений параметров пленочных болометров (чувствительности, нестабильности) с различной величиной сопротивления приведены в таблице (постоянная времени для всех исследованных болометров составляла 0,3 сек).

К. п. д. пленочных болометров определялся путем сравнения их с микрокалориметром, выполненным в сверхразмерном волноводе сечением $3,6 \times 1,8$ мм*.

Результаты измерений к. п. д. нескольких пленочных болометров приведены на рис. 4.

В диапазоне длин волн 0,3—0,8 мм была также проверена неселективность пленочного болометра к поляризации поля в сверхразмерном волноводе. Волны с различной поляризацией поля создавались с помощью специальных возбуждителей и фильтров. Измерялся к. п. д. пленоч-

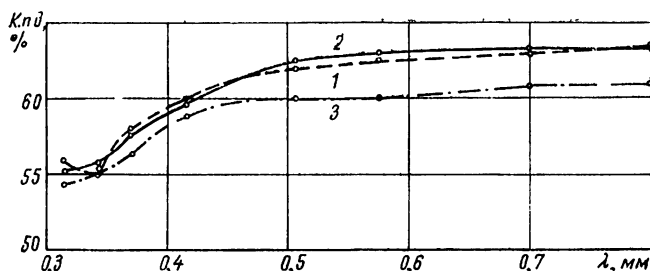


Рис. 4 Зависимость к. п. д. от длины волны для трех болометрических головок

ного болометра при подаче на него мощности волн H_{10} и H_{01} . Результаты измерения к. п. д. совпали в пределах точности измерения.

Для нескольких болометрических головок с разным сопротивлением получены следующие значения КСВН, измеренные на волне 4,12 мм:

R_0 , Ω	КСВН
440	1,37
445	1,53
724	3
947	3,2

При этом было обнаружено, что болометрические головки с сопротивлением $R_0 = 400 \div 440$ ом, обладающие малым КСВН на волне $\lambda = 4,12$ мм, в рабочем диапазоне длин волн имеют высокий к. п. д. Это может иметь место в том случае, если преобладают типы волн E и H , для которых $\lambda \ll \lambda_{кр}$ (почти плоские волны) и волновые сопротивления близки к указанной величине.

Измерения энергетического коэффициента отражения, проведенные в рабочем диапазоне ($\lambda = 0,3 \div 0,8$ мм) с помощью интерферометра Майкельсона, подтвердили это предположение.

* Микрокалориметр для субмиллиметрового диапазона волн в сверхразмерном волноводе был разработан в Харьковском государственном научно-исследовательском институте метрологии.

3. ВЫВОДЫ

Экспериментальные исследования в субмиллиметровом диапазоне волн пленочного болометра, выполненного в сверхразмерном волноводе с поперечным сечением $3,6 \times 1,8$ мм, показали, что болометр обладает широким диапазоном измеряемых мощностей (порядка 30 дБ), малой постоянной времени, имеет относительно простую конструкцию. Минимальная величина измеряемой мощности составляет 5 мкВт.

Эти особенности выгодно отличают его от микрокалориметра и позволяют использовать для измерения параметров приборов субмиллиметрового диапазона волн. Результаты исследования могут быть использованы для создания болометров в сверхразмерных волноводах в коротковолновой части субмиллиметрового диапазона длин волн.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Као К Теория и конструирование квадратических волноводных элементов «Квазиоптика», М, «Мир», 1966, стр. 341—360.
- 2 Taub J. J., Hindin H. J., Hinckelmann O. F., Wright M. L. Submillimeter components using oversize quasi-optical waveguide. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, 1963, MTT-11, No 5, pp. 338—346.
- 3 Храпко А. М., Свешникова Н. А., Рулев В. Ф. Некоторые элементы измерительного тракта в круглом волноводе на волне H_{01} . Научно-техническая конференция по применению волноводов в технике дальней связи и радиотехнике. Тезисы докладов и сообщений, Москва, 1967, стр. 108—109.
- 4 Валитов Р. А., Дюбко С. Т., Шейко В. П. и др Техника субмиллиметровых волн. М, «Советское радио», 1969.
- 5 Schiffman, Joung, Larrick. Thin-film bolometers for multimode power measurement. IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, 1964, MTT-12, No 2.

Статья поступила в редакцию 23 июня 1970 г.

УДК 621.386.8 · 666.595 82

Е. С. Жмудь, А. Е. Шмелев, Л. К. Першина, Г. Н. Ронами, М. В. Кудояров

МИКРОРЕНТГЕНОСПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПАЕВ Ti-КЕРАМИКА А-995 И Ti-Ag — КЕРАМИКА А-995

С помощью микроанализаторов типа MAP-1 и фирмы Сатеса исследовано распределение элементов в экспериментальных металлокерамических спаих

Для металлической части спаев Ti—керамика А-995 установлено, что максимальная концентрация алюминия наблюдается вблизи керамики, а титана и кислорода — в глубине металла. В спаих Ti-Ag—керамика А-995 обнаружено сосредоточение почти всего титана вблизи керамики, а серебра — в средней части металла, тогда как в исходном состоянии серебро находилось между керамикой и титаном.

Полученные результаты подтверждают правильность выводов, сделанных при рентгеноструктурном исследовании спаев.

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] с помощью рентгенофазового анализа экспериментальных спаев титана с керамикой А-995* было установлено, что весь металл в спаих представляет собой продукты взаимодействия титана с Al_2O_3 (влияние MgO не учитывалось) и что вблизи керамики находятся продукты взаимодействия титана преимущественно с алюминием, а в средней части металла — преимущественно с кислородом (рис. 1).

Следует заметить, что межплоскостные расстояния обнаруженного в спаих интерметаллида $TiAl$ несколько отличаются от табличных значений [2], что может быть вызвано как некоторым отклонением от стехиометрии эквивалентного соединения, так и присутствием в данной фазе небольшого количества кислорода.

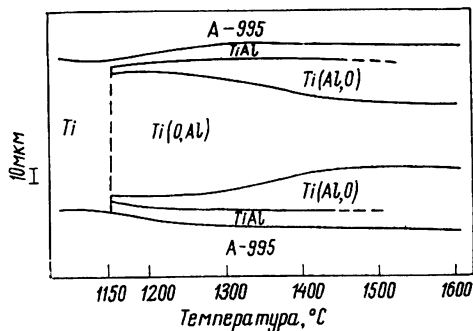


Рис. 1 Схема расположения фаз в экспериментальных спаих Ti — керамика А-995

* Исследуемые спай Ti—керамика А-995 изготовлялись путем отжига (в течение 30 или 60 мин при температурах от 1100 до 1600°С) керамических дисков, между которыми находилась титановая лента толщиной 120 мкм.

В шихте керамики А-995 содержится примерно 99,7 вес % Al_2O_3 и 0,3 вес % MgO .

Сравнение между собой значений дифракционных углов твердых растворов, идентифицированных в спаях и в порошковых образцах $\text{Ti-Al}_2\text{O}_3$, исследованных в работах [3, 4], показывает, что твердый раствор $\text{Ti}(\text{Al}, \text{O})$, образующийся в спаях вблизи керамики, имеет практически такой же состав, как и в порошках — 40 ат. % Ti (36 ат. % Al , 24 ат. % O); твердый раствор $\text{Ti}(\text{O}, \text{Al})$, находящийся в середине металла спаев, содержит не более 1 ат. % алюминия при содержании кислорода, достигающем насыщения (примерно 33 ат. %), т.е. ориентировочный состав рассматриваемого твердого раствора 66 ат. % Ti (33 ат. % O , 1 ат. % Al).

Таким образом, данные рентгенофазового анализа и рассчитанный нами состав исследуемых твердых растворов свидетельствуют о понижении концентрации алюминия в металлической части спая от керамики к середине металла; вместе с тем концентрация кислорода вблизи керамики ниже, чем в средней части металла. Эти выводы находятся в соответствии с литературными данными по перераспределению элементов в титане в случае двух или большего числа растворяемых [5].

Вместе с тем описанные результаты расходятся с общепринятым мнением о том, что прочная связь титана с керамикой образуется за счет окисления титана с образованием окислов. Поэтому полученные нами с помощью рентгеноструктурного анализа результаты требовали проверки с помощью другого метода исследования. Для этой цели был использован микрорентгеноспектральный анализ (принцип метода описан в [6]). Микроанализ экспериментальных спаев Ti —керамика А-995 проводился с целью изучения распределения в них алюминия, кислорода и титана.

В работе [7] путем рентгенофазового анализа экспериментальных спаев Ti — Ag —керамика А-995 показано перемещение практически всего титана — к керамике, а серебра — в среднюю часть металла. Эти результаты существенно отличаются от литературных данных [8], в связи с чем в настоящей работе с помощью микрорентгеноспектрального анализа проводилось исследование распределения титана и серебра в соответствующих спаях.

2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Методика получения экспериментальных спаев Ti —керамика А-995 описана в [1], а спаев Ti — Ag —керамика А-995 — в [7].

Большинство экспериментальных спаев подвергалось микрорентгеноспектральному анализу на усовершенствованном приборе MAP-1.

Локальность анализа определялась диаметром зонда (2—2,5 мкм). Величина ускоряющего напряжения была 50 кВ. В качестве кристалла-анализатора для регистрации $\text{Al}_{\text{K}\alpha_1}$ ($n=1$) и $\text{Ti}_{\text{K}\alpha_1}$ ($n=3$) использовался кристалл слюды (001); для регистрации $\text{Ag}_{\text{L}\alpha_1}$ и $\text{Ti}_{\text{K}\alpha_1}$ ($n=1$) — кристалл кварца (10 $\bar{1}$ 0). Детектором рентгеновского излучения служил проточный счетчик СРПП-21.

В процессе исследования измерялась интенсивность K_{α_1} -линий титана и алюминия, а также L_{α_1} -линии серебра в различных точках спаев при сканировании образцов путем набора количества импульсов за

10 сек. Полученные значения интенсивности уточнялись после измерения фона.

Чувствительность метода при регистрации титана, серебра и алюминия была примерно 1, 3 и 5% соответственно.

Вследствие того, что на микроанализаторе MAP-1 невозможна регистрация кислорода, ряд образцов Ti—керамика А-995 был исследован на приборе фирмы Сатеса (диаметр электронного зонда не превышал 0,5 мкм), который позволяет регистрировать все интересующие нас элементы: Ti, Al, Ag и O.

Что касается первых трех элементов, то результаты исследования их распределения в сплавах, полученные на обоих приборах, полностью совпадают.

В настоящей работе приводятся данные, полученные на микроанализаторе фирмы Сатеса для сплавов Ti—керамика А-995 и на аппарате MAP-1 для сплавов Ti—Ag—керамика А-995.

Исследованию подвергались поперечные шлифы экспериментальных сплавов. Во избежание миграции зонда перед помещением образцов в микроанализатор на исследуемую поверхность напылялся тонкий (100—200 Å) проводящий слой углерода. Были получены кривые распределения элементов в сплавах в направлении, перпендикулярном плоскости контакта металла с керамикой.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ МИКРОАНАЛИЗА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СПЛАВОВ Ti—КЕРАМИКА А-995

На рис. 2 представлены результаты микроанализа сплавов, полученных при температурах 1350 и 1550°С в течение 1 ч. При металлографическом и рентгенофазовом исследованиях в первом из этих сплавов

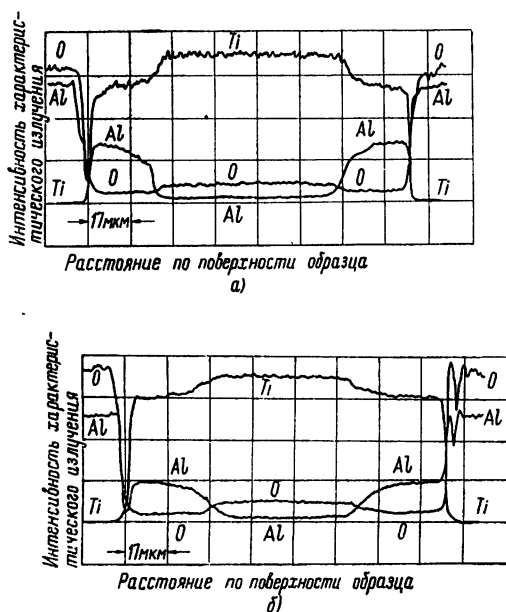


Рис. 2 Распределение элементов в экспериментальных сплавах Ti—керамика А-995, полученных в течение 1 ч при температурах 1350 (а) и 1550°С (б)

вблизи керамики установлено образование двух слоев, а во втором—одного слоя (микрофотографии этих спаев показаны на рис. 3).

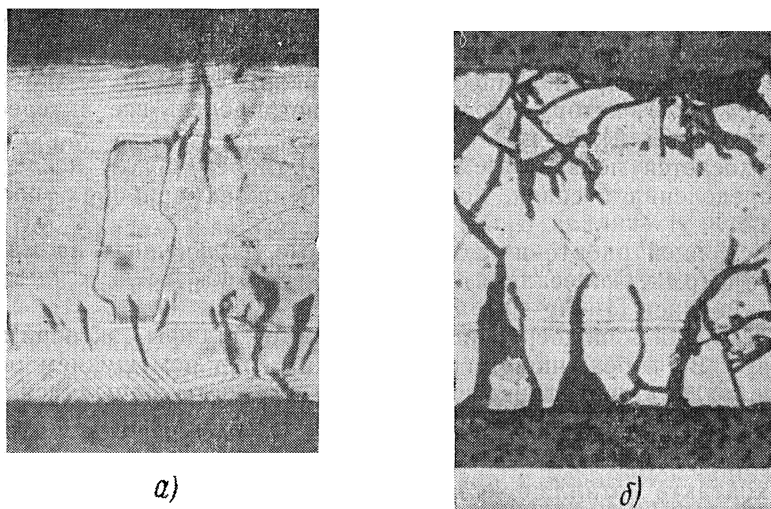


Рис 3 Микрофотографии поперечных шлифов экспериментальных спаев Ti — керамика А-995, полученных при температурах 1350 (а) и 1550°С (б)

Кривые распределения элементов в металлической части спаев позволяют сделать ряд заключений.

1. Во всех спаях вблизи керамики концентрация алюминия выше, а титана и кислорода ниже, чем в средней части металла. Установленное распределение элементов полностью подтверждает данные рентгеноструктурного анализа об образовании вблизи керамики продуктов взаимодействия титана преимущественно с алюминием {фазы на основе $TiAl$ и твердого раствора $Ti(Al, O)$ или одного твердого раствора $Ti(Al, O)$ }, а в средней части металла — продукта взаимодействия преимущественно с кислородом [твердого раствора $Ti(O, Al)$].

2. С повышением температуры увеличивается глубина проникновения алюминия в титан. Вместе с тем вблизи керамики (особенно возле самой границы металла с керамикой) концентрация алюминия понижается, а титана — возрастает.

