

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Следует читать
6	9-я снизу	... имеет твердость 400— — 500 кгс/см ²	... имеет твердость 400—500 кгс/см ²
16	13-я сверху	Величина коэффициента релаксаци ω ...	Величина коэффициента релаксаци $\bar{\omega}$...
22	Пояснения к ф-ле (1)	$Y_3 = \begin{vmatrix} 2Y_1 + Y_0 + 4Y_5 \sin^2 \varphi \dots \\ - 2Y_1 \cos \varphi \dots \end{vmatrix}$	$\tilde{Y}_3 = \begin{vmatrix} 2Y_1 + Y_0 + 4Y_5 \sin^2 \varphi \dots \\ - 2Y_1 \cos \varphi \dots \end{vmatrix}$

Научно-технический сборник «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1973, вып. 11.

МИНИСТЕРСТВО ЭЛЕКТРОННОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА

Научно-технический сборник

СЕРИЯ I

Электроника СВЧ

**Выпуск
11**

Год издания двадцать четвертый

ЦНИИ «ЭЛЕКТРОНИКА»

МОСКВА — 1973 г.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

АЛФЕЕВ В. Н., АЛЯМОВСКИЙ И. В., БАТЫГИН В. Н., БАЦЕВ В. И.,
БЕЛЯЕВ В. П., БЕЛЯКОВ Р. А., БРОДУЛЕНКО И. И., ВАСИНА Т. А.,
ВЕЦГАЙЛИС Ю. А. (зам. главного редактора), ГАССАНОВ Л. Г., ГЕЛЬ-
ВИЧ Э. А., ГОЛАНТ М. Б., ГУЛЕЙКОВ В. М., ДЕВЯТКИН И. И.,
ДЕВЯТКОВ Н. Д. (главный редактор), ДЕМИН Е. П., ЗАМОРОЗ-
КОВ Б. М., ЗУСМАНОВСКИЙ С. А., КАРМАЗИН В. Г., КОВАЛЕН-
КО В. Ф., КРЫСОВ Г. А., ЛЕБЕДЬ Б. М., ЛУКОШКОВ В. С. (зам. глав-
ного редактора), МАКСИМОВСКИЙ Ю. И., МАТВЕЕВ Г. А., МНОЯН В. И.,
ОВЧАРОВ В. Т., ПАРИЛОВ В. А., РЕБРОВ С. И., РОГОВИН И. Е.,
РОСНОВСКИЙ В. К. (зам. главного редактора), САЗОНОВ В. П., СТАРО-
ДУБОВ И. П., СТЕПАНИЩЕВ В. Б., ТАГЕР А. С., ТЕМКИН С. Е.,
ТИМОШИН Л. А., ФЕЛЬДБЛЮМ И. С. (отв. секретарь), ФОРМО-
ЗОВ Б. Н., ХВОРОВ М. И., ЧЕРЕПНИН Н. В., ШЕНОГИН А. А.

ОБЗОРЫ

УДК 542.65 : 669 ... 5

Р. Н. Володина, Л. Н. Лапина, И. П. Стародубов, Г. А. Трубачева**ПРИМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИ ОСАЖДЕННЫХ
СПЛАВОВ В КАЧЕСТВЕ ЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ И ПРИПОЕВ****1. ВВЕДЕНИЕ**

Электролитические сплавы отличаются особыми свойствами, которых невозможно достигнуть при нанесении покрытий из чистых металлов.

За последние 10 лет такие сплавы получили широкое распространение, увеличилось общее количество осажденных сплавов, значительно расширилась область их промышленного применения. Так, в 1965 г. было известно 132 бинарных сплава, полученных электроосаждением, в 1967 г. — 159, а в 1970 г. число сплавов, осаждаемых электролизом, повысилось до 230 [1, 2].

Работы по исследованию и применению электролитически осажденных сплавов проводятся как в СССР, так и за рубежом [3—6]. Изучается также влияние электрохимических факторов на состав катодного осадка с применением математических методов планирования эксперимента. С целью определения механизма электролитического осаждения сплавов проводятся глубокие исследования по выяснению влияния параметров процесса электрохимического осаждения на физико-химические свойства сплавов [7—9]. В ряде работ, например [10—12], приводятся рекомендации по практическому использованию электролитически осажденных сплавов, показанных на рисунке.

В настоящее время в промышленности применяется около 20 типов сплавов. Такой разрыв между проведенными исследованиями и практическим применением можно объяснить сложностью технологии осаждения сплавов, связанной с частым, а иногда и непрерывным корректированием электролита, значительным одновременным влиянием многих факторов (концентрации компонентов электролита; плотности тока; качества перемешивания и температуры электролита) на состав сплава и его физико-химические свойства.

В технологии производства электровакуумных приборов осажденные электролитические сплавы из-за нестабильности технологического процесса осаждения, вероятно, не найдут такого широкого применения, как осажденные гальваническим способом чистые металлы. Но для некоторых целей, где требуется в одном покрытии сочетать ряд

The image shows a handwritten periodic table of elements. The elements are arranged in rows and columns, with their atomic numbers written in the top-left corner of each box. The table includes elements from Hydrogen (1) to Oganesson (118). The elements are color-coded: s-block elements (Groups 1 and 2) are pink, p-block elements (Groups 13-18) are light blue, d-block elements (Groups 3-10) are light green, and f-block elements (lanthanides and actinides) are light orange. The lanthanides and actinides are written in red ink. The table is a standard periodic table with a diagonal line separating the s-block from the p-block, and a separate row for the lanthanides and actinides.

Бинарные электролитические сплавы:

1 — защитно-декоративные сплавы, 2 — термостойкие сплавы, 3 — электролитические припои, 4 — прочие применения.

специальных свойств (повышенную твердость, износостойкость, высокие защитные свойства, плотность и равномерное распределение осадка по поверхности покрываемого изделия) эти сплавы незаменимы.

Следует отметить также перспективы применения электролитически осажденных сплавов в технологии изготовления ЭВП СВЧ для защиты от коррозии контактирующих поверхностей приборов, работающих в условиях повышенной влажности и морского тумана; резьбовых деталей; для пайки деталей миниатюрных приборов.

2. ЗАЩИТА ОТ КОРРОЗИИ ЭВП

Учитывая физико-химические свойства сплавов Cd-Sn и Cd-Zn , можно предположить целесообразность применения их в качестве защитных покрытий в условиях морского тумана.

Сплавы кадмий—цинк. Гальваническое покрытие чистым цинком не обеспечивает надежную защиту от коррозии из-за значительного электроотрицательного потенциала цинка; цинк также активен в агрессивных средах, что снижает его собственную коррозионную стойкость.

Покры́тие кадмием так же, как и цинком, является анодным покрытием (при защите стальных поверхностей), однако низкий электроотрицательный потенциал кадмия способствует его большой коррозионной стойкости.

Сплав Cd—Zn обладает более высокими защитными свойствами по сравнению с покрытиями чистым цинком и кадмием; электроотрицательный потенциал сплава обеспечивает надежную электрохимическую защиту стальных поверхностей от коррозии; кроме того, сплав имеет повышенную собственную коррозионную стойкость [14]. Этот сплав следует использовать вместо гальванических покрытий чистыми кадмием и цинком.

Для электролитического осаждения сплава рекомендуются цианистые электролиты. Составы электролитов и режимы электролиза приведены в табл. 1 [3]. Из таблицы следует, что из этих электролитов возможно осаждение сплава с различным содержанием основных компонентов при изменении отношения концентраций кадмия и цинка в электролите и режима электролиза.

Таблица 1

Состав электролита и режим электролиза для электролитического осаждения сплава кадмий—цинк

Номер электролита	Компоненты электролита, г/л					Режим электролиза		Состав сплава, вес. %	
	Cd	Zn	KCN	KOH	Столярный клей, г/л	Плотность тока D_k , а/дм ²	T, °C	Cd	Zn
1	50	6,2	200	56		1,0	20	90	10
2	48,3	8,5	200	56		1,0	20	80	20
3	64	1,2	38	90		2	35	10	90
4	4—6	26—24	18—20	60—70	1—2	2	18—20	23—18	77—82

Наиболее высокие защитные свойства в условиях морского тумана имеет сплав, содержащий 80—90% Cd (табл. 1, электролиты № 1, 2). Сплав с 10% Cd может быть использован для защиты от коррозии в промышленной атмосфере (табл. 1, электролит № 3). Так, в работе [4] для защиты от коррозии рекомендуется использовать сплав, содержащий 83% Cd (табл. 1, электролит № 4). Сплавы Cd—Zn легко подвергаются механической обработке и после полировки приобретают декоративный вид; их защитные свойства при этом не ухудшаются.

В условиях тропического климата на этих сплавах образуются плотные нестирающиеся пленки продуктов коррозии, повышающие их коррозионную устойчивость.

Сплавы кадмий—олово. Наиболее высокими защитными свойствами в условиях морского климата обладает сплав, содержащий 25% Sn. Возможно применение этого сплава для защиты от коррозии в условиях повышенной влажности, но содержание олова не должно превышать 40—60% [10].

Для осаждения различных по составу сплавов рекомендуются борфтористоводородные, цианистые, хлоридфторидные, сернокислые электролиты [3, 4].

В табл. 2 приведены составы электролитов, позволяющие получать качественные осадки сплава с высокими защитными свойствами [3, 4].

В условиях морского климата сплав Cd—Sn обладает несколько более высокими защитными свойствами по сравнению с более дешевым сплавом Zn—Cd [10].

Для защиты от коррозии в условиях повышенной влажности целесообразно применять сплавы Ni—Sn и Zn—Sn.

Сплав никель—олово. Этот сплав обладает свойствами, сильно отличающимися от свойств его компонентов. Он представляет собой мета-

Состав электролита и режим электролиза

Номер электролита	Компоненты									
	NH_4F	CdCl_2	SnCl_2	$\text{Cd}(\text{BF}_4)_2$	$\text{Sn}(\text{BF}_4)_2$	NH_4BF_4	HBF_4	H_3BO_3	Cd	Sn
1	45	45	35							
2				240—250	24—30	50—60	50—70	18—20		
3									5	30

стабильное интерметаллическое соединение NiSn , содержащее $\sim 65\%$ Sn и $\sim 35\%$ Ni. Структура электролитического сплава сохраняется только до 300°C . При более высокой температуре образуется двухфазная система из двух интерметаллических соединений Ni_3Sn_2 и Ni_3Sn_4 и изменяется объем сплава [4].

Для электролитического осаждения сплава Ni—Sn разработано несколько типов электролитов. Некоторые из этих электролитов приведены в табл. 3. Наиболее изучен фторхлоридный электролит.

Таблица 3

Состав электролита и режим электролиза для электролитического осаждения сплава никель—олово [3]

Номер электролита	Компоненты, г/л					Режим электролиза				Состав сплава, %	
	$\text{NiCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$	SnCl_2	NH_4Cl	NH_4F	NaF	$D_{\text{к}}, \text{а/д.м}^2$	pH	$T, ^\circ\text{C}$	$P_{\text{у.з.}}, \text{вт/см}^2$	Ni	Sn
1	250—300	40—50	100	60		1	3,5—4,5	50—60		35	65
2*	300	50		20—25	40—45	5	3,0	60	1,4	35	65

* Состав электролита № 2 и режим электролиза предложен нами.

Сплав Ni—Sn (35% Ni), осажденный из фторхлоридных электролитов, имеет твердость $400\text{—}500 \text{ кгс/см}^2$. Износостойкость сплава в несколько раз выше износостойкости чистого никеля [1].

Сплавы цинк—олово. Эти сплавы при содержании 20—25% Zn имеют более высокие защитные свойства по сравнению с цинком. Сплав рекомендуется применять для защиты от коррозии деталей радиотехнической аппаратуры и деталей приборов, подвергаемых пайке. Применение сплавов с большим (30—50%), а также с малым (5—10%) содержанием цинка нецелесообразно, так как резко снижаются его защитные свойства [7, 8].

Таблица 2

для электролитического осаждения сплава кадмий—олово

электролита, г/л				Режим электролита			Состав осадка, вес. %	
NaCN	NaOH	Клей, г/л	Фенол, г/л	D_K , а/дм ²	pH	T, °C	Zn	Sn
50	14	1	10	0,5—2	4	20	75	25
		0,5—1		1,5—2		18—25	40—60	60—40
				2		65	75	25

Рекомендуемые составы электролитов приведены в табл. 4. Электролит № 5 обладает повышенной стабильностью в работе, что достигается добавкой лимоннокислого аммония. Как видно из данных таблицы, на химический состав осадка оказывает значительное влияние изменение концентрации цинка, едкого натра, цианистого калия и натрия в электролите и режим электролиза. Изменение концентрации олова в электролите оказывает сравнительно, небольшое влияние на состав сплава.

Сплав Ni—Sn по сравнению со сплавом Zn—Sn обладает лучшими защитными свойствами. Этот сплав можно получать с декоративным видом непосредственно из электролитов, не прибегая к механическим способам его обработки. Сплав Zn—Sn целесообразно использовать в том случае, когда одновременно нужно паять деталь и защищать ее от коррозии.

Из всех рассмотренных сплавов наиболее изучен сплав Ni—Sn [1, 3, 4].

Вышеприведенные сплавы могут быть использованы для защиты от коррозии контактирующих поверхностей приборов, прошедших откачку. Покрытие на прибор целесообразно наносить, когда прибор собран и откачан, так как эти сплавы в зависимости от вида покрытия могут выдерживать температуру нагрева 250—400°С. Сплавы осаждаются из электролитов с высокими выходами по току, в связи с этим наводораживание их практически исключено.

Весьма перспективными являются сплавы Co—Pd, Co—W, Mo—Re, Co—W—Re, Co—W—Ni, Co—W—Mo, Co—W—Fe, которые могут защитить от коррозии в жестких климатических условиях и устойчивы при высоких температурах [15, 16].

Работы по исследованию высокотемпературных сплавов широко проводятся как в СССР, так и за рубежом, но эти работы в основном находятся на стадии лабораторных исследований [17, 18].

3. ЗАЩИТА ОТ КОРРОЗИИ РЕЗЬБОВЫХ ДЕТАЛЕЙ

Для защиты от коррозии резьбовых деталей целесообразно применение бинарного сплава Sn—Zn и тройного Cu—Zn—Sn (50—75% Cu, 15—30% Sn, 5—20% Zn) [4]. При сравнительно малых толщинах по-

Таблица 4

Состав электролита и режим электролиза для электролитического осаждения сплава олово—цинк [4, 8]

Номер элек- тролита	Компоненты электролита, г/л								Режим электролиза				Состав сплава, %		
	Sn	Zn	NaOH	NaCN	SnSO ₄	ZnSO ₄	C ₆ H ₅ O ₂ (NH ₄) ₂	NH ₄ NO ₃	Желатин	D _{кр} , а/дм ²	D _а , а/дм ²	T, °C	pH	Sn	Zn
1	30-35	1,8-2,2	10-12	20-22						2-3	1,5-2	70		80	20
2	30-35	2,5-3,0	10-12	20-22						2-3	1,5-2,5	70		70	30
3	30-35	3,5-4,0	10-12	20-22						2-3	1,5-2,5	70		60	40
4	30		6-8	25						1,5-3	1,5-2,5	70		50	50
5					9,6	8,4	5	1	0,1-1,0	0,5-1		65-70	9,3-9,5		

крытия (10—15 мкм) эти сплавы обладают высокими защитными свойствами, имеют повышенную твердость, хорошо сопротивляются истиранию и в течение длительного времени сохраняют способность к пайке [4]. Защита резьбовых деталей от коррозии представляет собой сложный вопрос и к настоящему времени ни в одной отрасли промышленности фундаментально не решена. В связи с этим имеет большой практический интерес разработка производственной технологии осаждения бинарных и тройных сплавов на резьбовые детали. Составы электролитов и режимы электролиза для получения бинарного сплава приведены в табл. 4.

Для осаждения тройного сплава имеются рекомендации [3] по применению цианистого электролита следующего состава (г/л):

Медь	1,5—3,7
Олово	0,4—1,5
Цинк	0,7—3,7
KCN (св)	3,7
NaOH	15—90
Бетанин	0,1—7

Режим электролиза: $D_k = 2 \div 3 \text{ а/дм}^2$, $T = 20 \div 30^\circ \text{C}$.

4. ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИЕ СПЛАВЫ ДЛЯ ПАЙКИ ДЕТАЛЕЙ

Пайка деталей миниатюрных приборов известными способами технологически не всегда осуществима. В зависимости от конструкции паяемого узла эти способы могут приводить к нарушению геометрических размеров деталей и к наплывам припоя на рабочие поверхности (сетки) паяемых изделий.

Для этих целей представляется перспективным применение электролитических сплавов.

Для пайки деталей миниатюрных приборов могут быть использованы электролитически осажденные сплавы Au—Ag, Au—Cu, Au—Ni, Ag—Cu, Ag—Pd—Cu и др. [1, 17, 19, 20].

Выбор вида сплава зависит от температуры пайки, материала и типа конструкции паяемого узла, характера паяемого шва (вакуумный или механический шов) и др. Сплавы осаждаются из электролитов цианистых, пирофосфатноцианистых и этилендиаминовых. Рекомендуемые составы электролитов и режимы электролиза приведены в табл. 5—6 [19—22].

Сплавы на основе золота и серебра широко рекламируются для применения их в качестве защитно-декоративных покрытий для ювелирных изделий, печатных плат, электрических контактов приборов, работающих на истирание, и др. [23—26].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В отечественной и зарубежной литературе опубликовано много статей, посвященных механизму электролитического осаждения сплавов, исследованию свойств осажденных сплавов в зависимости от состава электролита и режима электролиза, но вопросы, связанные с технологией массового производства (корректирование электролита, стабильность состава и свойств осажденного сплава, анодный выход по току и др.), судя по опубликованной литературе, пока недостаточно изучены,

Таблица 5

Составы электролитов и режимы электролиза для электролитического осаждения сплавов Au—Ag, Au—Cu, Au—Ni

Номер элек- тролиза	Компоненты, г/л										Режим электролиза			Состав сплава, %				
	Au	Ni	H ₂ C ₄ H ₆ O ₇	Cu	Na ₂ HPO ₄	KCN (св)	N ₂ SO ₃	Ag	NaCN	Na ₂ CO ₃	K ₂ SO ₄	D _к , а/дм ²	T, °C	pH	Au	Ni	Ag	Cu
1	2,5—3,5	3—3,5	50—100									1,0—1,5	40—50					
2	0,2—0,3	2,5—3,0		0,02 0,03 (CuCN)	20							2—80	60—70	7 ± 0,2	80—90	20—10		
3	в виде дициа- ноаура- та Au	тетра- цианид Ni			20			0,75	4	5	5	1—2	50		75		25	
4	3—5			3—9			1—1,5					0,1—0,2	75—80	7,0—7,4				
5	1,1—1,4			4,5—6,0			5,0—7,5					0,25—2,4	45—50		55—60			45—40
6	1,6—1,9			3,4—4,4			7,0—9,0					0,5—1,0	45—50		75—80			25—20
7	2,3—2,8			2,5—3,5			11—14					0,25—1,0	45—50		90			10

Составы электролитов и режимы электролиза для электролитического осаждения сплавов Ag—Cu, Ag—Pd, Au—Ag—In, Au—Ag—Pd, Au—Pd

Номер элек- троли- за	Компоненты, г/л										Режим электролиза				Состав сплава, %				
	Au	Ag	Pd	KCN (св)	Cu	Трилон	Аммиак (NH ₃) ₂ CO ₃	In	C ₂ H ₄ (NH ₃) ₂	Na ₂ SO ₃	NaOH	K ₂ CO ₃	D _{кв} а/дм ²	T, °C	pH	Au	Ag	Cu	Pd
1	0,1—0,3 KAu(CN) ₂		0,1—3,0 этилен- диамин Pd	0,3					15—75				0,3—0,8	60—65			—		—
2	2—20 KAu(CN) ₂	0,1—10 KAg(CN) ₂			5—200			2—20 циан. компо- нент In с три- лоном 'б'					0,4—0,6				—	—	—
3	6,0	0,45	3,0	3,5									1,8	60		72,2	15,1		12,7
4	6,0	0,45	3,0	17,0									1,0	60		84	10,2		5,8
5	8,0	0,65	1,0	10									1,0	22		97	2,18		0,76
6	6,0	0,43	0,3	30									0,5	35		92	8,0		—
7		2,5—3,5	18—22			45—60	8—20	20—25		10			0,1—0,5	40	8,5—10,5		—		—
8	3—6 KAu(CN) ₂		Тетраамингидроксид Ag		3—9 K ₂ Cu(CN) ₂								0,1—0,2	75	7,0—7,4	—	—	—	—
9		25—30			60—75								10—15	25—30	0,5—2		92—90	8—10	
		30	15	50—75								20—60	1	18—20					

ЛИТЕРАТУРА

1. Федотьев Н. П., Вячеславов П. М., Грекова Н. А. Современное состояние и перспективы развития электролитического осаждения сплавов. ЖПХ, 1971, т. XIX, вып. 3.
2. Вахтдов Р. С. Важнейшие особенности электроосаждения двойных сплавов. Уфимский авиационный институт. Труды кафедры общей химии, 1971, вып. 28.
3. Вячеславов П. М. Новые электрохимические покрытия. Лениздат, 1972.
4. Вячеславов П. М. Электролитическое осаждение сплавов. Л., Машиностроение, 1971.
5. Solving gold plating problems adds appearance, cuts costs. Metal—Progr., 1969, vol. 95, No 6.
6. Wear—resistance of gold alloy electrodeposits. Flühmann W. Plating, 1969, vol. 56, No 2.
7. Федулова А. А. Исследование пирофосфатного электролита для осаждения сплава Sn—Zn. «Обмен опытом в радиоэлектронной промышленности», 1965, вып. 12.
8. Федулова А. А. Осаждение сплава Sn—Zn и свойства этого покрытия. «Обмен опытом в радиоэлектронной промышленности», 1965, вып. 5.
9. Осиро Хипотомо Хаяси. Японский патент, кл. 12A 232. № 20844.6.09.69.
10. Тютина К. М., Кубсова Е. Н., Кудрявцев Н. Т. Условия электроосаждения сплава Cd—Sn из хлоридфторидного электролита. «Защита металлов», 1972, т. 8, № 3.
11. Брук Э. С., Вайнер Я. В., Ковалева Р. Г., Житомирская Н. Д. Гальванические покрытия электрических контактов. ЛДНТП, 1964, вып. 2.
12. Электрохимический способ осаждения сплава на основе золота. Патент СССР, кл. 48a, № 280154, 1970.
13. Федотьев Н. П., Вячеславов П. М., Грилихес С. Я., Круглова Е. Г. Коррозионная стойкость некоторых гальванических сплавов в условиях, приближающихся к тропическим. ЖПХ, 1959, т. 32, № 5.
14. Федотьев Н. П., Вячеславов П. М., Бибииков Н. Н., Грилихес С. Я. Электрохимические сплавы. М., Машгиз, 1962.
15. «Новые достижения отечественной гальванотехники», ЛДНТП, 1967.
16. Беспалько О. П., Вдовенко И. Р. Электроосаждение металлов и сплавов из тартратных электролитов. Киев, «Наукова думка», 1971.
17. Brenner A. Electrodeposition of alloys principles and practice. Academic Press. N—Y—London, 1963.
18. Горбунова К. М., Полукаров Ю. М. Электроосаждение сплавов. «Электрохимия». Итоги науки, М., 1966, вып. 1.
19. Способ электроосаждения блестящих покрытий золотом или его сплавами. Патент Швеции, кл. 48a, 5/28 (с. 230) в № 206566 от 2.08.66.
20. Улучшение припайвания путем нанесения покрытий из золотого сплава. Lee W. K. Plating, 1971, 58, № 10.
21. Куронова Н. В. Осаждение многокомпонентных сплавов золота. Сборник трудов ВНИИТЗ, М., 1971, вып. 6.
22. Backer R. G., Palumbo I. A. Plating, 1971, vol. 58, No 8.
23. Cooley R. L., Lemons K. E. Densities of electroplated gold Plating 1969, vol. 56, No 5.
24. Edson, Gwynne J. Gold electroplating process and solution. Патент США, кл. 204—46 (с23в), № 3445352, 20.05.69.
25. Pokras Donald S. Method and solution for gold electroplating. (с23в, 5/28), № 3505182 7.04.70 г.
26. Ямамура, Кацуеси, Миясока, Цугимицу. Японский патент кл. 12A232, № 4606.

Поступила в редакцию 9 августа 1973 г.

КОНСТРУИРОВАНИЕ

УДК 621.372

В. Я. Лысенко, А. А. Шишков**РАСЧЕТ ПОЛЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ РЕЗОНАТОРОВ МЕТОДОМ КОНЕЧНЫХ РАЗНОСТЕЙ**

Разработан метод расчета поля и параметров резонаторов в виде отрезков регулярных волноводов или тел вращения с произвольным контуром поперечного сечения. Предложенный в работе достаточно точный учет граничных условий позволил достигнуть высокой точности расчета систем при сравнительно малом числе узлов сетки — меньшем 2000.

1. ВВЕДЕНИЕ

В статье приведены результаты расчета методом конечных разностей [1] параметров резонаторов, представляющих собой тело вращения. В работах [2, 3] показано, что для получения удовлетворительной точности решения электродинамических задач число узлов конечно-разностной сетки должно быть от 5 000 до 20 000.

Основным результатом настоящей работы явилось создание программы, позволяющей решать двумерные электродинамические задачи с высокой точностью при меньшем числе узлов сетки (2 000 узлов) за счет более точного представления функции вблизи границы. Программа построена таким образом, что можно решать не только осесимметричные задачи, но и плоские.

**2. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ИХ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ
КОНЕЧНО-РАЗНОСТНЫМИ УРАВНЕНИЯМИ**

При расчете аксиально-симметричных резонаторов рассматриваются только те колебания, у которых вариации поля по углу отсутствуют, а магнитное поле имеет лишь азимутальную составляющую. Решение задачи в этом случае сводится к нахождению скалярной функции φ , удовлетворяющей уравнению:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} - \frac{\varphi}{r^2} + k^2 \varphi = 0 \quad (1)$$

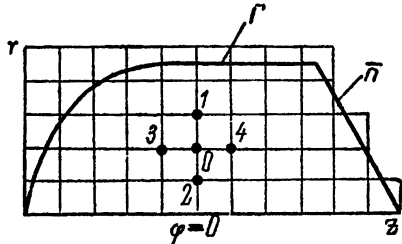
при граничном условии

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(r\varphi)}{\partial n} = 0 \quad (2)$$

на металлических поверхностях и $\varphi = 0$ на оси $r=0$.

В этих уравнениях $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число, $\bar{n}$ — нормаль к контуру границы.

Величина k определяется выражением:



$$k^2 = \frac{\iint \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial r} - \frac{\varphi}{r} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 \right] r dr dz}{\iint \varphi^2 r dr dz} \quad (3)$$

Рис 1. Пример расчетной области.

На рис. 1 показана область с квадратной сеткой, ограниченная контуром Γ . Для регулярной точки сетки используется конечно-разностное уравнение, составленное по пятиточечной схеме:

$$\varphi_1 \left(1 + \frac{1}{2r} \right) + \varphi_2 \left(1 - \frac{1}{2r} \right) + \varphi_3 + \varphi_4 - \varphi_0 \left(4 + \frac{1}{r^2} - k^2 \right) = 0. \quad (4)$$

При записи этого уравнения, как и последующих, предполагается, что шаг сетки равен единице, а r и k соответствующим образом нормализованы.

Для приграничных точек конечно-разностные уравнения получают следующим образом. Сначала определяется промежуточное выражение для значения функции φ_c в граничной точке путем интерполяции по девяти точкам с учетом граничного условия (2):

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\varphi}{r} \right) \operatorname{tg} \Theta + \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0, \quad (5)$$

где Θ — угол между нормалью к границе и координатной сеткой.

Затем выражение для φ_c подставляется в конечно-разностное уравнение для приграничного узла. Например, для случая, показанного на рис. 2, а б, получаем следующее выражение для φ_4 :

$$\varphi_4 = \frac{\frac{h(1+h)}{2(2+h)} \varphi_7 - \frac{h(2+h)}{1+h} \varphi_3 + \frac{4(1+2h)+h^2(5+h)}{2h(2+h)} \varphi_0 + \operatorname{tg} \Theta \left[\frac{1}{2} (\varphi_5 - \varphi_9) + \frac{1+h}{4} (\varphi_1 - \varphi_2 + \varphi_8 - \varphi_6) \right]}{\frac{2+3h(2+h)}{h(1+h)(2+h)} + \frac{\operatorname{tg} \Theta}{r}}$$

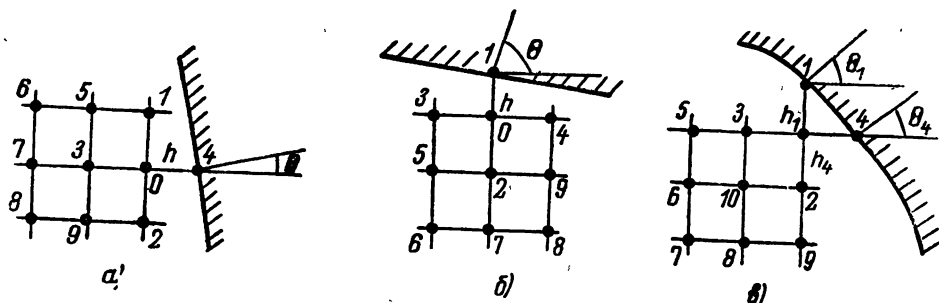


Рис. 2. Типы приграничных точек:

а, б — границей отсечена одна точка, г — граница отсекает две точки.

Подставим это выражение в конечно-разностное уравнение:

$$\varphi_1 \left(1 + \frac{1}{2r}\right) + \varphi_2 \left(1 - \frac{1}{2r}\right) + \varphi_3 \frac{1}{1+h} + \varphi_4 \frac{2}{h(1+h)} - \varphi_0 \left(2 \frac{1+h}{h} + \frac{1}{r^2} - k^2\right) = 0$$

и после преобразований получим уравнение для расчета функции в приграничной точке:

$$\begin{aligned} & \left[\varphi_1 + \varphi_2 + \frac{1}{2r}(\varphi_1 - \varphi_2) + \frac{2}{1+h} \varphi_3 \right] \left[\frac{2+3h(2+h)}{h(1+h)(2+h)} + \frac{1}{r} \operatorname{tg} \theta \right] - \\ & - \frac{2}{h(1+h)} \left[\frac{1}{2}(\varphi_5 - \varphi_6) + \frac{1+h}{4}(\varphi_1 - \varphi_2 + \varphi_3 - \varphi_6) \right] \operatorname{tg} \theta - \frac{h(1+h)}{2(2+h)} \varphi_7 + \\ & + \frac{h(2+h)}{1+h} \varphi_3 - \varphi_0 \left\{ \left(2 \frac{1+h}{h} + \frac{1}{r^2} - k^2 \right) \left[\frac{2+3h(2+h)}{h(1+h)(2+h)} + \frac{1}{r} \operatorname{tg} \theta \right] - \right. \\ & \left. - \frac{4(1+2h) + h^2(5+h)}{h^2(1+h)(2+h)} \right\} = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Вид уравнения (6) для случаев, когда одна из четырех точек, окружающих узел, отсекается границей, в прямоугольной системе координат не зависит от места расположения расчетной точки относительно границы. В цилиндрической системе координат применяются два уравнения в зависимости от расположения отсеченной точки относительно расчетной (на той же горизонтальной (рис. 2,а) или вертикальной (рис. 2,б) линии сетки).

Аналогично может быть получено и уравнение для случая, когда границей отсекаются сразу две точки — по горизонтали и вертикали, как показано на рис. 2,в.

Несмотря на громоздкость уравнений для расчета функции в приграничных точках, их применение оправдано, так как позволяет существенно повысить точность решения.

Решение полученной системы уравнений проводилось итерационным методом последовательной верхней релаксации:

$$\varphi_0^i = \varphi_0^{i-1} + \bar{\omega} \left[\frac{\varphi_1 \left(1 + \frac{1}{2r}\right) + \varphi_2 \left(1 - \frac{1}{2r}\right) + \varphi_3 + \varphi_4}{4 + \frac{1}{r^2} - k^2} - \varphi_0^{i-1} \right], \quad (7)$$

где $\bar{\omega}$ — коэффициент релаксации ($1 \leq \bar{\omega} < 2$).