Результаты микрорентгеноспектрального анализа, свидетельствующие об увеличении глубины проникновения алюминия в титан, находятся в полном согласии с данными металлографии о росте толщины близлежащих к керамике слоев с повышением температуры [3]. Обнаруженное же изменение концентрации алюминия и титана вблизи керамики соответствует установленному рентгеноструктурным методом отсутствию фазы $TiAl$ при температурах выше 1500°С, тогда как ниже указанной температуры образование этой фазы всегда имело место,

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МИКРОАНАЛИЗА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СПАЕВ Ti—Ag — КЕРАМИКА А-995

На рис. 4 приведена микрофотография спая Ti—Ag—керамика А-995, изготовленного при температуре 1000°C в течение 30 мин, а на рис. 5 представлены кривые изменения интенсивности линий титана и серебра, полученные при микроанализе этого спая. Кривые свидетельствуют о существенном перераспределении указанных элементов в исследованных спаях (по сравнению с исходным расположением, когда титан был отделен от керамики серебряной фольгой) и позволяют сделать следующие выводы:

1) почти весь титан располагается вблизи керамики (лишь незначительная его доля остается в среднем слое);

2) серебро находится в среднем слое и лишь незначительная его часть проникает в титан (чему соответствует некоторое понижение интенсивности линии титана вблизи среднего слоя);

3) присутствие малого количества титана в середине слоя соответствует слабому уменьшению концентрации серебра внутри слоя.

Форма кривых рис. 5, а именно, наличие очень малых участков постоянной интенсивности свидетельствует о присутствии в соответствующих местах спая тончайших прослоек постоянного состава. Сопоставление этих результатов с данными рентгеноструктурного анализа порошковых образцов Ti—Ag и Ti— Al_2O_3 —Ag [8] позволяет предполагать, что между средним и периферийными слоями металла находится

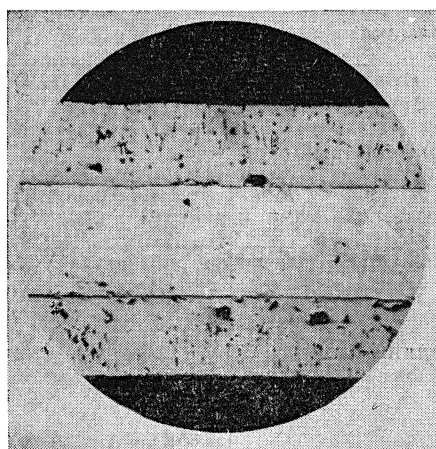


Рис 4 Микрофотография поперечного спая Ti—Ag—керамика А-995, полученного при 1000°C в течение 30 мин

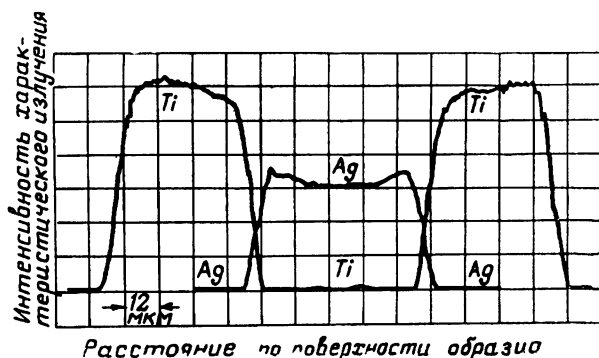


Рис 5 Распределение титана и серебра по поперечному шлифу экспериментального спая Ti—Ag—керамика А-995, полученного при 1000°C в течение 30 мин

интерметаллическое соединение $TiAg$, а вблизи керамики располагаются прослойки из интерметаллида $TiAl$ и твердого раствора $Ti(Al, O)$, содержащего ~ 36 ат. % алюминия (от металла к керамике).

Таким образом, результаты микроанализа и сделанные выводы не только подтверждают данные рентгенофазового исследования спаев $Ti-Ag$ —керамика А-995, но и вносят ряд дополнений (уточнений) относительно состава тончайших прослоек и расположения фаз в среднем слое. С учетом полученных результатов состав рассматриваемых спаев в соответствии с расположением фаз (слоев и прослоек) можно представить таблицей.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Микрорентгеноспектральное исследование экспериментальных спаев подтвердило результаты рентгеноструктурной идентификации фаз в экспериментальных спаях Ti —керамика А-995 и $Ti-Ag$ —керамика А-995. Более того, в послед-

нем случае микроанализ позволил уточнить и дополнить данные по фазовому составу зоны спая.

Можно утверждать, что на границе металла с высокоглиноземистой керамикой находятся продукты взаимодействия титана преимущественно с алюминием, а не с кислородом (окислы титана), как считалось до последнего времени. Данные микроанализа спаев $Ti-Ag$ —керамика А-995 подтвердили результаты рентгеноструктурного исследования о сосредоточении почти всего титана в периферийном слое, контактирующем с керамикой, а серебра — в середине металла.

Сделанные выводы позволяют применять результаты изучения твердофазного взаимодействия титана с керамикой А-995 к спаям $Ti-Ag$ —керамика А-995.

ЛИТЕРАТУРА

1. Жмудь Е. С., Шмелев А. Е., Воеводина Р. И. Исследование спаев титана с керамикой «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып. 8, стр. 116—125

2. Американский каталог по идентификации структуры материалов (Cumulative Alpha-Betical and Grouped numerical index of X-ray diffraction data), ASTM, 1953.
3. Жмудь Е. С., Шмелев А. Е. Исследование механизма активной пайки металла с керамикой с помощью рентгеноструктурного анализа. Часть II. Влияние температуры спекания на взаимодействие титана с керамикой 22ХС и ее составляющими «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1966, вып. 6, стр. 128—142.
4. Жмудь Е. С. Уточнение расчета ориентировочного состава α -твердых растворов кислорода и алюминия в титане «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, стр. 161—165.
5. Бокштейн С. З., Емельянова Т. А., Кишкин С. Т., Мирский Л. М. Диффузионное перераспределение атомов в титановых сплавах в процессе $\beta \rightarrow \alpha$ -превращения «Диффузионные процессы в металлах». «Наукова Думка», Киев, 1969, стр. 10—20.
6. Биркс Л. С. Рентгеновский микроанализ с помощью электронного зонда «Металлургия», М., 1966, стр. 216.
7. Жмудь Е. С., Шмелев А. Е. Исследование механизма активной пайки металла с керамикой с помощью рентгеноструктурного анализа. Часть V. Влияние припоя (серебра) на взаимодействие титана с Al_2O_3 и с керамикой А-995. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 9, стр. 117—122.
8. Коганицкая Е. В. Спаи керамики с активными металлами «Электроника», 1959, вып. 4, стр. 86—93.

Статья поступила в редакцию 11 июня 1970 г.

УДК 621 385 032 1

М. Ф. Боярина

СОРБЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОРИСТЫХ НЕРАСПЫЛЯЕМЫХ ГАЗОПОГЛОТИТЕЛЕЙ СПН

Приводятся сорбционные характеристики газопоглотителей СПН составов № 3, № 4 и титана по отношению к H_2 , O_2 , CO и N_2 , определенные методом капилляра при давлении $5 \cdot 10^{-6}$ тор в диапазоне рабочих температур 20—800°С

В ряде классов приборов распыляемые газопоглотители не могут быть применены по ряду причин, например из-за ухудшения изоляции между электродами в результате напыления бария, отсутствия мест для крепления и распыления и т. п. Это обусловило необходимость поисков новых эффективных газопоглотителей. В результате многочисленных работ [1—9] был создан новый эффективный вид газопоглотителей — пористые нераспыляемые на основе активных тугоплавких металлов.

В объединении «Светлана» разработаны пористые нераспыляемые газопоглотители на основе смесей и сплавов активных тугоплавких металлов. Наиболее активными из разработанных смесей, получившими широкое применение в приборах, являются составы № 3 и № 4, представляющие собой смесь порошков $Ti-Zr-Al$ и $Ti-Zr-Al-Ta$ соответственно. Составы № 1 и № 2 представляют собой чистый титан и смесь порошков состава 80% $Ti+20\%$ Zr . Состав № 2 является менее эффективным по сравнению с составами № 3 и № 4, вследствие чего не получил применения в приборах и в статье не рассматривается.

Газопоглотители на основе указанных активных смесей имеют широкий диапазон рабочих температур: от комнатной до 800°С (состав № 3) и от комнатной до 900—1000°С (состав № 4). Состав № 4 разработан для приборов с высокими температурными режимами, например, генераторных и модуляторных приборов, в которых температура газопоглотителя может превышать 800°С.

Исследование сорбционных характеристик газопоглотителей составов № 3 и № 4 и для сравнения титана по отношению к H_2 , O_2 , CO и N_2 во всем диапазоне рабочих температур проводилось методом капилляра при постоянном давлении над газопоглотителем $p=5 \cdot 10^{-6}$ тор. Такое давление было выбрано с учетом общего уровня давления газов в приемно-усилительных приборах и приближения условий исследования газопоглотителей к условиям, существующим в реальных приборах.

Принципиальная схема установки показана на рис. 1. Исследование осуществлялось на образцах СПН-Т5, представляющих собой таблетки диаметром 5 мм, весом $50 \text{ мг} \pm 1$ с площадью поверхности $0,53 \text{ см}^2$.

При проведении опытов снималась зависимость объемной скорости сорбции $\frac{dQ}{d\tau}$ от времени τ при постоянном давлении над газопоглотите-

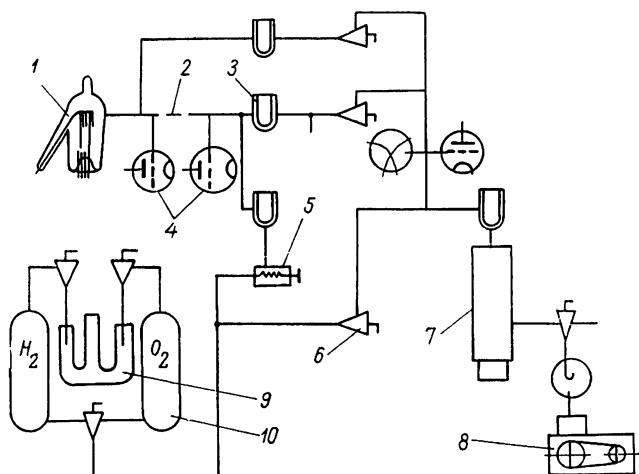


Рис. 1. Принципиальная схема вакуумной установки

1 — реакционный прибор, 2 — капилляр, 3 — ловушка с жидким азотом, 4 — манометрическая лампа, 5 — вентиль-напекатель, 6 — вакуумный кран, 7 — паромасляный насос HI-C2, 8 — форвакуумный насос ВН-461, 9 — электролизер, 10 — баллон с газом

лем. По этой основной зависимости рассчитывалась емкость образцов путем графического интегрирования кривых во времени. Время насыщения образца, т.е. верхний предел интегрирования функции, определялось при условии $S_{\text{кон}} = 0,1 S_{\text{нач}}$ ($S_{\text{нач}}$ — начальная скорость сорбции). За величину начальной скорости была принята скорость через 1 мин от начала опыта, а за величину средней скорости — скорость через 30 мин.

При высоких температурах это условие не достигалось в течение двух рабочих смен, поэтому кривые $\frac{dQ}{d\tau} = f(\tau)$ экстраполировались при расчете емкости, как линейные функции.

Основные сорбционные характеристики газопоглотителей: средняя объемная скорость сорбции $\frac{dQ_{\text{ср}}}{d\tau}$, средняя относительная скорость сорбции $S_{\text{ср}}$, емкость газопоглотителя Q представлены в таблицах.

На рис. 2 и 3 показаны зависимости скорости и емкости сорбции исследованных газов от температуры для составов № 3, № 4 и титана.

Сорбция H_2 . Температурный диапазон сорбции водорода для всех исследованных составов составляет 20—500°С. Кривая сорбции водорода имеет максимум, соответствующий определенной температуре для каждого состава. Наибольшей активностью по отношению к водороду обладает состав № 3, температура его максимальной сорбции 100°С. Для состава № 4 температура максимальной сорбции водорода составляет 150—200°С, для титана — 200—250°С (см. рис. 2, 3).

Выше этих температур термодинамическое равновесие системы металл—водород все более смещается в сторону диссоциации гидридов и при температуре 500—600°С сорбция водорода практически отсутствует (табл. 1).

При температуре максимальной сорбции 100°С емкость состава № 3 примерно в четыре раза превышает емкость титана при темпера-

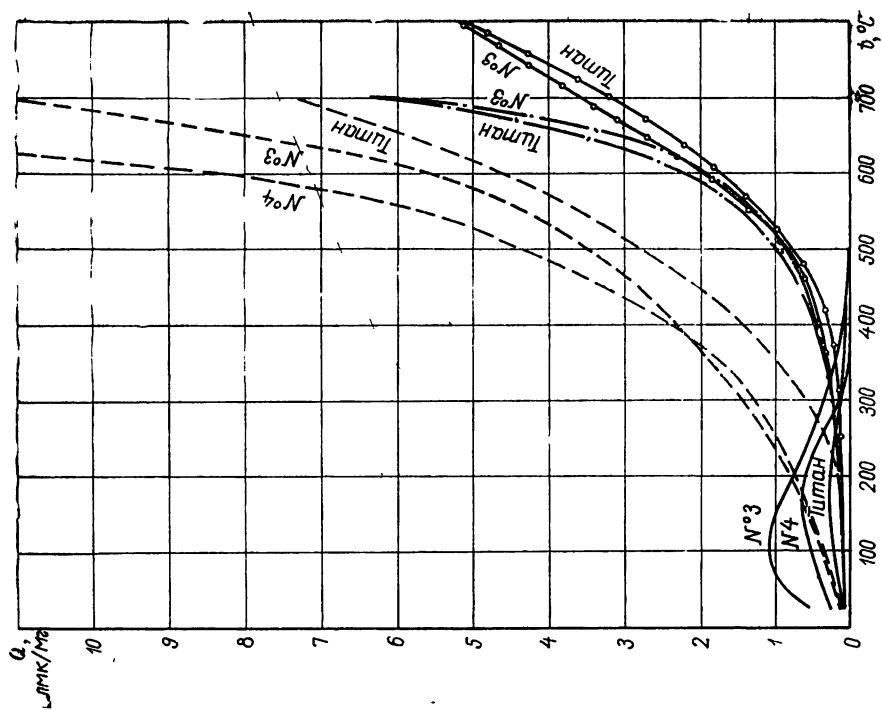


Рис. 3 Зависимость сорбционной емкости образцов по отношению к газам. Н₂ (—), О₂ (---), N₂ (-.-.-) и СО (-О-О-О).

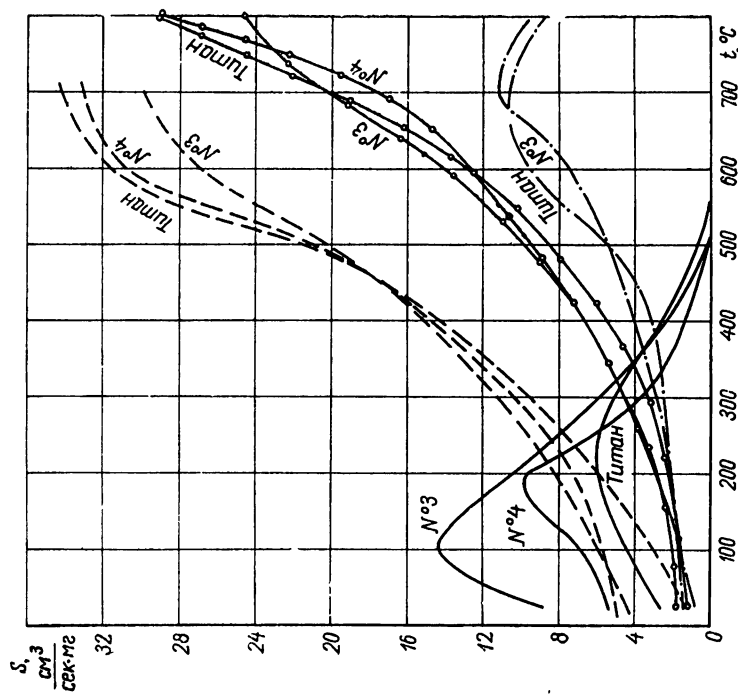


Рис. 2. Зависимость скорости сорбции газов. Н₂ (—), О₂ (---), N₂ (-.-.-) от температуры.

Сорбция H_2 газопоглотителями СПН

Характеристика	Единицы измерения	Состав образца	Температура сорбции, °C						
			20	100	200	300	400	500	600
$\frac{dQ_{cp}}{dt}$	$лмк/сек \cdot см^2$	Ti	$1,24 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$2,8 \cdot 10^{-3}$	$2,45 \cdot 10^{-3}$	$1,32 \cdot 10^{-3}$	$0,28 \cdot 10^{-3}$	0
		№ 3	$4,0 \cdot 10^{-3}$	$6,75 \cdot 10^{-3}$	$5,2 \cdot 10^{-3}$	$2,65 \cdot 10^{-3}$	$1,13 \cdot 10^{-3}$	0	—
	№ 4	$2,75 \cdot 10^{-3}$	$3,0 \cdot 10^{-3}$	$4,7 \cdot 10^{-3}$	$1,51 \cdot 10^{-3}$	$0,91 \cdot 10^{-3}$	0	—	
	$лмк/сек \cdot мг$	Ti	$1,32 \cdot 10^{-5}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$	$2,96 \cdot 10^{-5}$	$2,6 \cdot 10^{-5}$	$1,4 \cdot 10^{-5}$	$0,3 \cdot 10^{-5}$	0
№ 3		$4,4 \cdot 10^{-5}$	$7,2 \cdot 10^{-5}$	$5,5 \cdot 10^{-5}$	$2,8 \cdot 10^{-5}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$	0	—	
№ 4	$2,9 \cdot 10^{-5}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$	$4,96 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$0,96 \cdot 10^{-5}$	0	—		
S_{cp}	$см^3/сек \cdot см^2$	Ti	247	380	566	490	264	56	0
		№ 3	830	1 345	1 040	530	226	0	—
	№ 4	550	605	940	315	182	0	—	
	$см^3/сек \cdot мг$	Ti	2,6	4,03	6,0	5,2	2,8	0,6	0
№ 3		8,8	14,3	10,6	5,6	2,4	0	—	
№ 4	5,8	6,4	9,9	3,2	1,9	0	—		
Q	$лмк/см^2$	Ti	20,6	22,6	25,4	13,2	8,5	4,15	0,91*
		№ 3	50	106	66	16,5	5,9	2**	—
	№ 4	22,6	42,5	59,5	10	6,8	1,4**	—	
	$лмк/мг$	Ti	$220 \cdot 10^{-3}$	$240 \cdot 10^{-3}$	$270 \cdot 10^{-3}$	$140 \cdot 10^{-3}$	$90 \cdot 10^{-3}$	$44 \cdot 10^{-3}$	$9,6 \cdot 10^{-3}$
№ 3		$530 \cdot 10^{-3}$	$1130 \cdot 10^{-3}$	$700 \cdot 10^{-3}$	$175 \cdot 10^{-3}$	$63 \cdot 10^{-3}$	$21 \cdot 10^{-3}$	—	
№ 4	$240 \cdot 10^{-3}$	$450 \cdot 10^{-3}$	$630 \cdot 10^{-3}$	$105 \cdot 10^{-3}$	$73 \cdot 10^{-3}$	$15 \cdot 10^{-3}$	—		

* Насыщение наступало за 5 мин.

** Насыщение наступало за 10 мин.

туре его максимальной сорбции 200—250°С; при этих же условиях средняя скорость сорбции состава № 3 в 2,5 раза больше, чем титана.

При температурах выше 300°С происходит быстрое насыщение всех исследованных образцов водородом до равновесной концентрации, скорость сорбции при этом резко падает. При температуре 500°С насыщение происходит в течение примерно 10 мин. Если при комнатной температуре средняя скорость сорбции составляет 30—35% от начального значения, то при температуре 400°С она составляет уже примерно 15%.

Сорбция СО. Образцы составов № 3, № 4 и титана активно сорбируют СО во всем исследованном диапазоне температур (20—800°С). С повышением температуры от комнатной до 800°С емкость сорбции образцов увеличивается примерно в 100 раз (табл. 2). Средние скорости сорбции при повышении температуры от комнатной до 700°С возрастают примерно в 10 раз, а при повышении до 800°С — почти в 20 раз, т. е. наблюдается резкое возрастание сорбции при подъеме температуры от 700 до 800°С. При температурах до 600°С емкость сорбции СО составами № 3 и № 4 превышает емкость сорбции титана, а при температурах 700—800°С большей емкостью сорбции СО обладает титан. При температурах 600—800°С наблюдается резкое возрастание емкости образцов всех составов.

Сорбция О₂. Поглощение кислорода всеми исследованными составами начинается от 20°С и с увеличением температуры возрастает. При температурах выше 400°С наблюдается резкое возрастание сорбционных характеристик, что может быть связано с изменением механизма сорбции (табл. 3). При комнатной температуре процесс сорбции О₂ составами № 3 и № 4 начинается с высокой скоростью, которая быстро падает, так как за короткий промежуток времени наступает насыщение образца. Средняя скорость сорбции составов № 3 и № 4 при комнатной температуре составляет не более 20% от начальной скорости. При температуре 700°С кислород сорбируется с высокой скоростью, которая во времени падает незначительно: средняя скорость сорбции составляет 70—80% от начальной скорости, вследствие чего значительно увеличиваются время и концентрация насыщения образцов. При температурах до 400°С наиболее активен по отношению к кислороду состав № 3, выше 400°С — состав № 4. При температуре 700°С емкость титана составляет 40% от емкости состава № 4.

Сорбция N₂. Сорбция азота всеми исследованными составами происходит в интервале температур от комнатной до 800°С и растет с повышением температуры. При температурах от 500°С и выше наблюдалось резкое возрастание емкости газопоглотителей за счет малого снижения скорости сорбции и увеличения времени насыщения образцов. При температурах до 500°С большей сорбционной способностью по отношению к азоту обладает состав № 3, при температурах 600—700°С выше сорбционная способность у титана по сравнению с составами № 3 и № 4. При температуре 800°С наблюдалось незначительное изменение скоростей сорбции во времени для всех исследованных составов: в течение первых 5 мин скорость сорбции снижалась до значения, составляющего 90% от начального, а затем устанавливалась величина скорости, которая в течение 20 ч насыщения менялась незначительно, и кривая сорбции практически шла параллельно оси абсцисс. Вследствие этого емкость сорбции азота при температуре 800°С для всех составов рассчитывалась при условии $S_{\text{кон}} = 0,9S_{\text{нач}}$ за время насыщения образцов в течение 20 ч (табл. 4).

Сорбция СО газопоглопителями СПН

Характеристика	Единицы измерения	Состав образца	Температура сорбции, °С								
			20	100	200	300	400	500	600	700	800
dQ_{cp}	$лмк/сек \cdot см^2$	Тi	0,59·10 ⁻³	0,72·10 ⁻³	1,07·10 ⁻³	1,51·10 ⁻³	2,54·10 ⁻³	4,05·10 ⁻³	5,75·10 ⁻³	9,25·10 ⁻³	14,1·10 ⁻³
		№ 3	0,81·10 ⁻³	0,75·10 ⁻³	1,28·10 ⁻³	2,54·10 ⁻³	2,82·10 ⁻³	4,9·10 ⁻³	6,05·10 ⁻³	9,6·10 ⁻³	11,7·10 ⁻³
		№ 4	0,72·10 ⁻³	0,79·10 ⁻³	1,38·10 ⁻³	2,26·10 ⁻³	3,0·10 ⁻³	4,64·10 ⁻³	6,1·10 ⁻³	7,35·10 ⁻³	13,8·10 ⁻³
$d\tau$	$лмк/сек \cdot м2$	Тi	0,62·10 ⁻⁵	0,76·10 ⁻⁵	1,14·10 ⁻⁵	1,6·10 ⁻⁵	2,7·10 ⁻⁵	4,3·10 ⁻⁵	6,1·10 ⁻⁵	9,8·10 ⁻⁵	15,0·10 ⁻⁵
		№ 3	0,86·10 ⁻⁵	0,8·10 ⁻⁵	1,36·10 ⁻⁵	2,7·10 ⁻⁵	3,0·10 ⁻⁵	5,2·10 ⁻⁵	6,4·10 ⁻⁵	10,2·10 ⁻⁵	12,4·10 ⁻⁵
		№ 4	0,76·10 ⁻⁵	0,84·10 ⁻⁵	1,46·10 ⁻⁵	2,4·10 ⁻⁵	3,2·10 ⁻⁵	4,9·10 ⁻⁵	6,5·10 ⁻⁵	7,8·10 ⁻⁵	14,9·10 ⁻⁵
S_{cp}	$см^3/сек \cdot см^2$	Тi	117	141	215	302	510	810	1150	1850	2820
		№ 3	162	151	254	510	570	980	1210	1920	2340
		№ 4	141	158	273	450	604	928	1230	1470	2760
S_{cp}	$см^3/сек \cdot м2$	Тi	1,24	1,5	2,28	3,2	5,4	8,6	12,2	19,6	30
		№ 3	1,7	1,6	2,70	5,4	6,0	10,4	12,8	20,4	25
		№ 4	1,5	1,68	2,9	4,8	6,4	9,8	13,0	15,6	29,2
Q	$лмк/см^2$	Тi	4,0	5,0	7,5	15,5	32,6	58,1	179	290	490
		№ 3	5,2	5,1	9,0	31,5	37,2	69,4	246	248	481
		№ 4	4,5	5,2	8,9	24	37	64,9	264	210	462
Q	$лмк/м2$	Тi	43·10 ⁻³	53·10 ⁻³	80·10 ⁻³	164·10 ⁻³	347·10 ⁻³	616·10 ⁻³	1900·10 ⁻³	3060·10 ⁻³	5200·10 ⁻³
		№ 3	55·10 ⁻³	54·10 ⁻³	108·10 ⁻³	334·10 ⁻³	394·10 ⁻³	735·10 ⁻³	2600·10 ⁻³	2630·10 ⁻³	5100·10 ⁻³
		№ 4	48·10 ⁻³	55·10 ⁻³	94·10 ⁻³	254·10 ⁻³	391·10 ⁻³	688·10 ⁻³	2660·10 ⁻³	2230·10 ⁻³	4900·10 ⁻³

Сорбция O_2 газопоглопителями СПН

Характеристика	Единицы измерения	Состав	Температура сорбции, °С							
			20	100	200	300	400	500	600	700
dQ_{cp} $d\tau$	$л.мк/сек.см^2$	Ti	$0,47 \cdot 10^{-3}$	$1,56 \cdot 10^{-3}$	$2,64 \cdot 10^{-3}$	$5,1 \cdot 10^{-3}$	$5,9 \cdot 10^{-3}$	$9,7 \cdot 10^{-3}$	$15,1 \cdot 10^{-3}$	$16 \cdot 10^{-3}$
		№ 3	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$3,4 \cdot 10^{-3}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$	$5,4 \cdot 10^{-3}$	$7,0 \cdot 10^{-3}$	$9,2 \cdot 10^{-3}$	$12,7 \cdot 10^{-3}$	$14,4 \cdot 10^{-3}$
		№ 4	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$4,0 \cdot 10^{-3}$	$4,9 \cdot 10^{-3}$	$7,0 \cdot 10^{-3}$	$9,7 \cdot 10^{-3}$	$14,7 \cdot 10^{-3}$	$15,3 \cdot 10^{-3}$
	$л.мк/сек.мг$	Ti	$0,5 \cdot 10^{-5}$	$1,66 \cdot 10^{-5}$	$2,8 \cdot 10^{-5}$	$5,6 \cdot 10^{-5}$	$6,2 \cdot 10^{-5}$	$10,3 \cdot 10^{-5}$	$16 \cdot 10^{-5}$	$17 \cdot 10^{-5}$
		№ 3	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$3,6 \cdot 10^{-5}$	$4,2 \cdot 10^{-5}$	$5,8 \cdot 10^{-5}$	$7,4 \cdot 10^{-5}$	$9,8 \cdot 10^{-5}$	$13,5 \cdot 10^{-5}$	$14,9 \cdot 10^{-5}$
		№ 4	$2,1 \cdot 10^{-5}$	$3,3 \cdot 10^{-5}$	$4,25 \cdot 10^{-5}$	$5,0 \cdot 10^{-5}$	$7,4 \cdot 10^{-5}$	$10,3 \cdot 10^{-5}$	$15,6 \cdot 10^{-5}$	$16,3 \cdot 10^{-5}$
S_{cp}	$см^3/сек.см^2$	Ti	94	314	528	1 020	1 130	1 940	3 020	3 200
		№ 3	400	680	800	1 080	1 400	1 850	2 540	2 880
		№ 4	400	620	800	980	1 400	1 940	2 940	3 060
	$см^3/сек.мг$	Ti	1,0	3,3	5,6	11,2	12,4	20,6	32,0	34
		№ 3	4,2	7,2	8,4	11,6	14,8	19,6	27,0	29,8
		№ 4	4,2	6,6	8,5	10,0	14,8	20,6	31,2	32,6
Q	$л.мк/см^2$	Ti	5,3	15,5	20,5	71,5	92,5	288	430	685
		№ 3	10,5	53	87,5	156	181	355	450	1 060
		№ 4	11,5	42,5	66	126	218	415	758	1 650
	$л.мк/мг$	Ti	$56 \cdot 10^{-3}$	$165 \cdot 10^{-3}$	$218 \cdot 10^{-3}$	$790 \cdot 10^{-3}$	$980 \cdot 10^{-3}$	$3 050 \cdot 10^{-3}$	$4 550 \cdot 10^{-3}$	$7 250 \cdot 10^{-3}$
		№ 3	$112 \cdot 10^{-3}$	$563 \cdot 10^{-3}$	$930 \cdot 10^{-3}$	$1 700 \cdot 10^{-3}$	$1 920 \cdot 10^{-3}$	$3 760 \cdot 10^{-3}$	$4 760 \cdot 10^{-3}$	$1 1000 \cdot 10^{-3}$
		№ 4	$120 \cdot 10^{-3}$	$450 \cdot 10^{-3}$	$700 \cdot 10^{-3}$	$1 280 \cdot 10^{-3}$	$2 310 \cdot 10^{-3}$	$4 400 \cdot 10^{-3}$	$8 000 \cdot 10^{-3}$	$1 7700 \cdot 10^{-3}$