3. ОПИСАНИЕ ПРОГРАММЫ

Была разработана универсальная программа, позволяющая рассчитывать распределение электрического и магнитного полей, собственную длину волны низшего типа колебаний, характеристическое сопротивление и добротность. Контур поперечного сечения резонатора пред-

ставляется отрезками прямых линий и дугами окружностей. Исходные данные задаются лишь координатами угловых точек контура и центров окружностей. Кроме того, в качестве исходных задаются следующие данные: начальная длина волны, точность расчета длины волны, признак типа системы — плоская или осесимметричная, число ячеек по осям, число циклов итерации при фиксированном значении длины волны, значение коэффициента релаксации.

Решение задачи ведется следующим образом. При фиксированном значении волнового числа k производится несколько итерационных циклов, в течение которых уточняются значения функции в узловых точках области. Затем по формуле (5) уточняется k^2 и процесс итерации продолжается.

Величина коэффициента релаксации ω при расчетах выбиралась в зависимости от числа ячеек в области. Были проведены численные эксперименты, позволившие определить оптимальные значения ω для одной конфигурации резонатора при различном числе ячеек. В дальнейшем эти данные использовались и при расчете других резонаторов.

Процесс итерации и уточнение k^2 продолжают до тех пор, пока не выполнится заданная точность по длине волны. Затем выполняются следующие операции: выводятся на печать значения функции в узлах сетки, вычисляются и выводятся на печать составляющие электрического поля, определяются характеристическое сопротивление и добротность. Величины ρ и Q вычисляются по формулам:

$$\rho = \frac{U^2}{2\omega W_E} = \frac{377}{2\pi k^3} \frac{\left[\int_{z_1}^{z_2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\varphi}{r} \right) dz \right]^2}{\int_S \varphi^2 r dS}, \quad (8)$$

$$Q = \sqrt{754k\sigma} \frac{\int_S \varphi^2 r dS}{\int_{\Gamma} \varphi_{\Gamma}^2 r dl}, \quad (9)$$

где U — напряжение между точками z_1 и z_2 резонатора,

S — площадь поперечного сечения,

dl — элемент длины границы,

σ — удельная проводимость материала стенок, для меди $\sigma = 5,8 \cdot 10^5 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

Интегрирование в формулах (3), (8), (9) ведется также с учетом точной границы. Например, при интегрировании по поперечному сечению определяются средние значения функции в каждой ячейке и площади элементарных ячеек; площади ячеек, примыкающих к границе, вычисляются по формуле Герона. С точки зрения повышения точности решения задачи, это обстоятельство является особенно важным при вычислении k^2 .

Программа была составлена для машины «Odra 1204» на языке MOST-2 и занимает примерно 7500 ячеек. Время расчета при максимальном числе узлов, равном 1600, составляет 40 мин.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Вначале программа была опробована на расчете систем с простой конфигурацией, для которых существует аналитическое решение (цилиндр, сферический резонатор и другие). Результаты расчета длины волны приведены в таблице. Там же указаны число ячеек, укладываемых по осям, и точность расчета длины волны.

Т а б л и ц а

Тип системы	Число узлов	Расчетная длина волны λ	Ошибка $\delta\lambda$, %
Круглый волновод, тип E_{01}	20×20	2,6128	< 0,01
Сферический резонатор	30×30	2,2890	< 0,02
Круглый волновод, тип H_{21}	30×30	2,0602	+ 0,15
Тороидальный резонатор	27×45	10,988	+ 0,073*
«Лунный» волновод с T -перегородкой	26×52	6,07	+ 0,67**

* Сравнение с экспериментальными данными

** Сравнение с экспериментальными данными работы [2].

Из таблицы видно, что для простых систем высокая точность (по длине волны ошибка менее 0,1%) обеспечивается при числе узлов порядка 500. В случае сложных систем (тороидальный резонатор, «лунный» волновод с T -перегородкой [2]) точность расчета длины волны лучше 1% получается при 1600 узлах. Для сравнения можно сказать, что приводимое здесь значение критической длины волны для «лунного» волновода отличается от рассчитанного в работе [2] при 20000 узлов лишь на 0,2% и практически совпадает с значением, найденным экстраполяцией вычислений на случай бесконечного числа узлов.

Некоторые другие результаты расчета даны на рис. 3—5. На рис. 3 изображены поперечное сечение одноззорного тороидального резонатора и распределение составляющих электрического поля в канале. Структура поля характеризуется линиями $\varphi r = \text{const}$, которые в цилиндрической системе координат совпадают с электрическими силовыми линиями.

На рис. 4 приведен пример расчета двухззорного резонатора на противофазном виде колебаний (на рисунке изображена четверть резонатора, а линии $\varphi r = \text{const}$ в области зазора и индуктивной части нанесены с разным шагом). При расчете такой системы функция φ в плоскости нечетной симметрии поля $z=0$ полагается равной нулю.

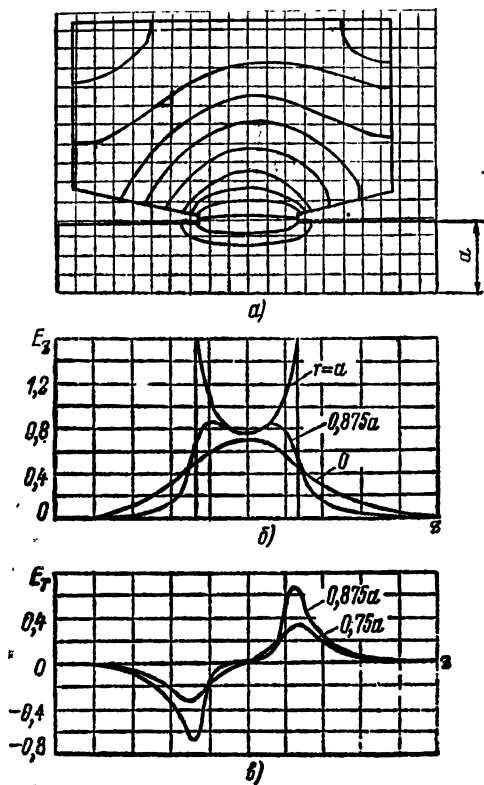


Рис. 3. Поле тороидального резонатора a — линии $\varphi r = \text{const}$, b, c — распределение составляющих электрического поля E_z и E_r в канале.

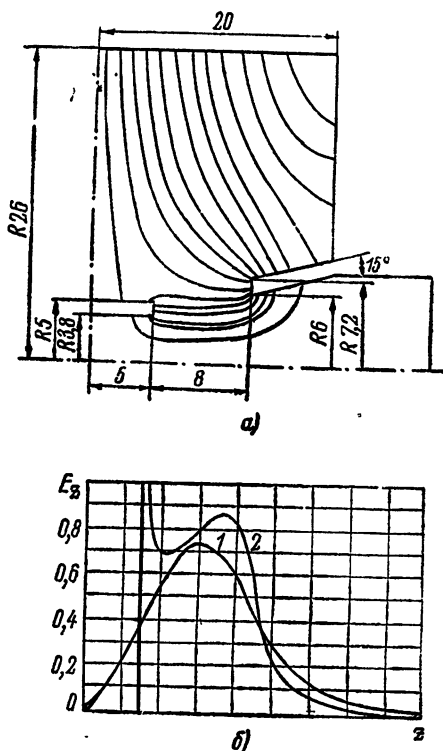


Рис. 4. Поле двухззорного резонатора на π -виде колебаний:

a — линии $\varphi r = \text{const}$, b — распределение составляющей E_z на оси (1) и на краю зазора (2). Длина волны $\lambda = 5,98$ см.

Программа позволяет выяснить влияние геометрии резонатора на его параметры. Такая возможность иллюстрируется, например, рис. 5, на котором приведены зависимости характеристического сопротивления и добротности тороидального резонатора от размера H . Размер L подбирался таким образом, чтобы собственная длина волны резонатора была неизменной и равной 10 см. Обращает на себя внимание тот

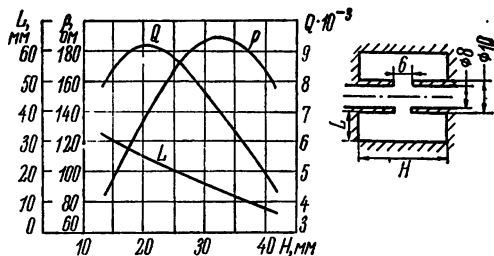


Рис. 5. Зависимость параметров тороидального резонатора ρ и Q от соотношения размеров H и L ; длина волны $\lambda = 10$ см.

факт, что максимумы ρ и Q имеют место при неодинаковой геометрии резонатора; для получения максимального ρ резонатор должен иметь достаточно большой размер H .

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предлагаемая методика расчета и разработанная программа позволяют решать двумерные задачи электродинамики с высокой точностью при сравнительно малом числе узлов сетки. Ошибка расчета собственной длины волны основного вида колебаний даже в случае довольно сложных систем не превышает 1%, что часто оказывается лучше точности, которая достигается при изготовлении системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вазов В., Форсайт Д. Разностные методы решения дифференциальных уравнений в частных производных. ИЛ., М., 1963.
2. Davies I. B., Muilwyk C. A. Numerical solution of uniform hollow waveguides with boundaries of arbitrary shape. Proc. IEEE, February 1966, vol. 113, No 2.
3. Beaubien M. I., Wexler A. Unequal-arm-finite-difference operations in the positive-definite successive overrelaxation (PDSOR) algorithm. IEEE Trans. on MTT, 1970, MTT-18, No 12.

Поступила в редакцию 4 июля 1973 г.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИБОРОВ

УДК 621.372.825.4

Ю. Е. Звонарев**ДИСПЕРСИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОЭТАЖНОЙ
ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ ТИПА «ВСТРЕЧНЫЕ ШТЫРИ,
НАГРУЖЕННЫЕ РЕАКТИВНОСТЯМИ»**

Рассмотрена двумерно-периодическая штыревая замедляющая система типа «встречные штыри», представляющая собой замкнутую в цилиндр многопроводную линию, периодически вдоль оси нагруженную реактивностями. Методами теории многополюсников получены уравнения для расчета дисперсии и волнового сопротивления различных типов волн. Проведен анализ дисперсии системы. Изучены некоторые способы управления полосой пропускания и характером дисперсии на основной пространственной гармонике. Исследованы условия существования положительной и отрицательной дисперсии вдоль оси системы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Увеличение мощности приборов СВЧ связано с проблемой увеличения размеров пространства взаимодействия [1]. Одним из способов ее решения является использование двумерно-периодических замедляющих систем [2, 3]. Возможность использования той или иной двумерно-периодической системы в значительной степени зависит от ее дисперсионной характеристики, которую можно изобразить в виде поверхности дисперсии. Необходимость выделения на этой поверхности рабочего типа волны предъявляет к дисперсии двумерно-периодических систем более жесткие по сравнению с одномерно-периодическими системами требования. Они сводятся к обеспечению необходимого разделения как между фиксированными частотами одного типа волны, так и между полосами пропускания соседних типов волн. Чтобы удовлетворить этим требованиям, необходимо управлять дисперсионной характеристикой системы.

Ниже рассмотрены некоторые способы управления дисперсионной характеристикой двумерно-периодической системы типа «встречные штыри, нагруженные реактивностями». Схематическое изображение ее приведено на рис. 1,а. Она состоит из проводников 1, образующих многопроводную линию, периодически вдоль оси y нагруженную связками 2 и индуктивными диафрагмами 3. Проводники многопроводной линии с помощью пластин 4 соединяются с внешним экраном 5. Пла-

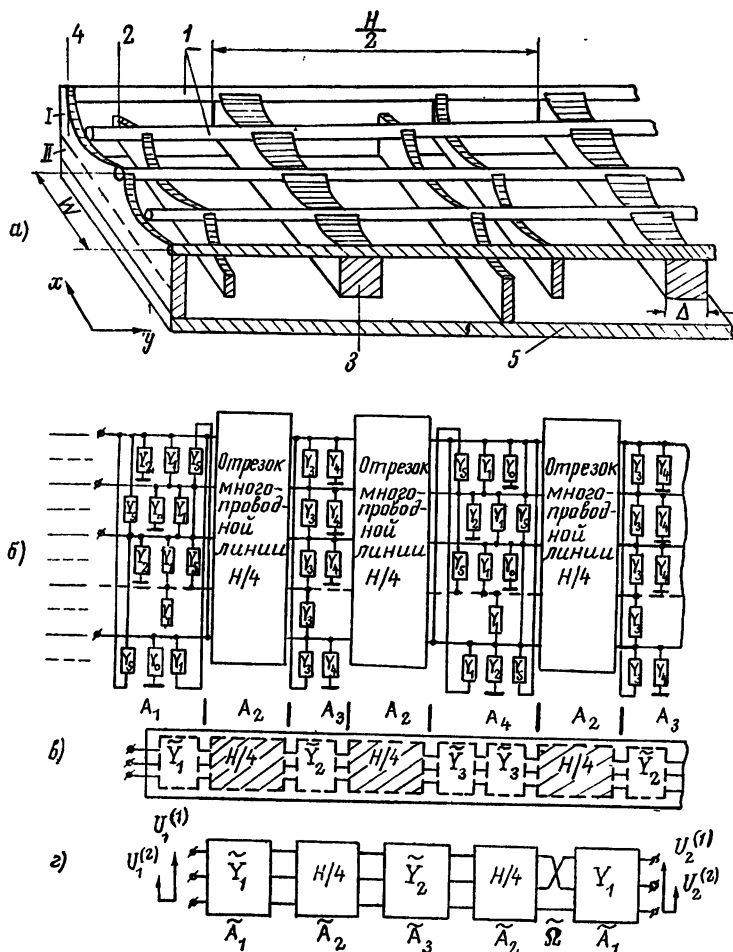


Рис. 1. Схематическое изображение замедляющей системы типа «встречные штыри, нагруженные реактивностями» (а) и эквивалентные схемы системы (б), периода по азимуту (в) и продольной ячейки (г):

1 — проводники, 2 — связи, 3 — индуктивная диафрагма, 4 — пластины, 5 — экран.

стины 4 и связи 2 имеют одинаковую азимутальную конфигурацию и смещены относительно друг друга на половину периода системы вдоль оси x .

Анализ дисперсионной характеристики проводится методом многопроводных линий с использованием теории многополюсников [4]. Предполагается, что система является строго периодической, имеет бесконечную длину и свернута в цилиндр относительно оси y . Период системы в направлении оси y обозначен H , а по оси x — W . Полагаем, что вдоль многопроводной линии распространяется волна TEM .

2. УРАВНЕНИЕ ДИСПЕРСИИ

При выводе уравнения дисперсии для упрощения конфигурация каждой пластины 4 условно разбита на две части (пунктир на рис. 1,а). Одна из них I рассматривается как связка, аналогичная связке 2, вто-

рая II — диску, закорачивающему эту связку на внешний экран. Кроме того, полагается, что на каждой продольной ячейке $H/2$ связки и пластины расположены в одной плоскости. Это увеличивает порядок симметрии эквивалентной схемы по сравнению с замедляющей системой (с $C_{\Delta\sigma}$ до $C_{\Delta\sigma\sigma}$ в обозначениях работы [9]), но не приводит к резкому изменению дисперсионной характеристики, так как расположение осей и плоскостей симметрии в нулевой зоне у систем, имеющих группы симметрии $C_{\Delta\sigma}$ и $C_{\Delta\sigma\sigma}$, одинаково [9].

Эквивалентная схема системы приведена на рис. 1,б. Там же изображены ее плоскости симметрии. Она представляет собой цепочку каскадно-соединенных замкнутых в цилиндр периодических $2(P+1)$ полюсников. Матрицы передачи этих многополюсников A_m ($m=1, 2, 3, 4$) квадратные, порядка $2P$ (P — число проводников многопроводной линии).

Индексами Y_1, Y_4, Y_2 на эквивалентной схеме обозначены проводимости, пропорциональные соответственно емкости между связкой 2, диском 4, диафрагмой 3 и связкой 2, диафрагмой 3 и внешним экраном 5, а Y_0, Y_5, Y_3 — проводимости, обратно пропорциональные индуктивностям диска (II, рис. 1), связки 2, диафрагмы 3, на участке длиной W , соответствующей паре проводников многопроводной линии.

Рассматриваемая система относится к классу двухступенчатых систем. Используя условия круговой симметрии [4], анализ ее дисперсионных свойств можно свести к рассмотрению цепочки несимметричных шестиполюсников (рис. 1,в). Пунктиром на рис. 1,в показаны простейшие шестиполюсники, входящие в состав шестиполюсника, эквивалентного продольной ячейке. Здесь заштрихованными прямоугольниками обозначены шестиполюсники, соответствующие отрезку регулярной многопроводной линии, а прямоугольники $\tilde{Y}_1, \tilde{Y}_2$ — участкам системы, нагруженным соответственно связкой и индуктивной диафрагмой.

При отсутствии потерь в многопроводной линии упрощенные матрицы передачи простейших шестиполюсников можно записать в виде:

$$\tilde{A}_1 = \begin{Bmatrix} I & 0 \\ \tilde{Y}_1 & I \end{Bmatrix}, \quad \tilde{A}_2 = \begin{Bmatrix} I \cos \frac{x}{2} & \frac{j}{c} \tilde{x} \sin \frac{x}{2} \\ jc \tilde{y} \sin \frac{x}{2} & I \cos \frac{x}{2} \end{Bmatrix}, \quad \tilde{A}_3 = \begin{Bmatrix} I & 0 \\ \tilde{Y}_2 & I \end{Bmatrix}, \quad \tilde{A}_4 = \begin{Bmatrix} I & 0 \\ \tilde{Y}_3 & I \end{Bmatrix}, \quad (1)$$

где

$$\tilde{Y}_1 = \begin{Bmatrix} 2Y_1 + Y_2 + 4Y_5 \sin^2 \varphi & -2Y_1 \cos \varphi \\ -2Y_1 \cos \varphi & 2Y_1 + Y_0 + 4Y_5 \sin^2 \varphi \end{Bmatrix},$$

$$\tilde{Y}_2 = \begin{Bmatrix} 2Y_3 + Y_4 & -2Y_3 \cos \varphi \\ -2Y_3 \cos \varphi & 2Y_3 + Y_4 \end{Bmatrix},$$

$$\tilde{Y}_3 = \begin{Bmatrix} 2Y_1 + Y_0 + 4Y_5 \sin^2 \varphi & -2Y_1 \cos \varphi \\ -2Y_1 \cos \varphi & 2Y_1 + Y_2 + 4Y_5 \sin^2 \varphi \end{Bmatrix},$$

$$\tilde{x} = \begin{Bmatrix} x_0 & x_1 \\ x_1 & x_0 \end{Bmatrix}, \quad \tilde{y} = \begin{Bmatrix} y_0 & y_1 \\ y_1 & y_0 \end{Bmatrix},$$

$\tilde{Y}_1, \tilde{Y}_2, \tilde{Y}_0$ — субматрицы, входящие в матрицы $\tilde{A}_1, \tilde{A}_2, \tilde{A}_3, \tilde{A}_4$, преобразованные, согласно [4], к симметричному виду,

I — единичная матрица второго порядка,

c — скорость света,

φ — фазовый сдвиг между соседними проводниками многопроводной линии,

$x_i \mu_i (i=0, 1)$ — элементы субматриц $\tilde{x}, \tilde{\mu}$, определяемые через волновую проводимость многопроводной линии [4],

$x = k \frac{H}{2}$ (k — волновое число в свободном пространстве),

$j = \sqrt{-1}$.

При перемене местами некоторых проводников, как это показано на рис. 1,2, все шестиполюсники, эквивалентные продольной ячейке системы, становятся симметричными. Анализ дисперсионных характеристик системы в этом случае можно свести к рассмотрению свойств шестиполюсника, эквивалентного продольной ячейке. Матрицу передачи его с учетом соотношений (1) можно записать в виде:

$$\tilde{A} = \tilde{A}_1 \tilde{A}_2 \tilde{A}_3 \tilde{A}_2 \tilde{\Omega} \tilde{A}_1 = \begin{Bmatrix} \tilde{A}_{11} & \tilde{A}_{12} \\ \tilde{A}_{21} & \tilde{A}_{22} \end{Bmatrix}, \quad (2)$$

где

$$\tilde{\Omega} = \begin{Bmatrix} \Omega & 0 \\ 0 & \Omega \end{Bmatrix}, \quad \Omega = \begin{Bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{Bmatrix},$$

$$\tilde{A}_{11} = \Omega \cos x + \frac{j}{c} \tilde{x} \tilde{\Omega} \tilde{Y}_1 \sin x + \frac{j}{2c} \tilde{x} \tilde{Y}_2 \Omega \sin x - \frac{1}{c^2} \tilde{x} \tilde{Y}_2 \tilde{x} \tilde{\Omega} \tilde{Y}_1 \sin^2 \frac{x}{2},$$

$$\tilde{A}_{12} = \frac{j}{c} \tilde{x} \tilde{\Omega} \sin x - \frac{1}{c^2} \tilde{x} \tilde{Y}_2 \tilde{x} \Omega \sin^2 \frac{x}{2},$$

$$\begin{aligned} \tilde{A}_{21} = & \tilde{Y}_1 \Omega \cos x + \Omega \tilde{Y}_1 \cos x + j \tilde{\mu} \Omega \sin x + \frac{j}{2c} \tilde{Y}_1 \tilde{x} \tilde{Y}_2 \Omega \sin x + \frac{j}{c} \tilde{Y}_1 \tilde{x} \tilde{\Omega} \tilde{Y}_1 \sin x + \\ & + \frac{j}{2c} \tilde{Y}_2 \tilde{x} \tilde{\Omega} \tilde{Y}_1 \sin x - \frac{1}{c^2} \tilde{Y}_1 \tilde{x} \tilde{Y}_2 \tilde{x} \tilde{\Omega} \tilde{Y}_1 \sin^2 \frac{x}{2} + \tilde{Y}_2 \Omega \cos^2 \frac{x}{2}, \end{aligned}$$

$$\tilde{A}_{22} = \Omega \cos x + \frac{j}{c} \tilde{Y}_1 \tilde{x} \Omega \sin x + \frac{j}{2c} \tilde{Y}_2 \tilde{x} \Omega \sin x - \frac{1}{c^2} \tilde{Y}_1 \tilde{x} \tilde{Y}_2 \tilde{x} \Omega \sin^2 \frac{x}{2}.$$

Используя симметричность субматриц, входящих в матрицу $\tilde{A}$, и коммутативность $\Omega \tilde{x}, \tilde{\mu} \Omega, \Omega \tilde{Y}_2$, можно показать, что $\tilde{A}_{11} = \tilde{A}_{22}$, $\tilde{A}_{21} = \tilde{A}_{12}'$, $\tilde{A}_{12} = \tilde{A}_{12}'$ — т.е. шестиполюсник обратим и горизонтально симметричен. Здесь штрих означает операцию транспонирования. Используя эти свойства, в соответствии с [4] уравнение дисперсии системы типа «встречные штыри, нагруженные реактивностями» можно записать в виде:

$$\begin{aligned} & [\cos \psi - D(x, \varphi)][\cos \psi + D(x, \pi - \varphi)] + \frac{M^2(\pi)}{M^2(\varphi)} \frac{F(\varphi)}{4} \left[\frac{4}{x B_0} + \frac{x A_2}{4} \right]^2 \times \\ & \times \Phi(x, \varphi) \Phi(x, \pi - \varphi) \sin^2 x = 0, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$D(x, \varphi) = 2\Phi(x, \varphi)S(x, \varphi)\cos^2 \frac{x}{2} - 1,$$

$$\Phi(x, \varphi) = 1 + j \frac{1}{M(\varphi)} \left[2Y_3 \sin^2 \frac{\varphi}{2} + \frac{Y_4}{2} \right] \operatorname{tg} \frac{x}{2} = 1 + \frac{M(\pi)}{M(\varphi)} \times \\ \times \left[\frac{16 \sin^2 \frac{\varphi}{2}}{xB_3} - \frac{x A_4}{4} \right] \operatorname{tg} \frac{x}{2},$$

$$S(x, \varphi) = 1 + \frac{j}{M(\varphi)} \left[4Y_1 \sin^2 \frac{\varphi}{2} + 4Y_5 \sin^2 \varphi + 0,5(Y_0 + Y_2) \right] \operatorname{tg} \frac{x}{2} = \\ = 1 - \frac{M(\pi)}{M(\varphi)} \left[x A_1 \left(1 - \frac{2 \cos^2 \frac{\varphi}{2}}{x^2 \gamma^2} \right) \sin^2 \frac{\varphi}{2} + \frac{x A_2}{8} - \frac{2}{xB_0} \right] \operatorname{tg} \frac{x}{2}. \quad (3a)$$

$$2Y_1 = jkcC_1 = jxA_1 \frac{M(\pi)}{2}; \quad Y_2 = jkc \frac{C_2}{2} = jxA_2 \frac{M(\pi)}{4};$$

$$Y_4 = jkcC_4 = jxA_4 \frac{M(\pi)}{2}, \quad Y_3 = \frac{1}{jkcL_3} = \frac{8M(\pi)}{jxB_3}; \quad Y_0 = \frac{1}{j2kcL_0} = \frac{4M(\pi)}{jxB_0},$$

$$Y_5 = \frac{1}{j2kcL_5} = \frac{A_1 M(\pi)}{j8x\gamma^2}, \quad A_1 = \frac{C_1}{2C_n(\pi)}, \quad B_1 = M^2(\pi) \frac{2L_1}{C_n(\pi)},$$

$$F(\varphi) = \frac{M(\varphi)}{M(\pi - \varphi)},$$

ψ — фазовый сдвиг на продольную ячейку,

$M(\varphi)$ — волновая проводимость многопроводной линии,

C_1 — емкость связей на продольной ячейке,

L_5 — индуктивность связей на продольной ячейке,

C_2 — емкость связи на внешний экран,

C_4 — емкость индуктивной диафрагмы на внешний экран,

L_0 — индуктивность кольца, закорачивающего эквивалентную связку (II на рис. 1) на внешний экран,

L_3 — индуктивность диафрагмы,

$C_n(\pi) = \frac{M(\pi)}{4c}$ — емкость между двумя проводниками многопроводной линии при сдвиге фазы между ними $\varphi = \pi$,

$\gamma = \frac{2s}{H}$ (где s — длина секции связей, определяемая равенством $s = \frac{2\pi r_s}{P}$, r_s — средний радиус связи).

В формулах (3a) использовано предположение, что $2s^2 = L_5 C_1 c^2$ [4]. Физический смысл входящих в уравнение функций $D(x, \varphi)$ и $D(x, \pi - \varphi)$ очевиден для некоторых частных случаев, например, $Y_0 = Y_2$. В этом случае

$$\cos \psi_1 = D(x, \varphi), \quad \cos \psi_2 = D(x, \pi - \varphi) \quad (4)$$

являются уравнениями дисперсии соответственно для симметричной и антисимметричной составляющих волн.

Рассчитанные по формуле (3) кривые дисперсии, построенные в координатах $x=f(\psi)$ и $n=f\left(\frac{1}{x}\right)$ (n — замедление фазовой скорости волны), приведены на рис. 2. Расчет выполнен для системы, содержащей $P=12$ проводников многопроводной линии при следующих значениях параметров: $A_1=1,18$; $A_2=A_4=0$; $Y_3=Y_0=0$; $\gamma=0,975$; $\rho=0,795$, $\nu=0,51$; $\eta_1=1,91$; $\eta_2=1,62$. Размеры поперечного сечения многопроводной линии указаны на рис. 2,а. Оценка величины волновой проводимости и емкости связей проводилась с помощью соотношений, приведенных в работе [8].

Все типы волн вдоль оси y имеют положительную дисперсию. Наибольшая полоса пропускания соответствует волне с $\varphi=\pi$, наименьшая — волне $\varphi=\frac{\pi}{2}$. Расхождение

рассчитанных и измеренных длин волн при фиксированном $\psi\left(\psi=\frac{\pi}{2}\right)$ для волн $\varphi>\frac{\pi}{2}$ не превышает 10%, причем для основной волны $\varphi=\pi$ вдали от границ полосы пропускания это расхождение не превышает 5%. Значительное различие рассчитанных и измеренных дисперсионных характеристик для волн с $\varphi>\frac{\pi}{2}$ связано с воз-

буждением высших типов волн (в частности, волны TE_{11}) в пространстве, образованном замедляющей системой, закороченной в плоскостях симметрии, и катодом. При этом метод многопроводных линий, использованный для расчета, оказывается непригодным.

С помощью уравнения (3) могут быть рассчитаны характеристики дисперсии ряда штыревых замедляющих систем. Так, положив $Y_1=Y_2=Y_3=Y_4=Y_5=0$, можно получить уравнение системы типа «встречные штыри», рассмотренной в [4]; $Y_3=Y_0=Y_4=0$ — уравнение системы, пред-

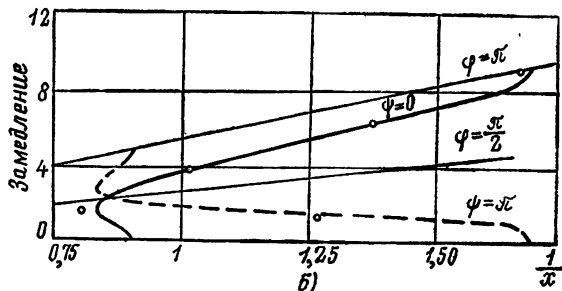
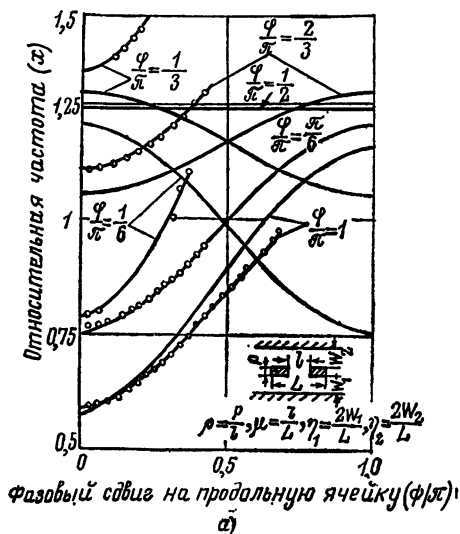


Рис. 2. Расчетные (—) и экспериментальные (○○○) дисперсионные характеристики* различных типов волн замедляющей системы, построенные в координатах $x=f(\psi)$ (а) и $n=f\left(\frac{1}{x}\right)$ (б).

* На рис. 2,а вместо значения $\frac{\varphi}{\pi} = \frac{\pi}{6}$ следует читать $\frac{\varphi}{\pi} = \frac{5}{6}$.

лагаемой в работе [5]; $Y_0 = Y_2 = Y_4 = 0$ — уточненное уравнение дисперсии системы, анализируемой в [6]; $Y_0 = Y_2 = Y_4 = 0$, $Y_3 \rightarrow \infty$ — уравнение дисперсии системы для платинотрона [7] и т. д.

3. АНАЛИЗ ДИСПЕРСИИ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ

Эквивалентная схема системы (рис. 1,б) содержит чередующиеся зеркальные и скользящие плоскости симметрии. Зеркальные плоскости симметрии при $\psi = 0$ или $\psi = \pi$ представляют собой для электромагнитной волны электрические или магнитные стенки. Условия существования в плоскости связок (зеркальная плоскость симметрии) электрической или магнитной стенок можно определить, воспользовавшись упрощенной матрицей передачи шестиполосника. Полагая в (2) соответственно $U_1^{(1)} = U_1^{(2)} = U_2^{(1)} = U_2^{(2)} = 0$ и $i_1^{(1)} = i_1^{(2)} = i_2^{(1)} = i_2^{(2)} = 0$ (рис. 1,з), эти условия можно записать в виде:

для электрической стенки в плоскости связок

$$\Phi(x, \varphi) \Phi(x, \pi - \varphi) \sin x = 0, \quad (5)$$

для магнитной стенки

$$[D(x, \varphi) + 1][D(x, \pi - \varphi) - 1] = \frac{F(\varphi)}{4M^2(\varphi)} (Y_0 - Y_2)^2 \Phi(x, \varphi) \Phi(x, \pi - \varphi) \sin^2 x, \quad (6)$$

$$[D(x, \pi - \varphi) + 1][D(x, \varphi) - 1] = \frac{F(\varphi)}{4M^2(\varphi)} (Y_0 - Y_2)^2 \Phi(x, \varphi) \Phi(x, \pi - \varphi) \sin^2 x. \quad (7)$$

Входящие в $D(x, \varphi)$ функции $\Phi(x, \varphi)$, $S(x, \varphi)$ содержат все реактивности, сосредоточенные соответственно в скользящих и зеркальных плоскостях симметрии, перпендикулярных оси системы. В случае $Y_0 = Y_2$ равенства $\Phi(x, \varphi) = 0$ и $S(x, \varphi) = 0$ при $x \neq \pi$ в соответствии с (4) определяют частоту, при которой для симметричной составляющей в плоскостях симметрии электрические и магнитные стенки чередуются ($\psi_1 = \pi$). При $\Phi(x, \varphi) = 0$ в зеркальных плоскостях симметрии находятся электрические стенки, а при $S(x, \varphi) = 0$ — магнитные стенки. Условие $D(x, \varphi) = 1$ определяет частоту, при которой во всех плоскостях симметрии для симметричной составляющей волны расположены либо магнитные, либо электрические стенки ($\psi_1 = 0$).