Сорбция N_2 газопоглотителями СПН

Характеристика	Единицы измерения	Состав	Температура сорбции, °C								
			20	100	200	300	400	500*	600	700	800
dQ_{cp}	$лмж/сек \cdot см^2$	Тi	0,28·10 ⁻³	0,75·10 ⁻³	0,94·10 ⁻³	1,2·10 ⁻³	1,43·10 ⁻³	2,34·10 ⁻³	4,6·10 ⁻³	5,1·10 ⁻³	4·10 ⁻³
		№ 3	0,66·10 ⁻³	0,77·10 ⁻³	0,94·10 ⁻³	1,13·10 ⁻³	2,26·10 ⁻³	2,68·10 ⁻³	2,73·10 ⁻³	5,28·10 ⁻³	4,5·10 ⁻³
		№ 4	0,57·10 ⁻³	0,61·10 ⁻³	0,75·10 ⁻³	0,94·10 ⁻³	1,6·10 ⁻³	2,0·10 ⁻³	3,3·10 ⁻³	4,4·10 ⁻³	4,6·10 ⁻³
$d\tau$	$лмж/сек \cdot мг$	Тi	0,3·10 ⁻⁵	0,8·10 ⁻⁵	1·10 ⁻⁵	1,3·10 ⁻⁵	1,52·10 ⁻⁵	2,48·10 ⁻⁵	4,9·10 ⁻⁵	5,4·10 ⁻⁵	4,3·10 ⁻⁵
		№ 3	0,7·10 ⁻⁵	0,82·10 ⁻⁵	1,0·10 ⁻⁵	1,2·10 ⁻⁵	2,4·10 ⁻⁵	2,84·10 ⁻⁵	2,9·10 ⁻⁵	5,6·10 ⁻⁵	4,8·10 ⁻⁵
		№ 4	0,6·10 ⁻⁵	0,65·10 ⁻⁵	0,8·10 ⁻⁵	1,0·10 ⁻⁵	1,7·10 ⁻⁵	2,1·10 ⁻⁵	3,5·10 ⁻⁵	4,7·10 ⁻⁵	4,9·10 ⁻⁵
S_{cp}	$см^3/сек \cdot см^2$	Тi	56	150	188	240	286	468	924	1020	810
		№ 3	132	154	188	226	452	536	546	1056	905
		№ 4	123	122	150	188	320	400	660	880	924
	$см^3/сек \cdot мг$	Тi	0,6	1,6	2,0	2,6	3,0	5,0	9,8	10,8	8,6
		№ 3	1,4	1,64	2,0	2,4	4,8	5,8	5,8	12	9,6
		№ 4	1,2	1,3	1,6	2,0	3,4	4,2	7,0	9,4	9,8
Q	$лмж/см^2$	Тi	2,9	7,1	8,6	24,5	35,6	94	210	594	292*
		№ 3	6,9	11,3	18,9	25,5	39,6	113	132	585	324*
		№ 4	4,8	7,5	7,5	19,8	32	98	130	443	330*
	$лмж/мг$	Тi	31·10 ⁻³	76·10 ⁻³	92·10 ⁻³	260·10 ⁻³	378·10 ⁻³	1 000·10 ⁻³	2 230·10 ⁻³	6 300·10 ⁻³	3 100·10 ⁻³ *
		№ 3	73·10 ⁻³	120·10 ⁻³	200·10 ⁻³	270·10 ⁻³	420·10 ⁻³	1 200·10 ⁻³	1 400·10 ⁻³	6 200·10 ⁻³	3 440·10 ⁻³ *
		№ 4	50·10 ⁻³	80·10 ⁻³	120·10 ⁻³	210·10 ⁻³	340·10 ⁻³	1 040·10 ⁻³	1 380·10 ⁻³	4 700·10 ⁻³	3 500·10 ⁻³ *

* Емкость рассчитана при условии $S_{кон}=90\%$, $S_{нач}$ (время насыщения газопоглотителя 20 ч)

На основании анализа полученных результатов можно сделать следующие выводы.

1. Температурный диапазон сорбции O_2 , CO и N_2 всеми исследованными составами составляет $20-800^\circ C$. С повышением температуры сорбция растет.

2. Для всех исследованных составов температурный диапазон сорбции H_2 лежит в области $20-500^\circ C$. Кривая сорбции водорода имеет максимум, соответствующий для каждого состава определенной температуре.

3. Из исследованных газов во всем диапазоне рабочих температур газопоглотителей с большей скоростью сорбируется кислород, с меньшей — азот.

4. Наибольшей активностью при низких температурах (от $20^\circ C$ до $400-500^\circ C$) по отношению ко всем исследованным газам обладает состав № 3, наименьшей — титан.

При температурах выше $400^\circ C$ наибольшей сорбционной способностью по отношению к кислороду обладает состав № 4.

Большой диапазон рабочих температур и высокая сорбционная способность нераспыляемых газопоглотителей СПН обеспечивают возможность их широкого применения в различных классах приборов с разными температурными режимами. Кроме того, газопоглотители на основе титана и циркония обладают свойством обратимости поглощения водорода, т. е. поглощенный при низких температурах водород при температурах выше $500^\circ C$ выделяется из газопоглотителя.

Вследствие этого нераспыляемые газопоглотители могут использоваться не только для сохранения в приборах давления по возможности более низким, но одновременно как средство создания в приборах определенной остаточной атмосферы, основанное на избирательном характере сорбции различных газов.

На основании полученных сорбционных характеристик газопоглотителей по отношению к водороду, кислороду, окиси углерода и азоту при выборе газопоглотителя для того или иного прибора в зависимости от требований, предъявляемых к его остаточной атмосфере, может быть выбран состав и рабочий режим газопоглотителя, обеспечивающие его наиболее эффективное использование.

ЛИТЕРАТУРА

1. Perdiyck H. J. K. Патент Голландии, kl. HO1j, No 93264, 30.03.1953.
2. Paolo della Porta. Патент США, 252-481.6, N 320.3901, 31.08.1965.
3. Hansen N. Nonevaporating getters with surface adsorption and pore diffusion. Nuovo Cimento. Suppl, 1963, vol. 1, No 2, pp. 627—640.
4. Kindl B. Investigations on the structure and gettering properties of zirconium—aluminium alloys. Nuovo Cimento. Suppl, 1963, vol. 1, No 2, pp. 646—662.
5. Nesteruk K., Marks J. A low-temperature flashless getter. Nuovo Cimento. Suppl, 1963, vol. 1, No 2, pp. 641—645.
6. Kindl B., Rabusin E. A large-surface nonevaporating getter.
7. Paolo della Porta. Патент Франции, kl. C22C HO1j, N 1293791, 9.04.1962.
8. Демина Т. И. Пористые прессованные титановые газопоглотители. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1960, вып. 12.
9. Иевлев А. П., Маликова И. П. Способ изготовления нераспыляемых газопоглотителей. Авторское свидетельство № 130120, заявлено 15 апреля 1959 г.

Статья поступила в редакцию 8 января 1970 г.,
после переработки — 10 июля 1970 г.

УДК 621.385 732 : 546 719'841

Н. М. Гнучев, И. Р. Каничева, Т. С. Кирсанова

ВЛИЯНИЕ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКИ НА ТЕРМОЭЛЕКТРОННУЮ ЭМИССИЮ СПЛАВА РЕНИЯ С ТОРИЕМ

Исследовано влияние бомбардировки ионами аргона на термоэмиссию активированного сплава $\text{Re}+6\% \text{ Th}$ при температурах катода от 1150 до 1700° К и плотностях ионного тока от 10^{-7} до 10^{-5} а/см^2 . Для каждой плотности ионного тока в некотором интервале температур работа выхода катода возрастает до установившегося значения. Начиная с определенной температуры, зависящей от плотности ионного тока, термоэмиссионные свойства катода остаются неизменными. Результаты удовлетворительно объясняются «пленочной» гипотезой.

В последнее время уделяется большое внимание исследованиям электронной эмиссии двойных металлических сплавов [1—3]. Это связано с тем, что некоторые сплавы с малым содержанием легкоплавкого активного компонента обладают сравнительно невысокими значениями работы выхода и удовлетворительным коэффициентом вторичной электронной эмиссии.

С целью дальнейшего расширения представлений о свойствах веществ этого класса необходимо изучить устойчивость их электронной эмиссии к действию ионной бомбардировки.

Методики исследования работы выхода и ионной бомбардировки заимствованы нами из работ [2, 4].

Исследование влияния ионной бомбардировки на катод сводилось к следующему: определялось исходное значение работы выхода катода при данной температуре; после напуска аргона и зажигания разряда в источнике для создания ионного пучка включалось высокое напряжение и в течение нескольких минут производилась ионная бомбардировка катода токами определенной плотности. После каждого этапа бомбардировки газ из прибора откачивался и определялась работа выхода катода. Разница между величинами работы выхода до и после бомбардировки характеризовала степень воздействия ионного пучка на катод.

Катоды активировались прогревом при температуре 1750—1800° К в течение 3—4 ч и затем при 1900° К в течение 10 мин. Затем была снята зависимость, представленная пунктиром на рис. 1. Эта зависимость имеет монотонный характер, с ростом температуры катода работа выхода увеличивается,

Бомбардировка образцов ионами различных энергий показала, что изменение энергии ионов в диапазоне 0,4—1,0 кэВ заметно влияет на величину изменения работы выхода $\Delta\phi$. Дальнейшее возрастание энергии ионов (до 5 кэВ) не приводило к существенным изменениям $\Delta\phi$. Бомбардировка катода в дальнейшем производилась ионами с энергией только 2 кэВ.

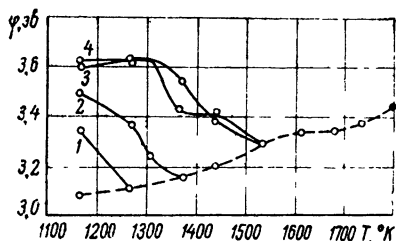


Рис. 1. Зависимость работы выхода ϕ сплава Re+6% Th от температуры T при отсутствии ионной бомбардировки (—), при ионной бомбардировке (—) с плотностью тока $J_1 = 1,5 \cdot 10^{-7}$ (1), $2,5 \cdot 10^{-6}$ (2), $7 \cdot 10^{-6}$ (3), $1 \cdot 10^{-5}$ а/см² (4).

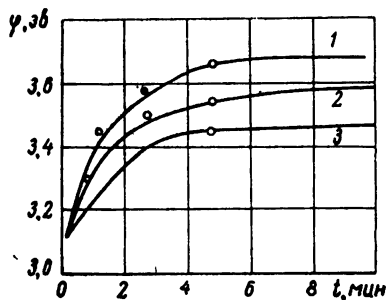


Рис. 2. Зависимость работы выхода ϕ сплава Re+6% Th от времени t ионной бомбардировки при $T = 1160^\circ\text{K}$, $U_1 = 2$ кВ, $J_1 = 1 \cdot 10^{-5}$ (1); $7 \cdot 10^{-6}$ (2); $2,5 \cdot 10^{-7}$ а/см² (3).

T, °K	Значения $\Delta\phi_m$ (эВ) при плотности ионного тока, а/см²			
	10^{-5}	$7 \cdot 10^{-6}$	$2,6 \cdot 10^{-6}$	$2,6 \cdot 10^{-7}$
1 160	0,57	0,55	0,42	0,22
1 260	0,55	0,5	0,28	0
1 360	0,23	0,35	0	0
1 430	0,18	0,20	0	0

На рис. 2 представлена зависимость работы выхода ϕ образца сплава от времени ионной бомбардировки t при температуре 1160°K и трех значениях плотности ионного тока: 10^{-5} ; $7 \cdot 10^{-6}$ и $2,5 \cdot 10^{-7}$ а/см². Основные изменения тока термоэмиссии катода происходят в течение первых 5—10 мин ионной бомбардировки. Дальнейшее увеличение времени бомбардировки практически не изменяет работу выхода катода.

После прекращения бомбардировки термоэмиссионные свойства сплава постепенно восстанавливались. Зависимость времени восстановления от температуры образца значительна; так, после бомбардировки ионами с плотностью тока $7 \cdot 10^{-6}$ а/см² при 1430°K для получения исходного значения работы выхода потребовалось 20 мин, а при 1160°K — 1,5—2 ч.

Воздействие ионной бомбардировки на термоэмиссию сплава Re+6% Th при различных температурах и плотностях ионного тока удобно представить в виде следующей таблицы, в которой приведены наибольшие изменения работы выхода образцов $\Delta\phi_m$ при бомбардировке ионами. Энергия бомбардирующих частиц 2 кэВ.

Из таблицы видно, что при всех плотностях ионного тока отравление катода уменьшается с ростом температуры. Возрастание плотности ионного тока приводит к увеличению $\Delta\phi_m$.

Полученные в работе данные о влиянии ионной бомбардировки на термоэмиссионные свойства сплава Re+6% Th при нескольких значе-

ниях плотности ионного тока и при различных температурах приведены на рис. 1. Как видно из этого рисунка, начиная с некоторой температуры, возрастающей при увеличении плотности ионного тока, термоэмиссионные свойства катода при бомбардировке перестают изменяться.

На рис. 3 в координатах плотность ионного тока — температура катода построена кривая, каждая точка которой определяет температуру, выше которой при ионной бомбардировке током соответствующей плотности отравления катода не происходит.

По гипотезе авторов работы [1] сравнительно низкие значения работы выхода сплава Re—Th обусловлены наличием монокристаллической пленки тория на его поверхности. При бомбардировке катода ионным пучком часть покрытия сбивается, что приводит к отравлению катода, т. е. к увеличению работы выхода. Величина отравления катода определяется его температурой и плотностью ионного тока. Если считать, что в катоде в основном протекают два процесса: диффузия атомов тория на поверхность сплава и разрушение поверхностного активного слоя, то отравление катода при ионной бомбардировке можно объяснить следующим образом. Ионный пучок, падая на поверхность сплава, удаляет некоторую часть атомов тория из монослоя. Разрушение активного слоя будет происходить до тех пор, пока не установится равновесие между процессами диффузии тория и разрушения активного слоя. Этому состоянию катода соответствует новое, более высокое значение работы выхода.

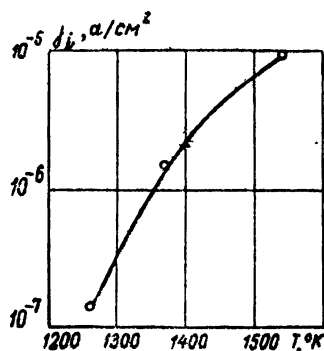


Рис. 3. Рабочая характеристика катода из сплава Re + 6% Th в условиях ионной бомбардировки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дюбуа Б. Ч., Ермолаев Л. А., Култашев О. К. Эмиссионные свойства сплавов Pt—Th, Ir—Th, Os—Th, Re—Th. «Радиотехника и электроника», 1966, т. 11, № 6, стр. 1149.
2. Бадаева Т. А., Дашевская Л. И., Култашев О. К., Рожков С. Е. Работа выхода сплавов рения с ураном, торием, иттрием. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 8, стр. 135.
3. Мацкевич Т. Л. Термоэмиссионные свойства металлических сплавов. ЖТФ. 1968, т. 38, № 3, стр. 401.
4. Аброян И. А. Влияние ионной бомбардировки на эмиссию оксидного катода. Научно-техн. информ. бюллетень ЛПИ им. М. И. Калинина, 1960, № 3, стр. 33.