Анализ соотношений (3а), (5) — (7) позволяет определить характер дисперсии на границах дисперсионной характеристики, оценить полосу пропускания на каждой из распространяющихся вдоль оси y волн. Из (3а), (5) следует, что электрическим стенкам в зеркальных плоскостях соответствует положительная дисперсия по азимуту для симметричной составляющей и отрицательная — для асимметричной. В случае же расположения в этих плоскостях магнитной стенки система имеет дисперсионную характеристику, аналогичную характеристике анодного блока обычного магнетрона (кривая $\psi = 0$ на рис. 2,б).

При фиксированном значении φ совместное решение уравнений (6), (7) возможно лишь при условии:

$$D(x, \varphi) = D(x, \pi - \varphi). \quad (7а)$$

Выполнение его соответствует либо пересечению дисперсионных характеристик, соответствующих границам полосы пропускания (нулевая полоса пропускания), либо совпадению полос пропускания для волн с фазовыми сдвигами φ и $\pi - \varphi$, но имеющими различный характер (положительная либо отрицательная) дисперсии вдоль оси y . Для волн с $\varphi = \frac{\pi}{2}$ условие (8) выполняется всегда. Для волн с $\varphi \neq \frac{\pi}{2}$ удовлетворить этому условию можно лишь при соответствующем выборе реактивностей, входящих в функции $S(x, \varphi)$, $\Phi(x, \varphi)$. Из сравнения характеристик, приведенных на рис. 2, и соотношений (6), (7) следует, что при $D(x, \pi - \varphi) > D(x, \varphi)$ система имеет положительную, а при $D(x, \pi - \varphi) < D(x, \varphi)$ — отрицательную дисперсию вдоль оси системы.

4. ВЛИЯНИЕ РЕАКТИВНОСТЕЙ Y_1 , Y_2 , Y_4 И ВНЕШНЕГО ЭКРАНА НА ПОЛОСУ ПРОПУСКАНИЯ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ ВОЛН

Влияние внешнего экрана на дисперсию системы

По схеме подсоединения (см. рис. 1,а) внешний экран в системе типа «встречные штыри» можно рассматривать как распределенную по азимуту «продольную» связку. Ее наличие позволяет внести дополнительную внешнюю связь между продольными ячейками системы, обратную по знаку основной многопроводной линии.

Величину этой дополнительной внешней связи можно определить, воспользовавшись уравнениями дисперсии для границ полосы пропускания, которые с учетом выражений (6), (7) для $A_2 = B_0 = 0$ можно записать в виде:

$$\psi = 0; \quad \frac{2 \left[\Phi(x, \varphi) \cos^2 \frac{x}{2} - 1 \right]}{x \Phi(x, \varphi) \sin x} = \frac{M(\pi)}{M(\varphi)} A_1 \left(1 - \frac{\sin^2 \varphi}{x^2 \gamma^2} \right) - \frac{\operatorname{ctg} \frac{x}{2}}{x F(\varphi)}, \quad (8)$$

$$\psi = \pi; \quad \frac{\operatorname{ctg} \frac{x}{2}}{x} = \frac{M(\pi)}{M(\varphi)} A_1 \left(1 - \frac{\sin^2 \varphi}{x^2 \gamma^2} \right) + \frac{2 \left[1 - \Phi(x, \pi - \varphi) \cos^2 \frac{x}{2} \right]}{x \Phi(x, \pi - \varphi) F(\varphi) \sin x}. \quad (9)$$

Из этих соотношений следует, что на частотах, соответствующих границам полосы пропускания, влияние внешнего экрана аналогично влиянию связок на дисперсию анодного блока в обычных магнетронах. Для волн с $\psi = 0$ и фиксированными x и φ его присутствие приводит к

уменьшению нормированной емкости связок A_1 на величину $\frac{\operatorname{ctg} \frac{x}{2}}{x F(\varphi)}$,
а для $\psi = \pi$, наоборот, к ее увеличению на величину $\frac{2 \left[1 - \Phi(x, \pi - \varphi) \cos^2 \frac{x}{2} \right]}{x \Phi(x, \pi - \varphi) F(\varphi) \sin x}$.

В соответствии с этим частота границы при $\psi = 0$ увеличивается, а при $\psi = \pi$ — уменьшается.

На рис. 3 приведены расчетные дисперсионные характеристики системы вдоль оси для волн $\varphi = \pi$ и $\varphi = \frac{5}{6}\pi$ в зависимости от величины отношения волновых сопротивлений $F(\pi)$. Кривые построены для случая $B_3 \rightarrow \infty$, $A_1 = 1,18$. Сечение многопроводной линии изображено на рис. 2,а. Значению $F(\pi) = 1,16$ соответствует случай $\eta_1 = \eta_2 = 0,5$; $F(\pi) = 2 - \eta_1 = \eta_2 = 1$; $F(\pi) = 2,8 - \eta_1 = \eta_2 = 1,5$; $F(\pi) = 3,7 - \eta_1 = \eta_2 = 2$. Во всех случаях принято $\rho = 0,8$, $\nu = 0,51$, $A_4 = 0$.

Из анализа кривых следует, что уменьшение $F(\pi)$ почти в два раза (с 3,7 до 2,0) для волны с $\varphi = \pi$ соответствует уменьшению ширины полосы пропускания системы в полтора раза. Возможными при этом становятся системы с 5—10%-ной полосой пропускания. Кроме того, простота изменения величины $F(\varphi)$ (в частности, приближением экрана к многопроводной линии) позволяет легко изменять полосу пропускания вдоль оси системы, что является особенно важным, например, при согласовании этих систем с внешними линиями передачи.

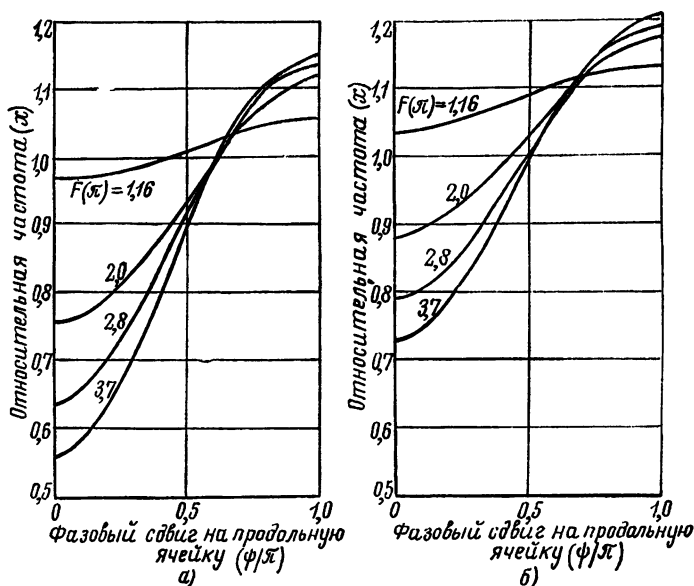


Рис. 3. Дисперсионные характеристики замедляющей системы типа «встречные штыри, нагруженные реактивностями» на волнах $\varphi = \pi$ (а) и $\varphi = \frac{5}{6}\pi$ (б) при различных значениях отношения волновых сопротивлений многопроводной линии $F(\pi)$.

Влияние индуктивности диафрагмы L_3

Шириной полосы пропускания на любом типе волны можно управлять изменением индуктивности диафрагмы. Это иллюстрируется на рис. 4 результатами расчета дисперсионных характеристик для волн с $\frac{\varphi}{\pi} = 1$ и $\frac{\varphi}{\pi} = \frac{5}{6}$ при различных значениях $B_3 = M^2(\pi) \frac{2L_3}{C_n(\pi)}$. Кривые по-

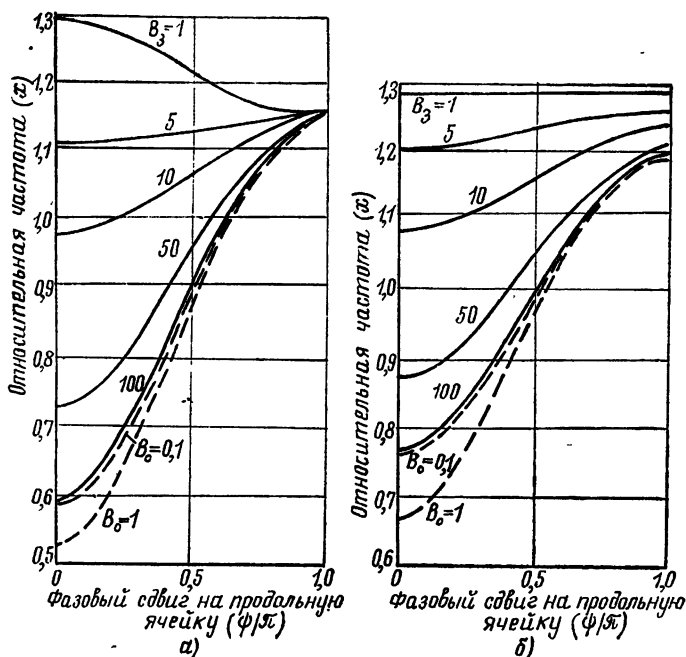


Рис. 4. Дисперсионные характеристики замедляющей системы на волнах $\varphi = \pi$ (а) и $\varphi = \frac{5}{6}\pi$ (б) при различных величинах индуктивности диафрагмы

$$B_3 = M^2(\pi) \frac{2L_3}{C_{\pi}(\pi)} \text{ (—)} \text{ и индуктивности кольца } B_0 = M^2(\pi) \frac{2L_0}{C_{\pi}(\pi)} \text{ (- - -)}.$$

строены для случая $F(\pi) = 3, 4$, $A_4 = 0$. Величина индуктивности диафрагмы влияет на частоту длинноволновой границы полосы пропускания ($\psi = 0$) и не влияет на частоту коротковолновой границы ($\psi = \pi$), так как при $\psi = \pi$ в плоскости диафрагмы для симметричной составляющей находятся электрические стенки.

В отличие от системы типа многопроводной линии, нагруженной реактивностями [10], уменьшение индуктивности диафрагмы позволяет не только ограничить полосу пропускания системы на любом типе волны, но и реализовать отрицательную дисперсию вдоль оси.

Из сравнения кривых на рис. 3, 4 видно, что эффективность ограничения полосы пропускания как внешним экраном, так и индуктивной диафрагмой практически одинакова. Изменение B_3 в два раза (от $B_3 = 100$ до $B_3 = 50$) приводит на волне с $\varphi = \pi$ к уменьшению полосы пропускания в 1,7 раза.

Следует отметить, что введение в конструкцию замедляющей системы индуктивных диафрагм приводит к появлению искажений в распределении высокочастотного поля вдоль замедляющей системы. Эти искажения связаны с уменьшением в областях расположения диафрагм амплитуды высокочастотного поля и определяются степенью ограничения полосы пропускания.

Увеличение индуктивности диска, закорачивающего связку на внешний экран, также приводит к уменьшению частоты, соответствующей

длинноволновой границе полосы пропускания (пунктир на рис. 4). Однако этот способ управления полосой пропускания является неэффективным, так как изменение индуктивности на порядок (от $B_0=0,1$ до $B_0=1$) приводит лишь к изменению полосы пропускания рабочего типа волны на 10%.

Влияние емкости диафрагмы на внешний экран C_4

Изменение емкости C_4 особенно удобно для управления полосой пропускания при отрицательной дисперсии вдоль оси. Она влияет на частоты, соответствующие границам полосы пропускания, аналогично внешнему экрану.

На рис. 5 приведены экспериментальные дисперсионные характеристики системы с отрицательной дисперсией на волне $\varphi = \pi$. Пунктиром показаны характеристики, снятые при постоянной величине индуктивности диафрагмы в зависимости от величины емкости диафрагмы на внешний экран. Изменение емкости достигалось путем пайки к наружному диаметру диафрагмы медных колец, имеющих высоту l , большую, чем высота диафрагмы Δ . Как и индуктивная диафрагма, емкость C_4 не одинаково воздействует на частоты, соответствующие границам полосы пропускания. В частности, ее увеличение приводит к уменьшению частоты лишь границы при $\psi = \pi$.

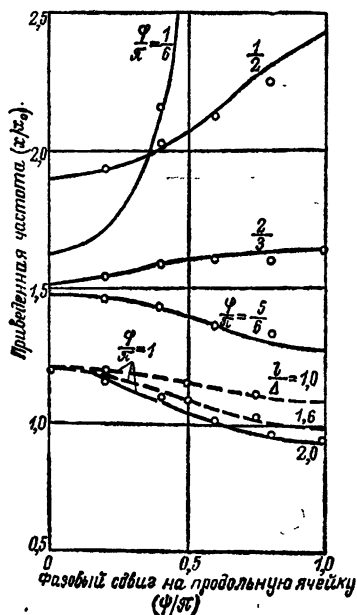


Рис. 5. Дисперсионные характеристики системы с отрицательной дисперсией на волне $\varphi = \pi$, измеренные при различных отношениях высоты кольца l к высоте индуктивной диафрагмы Δ .

5. РАЗДЕЛЕНИЕ ПО ЧАСТОТЕ МЕЖДУ ВОЛНАМИ С $\varphi = \pi$ И $\varphi_N = \pi - \frac{2\pi}{P}$

В приборах, использующих двумерно-периодические замедляющие системы типа «встречные штыри, нагруженные реактивностями», наиболее благоприятной для работы является волна с фазовым сдвигом между проводниками $\varphi = \pi$. На этом типе волны система имеет максимальную полосу пропускания (см. рис. 2, а), а азимутальное распределение поля соответствует распределению поля на π -виде колебаний в обычном магнетроне.

Информацию о разнице в частотах, соответствующих границам полосы пропускания с $\psi = 0$ для волн с $\varphi = \pi$ и $\varphi_N = \pi - \frac{2\pi}{P}$, можно получить из уравнений (7), (8). Из их анализа следует, что, если $M(\varphi_N) \approx M(\pi)$, функция $\Phi(x, \varphi)$ не зависит от φ , т. е. $\Phi(x, \pi) = \Phi(x, \varphi_N)$. Это означает (3а), что для систем, содержащих более десяти ($P > 10$)

проводников многопроводной линии, величина индуктивности диафрагмы практически одинаково воздействует на частоты волн $\varphi = \pi$ и $\varphi_N = \pi - \frac{2\pi}{P}$ с $\psi = 0$. В частности, для системы с $P=12$ изменение величины индуктивности в два раза (см. рис. 4) практически не влияет на величину разделения ($\Delta x = x_{\psi=0, \varphi=\frac{5}{6}\pi} - x_{\psi=0, \varphi=\pi} = 0,15$ при $B_3=50$ и $\Delta x=0,17$ при $B_3=100$).

Отношение волновых проводимостей $F(\varphi)$ при различных φ по-разному зависит от размеров поперечного сечения многопроводной линии. Так, при изменении η_1 в два раза (с $\eta_1=1$ до $\eta_2=2$ при $\rho=\rho=\text{const}$) разница в изменении $F(\varphi)$ на волне $\varphi = \pi$ и $\varphi_N = \pi - \frac{2\pi}{P}$ составляет величину порядка 20%. Это и приводит к более эффективному воздействию внешнего экрана на дисперсию волн с $\varphi = \pi$ по сравнению с волной $\varphi_N = \pi - \frac{2\pi}{P}$ (рис. 3).

Увеличение индуктивности диска, закорачивающего связку на внешний экран B_0 , также приводит к уменьшению разделения. Изменение B_0 с 0,1 до 1 приводит к уменьшению Δx на 20% (см. рис. 4).

Для системы, в которой индуктивностью кольца и емкостью диафрагмы на внешний экран можно пренебречь ($A_4=B_0=0$), в соответствии с (8) величину разделения между границами полосы пропускания с $\psi=0$ волн с $\varphi = \pi$ и $\varphi_N = \pi - \frac{2\pi}{P}$ можно оценить с помощью соотношения:

$$\left(\frac{x_\pi}{x_N}\right)^2 = \frac{2A_1 + 1}{2A_1 \left(1 + \frac{1}{k_\pi^2 r_s^2}\right) + 1 + 4 \frac{\frac{F(\pi) - 1}{x_\pi^2 F(\pi)}}{F(\varphi)}}, \quad (10)$$

где $k_\pi = \frac{2x_\pi}{H}$; $K_N = \frac{2x_N}{H}$ — волновые числа, соответствующие границам полосы пропускания волн с $\varphi = \pi$ и $\varphi_N = \pi - \frac{2\pi}{P}$.

Соотношение (10) получено в предположении, что $\frac{\varphi_N}{\pi} > 0,8$ и $x_\pi < 0,7$.

Для системы, дисперсионные характеристики которой приведены на рис. 2, погрешность в величине разделения, вычисленной по формуле (10), составляет 4%.

Влияние емкости связок A_1 и эффективного диаметра $2r_s$ на разделение в системе типа «встречные штыри, нагруженные реактивностями» аналогично влиянию этих параметров на разделение в обычном магнетроне. При выбранном диаметре связок (а следовательно, и диаметре анода) обеспечить необходимое разделение можно лишь увеличением емкости связок. При фиксированном значении k_π удовлетворить этому условию можно, используя системы с малой высотой продольной ячейки.

6. ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ

Величину волнового сопротивления $\rho_v = \frac{\tilde{U}^2}{2W}$ ($\tilde{U}$ — амплитуда высокочастотного поля между проводниками, W — поток мощности) оценим при $Y_0 \rightarrow \infty$. В этом случае цепочка шестиполусников, изображенная на рис. 1, в, сводится к цепочке четырехполусников. Упрощенную матрицу передачи продольной ячейки можно записать в виде:

$$\hat{A} = \begin{vmatrix} \hat{A}_1 & \hat{A}_2 \\ \hat{A}_3 & \hat{A}_4 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} A_{11}^{(1)} - \frac{A_{12}^{(2)} A_{11}^{(3)}}{A_{12}^{(1)}} & \frac{\det \tilde{A}_{12}}{A_{12}^{(1)}} \\ A_{21}^{(1)} - \frac{[A_{11}^{(3)}]^2}{A_{12}^{(1)}} & A_{11}^{(1)} - \frac{A_{11}^{(3)} A_{12}^{(2)}}{A_{12}^{(1)}} \end{vmatrix}, \quad (11)$$

где $A_{mn}^{(k)}$ — элементы упрощенной матрицы передачи шестиполусника (2), в которой $\tilde{A}_{mn} = \begin{vmatrix} A_{mn}^{(1)} & A_{mn}^{(2)} \\ A_{mn}^{(3)} & A_{mn}^{(4)} \end{vmatrix}$.

Полученный четырехполусник симметричен ($\det \hat{A} = 1$, $\hat{A}_1 = \hat{A}_4$). Используя выражения (2), (11) в соответствии с [4] для волнового сопротивления системы с учетом усреднения поля вдоль проводников многопроводной линии запишем:

$$\rho_v = 2 \frac{\sin^2 \frac{\varphi}{2}}{P} \frac{\det \tilde{A}_{12}}{A_{12}^{(1)} \sin \psi} = 4 \frac{\sin^2 \frac{\varphi}{2}}{P} \frac{F(\varphi) \Phi(x, \varphi) \Phi(x, \pi - \varphi) \sin x}{M(\varphi) [F(\varphi) \Phi(x, \pi - \varphi) - \Phi(x, \varphi)] \sin \psi}. \quad (12)$$

Из этого соотношения следует, что волновое сопротивление на границах полосы пропускания ($\psi = 0$, $\psi = \pi$) любого из типов волн, отличающихся φ , обращается в бесконечность. Так же ведет себя волновое сопротивление на частотах, соответствующих изменению знака дисперсии $F(\varphi) \Phi(x, \pi - \varphi) = \Phi(x, \varphi)$. Связано это с равенством нулю продольной составляющей групповой скорости волны.

На рис. 6 приведены зависимости волнового сопротивления от величины индуктивности диафрагмы и отношения волновых проводимостей $F(\pi)$ для волны $\varphi = \pi$. Из рисунка следует, что в центре полосы пропускания ($\psi = \frac{\pi}{2}$) волновое сопротивление минимальное и слабо зависит от частоты. Величина его определяется степенью ограничения полосы пропускания и увеличивается с ее уменьшением.

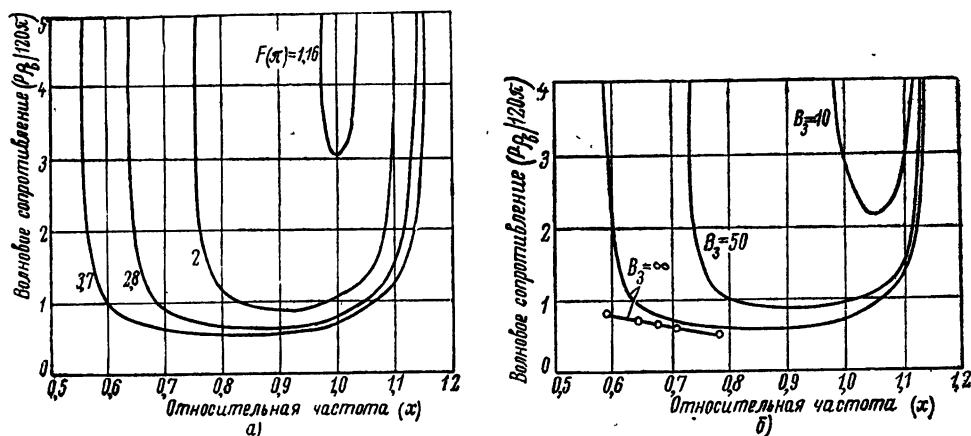


Рис. 6. Расчетные (—) и экспериментальные (○—○—○) характеристики волнового сопротивления заземляющей системы в зависимости от величины отношения волновых сопротивлений многопроводной линии $F(\pi)$ (а) и величины индуктивности диафрагмы $B_3 = M^2(\pi) \frac{2L_3}{C_\lambda(\pi)}$ (б).

7. ВЫВОДЫ

1. Рассмотрены свойства многослойной двумерно-периодической системы типа «встречные штыри, нагруженные реактивностями». Получены уравнения для расчета дисперсии, волнового сопротивления, разделения между волнами с $\varphi = \pi$ и $\varphi_N = \pi - \frac{2\pi}{P}$.

2. Проанализированы дисперсионные характеристики системы. Показано, что в зависимости от величины реактивностей, нагружающих многопроводную линию, система может иметь как положительную, так и отрицательную дисперсию вдоль оси. Отмечено, что внешний экран системы выполняет функции распределенной «продольной» связки, вносящей между продольными ячейками системы обратную по отношению к многопроводной линии связь.

3. Исследованы возможности управления полосой пропускания системы индуктивными диафрагмами и внешним экраном. Показано, что эффективность ограничения полосы пропускания этими способами на волне с $\varphi = \pi$ при положительной дисперсии вдоль оси практически одинакова. При этом разделение по частоте между волнами с $\varphi = \pi$ и $\varphi_N = \pi - \frac{2\pi}{P}$ при изменении индуктивности диафрагмы сохраняется, а при приближении экрана к многопроводной линии уменьшается.

4. Показано, что волновое сопротивление системы вблизи середины полосы пропускания системы на любой из распространяющихся волн минимально и слабо зависит от частоты. Величина его зависит от степени ограничения полосы пропускания и возрастает с ее уменьшением.

Полученные результаты могут быть полезны при конструировании заземляющих систем.

Автор благодарит Силина Р. А. за дискуссию и ряд критических замечаний и Гордеева А. Н. за помощь в расчетах на машине.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ikeda Y., Süsskind C. Anode structure for cold-cathode high power magnetrons. *Radio and Electronic Engineer*, 1965, February, pp. 93—99.
2. Патент Франции № 1.119.293, кл. НО1—НО3.
3. Патент Франции № 1.178.642, кл. НО1—НО3.
4. Силин Р. А., Сазонов В. П. Замедляющие системы. М., «Советское радио», 1966.
5. Smith P. T. Travelling wave magnetron amplifier tubes. USA Patent N 3.076.115, кл. 315—35, 1963.
6. Мясников В. Е. Дисперсионные свойства многэтажной замедляющей системы. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 3, стр. 51—62.
7. Петроченков В. И., Капитонов В. А. Характеристики и расчет бугельной замедляющей системы со связками. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 3, стр. 12—31.
8. Белуга И. Ш. Расчет характеристик некоторых штыревых и резонаторных замедляющих систем. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1963, вып. 10, стр. 71—120.
9. Силин Р. А. К теории симметрии двумерно-периодических замедляющих систем. Ч. I. II. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 11, 12.
10. Звонарев Ю. Е. Двусвязная двумерно-периодическая замедляющая система с отрицательной продольной дисперсией. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 3, стр. 63—89.

Поступила в редакцию 23 мая 1973 г.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ЗАПОЛНЕНИЯ ПУЧКОМ ПРОЛЕТНОГО КАНАЛА НА К. П. Д. ЛБВ

На специальном макете ЛБВ со спиральной линией замедления проведено экспериментальное исследование зависимости к. п. д. ЛБВ от коэффициента заполнения пучком пролетного канала для случая больших значений коэффициента заполнения. Показано, что увеличение коэффициента заполнения от 0,5 до 0,9 приводит к увеличению к. п. д. в 1,3—1,4 раза. Полученные экспериментальные данные достаточно хорошо согласуются с результатами теоретического анализа, проведенного на основе одномерной нелинейной теории ЛБВ.

1. ВВЕДЕНИЕ

В ранее опубликованной работе [1] авторами проводилось исследование зависимости коэффициента усиления и к. п. д. ЛБВ от радиуса электронного потока, однако рассмотрение было ограничено величиной коэффициента заполнения $b/a=0,5$ (b — радиус электронного потока; a — радиус пролетного канала). Это ограничение по коэффициенту заполнения было связано с трудностями получения удовлетворительного токопрохождения при большом коэффициенте заполнения пучком пролетного канала. Задача облегчается при использовании магнитоограниченного электронного пучка. Наличие магнитного потока на катоде обеспечивает увеличение жесткости фокусировки и позволяет получать в приборе коэффициент заполнения пучком пролетного канала $b/a=0,8\div 0,9$; изменение потока магнитной индукции через катод дает возможность регулировать величину коэффициента заполнения.

2. ИССЛЕДУЕМЫЙ ПРИБОР И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Измерение радиуса электронного потока и выходных параметров ЛБВ проводилось на установке, схема которой приведена на рис. 1. Размеры электронного пучка определялись методом диафрагмы с малым отверстием [2] путем введения зондовой головки в пролетный канал со стороны коллектора прибора. Определение размеров электронного пучка, распределение плотности тока и выходных параметров проводились при непрерывной откачке.

За основу исследуемого макета была взята серийно выпускаемая ЛБВ средней мощности дециметрового диапазона. Конструкция прибора металло-стеклянная. Спиральная линия замедления крепится непосредственно в стеклянной оболочке, внутренний диаметр спирали 6,4 мм. Используемая в ЛБВ электронная пушка со сходящимся электронным потоком была заменена пушкой с плоским катодом. На рис. 2

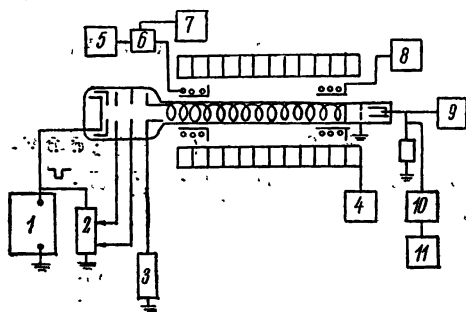


Рис. 1. Блок-схема установки для исследования электронного пучка в ЛБВ и выходных ВЧ параметров:

1 — модулятор, 2 — делитель импульсного напряжения, 3 — блок питания спирали, 4 — блок питания соленоидов, 5 — генератор стандартных сигналов, 6 — направленный ответвитель, 7 — измеритель входного сигнала, 8 — измеритель мощности, 9 — координатная система, 10 — усилитель, 11 — электронный потенциометр.

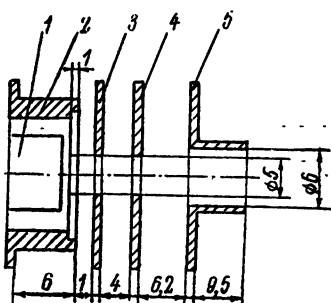


Рис. 2. Схема расположения электродов пушки:

1 — катод, 2 — фокусирующий электрод, 3 — диафрагма, 4, 5 — аноды.

показана схема расположения электродов пушки с плоским катодом. Плоский катод диаметром 11 мм установлен в фокусирующем электроде и электрически с ним развязан. Диаметр отверстия в фокусирующем электроде 5 мм. За фокусирующим электродом устанавливалась диафрагма, также имеющая диаметр 5 мм и два анода. Второй анод электрически соединялся со спиральной замедляющей системой. Основные электрические параметры и режимы работы исследуемого макета следующие: рабочее напряжение спирали 2300—3000 в; ток коллектора 100 ма; обобщенный параметр спирали $\gamma a = 0,8$; параметр усиления $C = 0,1$; параметр пространственного заряда $q_0 = \left(\frac{\omega_p}{\omega C}\right)^2 = 17$ при $b/a = 0,5$. Замедление $\frac{C}{v_\phi} = 11,5$ на частоте $f_0 = 1000$ Мгц. Все измерения проводились в импульсном режиме работы. Скважность 100, длительность импульса 100 мксек.

Ввод и вывод высокочастотной мощности осуществляется через переходы типа «связанные спирали»; КСВН выводов не более 1,5.

Фокусировка электронного потока производилась постоянным магнитным полем соленоидов, который имел отдельные секции и позволял изменять величины напряженности магнитного поля на любом участке вдоль длины испытываемого макета. Пушка не экранировалась от магнитного поля соленоидов, а величина потока магнитной индукции через поверхность катода могла изменяться в широких пределах путем изменения величины тока через пушечную секцию соленоидов.

Подбором потенциалов на диафрагме, фокусирующем электроде, первом аноде, а также юстировкой в магнитном поле удалось получить прохождение на коллектор порядка 95% при коэффициенте заполнения $b/a = 0,9$.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим поведение электронного пучка в однородном магнитном поле при произвольной степени экранировки катода.

Уравнение траектории крайнего электрона аксиально-симметричного пучка в продольном магнитном поле при произвольной степени экранировки катода может быть записано [3] в виде:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{\eta B_z^2}{8U} r \left[1 - \left(\frac{B_k}{B_z} \right)^2 \left(\frac{r_k}{r} \right)^4 \right] - \frac{1}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{2\eta U^3} r} = 0, \quad (1)$$

где r — радиус электронного потока,

U — потенциал,

B_z — индукция магнитного поля,

η — отношение заряда электрона к массе,

r_k — радиус катода,

B_k — индукция магнитного поля на катоде.

Рассмотрим случай однородного магнитного поля

$$B_z = B_0 = \text{const.}$$

Из уравнения (1) может быть определен равновесный радиус r_0 . Полагая $\frac{d^2 r}{dz^2} = 0$, т. е. отсутствие ускорения в направлении r , из (1) получается биквадратное уравнение относительно r_0 :

$$r_0 - r_{6p}^2 r_0^2 - \left(\frac{B_k}{B_0} \right)^2 r_k^4 = 0, \quad (2)$$

решение которого имеет вид:

$$r_0 = r_{6p} \sqrt{\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1 + 4 \left(\frac{B_k}{B_0} \right)^2 \left(\frac{r_k}{r_{6p}} \right)^4}}, \quad (3)$$

где $r_{6p}^2 = \frac{\sqrt{2} I}{\pi \epsilon_0 \eta^{3/2} \sqrt{U} B_0^2}$ — бриллюэновский радиус.