Статья поступила в редакцию 15 июля 1970 г.

В. Н. Алферов, М. Б. Владимирцев, А. М. Вишневская,
В. И. Котов, Б. В. Просин, Г. П. Щелкунов, И. Р. Ямпольский

О ФАЗОВОЙ СТАБИЛЬНОСТИ МОЩНОГО КЛИСТРОНА

Для некоторых применений клистрона, например в электронных линейных ускорителях, сепараторах заряженных частиц, большое значение имеет фазовая стабильность работы прибора.

Исследование фазовых характеристик проводилось на клистронах КИУ-12АМ. Зависимости фазы сигнала от напряжения накала, мощности возбуждения, температуры воды, охлаждающей клистрон, и частоты сигнала близки к линейным. Коэффициенты пропорциональности этих зависимостей приведены в таблице.

Параметр и диапазон его изменения		Коэффициент пропорциональности
Напряжение накала, <i>в</i>	0,75—1,05 от паспортного значения	+0,3 град/%
Мощность возбуждения, <i>квт</i>	1—10	+0,1 град/%
Температура клистрона, °С	8—38	+0,3 град/1°С
Частота сигнала, <i>Мгц</i>	±5 от номинального значения	+0,16 град/10 <i>кгц</i> (или 44 <i>нсек</i>)

Влияние напряжения накала носит инерционный характер, постоянная времени установления температуры катода около 15 *мин*. Магнитное поле подогревателя не оказывает влияния на фазу. Это подтверждается отсутствием корреляции между фазой ВЧ сигнала клистрона и напряжением накала (фазовый сдвиг остается неизменным при кратковременном отключении напряжения накала).

На рис. 1 приведены зависимости фазового сдвига $\Delta\varphi$ для нескольких клистронов от тока фокусирующей катушки I_ϕ . При значении тока $I_\phi = 18$ *а* (номинальный режим) кривые имеют пологий максимум, так что изменение фазы с изменением тока фокусировки невелико: для обеспечения стабильности фазы лучше одного градуса колебания тока не должны превышать 2,5%.

Изменения фазовой длины клистрона $\Delta\varphi$ и фазы выходного сигнала клистрона на процент изменения анодного напряжения $\frac{d\varphi}{dV} \frac{V}{V}$ в зависимо-

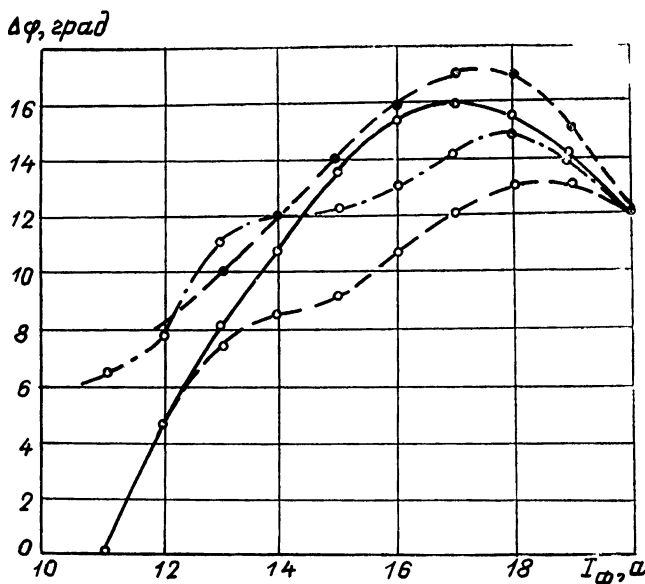


Рис. 1. Зависимость фазового сдвига от тока фокусирующей катушки для нескольких клистронов.

сти от анодного напряжения V представлены на рис. 2. Приведенные на этом же рисунке кривые 1 и 2 рассчитаны с помощью формул [1]:

$$\varphi = \frac{2\pi l}{\lambda} \left(1 + \frac{eV}{m_0 c^2} \right) \times \left[\left(1 + \frac{eV}{m_0 c^2} \right)^2 - 1 \right]^{-1/2},$$

$$\frac{d\varphi}{\left(\frac{dV}{V} \right)} = -2\pi \frac{l}{\lambda} \frac{eV}{m_0 c^2} \times \left[\left(1 + \frac{eV}{m_0 c^2} \right)^2 - 1 \right]^{-3/2},$$

где λ — длина волны в свободном пространстве (10,72 см),
 $m_0 c^2$ — энергия покоя электрона (511 кэв),
 l — расстояние от первого до последнего резонатора (31,8 см).

Расхождения расчетной кривой 2 и соответствующей ей экспериментальной не более 7%.

Колебания фазы на вершине импульса в пределах 6 мксек состав-

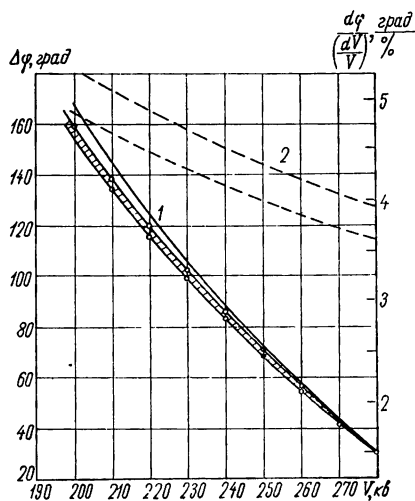


Рис. 2 Зависимость фаз выходного сигнала клистрона от анодного напряжения

— изменение фазовой длины клистрона $\Delta\varphi$ (заштрихована область зависимостей для нескольких клистронов), — — — изменение фазы на процент изменения анодного напряжения $\frac{\Delta\varphi}{\frac{dV}{V}}$, кривые 1, 2 рассчитаны по

формулам работы [1] Фазовая длина клистрона при длине волны 10,72 см и $V=280$ кэв равна 1380° .

ляют $0,5—0,8^\circ$ (рис. 3) и определяются качеством формирующей линии модулятора клистрона. При наличии «трубных» паразитных колебаний [2], вызывающих искажение огибающей выходного сигнала (рис. 4), наблюдается резкий фазовый скачок около 50° . Введение поглощающих колец в трубки дрейфа между первым и вторым, а также вторым и третьим резонаторами позволило ослабить «трубные» колебания и повысить выходную мощность неискаженного сигнала при длительности импульса 10 мксек.

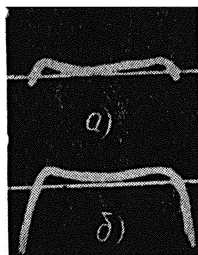


Рис 3,а — осциллограмма внутриимпульсного фазового сдвига сигнала в клистроне, б — та же осциллограмма, но сдвинутая для создания масштаба на 5° . Длительность импульса 6 мксек.

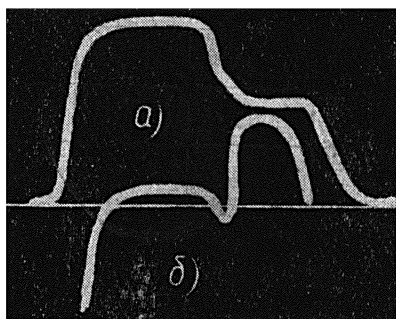


Рис 4. Совмещенные осциллограммы огибающей выходного сигнала (а) и внутриимпульсного фазового сдвига (б) при наличии «трубных» паразитных колебаний

Наличие диодных колебаний [2] не оказывает непосредственного влияния на амплитуду и фазу выходного сигнала. Однако колебания этого типа искажают импульс модулятора, что вызывает соответствующие фазовые и амплитудные нестабильности выходного сигнала, величина которых не превышает 3° по фазе и 3% по мощности. Следует отметить, что в номинальном режиме работы клистрона этот тип колебаний отсутствует [2].

Измерения указанных выше характеристик проводились на стенде, блок-схема которого приведена на рис. 5. Модулятор 1 клистрона 4 обеспечивал стабильность питающего высоковольтного импульса не хуже $\pm 0,1\%$ в течение импульса и от импульса к импульсу. Измерение его амплитуды проводилось компенсационным методом с помощью емкостного делителя 3 и высокочувствительного осциллографа 5 типа С1-51, не имеющего усилителя вертикального отклонения. Компенсирующее напряжение от источника 14 измерялось цифровым вольтметром 13. Вершина импульса наблюдалась на экране осциллографа с разрешающей способностью не хуже $0,1\%$ при чувствительности осциллографа лучше 100 мВ/мм и амплитуде импульса 100 в. Калибровка делителя 3 проводилась при пониженном напряжении питающего с помощью предварительно выверенного на постоянном токе широкополосного омического делителя.

Возбудитель клистрона 16, имеющий на выходе усилительный каскад на лампе бегущей волны, обеспечивал стабильность частоты сиг-

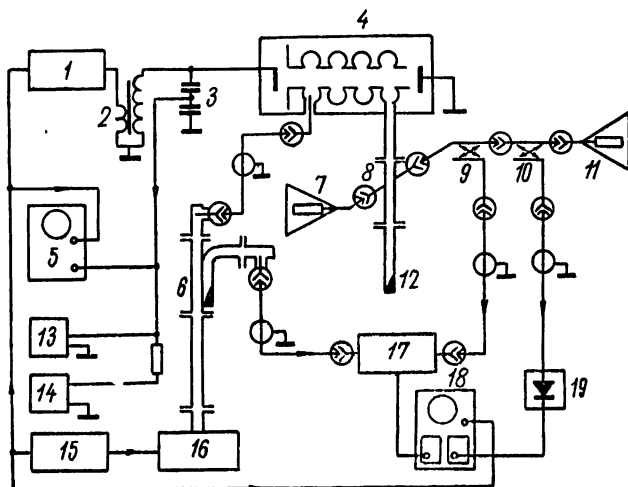


Рис. 5 Блок-схема измерения.

1 — модулятор клистрона, 2 — импульсный трансформатор, 3 — измерительный делитель напряжения, 4 — клистрон КИУ-12АМ, 5 — осциллограф С1-51, 6, 8, 9, 10 — направленные ответвители, 7, 11, 12 — нагрузки, 13 — цифровой вольтметр, 14 — источник опорного напряжения ВСП-200, 15 — синхронизатор, 16 — возбудитель клистрона, 17 — фазометр, 18 — осциллограф С1-47, 19 — детекторная головка

нала не хуже $\pm 1 \cdot 10^{-6}$ в полосе анализа флюктуаций 0—2 Мгц. С направленных ответвителей 6, 8 сигналы поступали на фазометр 17, который имел разрешающую способность не хуже $0,3^\circ$ и позволял измерять изменение разности фаз с точностью около 1° при изменении амплитуды сигнала на его входах на 15 дБ. Ответвитель 8 волноводно-коаксиальный, типа Бёте, имел переходное ослабление 43 дБ и направленность не хуже 30 дБ. Для дополнительного ослабления сигнала перед подачей его на фазометр 17 и детекторную головку 19 использовались стандартные направленные ответвители 9 и 10 типа Э5-24. Клистрон работал на водяную нагрузку с КСВН в рабочей полосе не хуже 1,1 [2], а коаксиальный тракт согласовывался эталонными нагрузками 7 и 11 типа Э9-13/2. Синхронизация всей системы осуществлялась от блока запуска 15 с частотой посылок 1—5 гц, при этом была предусмотрена возможность осуществления «привязки» запуска к фазе питающего напряжения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chodorow M., Ginston E. L., Hansen W. W., Kyhl R. L., Neal R. B., Panofsky W. K. H. and Staff. Stanford high-energy linear electron accelerator (mark III). The Rev. of scientific Instruments, 1955, vol. 26, No 2, pp. 134—203.

2. Алферов В. Н., Вишневская А. М., Владимирцев М. Б., Зеленин В. Е., Котов В. И., Просин Б. В., Щелкунов Г. П., Ямпольский И. Р. Исследование паразитных колебаний в клистроне КИУ-12, возникающих при увеличении длительности модулирующего импульса. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 6, стр. 37—43.

Поступило в редакцию 12 мая 1970 г.

УДК 678 742.2 . 621.3 017

М. Ф. Воскобойник, И. В. Соколов

СВЧ НАГРЕВ БЛОКОВ ИЗ ПОРОШКА ВЫСОКОМОЛЕКУЛЯРНОГО ПОЛИЭТИЛЕНА

В народном хозяйстве СВЧ нагрев широко применяется в процессах, которые связаны с обработкой диэлектрических материалов, имеющих большие потери в СВЧ диапазоне (приготовление пищи, сушка древесины, бумаги, пленок и т. д.). Для выделения тепла в толще диэлектрика в этих случаях требуются сравнительно небольшие напряженности электрического поля.

Нами проведены эксперименты по нагреву диэлектриков, имеющих малые потери в СВЧ диапазоне. Нагреву подвергались сформованные из порошка высокомолекулярного полиэтилена [1] блоки диаметром 120 мм и длиной 180—200 мм. Нагрев таких блоков в горячей прессформе занимает 3—4 ч, так как теплопроводность полиэтилена очень мала.

Трудность СВЧ нагрева таких блоков состоит в том, что полиэтилен является хорошим диэлектриком и имеет очень малые СВЧ потери. Произведение $\epsilon' \operatorname{tg} \delta$, определяющее потери, составляет на волне 10 см величину порядка $6 \cdot 10^{-4}$. Удельная мощность потерь в диэлектрике определяется по формуле [2]:

$$p = \frac{1}{2} \epsilon' \operatorname{tg} \delta f |E|^2 \quad \text{вт/м}^3$$

где f — частота, Гц,

E — напряженность электрического поля в диэлектрике, в/см.

Если пренебречь потерями тепла при СВЧ нагреве, то скорость нагрева блока можно определить по формуле:

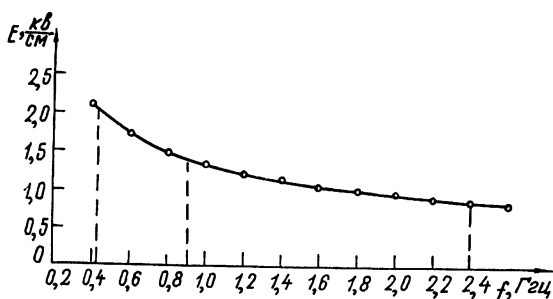
$$\frac{dT}{dt} = 4 \cdot 10^{-12} \frac{\epsilon' \operatorname{tg} \delta}{cm} f |E|^2 \quad \text{град/мин},$$

где c — удельная теплоемкость, кал/г · град,

m — плотность, г/см³.

Из-за плохой теплопроводности полиэтилена отвод тепла из объема блока пренебрежимо мал и поэтому распределение температуры в блоке повторяет распределение квадрата напряженности электрического поля.