Если катод полностью экранирован от магнитного поля ($B_k = 0$), то равновесный радиус равен бриллюэновскому радиусу. Если же катод не экранирован от магнитного поля ($B_k = B_0$) и поле значительно превышает бриллюэновскую величину (в рассматриваемом случае $B > 2B_{6p}$, то $r_{6p} \ll r_k$ и $r_0 \approx r_{6p} \sqrt{\frac{1}{2} + \left(\frac{r_k}{r_{6p}} \right)^2} \approx r_k$, т. е. равновесный радиус приблизительно равен радиусу катода,

В исследуемом макете радиус пучка у катода 2,5 мм; учитывая, что диаметр пролетного канала 6,4 мм, $B_k = B_0$, коэффициент заполнения составляет $b/a=0,8$.

Из выражения (3) также следует, что изменением величины индукции магнитного поля на катоде можно в определенных пределах изменять величину равновесного радиуса, т. е. изменять коэффициент заполнения пучком пролетного канала.

На рис. 3 представлена расчетная зависимость равновесного радиуса от отношения $\frac{B_k}{B_0}$ для трех значений индукции однородного магнит-

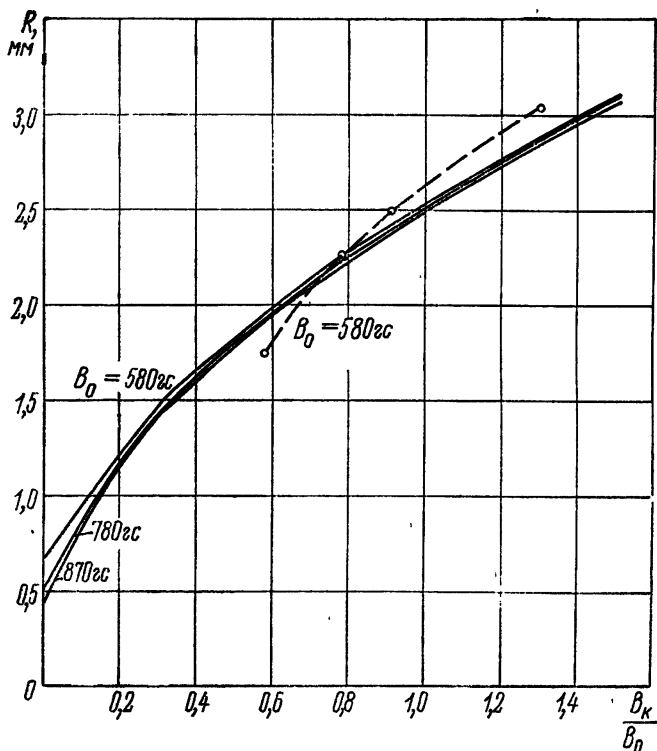


Рис. 3. Зависимость радиуса электронного пучка R от отношения $\frac{B_k}{B_0}$. Пунктиром показана экспериментальная зависимость.

ного поля ($B_0=580$ гс — кривая 1; $B_0=780$ гс — кривая 2 и $B_0=870$ гс — кривая 3).

Из рис. 3 следует, что с увеличением отношения $\frac{B_k}{B_0}$ до 1,3 происходит увеличение равновесного радиуса до $r_0=3$ мм, что соответствует коэффициенту заполнения пучком пролетного канала $b/a=0,9$. Увеличение индукции магнитного поля B_0 с 580 до 870 гс не приводит к существенному уменьшению равновесного радиуса электронного потока.

На рис. 4 показано изменение величины токооседания на спираль при изменении коэффициента заполнения.

При увеличении b/a с 0,8 до 0,95 токооседание на спираль увеличивается до 5 мА. В этом случае величина токопрохождения составляет 95%, что дает возможность проводить уверенные измерения ВЧ характеристик, т. е. достоверно определять к. п. д.

На рис. 3 приведена также зависимость (пунктир) среднего радиуса электронного потока от величины индукции магнитного поля на катоде, полученная экспериментально, для величины индукции однородного участка фокусирующего магнитного поля $B=580$ гс. Сравнение расчетного и экспериментально измеренного радиуса электронного потока показывает достаточно хорошее их соответствие.

Измерение структуры электронного потока при различных значениях отношения $\frac{B_{\pi}}{B_0}$ проводилось на длине 50 мм. На рис. 5 представлены кривые распределения плотности тока по поперечному сечению электронно-

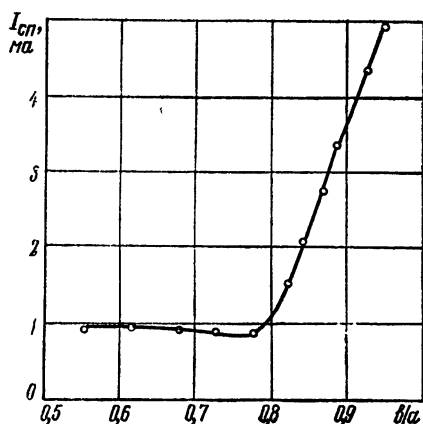


Рис. 4. Зависимость токооседания на замедляющую систему $I_{сп}$ от коэффициента заполнения пучком пролетного канала b/a .

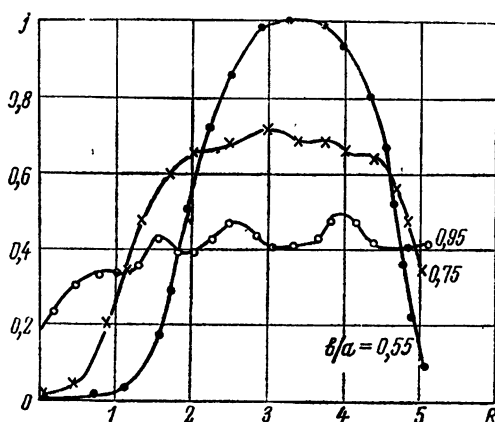


Рис. 5. Распределение плотности тока по поперечному сечению электронного пучка

го пучка, полученные в плоскости $Z=0$ (плоскость $Z=0$ соответствует сечению пролетного канала на расстоянии 50 мм от выходного конца линии замедления). Из рисунка видно, что форма распределения плотности тока по поперечному сечению электронного пучка не меняется. Изменение границы электронного потока вдоль длины прибора при $B_0=580$ гс и при $\frac{B_{\pi}}{B_0}$, соответствующем коэффициенту заполнения пучком пролетного канала $b/a=0,56$, показано на рис. 6.

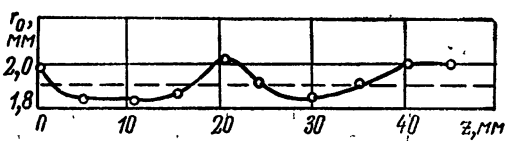


Рис. 6. Распределение границы электронного пучка вдоль длины прибора.

Следует отметить малую величину амплитуды пульсаций электронного пучка, что характерно для данного типа фокусировки (магнитоограниченный электронный пучок). Отметим, что измерение радиуса электронного потока при $b/a=0,9$ сопряжено с определенными трудностями, связанными с размерами зонда. Исследования высокочастотных характеристик ЛБВ проводились в различных режимах работы прибора: в режиме линейного усиления сигнала и в режиме максимальной выходной мощности.

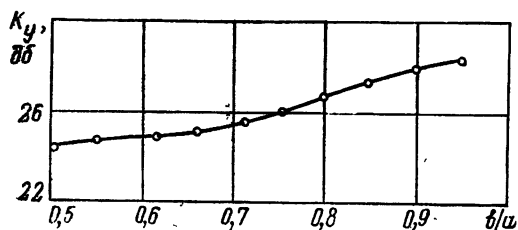


Рис. 7. Зависимость коэффициента усиления K_y в линейном режиме от коэффициента заполнения пучком пролетного канала b/a .

Значения b/a с 0,5 до 0,9 приводит к увеличению коэффициента усиления на 3 дБ. Причем ход кривой таков, что изменение $b/a=0,5 \div 0,65$ ведет к слабому увеличению коэффициента усиления, а основное нарастание происходит в пределах изменения $b/a=0,65 \div 0,9$.

Такую зависимость коэффициента усиления от коэффициента заполнения можно объяснить тем, что в указанных пределах изменения коэффициента заполнения основным фактором, влияющим на коэффициент усиления, следует считать не уменьшение пространственного заряда, а некоторое увеличение сопротивления связи. Анализ кривой на рис. 7 позволяет сделать вывод, что в линейном режиме работы ЛБВ при значениях обобщенного параметра спирали $\gamma a = 1$ нецелесообразно стремиться к увеличению коэффициента заполнения выше значения $b/a=0,5$, так как это не приводит к существенному увеличению коэффициента усиления.

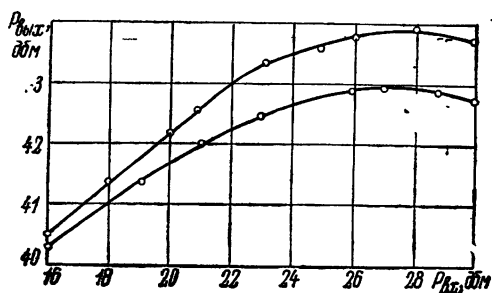


Рис. 8. Амплитудные характеристики ЛБВ при различных значениях коэффициента заполнения пучком пролетного канала:

верхняя кривая — $b/a=0,85$; нижняя кривая — $b/a=0,55$.

и рост коэффициента усиления в режиме насыщения определяется увеличением к.п.д. прибора. Это увеличение к.п.д. хорошо видно из рис. 9, на котором показана экспериментальная зависимость к.п.д. от коэффициента заполнения b/a (кривая 2). На этом же рисунке представлена расчетная зависимость указанных величин (кривая 1).

Расчет проводился на ЭВМ «М-220м» по уравнениям одномерной нелинейной теории [4]. Начальными данными для расчета были следующие: $\gamma a = 0,77$; $b = 1,04$; $C = 0,115$; $F_0 = 0,174$; $q_0 = 46,5 \div 5,1$; $b/a = 0,5 \div 0,9$. При расчетах учитывались распределенные потери спиральной замедляющей системы, измеренные экспериментально. Как теоретическая, так и экспериментальная зависимости (рис. 9) показывают увеличение к. п. д. с ростом коэффициента заполнения. Экспериментально получено увеличение к. п. д. при изменении $b/a = 0,5 \div 0,9$ с 17 до 23%. Расчет при этом изменении коэффициента заполнения предсказывает увеличение к. п. д. с 20 до 25%, т. е. имеет место приемлемое соответствие теоретических и экспериментальных данных.

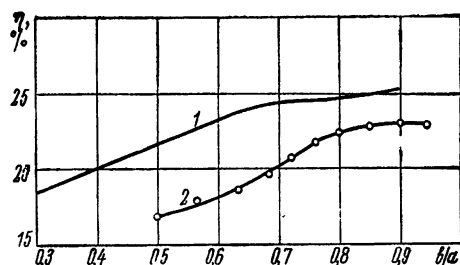


Рис. 9. Рассчитанная (1) и экспериментальная (2) зависимости к. п. д. ЛБВ от коэффициента заполнения пучком пролетного канала b/a .

Как теоретическая, так и экспериментальная зависимости (рис. 9) получены при постоянном значении параметра несинхронности, оптимальном для заполнения $b/a = 0,55$. Зависимость выходной мощности от рабочего напряжения спирали для различных величин коэффициента заполнения пучком пролетного канала показана на рис. 10. Отмечается небольшое увеличение оптимального напряжения спирали при увеличении коэффициента заполнения. Приведенные результаты позволяют определить границы изменения максимального значения к. п. д. при изменении коэффициента заполнения. Ход кривой максимального к. п. д. иллюстрируется рис. 11, из которого следует, что при изменении коэффициента заполнения b/a от 0,5 до 0,9 максимальный к. п. д. возрастает с

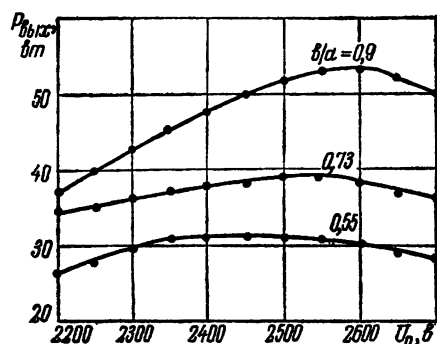


Рис. 10. Зависимость выходной мощности $P_{\text{вых}}$ от напряжения спирали U_0 при различных значениях b/a .

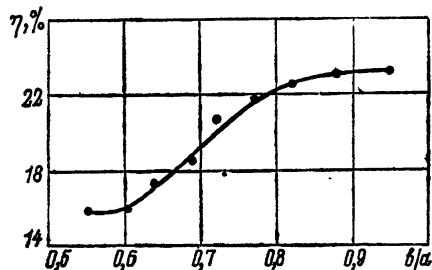


Рис. 11. Экспериментальная зависимость максимального к. п. д. η от коэффициента заполнения пучком пролетного канала b/a .

17 до 24%, т. е. в 1,4 раза. Исследование зависимости к. п. д. от заполнения, проведенное на частотах 800 и 700 МГц, показало также рост к. п. д. с увеличением b/a , однако общий уровень к. п. д. был соответ-

венно ниже, хотя характер его изменения оставался примерно одинаковым.

Проведенные экспериментальные исследования зависимости к. п. д. от коэффициента заполнения пучком пролетного канала для случая больших значений b/a подтверждают увеличение к. п. д. с ростом заполнения, предсказываемое теорией.

Теоретический анализ влияния кулоновских сил на работу ЛБВ достаточно полно отражен в работах [5—7]. Напряженность поля пространственного заряда зависит от двух параметров: параметра пространственного заряда q_0 и обобщенного радиуса пучка γb , который эквивалентен параметру дальнего действия кулоновских сил r_1 [7].

Теоретический анализ показывает, что с ростом q_0 максимальный к. п. д. уменьшается за счет увеличения геометрических размеров сгустка электронов, так как кулоновские силы препятствуют пространственному уплотнению сгустка электронов. Рост параметра дальнего действия кулоновских сил также вызывает уменьшение к. п. д. Физически параметр дальнего действия определяет пространственный интервал, в пределах которого соседние электроны существенно влияют на движение рассматриваемого электрона. Поэтому чем больше величина параметра дальнего действия, тем сильнее влияние пространственного заряда на к. п. д.

Указанные зависимости справедливы, когда все остальные параметры ЛБВ (кроме q_0 и γb) остаются постоянными. Однако в реальных приборах это не соблюдается. В условиях проведенного эксперимента ток пучка оставался постоянным, а параметр γb изменялся за счет увеличения радиуса пучка. Следовательно, при увеличении коэффициента заполнения в пределах $b/a = 0,5 \div 0,9$ происходило существенное уменьшение параметра пространственного заряда q_0 , чем в основном и может быть объяснено экспериментально наблюдаемое увеличение к. п. д.

Полученные экспериментальные результаты справедливы для работы ЛБВ в режиме экспоненциального изменения ВЧ поля вдоль длины замедляющей системы.

В работе [8] экспериментально и теоретически показано, что при работе ЛБВ в режиме больших входных сигналов ($F_0 = 2,6$) и при значении параметра несинхронности b , равного 3, наблюдается незначительная зависимость электронного к. п. д. от величины b/a .

С этой точки зрения представляет интерес режим работы двухсекционного прибора, в котором на конечном участке осуществлен скачок фазовой скорости. Известно, что такие приборы имеют повышенные значения к. п. д. Анализ работы таких приборов показал, что первая секция лампы, обеспечивающая заданное усиление, работает в линейном режиме или режиме, близком к нему, а вторая, короткая, секция, имеющая длину нескольких замедленных длин волн, — в режиме усиления больших входных сигналов и больших значений параметра несинхронности.

Следовательно, для таких приборов оптимальным значением коэффициента заполнения пучком пролетного канала следует считать величину $b/a = 0,5 \div 0,6$. Создание таких заполнений не представляет трудностей, что упрощает требования к параметрам пучка для данного класса приборов. Кроме того, использование пучков со средним заполнением $b/a = 0,5$ имеет существенное значение для уменьшения влияния динамической расфокусировки электронного пучка.