На рисунке приведена зависимость $E = F(f)$ при скорости нагрева 10 град/мин (обеспечивающей нагрев блока до 200°С за 20 мин) в предположении, что потери не зависят от частоты и температуры. Из



Зависимость напряженности электрического поля в полиэтилене от частоты. Скорость нагрева 10 град/мин. Пунктиром выделены частоты, близкие к отведенным для использования в промышленности

рисунка видно, что необходимая напряженность поля при использовании отведенных для промышленного нагрева участков частотного диапазона (~ 433 , ~ 915 и ~ 2400 МГц) составляет соответственно 2; 1,4 и 0,86 кВ/см. Получить такие поля в больших объемах при умеренных значениях мощности СВЧ генератора можно лишь в резонансных устройствах. В таких устройствах распределение напряженности электрического поля существенно неравномерно и имеет периодичность порядка $\frac{\lambda}{2}$. Поэтому в рассматриваемом случае следует применять наинизшую из разрешенных частот.

Экспериментальная установка для СВЧ нагрева состояла из магнетронного генератора с выходной мощностью 5 кВт и резонансного нагревательного устройства, в которое помещались полиэтиленовые блоки. Между магнетроном и нагревательным устройством включались фазовращатель и коаксиальный тройник, стабилизирующие работу магнетрона на резонансную нагрузку. При мощности СВЧ генератора 2—3 кВт и настройке системы в резонанс происходил интенсивный разогрев полиэтиленовых блоков. В течение 20—30 мин температура блока достигала 160—190°С при достаточно хорошей однородности нагрева по объему блока. В некоторых случаях происходили пробой, причиной которых могли быть посторонние примеси в блоке либо трещины в нем.

Эксперименты показали возможность создания эффективных устройств для равномерного нагрева крупногабаритных блоков диэлектриков с очень малыми потерями на СВЧ и плохой теплопроводностью.

Авторы признательны Г. Ф. Рачинскому за подготовку блоков полиэтилена и выражают благодарность А. Н. Пономареву и Э. А. Гельвицу за постановку работы и постоянное внимание к ней.

ЛИТЕРАТУРА

1. Архангельский Б. А. Пластические массы. Справочное пособие, Судпромгиз, 1961
2. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны, М., Советское радио, 1957.

Поступило в редакцию 6 июля 1970 г.

ФОРМИРОВАНИЕ ПОЛОГО ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ВРАЩАЮЩЕГОСЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА ПЕРИОДИЧЕСКИМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИМ ПОЛЕМ БИСПИРАЛИ

Впервые задача формирования вращающегося сплошного электронного потока периодическим электростатическим полем биспиралью в параксиальном приближении рассмотрена в работе [1]. Достоинства данной системы, как более жесткой, по сравнению с другими фокусирующими системами, оценены в [1, 2].

В настоящей работе рассматривается формирование полого вращающегося потока периодическим электростатическим полем биспиралью (рис. 1) в параксиальном приближении.

В целях упрощения решения задачи предполагается, что электронный пучок является ламинарным, плотность тока в пучке постоянна в любом его сечении и зависит только от координаты z , внутренняя граница пучка считается постоянной. Предполагается также, что пространственный заряд слабо влияет на распределение потенциала в канале системы, поэтому при выводе уравнения движения электронов

Рис 1 Схематическое изображение формирующей системы

δ — диаметр проволоки спирали, p — шаг спирали, a — радиус спирали, b_1 — внутренний радиус пучка, b_2 — наружный радиус пучка, $U_{сп1}$ и $U_{сп2}$ — потенциалы спиралей, U_0 — средний потенциал биспиральи, U_f — фокусирующий потенциал

можно воспользоваться распределением потенциала без учета пространственного заряда, а затем ввести в них силу расталкивания пространственного заряда [3].

Поле внутри биспиральи приближенно определяется из уравнения Лапласа [4, 5]. Ограничиваясь только первым членом ряда, ввиду малости остальных, можно написать:

$$U = U_0 + \frac{A}{\eta} I_1 \left(\frac{2\pi}{p} r \right) \cos \left(\frac{2\pi}{p} z - \varphi \right), \quad (1)$$

где A — параметр фокусировки;

$$A = \frac{8}{\pi^2} \frac{\sin \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{2\delta}{p} \right)}{1 - \frac{2\delta}{p}} \frac{\eta}{I_1 \left(\frac{2\pi}{p} a \right)} \frac{U_{сп2} - U_{сп1}}{2},$$

I_1 — модифицированная функция Бесселя.

Радиальная составляющая напряженности электростатического поля, создаваемого пространственным зарядом пучка, определяется по теореме Остроградского—Гаусса:

$$\frac{\partial U_e}{\partial r} = \frac{D}{\eta r (r^2 - b_1^2)} \int_{b_1}^r \frac{\xi d\xi}{\left[1 + \frac{A}{\eta U_0} I_1\left(\frac{2\pi}{p} \xi\right) \cos\left(\frac{2\pi}{p} z - \varphi\right)\right]^{1/2}}, \quad (2)$$

где $D = \frac{\sqrt{\eta} I_0}{\sqrt{2\pi \epsilon_0 U_0^{1/2}}}$ — параметр пространственного заряда,

I_0 — сила тока электронного пучка,

$U_0 = \frac{U_{\text{сн1}} + U_{\text{сн2}}}{2}$ — средний потенциал биспирали,

η — отношение заряда электрона к его массе.

Уравнение движения граничного электрона в проекциях на оси цилиндрической системы координат с учетом выражений (1) и (2) можно записать в виде:

$$\ddot{r} - r\dot{\varphi}^2 = A I_1' \left(\frac{2\pi}{p} r \right) \cos \left(\frac{2\pi}{p} z - \varphi \right) + \frac{D}{r(r^2 - b_1^2)} \times \\ \times \int_{b_1}^r \frac{\xi d\xi}{\left[1 + \frac{A}{\eta U_0} I_1\left(\frac{2\pi}{p} \xi\right) \cos\left(\frac{2\pi}{p} z - \varphi\right)\right]^{1/2}}, \quad (3)$$

$$r\ddot{\varphi} + 2\dot{\varphi}\dot{r} = \frac{A}{r} I_1 \left(\frac{2\pi}{p} r \right) \sin \left(\frac{2\pi}{p} z - \varphi \right), \quad (4)$$

$$\ddot{z} = - \frac{2\pi}{p} A I_1 \left(\frac{2\pi}{p} r \right) \sin \left(\frac{2\pi}{p} z - \varphi \right). \quad (5)$$

Точки означают производные по времени, штрихи — производные по r .

Система уравнений (3)—(5) не имеет решений в виде аналитических функций и была решена с помощью ЭВМ численно для ряда значений электрических параметров данной системы при различных начальных условиях ввода пучка в область фокусировки. Величина относительно радиуса формирующей системы $\frac{2\pi}{p} a$ была выбрана равной 10,2, относительная длина $Z = \frac{2\pi}{p} l = 240$.

Величина начальной угловой скорости, согласно теореме Буша [6], определяется значением осевого магнитного поля на катоде B_k , созда-

ваемого короткой экранированной катушкой, и отношением радиуса катода к радиусу влета граничного электрона $\left(\frac{r_k}{r_0}\right)$:

$$\dot{\varphi} = -\frac{\eta B_k}{2} \left(\frac{r_k}{r_0}\right)^2. \quad (6)$$

На основе численного решения построены траектории граничных электронов в безразмерных координатах $R = \frac{2\pi}{p} r$ и $Z = \frac{2\pi}{p} z$. На рис. 2 представлены траектории граничных электронов при различных условиях фокусировки и параллельном влете электронов ($R'_0 = \operatorname{tg} \alpha = 0$). Из анализа кривых (рис. 2, а) видно, что оптимальная фокусировка

(кривая 2) имеет место при радиусе влета $R_0 = 8,6$ и значении параметра фокусировки $A = 7 \times 10^{16}$. Пульсации границы пучка при этом составляют всего 2—3% от равновесного радиуса. При увеличении или уменьшении величины A на 14—24% от оптимального значения пульсации границы возрастают лишь на 5%.

Качество фокусировки в значительной степени зависит от величины B_k (рис. 2, б). Высокое токопрохождение (кривая 2) достигается при значении $B_k = 0,01$ тл. С изменением B_k на $\pm 50\%$ амплитуда пульсаций растет, но составляет всего 5—7% для оптимального значения $R_0 = 8,6$ (кривые 1, 3). С ростом магнитного поля увеличивается частота пульсаций.

Из анализа рис. 2, в следует, что токопрохождение сравнительно не критично к изменению параметра пространственного заряда D , величина которого может меняться на полпорядка (кривые 1, 3). Это со-

Рис. 2. Траектории граничных электронов при различных условиях фокусировки ($R_0 = 8,6$, $R'_0 = 0$).

а — при значениях параметра фокусировки A . $5,8 \cdot 10^{16}$ (кривая 1), $7 \cdot 10^{16}$ (кривая 2), $8 \cdot 10^{16}$ (кривая 3), $D = 2,1 \cdot 10^{18}$, $B_k = 0,01$ тл. б — при значениях магнитного поля на катоде B_k . 0,006 (кривая 1), 0,01 (кривая 2) и 0,016 тл (кривая 3); $A = 8 \cdot 10^{16}$, $D = 4,4 \cdot 10^{18}$; в — при значениях параметра пространственного заряда D . $2,1 \cdot 10^{18}$ (кривая 1), $6,2 \cdot 10^{18}$ (кривая 2) и $10,5 \cdot 10^{18}$ (кривая 3), $A = 7 \cdot 10^{16}$, $B_k = 0,016$ тл.

ответствует выводам работы [1]. С ростом D величина равновесного радиуса возрастает.

Форма пучка в значительной степени определяется начальными условиями ввода пучка в систему — начальным радиусом R_0 и тангенсом угла влета $\operatorname{tg} \alpha = R'_0$ (рис. 3). Равновесное положение внешней границы пучка возможно только при определенной величине R_0 и углах на-

клона, не превышающих 3° ($R'_0 = 0,05$). При $R'_0 = \pm 0,05$ наступает перефокусировка (кривая 5) или расфокусировка пучка (кривая 4).

Проведенное исследование показало, что данная система позволяет получить хорошо сформированный поток с пульсациями границы потока, равными 2—5% от равновесного радиуса. Результаты анализа позволяют оценить достоинства данной системы, а также выбрать оптимальные значения электрических и магнитных параметров, начальные условия ввода пучка в систему.

Решение уравнений движения граничного электрона в параметрическом виде позволяет не ограничиваться малыми значениями U_f по сравнению с U_0 , учесть влияние асимметрии поля биспирали на параметры пучка и избежать громоздких преобразований, что имеет место при решении уравнения траектории граничного электрона [3].

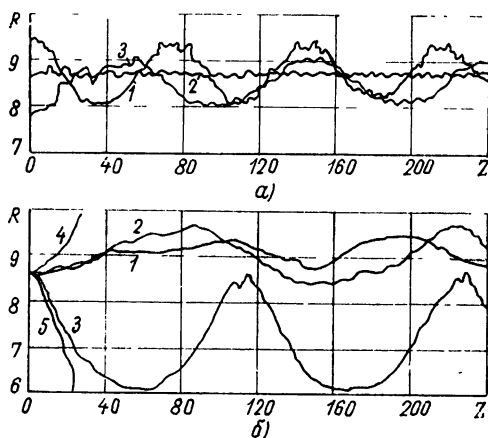


Рис. 3. Траектории граничных электронов при различных условиях ввода пучка в систему: а — при значениях начального радиуса R_0 : 7,9 (кривая 1), 8,6 (кривая 2) и 9,25 (кривая 3), $D = 4,4 \cdot 10^{18}$; $A = 8 \cdot 10^{16}$, $B_K = 0,01$ тл, $R'_0 = 0$; б — при значениях угла влета α кривая 1 — $\alpha = 2^\circ$ ($R'_0 = 0,035$), кривая 2 — $\alpha = 2^\circ 40'$ ($R'_0 = 0,047$), кривая 3 — $\alpha = -2^\circ 40'$ ($R'_0 = 0,047$), кривая 4 — $\alpha = -3^\circ 50'$ ($R'_0 = 0,067$), кривая 5 — $\alpha = -3^\circ 50'$ ($R'_0 = 0,067$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Chang K. K. N. Confined electron flow in periodic electrostatic field of very short periods. Proc. IRE, 1957, vol. 45, No 1, pp. 66—73.
2. Игнатенко В. П. Принципы формирования и фокусировки интенсивных пучков заряженных частиц. Успехи физических наук, 1961, т. 73, вып. 2, стр. 243—276.
3. Алексеев А. М. Формирование ленточных электронных потоков периодическими электростатическими полями. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1962, вып. 12, стр. 3—22.
4. Игрицкий А. Л. Расчет периодических электростатических полей, создаваемых бифилярными спиралями в лампах бегущей волны. «Радиотехника и электроника», 1961, т. 6, № 4, стр. 613—622.
5. Tien P. K. Focusing of a long cylindrical electron stream by means of periodic electrostatic fields. J. Appl. Phys., 1954, vol. 25, No 10, pp. 1281—1288.
6. Алямовский П. В. Электронные пучки и электронные пушки, М., «Советское радио», 1966.

Поступило в редакцию 15 июня 1970 г.

УДК 621 385 01

В. Н. Иванов, В. А. Следков

МНОГОПРОВОДНАЯ ЛИНИЯ С КРУГЛЫМИ ПРОВОДНИКАМИ, РАСПОЛОЖЕННЫМИ ПО ОКРУЖНОСТИ

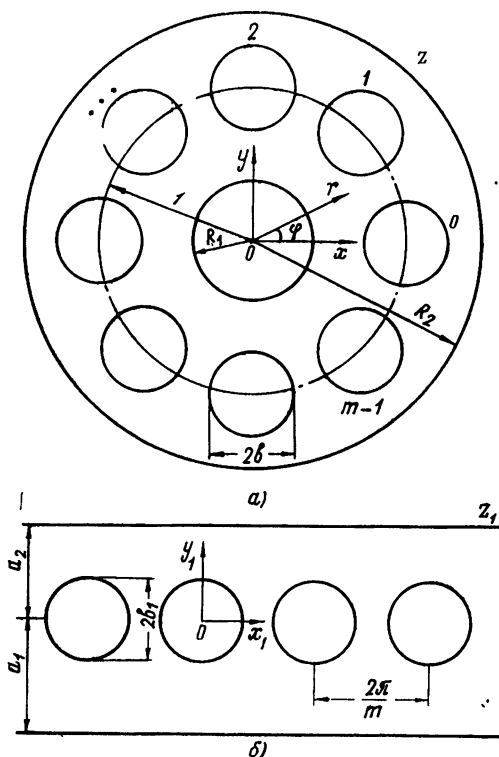
В приборах магнетронного типа часто используются штыревые замедляющие системы, свернутые в кольцо [1, 2]. Для расчета этих замедляющих систем методом многопроводных линий [3] не-

обходимо знать параметры многопроводной линии с проводниками, расположенными периодически по окружности. Ниже показано, что расчет параметров такой линии с круглыми проводниками той же формы, расположенными периодически вдоль прямой (см. рисунок). Свойства этой линии хорошо исследованы в [4, 5], имеются графики и таблицы ее параметров [3, 6].

Поле волны типа ТЕМ можно описать с помощью потенциала U , удовлетворяющего уравнению Лапласа. Для вычисления U достаточно найти функцию, конформно отображающую поперечное сечение одной линии на сечение другой. Найти точную функцию, осуществляющую такое отображение, затруднительно, поэтому воспользуемся приближенным отображением:

$$z_1 = i \ln \frac{z}{\sqrt{1-b^2}}, \quad (1)$$

где смысл обозначений ясен из рисунка.



Схематическое изображение поперечного сечения многопроводных линий с круглыми проводниками, расположенными периодически по окружности (а) и вдоль прямой (б).

В результате такого отображения окружности проводников радиусом b в плоскости z переходят в плоскости z_1 в овалы:

$$y_1 + \frac{1}{2} \ln(1 - b^2) = \ln \left[\cos \left(x_1 - \frac{2\pi n}{m} \right) \pm \sqrt{b^2 - \sin^2 \left(x_1 - \frac{2\pi n}{m} \right)} \right]; \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots; \quad (2)$$

расположенные вдоль оси x_1 с периодом $\frac{2\pi}{m}$. Отношение большего поперечника к меньшему равно $(2\arcsin b)^{-1} \ln \frac{1+b}{1-b}$. Число штырей m в замедляющей системе обычно бывает не менее 7, что соответствует $b \leq 0,4$ и отличию поперечников овала менее чем на 3%. Поэтому можно пренебречь отличием овала от окружности, считая, что в результате отображения окружность радиусом b превращается в окружность радиусом

$$b_1 = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{(1+b)}{(1-b)} \right] \quad (3)$$

(точнее, $2b_1$ — больший поперечник овала, параллельный оси y_1).

В результате отображения внутренний и внешний цилиндрические экраны переходят в плоские, отстоящие от линии $y_1 = 0$, на которой лежат центры проводников, на

$$a_1 = \ln \frac{\sqrt{1-b^2}}{R_1}, \quad (4)$$

$$a_2 = \ln \frac{R_2}{\sqrt{1-b^2}}.$$

Если потенциалы проводников, отличающиеся на соседних проводниках только сдвигом фазы ϑ , для обеих многопроводных линий совпадают, то пространственные гармоники потенциала на линиях $r = 1 + b$ и $y_1 = b_1$ и линиях $r = 1 - b$ и $y_1 = -b_1$ имеют одинаковые амплитуды. Совпадают и волновые сопротивления этих линий. Это позволяет для расчета дисперсионных характеристик и сопротивления связи штыревых замедляющих систем, свернутых в кольцо, использовать при отсутствии экранов графики работы [4], а при наличии одного экрана — таблицы работы [6].

Стоит отметить, что амплитудные коэффициенты в разложениях поля по пространственным гармоникам для рассматриваемых многопроводных линий могут отличаться. Так, в отсутствие внешнего экрана ($R_2 = \infty$) потенциал записывается в виде:

$$U = \sum_{l=0}^{\infty} [a_l r^{-m(l+\eta)} e^{im(l+\eta)\varphi} + a_{-l-1} r^{-m(l+1-\eta)} e^{-im(l+1-\eta)\varphi}], \quad r > 1 + b; \quad (5)$$

$$U = \sum_{l=0}^{\infty} [b_l e^{-m(l+\eta)y_1} e^{-im(l+\eta)x_1} + b_{-l-1} e^{-m(l+1-\eta)y_1} e^{im(l+1-\eta)x_1}], \quad y_1 > b_1, \quad (6)$$

где $\eta = \frac{\vartheta}{2\pi}$, а амплитудные коэффициенты l -х пространственных гармоник связаны соотношением:

$$b_l = a_l (1 - b^2)^{\frac{m}{2} (l + \eta)}. \quad (7)$$

В заключение заметим, что таким же путем можно найти отображающую функцию, аналогичную (1), устанавливающую связь между многопроводной линией с проводниками прямоугольной формы и проводниками сечением, ограниченным отрезками радиусов и дугами окружностей.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Быстрицкий Н. П. Магнетронные усилители (амплитроны), «Советское радио», 1966.
2. Дятлов Ю. В., Козлов Л. Н. Митроны. «Советское радио», 1967.
- 3 Силин Р. А., Сазонов В. П. Замедляющие системы, «Советское радио», 1966.
4. Chu C. M. J. Appl. Phys., 1958, vol. 29, No 1, p. 88.
5. Белуга И. Ш. Известия ВУЗов, серия «Радиофизика», 1963, т. 6, вып. 4, стр. 738.
6. Белуга И. Ш., Грюнберг М. Г. Однорядная многопроводная линия, составленная из круглых проводников, с одним экраном. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1964, вып. 6, стр. 80.

Поступило в редакцию 15 июня 1970 г.

УДК 621.385.632.01

А. М. Купфер

О ТАБЛИЧНОМ ЗАДАНИИ КУЛОНОВСКИХ СИЛ ПРИ МАШИННОМ РАСЧЕТЕ ЛБВ

При машинном расчете ЛБВ основная часть времени расходуется на вычисление кулоновских сил. В настоящем сообщении описана методика расчета, использующая табличный способ представления кулоновских полей.

Известно, что приближения одномерной однопучковой теории ЛБВ весьма грубы и не дают хорошего количественного совпадения с экспериментом. В более строгих—многопучковой и двумерной—теориях необходимо вычислять составляющие кулоновских сил для заряженных колец, имеющих различные радиусы. Строгие выражения для кулоновских функций влияния весьма сложны и использование их в процессе решения сопряжено с большими затратами машинного времени. Для того чтобы сделать возможной разработку программы двумерного машинного расчета ЛБВ, необходимо задать радиальное и продольное кулоновские поля в таком виде, который позволял бы проводить вычисления с минимальными затратами машинного времени.

Здесь описан один из возможных способов расчета кулоновских сил, позволяющих экономить машинное время.

В используемой математической модели ЛБВ электронный пучок представлен набором заряженных электронных колец, имеющих одинаковый объем и высоту Δz . Расталкивательные силы, действующие между двумя кольцами, зависят от расстояния между ними по оси и от радиусов колец. При расчете сил предполагается, что последовательность колец периодически повторяется вдоль оси z .

При вычислении сил взаимодействия заряженных колец радиусы последних округляются до ближайшего значения из ряда:

$$r = \sqrt{\frac{a^2 n}{24}}, \quad n = 1, 2, 3, \dots, 16. \quad (1)$$

Таким образом, получается конечное число возможных значений радиусов. Для всех сочетаний радиусов составляющие кулоновских сил рассчитываются заранее и сводятся в таблицы. Было составлено 512 таблиц, описывающих радиальное и продольное кулоновские поля. В каждой таблице содержится информация о составляющей кулоновской силы для ряда значений приведенного расстояния между кольцами (8 значений силы в каждой таблице).

Таблицы вводятся в память машины перед началом вычислений, а в процессе счета производится выборка чисел из таблиц по известным радиусам взаимодействующих колец и расстояниям между ними z , а также линейная интерполяция по z .

Таблицы были вычислены методом моделирования полей на электролитической ванне. При этом предполагалось, что продольный размер всех колец $\Delta z = 0,25 a$ (a — радиус пролетного канала). Шаг таблицы — $0,125 a$. Для колец, расстояние между которыми превышает значение a , кулоновская сила принималась равной нулю. Ниже приведены для иллюстрации таблицы значений осевой (табл. 1) и радиальной (табл. 2) составляющих кулоновских сил для ряда значений радиусов электронных колец. Величина сил дана в относительных единицах.

Таблица 1

Продольная составляющая кулоновского поля

Номер слоя		Приведенное расстояние между кольцами $z_{пр} = \frac{z}{0,125 a}$							
n_1	n_2	0	1	2	3	4	5	6	7
1	1	0	12	19,1	11	6,7	4,2	3,16	2,25
	5	0	1,5	3,1	3,2	2,82	2,4	1,86	1,37
	9	0	0,35	1,02	1,68	1,68	1,64	1,17	0,92
5	1	0	1,5	8,1	3,2	2,82	2,4	1,86	1,37
	5	0	6,4	9,0	4,5	2,9	2,0	1,55	1,1
	9	0	1,55	2,6	2,7	1,95	1,48	1,1	0,78
9	1	0	0,35	1,0	1,68	1,68	1,64	1,17	0,92
	5	0	6,4	9,0	4,5	2,9	2,0	1,55	1,1
	9	0	3,3	4,85	2,7	1,72	1,17	0,78	0,5

Таблица 2

Радиальная составляющая кулоновского поля

Номер слоя		Приведенное расстояние между кольцами $z_{пр} = \frac{z}{0,125 a}$							
n_1	n_2	0	1	2	3	4	5	6	7
1	1	56	34	8,6	5,0	2,0	1,5	0,94	0,65
	5	11	9,8	6,3	4,15	2,72	1,88	1,38	0,96
	9	5,8	6,0	4,6	3,4	2,45	1,82	1,36	0,99
5	1	-1,8	-1,2	0	0,33	0,47	0,42	0,36	0,32
	5	28	11,3	3,08	2,08	1,48	1,1	0,82	0,60
	9	12	7	4,4	2,62	1,74	1,25	0,93	0,69
9	1	-2	-1,3	-0,15	0,25	0,45	0,45	0,42	0,35
	5	-6	-2,7	-0,2	1,2	1,05	1,02	0,85	0,68
	9	24	4,5	2,7	1,8	1,27	1,14	0,95	0,78

Линейная интерполяция табличной функции дает приближенные значения кулоновских сил. Однако характер погрешностей при расчете кулоновских сил таков, что при достаточно большом числе электронных колец эта погрешность не оказывает существенного влияния на точность расчета прибора.

При расчетах по двумерной нелинейной теории число колец и дисков на период должно быть значительно больше, чем в одномерной теории. Дж. Роу [1], например, предлагает использовать в расчете 96 электронных колец, размещаемых в три слоя.

Опробование описанной методики проводилось на одномерной многучевой модели. При этом число электронов взято равным 24, а кольца располагаются на четырех слоях в шахматном порядке.

При расчете ЛБВ силы, действующие на каждое электронное кольцо, усреднялись на пути s (s — шаг вычислений, равный периоду структуры). Вычисления проводились с помощью уравнения движения электронов, имеющих вид:

$$Ees = \frac{m_e v_2^2}{2} - \frac{m_e v_1^2}{2}, \quad (2)$$

где E — суммарная напряженность поля, взаимодействующего с электроном, усредненная за время движения внутри рассматриваемого участка пути,

v_2, v_1 — продольные составляющие конечной и начальной скоростей кольца,

e, m_e — заряд и масса электронного кольца.

В левой части уравнения — энергия взаимодействия электронного кольца с полем, в правой — изменение кинетической энергии электронного кольца.

С помощью программы машинного счета ЛБВ на ЭВМ БЭСМ-4 был вычислен коэффициент редукции плазменной частоты R . При расчете колебаний потока электронный пучок, сгруппированный во входной секции ЛБВ, подавался в выходную секцию, имеющую сопротивление связи, равное нулю. По периодическому изменению тока конвекции определялась эквивалентная плазменная длина волны пучка λ_q , а затем вычислялся коэффициент R :

$$\lambda_q = \frac{2\pi v_0}{\omega_q}, \quad (3)$$

v_0 — начальная скорость электронов,

ω_q — эквивалентная плазменная частота

$$R = \frac{\omega_q}{\omega_p} = \frac{2\pi v_0}{\lambda_q} \frac{1}{\omega_p},$$

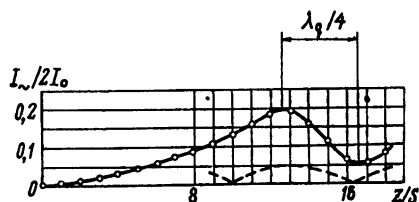
ω_p — плазменная частота колебаний бесконечно широкого потока. После ряда подстановок получим:

$$R = \frac{0,051 \frac{a}{\lambda} \frac{b}{a}}{n \frac{s}{\lambda} \sqrt{p}}, \quad (4)$$

n — число периодов структуры, соответствующее эквивалентной плазменной длине волны,

p — микропервеанс.

На рисунке приведены результаты машинного расчета переменного тока конвекции $\left(\frac{I_{\sim}}{I_0}\right)$ вдоль участка дрейфа. Расчет проводился для следующих значений приведенных параметров:



$$p = 2,4 \cdot 10^{-6} \frac{a}{\delta^{3/2}},$$

$$\frac{s}{\lambda} = 0,11,$$

$$\frac{a}{\lambda} = 0,035 \quad (a — \text{радиус системы}),$$

Изменение переменного тока пучка вдоль пространства дрейфа, рассчитанное с применением таблиц кулоновских сил. Пунктиром нанесена периодичность тока, соответствующая колебаниям пучка, рассчитанным по уравнениям линейной теории.

$$\frac{b}{a} = 0,22 \quad (b — \text{радиус пучка}),$$

$$\beta a = 0,5.$$

Вычисленное значение периода колебаний пространственного заряда составило 16 шагов счета. По длине периода колебаний с помощью формулы (4) рассчитан коэффициент редукции плазменной частоты $R = 0,14$.

Линейная теория ЛБВ дает для рассмотренного случая значение коэффициента редукции $R \approx 0,11$ [2].

Удовлетворительное совпадение результатов указывает на возможность применения табличного метода задания функций влияния при составлении программы машинного счета ЛБВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Роу Дж Теория нелинейных явлений в приборах. СВЧ Перев с англ под ред З. С. Чернова, «Советское радио», М, 1969, стр 259
2. Клеен В, Пешль К. Введение в электронику сверхвысоких частот Лампы с длительным взаимодействием Пер с нем под ред. В А Солнцева, «Советское радио», М, 1963, стр 27

Поступило в редакцию 4 июня 1970 г

УДК 621.317.341.3 : 621.385.632

Л. Н. Лошаков, Е. Н. Смирнов

ИЗМЕРЕНИЕ ОТРАЖЕНИЙ ОТ ВНУТРЕННЕГО ПОГЛОТИТЕЛЯ ЛБВ

В ЛБВ с высоким усилением для обеспечения устойчивой работы внутренний поглотитель должен быть хорошо согласован с замедляющей системой. Например, в ЛБВ с коэффициентом усиления более 40 дБ КСВН от концов поглотителя должен быть менее 1,1. Такое согласование концов поглотителя сложно не только получить, но и контролировать. Основная причина, затрудняющая измерение КСВН, состоит в том, что величина отражения от поглотителя значительно меньше величины отражения от узла согласования замедляющей системы с входным или выходным устройством ЛБВ.

Известный способ измерения отражения от внутреннего поглотителя ЛБВ состоит в том, что в участок замедляющей системы, находящийся между переходным узлом (входным или выходным узлом согласования замедляющей системы) и концом внутреннего поглотителя, вводится согласованный диэлектрический штырь, перемещением которого можно изменять электрическую длину этого участка. При этом необходимо иметь возможность получить в любой точке исследуемого диапазона частот как синфазное, так и противофазное сложение двух отражений (от переходного узла и внутреннего поглотителя).

Применению указанного способа измерения может препятствовать невозможность изменения в необходимых пределах (с помощью вводимого диэлектрического штыря) электрической длины участка между поглотителем и переходным узлом для получения максимального и минимального результирующего КСВН. Поэтому предлагается другой возможный способ измерения качества согласования поглотителя, который пригоден и при меньших длинах участка между неоднородностями. Этот способ измерения практически проверен на спиральной замедляющей системе, но он пригоден и для других типов замедляющих систем.

С целью реализации описываемого способа в участок спиральной замедляющей системы, находящийся между переходным узлом и внутренним поглотителем, вводится со стороны последнего достаточно хорошо согласованный поглотитель, исключаящий отражение от исследуемого поглотителя. Перемещением подвижного поглотителя в небольших пределах на указанном участке спирали можно в любой точке исследуемого диапазона частот получить синфазное и противофазное сложение двух отражений (от переходного узла и подвижного поглотителя). На основании этого, пренебрегая затуханием замедляющей системы, можно определить величины КСВН переходного узла и вспомогательного поглотителя.

Расчетные соотношения для искоемых КСВН имеют вид:

$$K_{сф} = K_1 K_{п.п}, \quad K_{пф} = \frac{K_1}{K_{п.п}},$$

где K_1 — КСВН переходного узла,

$K_{п.п}$ — КСВН подвижного (вспомогательного) поглотителя ($K_1 > K_{п.п}$),

$K_{сф}$ — КСВН при синфазном сложении отражений,

$K_{пф}$ — КСВН при противофазном сложении отражений,

откуда

$$K_1 = \sqrt{K_{сф} K_{пф}}.$$

Таким образом, с помощью подвижного поглотителя можно получить значение K_1 в любой точке исследуемой полосы частот.

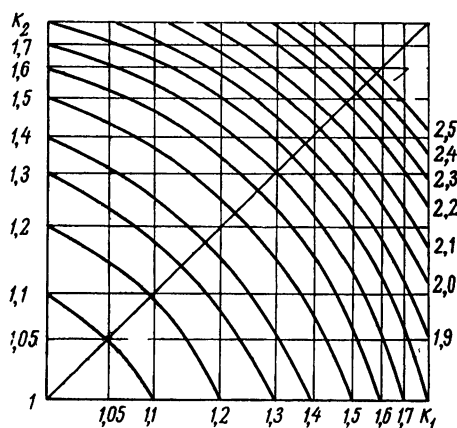
Если удалить подвижный поглотитель, то результирующий КСВН будет обусловлен сложением двух отражений — от переходного узла и внутреннего поглотителя. Предполагая, что величина отражения от исследуемого поглотителя плавно изменяется с частотой, можно считать, что в точках частотного диапазона, где наблюдаются максимальные отклонения результирующего КСВН от значений K_1 , имеет место синфазное или противофазное сложение отражений.

Обозначив через $K_{в.п}$ КСВН внутреннего поглотителя и считая $K_{в.п} < K_1$, по аналогии с предыдущими соотношениями получим:

$$K_{в.п} = \frac{K_{сф}}{K_1} \quad \text{и} \quad K_{в.п} = \frac{K_1}{K_{пф}},$$

где коэффициенты стоячей волны $K_{сф}$ и $K_{пф}$ относятся к случаям синфазного и противофазного сложения отражений от двух неоднородностей — переходного узла и исследуемого (полученных на разных частотах). Учитывая слабую зависимость $K_{в.п}$ от частоты, для характеристики качества согласования поглотителя в рабочем диапазоне частот ЛБВ, можно считать достаточным определение этой величины на нескольких частотах.

Для ускорения расчетов вместо приведенных выше формул можно воспользоваться кривыми результирующих КСВН, представленными на рисунке, построенными для случая синфазного сложения отражений от двух неоднородностей (K_1 и $K_2 < 2$). Зная величины КСВН этих неоднородностей, можно найти результирующий КСВН, либо найти КСВН, соответствующий одному из отражений (зная КСВН для другого и результирующий).



Результирующие КСВН при синфазном сложении отражений от двух неоднородностей ($K_1 < 2$ и $K_2 < 2$)

В случае, если затухание между переходным узлом и внутренним поглотителем существенно и им пренебречь нельзя, КСВН внутреннего поглотителя $K_{в. п. \text{ист}}$ можно определить по следующей формуле:

$$K_{в. п. \text{ист}} = \frac{K_{в. п. \text{изм}} + 1 + K_3(K_{в. п. \text{изм}} - 1)}{K_{в. п. \text{изм}} + 1 - K_3(K_{в. п. \text{изм}} - 1)},$$

где $K_{в. п. \text{изм}}$ — измеренное значение КСВН поглотителя,

K_3 — коэффициент затухания участка замедляющей системы по мощности в раз.

Измерение величин K_1 и $K_{вп}$, а также измерение промежуточных величин $K_{сф}$, $K_{пф}$ можно проводить с помощью как измерительной линии, так и панорамного измерителя КСВН.

Подвижный поглотитель обычно представляет собой кварцевую трубку или штабик с коническим концом, покрытые слоем аквадага. С целью получения надежного повторения результатов измерения необходимо, чтобы поглотитель перемещался в пролетном канале замедляющей системы с минимальным люфтом, и поглощающий слой был покрыт тонким диэлектрическим слоем (например, клеем БФ-2) для устранения контакта между проводящим покрытием поглотителя и внутренней поверхностью канала.

Поступило в редакцию 3 августа 1970 г.

УДК 541.183 : 537 533.8 : 546.641

О. К. Култашев, А. П. Макаров, З. А. Степанова

АДСОРБЦИЯ И ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ПЛЕНОК ИТТРИЯ НА ВОЛЬФРАМЕ, МОЛИБДЕНЕ, ТАНТАЛЕ, НИОБИИ И РЕНИИ

Работа выхода пленок иттрия на тугоплавких подложках определялась термоэмиссионным методом по величине термоэлектронной эмиссии и температуре катода из уравнения Ричардсона—Дешмана при $A=120,4 \text{ а/см}^2 \cdot \text{град}^2$. В качестве катода использовались поликристаллические ленты из вольфрама, молибдена, тантала, ниобия и рения, нагреваемые пропусканием через них тока. Измерения производились в вакууме не хуже $5 \cdot 10^{-9} \text{ мм рт. ст.}$

Напыление пленки иттрия осуществлялось из источника, представлявшего собой диск металлического иттрия, нагреваемого вольфрамовой спиралью. Для очищения поверхности иттрия и тугоплавких металлов от газовых загрязнений катоды прогревались в течение 20—40 ч при температуре, достаточной для заметного распыления материалов. Рабочая температура катода составляла 1100—1200° К. При такой температуре обратным испарением иттрия с катода можно было пренебречь. Изменение тока термоэлектронной эмиссии при напылении иттрия на тугоплавкие подложки записывалось на ленту самописца. Погрешность определения работы выхода составляла $\pm 0,03 \text{ эв}$. Во всех случаях работа выхода подложки изменялась монотонно в зависимости от времени напыления иттрия: вначале достигался минимум $\varphi_{\text{мин}}$, а затем работа выхода пленочных систем выходила на «плато».

Концентрация атомов иттрия на поверхности тугоплавких металлов оценивалась по скорости испарения иттрия [1] и времени его напыления на подложку. Погрешность $0,5 \cdot 10^{14} \text{ атом/см}^2$.

Значения $\varphi_{\text{мин}}$ и $\varphi_{\text{пл}}$, а также значения концентрации атомов иттрия $n_{\text{мин}}$ и $n_{\text{пл}}$ и теплоты адсорбции λ , соответствующие этим значениям работы выхода, приведены в таблице.

Т а б л и ц а

Материал подложки	$\varphi_{\text{подл}}, \text{эв}$	$\varphi_{\text{мин}}, \text{эв}$	$\varphi_{\text{пл}}, \text{эв}$	$n_{\text{мин}} \cdot 10^{14}, \frac{\text{ат}}{\text{см}^2}$	$n_{\text{пл}} \cdot 10^{14}, \frac{\text{ат}}{\text{см}^2}$	$\lambda, \text{эв}$
Вольфрам	4,52	3,0	3,26	4,75	10,0	5,9
Молибден	4,3	3,0	3,21	5,04	9,5	5,6
Тангал	4,25	3,02	3,16	5,1	9,2	5,0
Ниобий	4,19	3,03	3,14	5,25	9,0	4,8
Рений	4,96	2,98	3,26	5,0	10,0	5,1

Погрешность определения $\pm 0,03 \pm 0,03$ $\pm 0,05$ $\pm 0,5$ $\pm 0,2$

Минимальные значения работы выхода пленок иттрия для всех тугоплавких подложек очень близки друг другу и составляют 2,98—3,03 эв. Концентрация атомов иттрия, соответствующая минимуму работы выхода пленочных систем, для всех подложек также оказывается почти одинаковой и равной $(4,75—5,25) \cdot 10^{14}$ ат/см². Работа выхода пленки иттрия на «плато» $\varphi_{пл}$ для различных подложек лежит в пределах 3,14—3,26 эв. Следует отметить, что большей работе выхода подложки соответствует большая работа выхода пленки иттрия. Концентрация атомов иттрия на «плато» $n_{пл}$ для различных подложек оказывается в пределах $(9—10) \cdot 10^{14}$ ат/см². Следует также отметить, что для пленок иттрия и пленок тория [2, 3] на вольфраме и рении работа выхода $\varphi_{мин}$ и $\varphi_{пл}$ и соответствующие им концентрации атомов близки.

Прочность связи атомов иттрия с подложкой определялась по скорости испарения иттрия с подложки при температуре 1400—1600° К. Концентрация атомов иттрия при этом изменялась от $3,0 \cdot 10^{14}$ до $2 \cdot 10^{14}$ ат/см².

Теплота адсорбции атомов иттрия λ подсчитывалась по методике, описанной в работе [3]. Как видно из таблицы, большей работе выхода подложки соответствует большая теплота адсорбции. Исключение составляет теплота адсорбции иттрия на рении, связанная не только с десорбцией иттрия с поверхности рения, но и с его диффузией в объем металла при высоких температурах. Это увеличивает кажущуюся скорость испарения и снижает экспериментальную величину теплоты адсорбции. Возможность диффузии иттрия в объем связана с образованием интерметаллида Re_2Y .

ЛИТЕРАТУРА

1. Круглых А. А., Павлов В. С., Тихинский Г. Ф. Давление пара твердого иттрия. УФЖ, 1964, т 9, стр. 214.
2. Dauforth W. E., Goldwater D. L. Desorption of thorium monolayer for maximum thermionic emission. J. of Appl. Phys., 1969, vol. 31, p. 1715.
3. Auderson J., Dauforth W. E., Williams A' J. Work function and thermal desorption in the system thorium and rhenium.

Поступило в редакцию 1 июля 1970 г.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр
<i>Голеницкий И. И., Захарова А. Н., Хомич В. Б.</i> — Влияние условий формирования пучка на выходные параметры ЛОВ с электростатической фокусировкой	3
<i>Победоносцев А. С., Ровенский Г. В., Малькова Н. Я.</i> — Исследование ЛБВ со скачком скорости электронов и со скачком фазовой скорости волны в выходной части линии замедления	12
<i>Рыжик Э. И.</i> — Шумы неоднородного по сечению электронного потока (реферат депонированной рукописи)	19
<i>Ермолаев Ю. М.</i> — К вопросу о распространении возмущения в потоке заряженных носителей в полупроводнике для случая редких столкновений (реферат депонированной рукописи)	21
<i>Сазонов В. П., Лямзин В. М.</i> — Расчет согласования вывода энергии баночного типа	23
<i>Турувер Я. М.</i> — О расщеплении частот электронного потока в пролетной трубе	41
<i>Кац А. М., Маькин И. А., Рышкин Б. В.</i> — Исследование влияния пульсаций электронного потока на выходную мощность ЛБВ	51
<i>Алесковский А. М., Заморозков Б. М., Мельников В. Ф., Муравьев А. А., Радюк О. М.</i> — Экспериментальное исследование послесвечения пучковой плазмы в ЛБВ	59
<i>Соллогуб В. С.</i> — Расчет диффузно отражающих конических поверхностей	64
<i>Комкин Н. Д., Лаговьер Б. Б., Смирнова Л. Д.</i> — Зависимость времени восстановления и просачивающейся мощности разрядника от режима работы пердатчика	76
<i>Кошуринов Е. И.</i> — О динамике теплового регулирования частоты объемного резонатора	84
<i>Алазинов Э. К., Федосенко Н. Н.</i> — Экспериментальное исследование амплитудных искажений многочастотного сигнала в ЛБВ (реферат депонированной рукописи)	91
<i>Алазинов Э. К., Федосенко Н. Н.</i> — Экспериментальное исследование комбинационных составляющих в ЛБВ (реферат депонированной рукописи)	92
<i>Смирнов А. В.</i> — Формирование импульсов положительной полярности на катоде электронного прибора при безмодуляторном питании с целью его обеспечения в конце рабочих циклов (реферат депонированной рукописи)	93
<i>Батыгин В. Н., Ефимова Н. В., Иноземцева А. В., Мазурова Л. Г.</i> — Объемные поглотители для мощных ЛБВ..	95
<i>Работзей А. Г., Блинова В. В.</i> — Новые термомагнитные сплавы	103
<i>Воскобойник Л. Б., Храпко А. М.</i> — Пленочный болометр для измерения мощности в субмиллиметровом диапазоне длин волн	111
<i>Жмудь Е. С., Шмелев А. Е., Першина Л. К., Ронами Г. Н., Кудояров М. В.</i> — Микрорентгеноспектральное исследование спаев Ti—керамика А-995 и Ti—Ag—керамика А-995	117
<i>Боярина М. Ф.</i> — Сорбционные характеристики пористых нераспыляемых газопоглотителей СПН	124
<i>Гнучев Н. М., Каничева И. Р., Кирсанова Т. С.</i> — Влияние ионной бомбардировки на термоэлектронную эмиссию сплава рения с торием	133

Краткие сообщения

Алферов В. Н., Владимирцев М. Б., Вишневская А. М., Котов В. И., Прόсин Б. В., Шелкунов Г. П., Ямпольский И. Р. — О фазовой стабильности мощного клистрона	136
Воскобойник М. Ф., Соколов И. В. — СВЧ нагрев блоков из порошка высокомолекулярного полиэтилена	140
Нойкина Т. К. — Формирование полого цилиндрического вращающегося электронного потока периодическим электростатическим полем биспирали	142
Иванов В. Н., Следков В. А. — Многопроводная линия с круглыми проводниками, расположенными по окружности	146
Купфер А. М. — О табличном задании кулоновских сил при машинном расчете ЛБВ	149
Лошаков Л. Н., Смирнов Е. Н. — Измерение отражений от внутреннего поглотителя ЛБВ	153
Култашев О. К., Макаров А. П., Степанова З. А. — Адсорбция и электронная эмиссия пленок иттрия на вольфраме, молибдене, тантале, ниобии и рении	156

Редактор Федорова К. В.

Корректор Путинцева В. А.

Т-13372

Подписано к печати 14/X 1970 г.

Заказ 1131

Формат 108¹/₁₆

Печатных листов 10

Учетн. изд. листов 12

Цена 95 к.