Однако для целого ряда применений ЛБВ со скачком фазовой скорости не могут быть использованы из-за аномальной амплитудной характеристики, свойственной им.

Поэтому для ЛБВ с однородной замедляющей системой увеличение коэффициента заполнения пучком пролетного канала остается одним из эффективных методов повышения электронного к. п. д., хотя это сопряжено с большими техническими трудностями.

Фокусировка электронного потока в приборах с большими значениями коэффициента заполнения должна быть жесткой, требует больших значений индукции магнитного поля и введения магнитного поля на катод. Только в этом случае возможно получение больших заполнений пучком пролетного канала при отсутствии или сравнительно небольшом уровне динамической расфокусировки. Учитывая большой прогресс, достигнутый при разработке магнитных систем с большой индукцией магнитного поля при сравнительно малых весах и габаритах, можно надеяться на перспективность осуществления такой фокусировки на постоянных магнитах. Представляет интерес также исследование вопроса о возможности использования МПФС с введением магнитного поля на катод и получения при этом больших значений коэффициента заполнения пучком пролетного канала.

Сравнение выходных параметров ЛБВ, работающей с магнитоограниченным электронным пучком и бриллюэновским электронным пучком при одинаковом коэффициенте заполнения ($b/a=0,5$), показало идентичность результатов. При работе ЛБВ с полной экранировкой катода от магнитного поля и при малых значениях коэффициента заполнения ($b/a=0,3$ — большие значения магнитного поля) пучок становится существенно неламинарным [1]. Можно предположить, что резкое уменьшение к. п. д., при изменении коэффициента заполнения от 0,5 до 0,3 связано с неламинарностью электронного пучка.

Поэтому сравнение рабочих характеристик ЛБВ с магнитоограниченными электронным пучком и ЛБВ с бриллюэновским электронным пучком при малом заполнении ($b/a=0,3$) могло бы дать ответ на вопрос о зависимости выходных параметров от неламинарности электронного потока. Однако трудности, связанные с получением большой величины тока с плоского катода малого диаметра, не позволяют в настоящее время провести такие исследования.

4. ВЫВОДЫ

Проведенные экспериментальные исследования зависимости выходных параметров ЛБВ от коэффициента заполнения пучком пролетного канала ЛБВ позволяют сделать следующие выводы.

1. Увеличение коэффициента заполнения от $b/a=0,5$ до $b/a=0,9$ не приводит к существенному увеличению коэффициента усиления ЛБВ при значениях обобщенного параметра спирали $\gamma a \leq 1$.

2. Экспериментально подтверждено увеличение к. п. д. в 1,3—1,4 раза в режиме экспоненциального усиления при увеличении коэффициента заполнения от 0,5 до 0,9.

3. Рост к. п. д. с увеличением коэффициента заполнения при постоянном токе электронного пучка может быть объяснен уменьшением плотности тока и, следовательно, параметра пространственного заряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Калинин Ю. А., Кац А. М., Рышкин 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.
2. Калинин Ю. А. Экспериментальное исследование структуры цилиндрических электронных пучков. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып. 6, стр. 75—86.
3. Алямовский И. В. Электронные пучки и электронные пушки. М., «Советское радио», 1966.
4. Кац А. М., Манькин И. А., Тимченко Л. М. Влияние поля пространственного заряда на энергетические характеристики ЛБВО. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1973, вып. 5, стр. 7—55.
5. Дж. Е. Роу. Теория нелинейных явлений в приборах сверхвысоких частот. Перевод с англ. под ред. З. С. Чернова, М., «Советское радио», 1969.
6. Кац А. М. Современная нелинейная теория ЛБВО и сопоставление ее результатов с экспериментальными данными. Лекции по электронике СВЧ (2-я зимняя школа-семинар инженеров). Книга I, Саратов, СГУ, 1972.
7. Филимонов Г. Ф., Бадлевский Ю. Н. Нелинейное взаимодействие электронных потоков и радиоволн в ЛБВ. М., «Советское радио», 1971.
8. Калинин Ю. А., Песин Б. В., Герасименко Ю. А. Исследование зависимости выходных параметров ЛБВ, работающей при больших параметрах несинхронности, от заполнения пучком пролетного канала. Труды конференции по электронной технике, серия I, «Электроника СВЧ», 1973, вып. 1 (13).

Поступила в редакцию 18 июля 1973 г.

УДК 621.385.632

В. Г. Шульга, М. Ф. Степко

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДВУХЛУЧЕВОЙ ЛБВ НА УРОВЕНЬ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ПОЛЯ

Проведен теоретический анализ работы ЛБВ с двумя разноскоростными электронными потоками в нелинейном режиме с учетом взаимодействия потоков со второй гармоникой высокочастотного сигнала. Показано, что путем подбора разности скоростей электронных потоков возможно существенное уменьшение уровня сигнала на удвоенной частоте по сравнению с однолучевой ЛБВ. Сравнение результатов теории и эксперимента дает хорошее соответствие.

Нелинейное взаимодействие двух разноскоростных электронных потоков с бегущей волной в одном пролетном канале имеет некоторые интересные особенности по сравнению с хорошо изученным взаимодействием моноскоростного потока в обычной ЛБВ: наряду с усиливаемым сигналом в замедляющей системе возбуждается бегущая волна на удвоенной частоте сигнала [1—3]. Наличие разности скоростей электронных потоков позволяет реализовать существенно отличные условия взаимодействия каждого из них с частотными составляющими сигнала.

В настоящей работе приведены некоторые результаты численного решения полученной в [4] системы уравнений, с помощью которых можно провести анализ работы двухлучевой ЛБВ с учетом второй гармоники сигнала. Результаты решения этой системы уравнений без учета обратного излучения представлены на рис. 1, где показано изменение коэффициента усиления на основной частоте $G_1 = 20 \lg \frac{F_\omega}{F_{\text{вх}}}$ (сплошные кривые) и отношения амплитуды поля второй гармоники к амплитуде входного сигнала на основной частоте $G_2 = 20 \lg \frac{F_{2\omega}}{F_{\text{вх}}}$ (пунктирные кривые) в зависимости от параметра несинхронности на основной частоте b_1 для различных значений параметра разности скоростей электронных потоков h . Параметры G_1 и G_2 определялись в точке насыщения F_ω . Сопротивление связи и фазовая скорость волны на удвоенной частоте определялись из соотношений $K_{2\omega} = 0,177 K_\omega$, $v_{\phi 2\omega} = 0,91 v_{\phi \omega}$, кроме специально оговоренных случаев. Для сравнения на этом же рисунке приведена зависимость для однолучевой ЛБВ ($h=0$).

При $h=0,5$ имеются максимумы G_1 и G_2 , величина и положение которых по b_1 , хорошо объясняются условиями синхронизма каждого из потоков с полем волны на частотах ω и 2ω . В этом случае отмеча-

ются две характерные области усиления. В области $b_1 = -0,5 \div 1,0$ вклад в G_1 определяется в основном взаимодействием быстрого электронного потока с полем волны усиливаемой частоты и дополнительно взаимодействием медленного потока с полем F_ω и взаимодействием между потоками. В области b_1 от 1 до 1,7 преобладающим становится вклад взаимодействия медленного электронного потока с полем волны в системе.

Дальнейший рост h приводит к увеличению провала в усилении на основной частоте для значений b_1 , соответствующих переходной зоне по усилению от быстрого потока к медленному, а также к расширению области усиления. Эти области еще более резко выражены для G_2 .

При увеличении h (для определенных параметров b_1) проявляется специфическое влияние медленного потока на процесс взаимодействия, заключающееся в следующем. При $h=1$ скорость медленного потока v_m меньше фазовой скорости волны на частотах ω и 2ω ($v_{F\omega}$ и $v_{F2\omega}$ соответственно), причем для удвоенной частоты это выполняется при $b < 0$, а для основной частоты — вплоть до значений $b_1 = 1$.

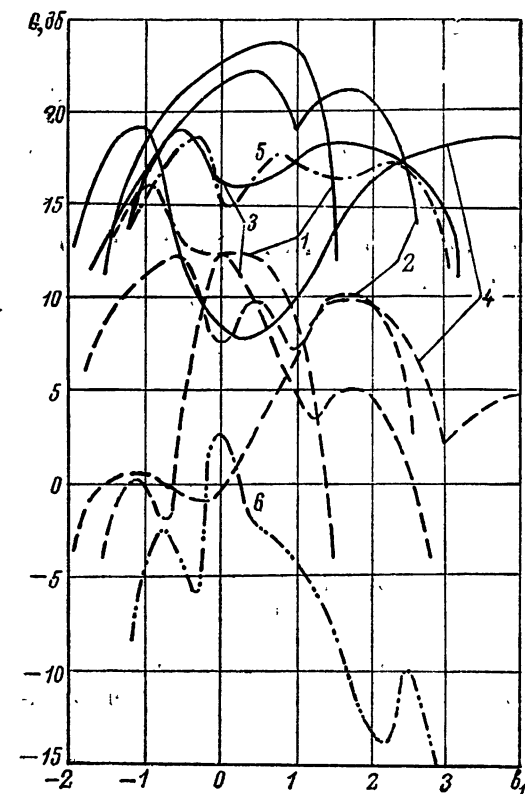


Рис. 1. Зависимость коэффициента усиления на основной частоте G_1 (—) и относительной амплитуды поля на удвоенной частоте G_2 (---) от параметра несинхронности b_1 . Для кривых 1, 2, 3, 4 $h=0; 0,5; 1,0; 2,0$ соответственно при $C_1=0,1$; $q=2,0$; $F_{ax}=0,2$. Кривые 5, 6 — экспериментальные зависимости G_1 и G_2 соответственно при $C_1 \approx 0,066$; $q \approx 1,5$; $h=1,3$; $\theta=10$.

Как известно [2, 5], при фазовых скоростях волны, больших скорости электронного потока, возможно поглощение мощности волны электронным потоком на определенном участке взаимодействия, что и отмечается в рассматриваемом случае взаимодействия медленного потока с волной системы. Анализ фазовых траекторий показывает, что скорость электронов медленного потока при движении вдоль пространства взаимодействия в среднем увеличивается и не очень плотный сгусток последовательно проходит ускоряющие и тормозящие фазы поля. Электроны быстрого потока группируются в плотный сгусток, который

затем интенсивно тормозится, передавая энергию полю на основной частоте. Такой характер группировки приводит к пульсациям поля на удвоенной частоте вдоль пространства взаимодействия, причем при изменении параметра h минимумы поля смещаются по отношению к длине насыщения на основной частоте. Это дает возможность осуществить режим, в котором сигнал на основной частоте усиливается за счет взаимодействия в основном с быстрым электронным потоком, а медленный поток при этом на определенной длине пространства взаимодействия отбирает энергию поля удвоенной частоты. Не исключена также возможность участия в процессе усиления основного сигнала ускоренных групп заряда медленного потока, попадающих в тормозящую фазу поля F_{ω} . Ход зависимости G_2 от b_1 (см. рис. 1) для $h=1$ и 2 и $b_1=-1,5 \div -0,5$ подтверждает уменьшение уровня второй гармоники при достаточно высоком усилении основного сигнала. Необходимо отметить, что при $b_1 > 0,5$ и $h \geq 1$ быстрый поток взаимодействует при значительном рассинхронизме с волнами на основной и удвоенной частотах и, как показано в [6], также участвует в процессе усиления. Причем, поскольку амплитуда поля F_{ω} в данном режиме больше, чем $F_{2\omega}$, то происходит преимущественное усиление сигнала основной частоты.

Для сравнения с теоретическими результатами на рис. 1 приведены также экспериментальные зависимости G_1 и G_2 (штрих-пунктирные кривые 5, 6) в нелинейном режиме двухлучевой ЛБВ, характеризующимся следующими параметрами: $C_1 \approx 0,066$; $q \approx 1,5$; $h \approx 1,3$; $\theta \approx 10$. Как видно, теоретические и экспериментальные результаты находятся в хорошем соответствии.

Анализируя приведенные данные с точки зрения соотношения первой и второй гармонических составляющих поля $\Omega = 20 \lg \frac{F_{\omega}}{F_{2\omega}}$, можно выделить режимы двухлучевой ЛБВ, для которых Ω больше, чем для однолучевой ЛБВ. Так, например, для $b_1 = -1$ и $h = 2$ $\Omega = 19$ дБ, а для $b_1 = -0,75$ и $h = 1$ $\Omega = 21$ дБ (максимальное значение Ω для однолучевой ЛБВ равно 14 дБ).

Влияние параметра h на уровень выходного сигнала основной (сплошные кривые) и удвоенной частоты (пунктирные кривые) при различной дисперсии показано на рис. 2 для случая $b_1 = -1$. Из рисунка следует, что для всех значений дисперсии уровень амплитуды второй гармоники претерпевает существенные изменения и имеется значение h , при котором он становится минимальным, а амплитуда первой гармоники достаточно высокой и незначительно изменяющейся.

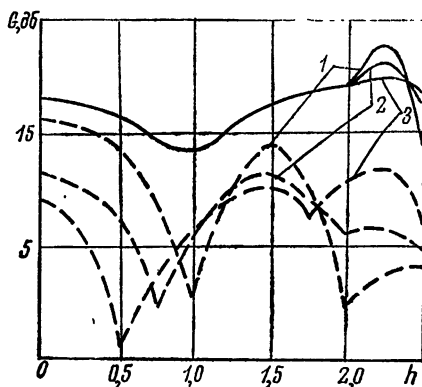


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления на основной частоте (—) и относительной амплитуды поля на удвоенной частоте (---) от параметра разности скоростей электронных потоков h при $b_1 = -1$; $C_1 = 0,1$; $q = 2,0$; $F_{вх} = 0,2$. Для кривых 1, 2, 3 значения $\frac{v_{ф2\omega}}{v_{ф\omega}}$ соответственно равны 0,91; 0,96; 1,0.

Проведенный анализ показал, что изменение параметра разности скоростей электронных потоков существенным образом влияет на амплитуды гармонических составляющих поля и позволяет в значительной мере снизить уровень второй гармоники поля по сравнению с однолучевой ЛБВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Цейтлин М. Б., Кац А. М. Лампа с бегущей волной. М., «Советское радио», 1964, стр. 175—246.
2. Филимонов Г. Ф., Бадлевский Ю. Н. Нелинейное взаимодействие электронных потоков и радиоволн в ЛБВ. М., «Советское радио», 1971, стр. 72—85.
3. Жуков А. Д., Ильина Е. М., Кац А. М. Подавление второй гармоники в ЛБВ. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, вып. 12, стр. 82—84.
4. Шульга В. Г., Степко М. Ф., Бондаренко Б. Н. Нелинейные уравнения двухлучевой ЛБВ в случае усиления сложных сигналов. Сб. «Радиотехника», 1973, вып. 24.
5. Дмитриев Б. С., Жарков Ю. Д. К расчету условий полного затухания волны в нелинейном режиме ЛБВ. «Вопросы электроники сверхвысоких частот», вып. 2, СГУ, 1966, стр. 3—12.
6. Кац А. М., Рыкшин Б. В. Особенности взаимодействия в ЛБВ при скорости электронов, значительно превышающей скорость волны. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, вып. 2, стр. 64—69.

Поступила в редакцию 18 июля 1973 г

УДК 546.681'191.1

В. П. Снегирев

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СОПРОТИВЛЕНИЯ И ПРОБИВНОГО НАПРЯЖЕНИЯ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Исследована температурная зависимость сопротивления и пробивного напряжения эпитаксиального и блочного монокристаллического арсенида галлия. Определена энергия ионизации уровня, обуславливающего отрицательный температурный коэффициент сопротивления блочного арсенида галлия ($\Delta E = 0,18$ эв). Показано, что в интервале температур 300—473° K концентрация носителей заряда в эпитаксиальном арсениде галлия остается практически постоянной. Определен температурный коэффициент пробивного напряжения для концентрации $\sim 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

Известно, что качество СВЧ диодов из арсенида галлия, таких, как диоды Ганна и лавинно-пролетные диоды (ЛПД), существенно зависит от характера изменения с температурой сопротивления исходного материала. Так, диоды Ганна, работающие в непрерывном режиме, для предотвращения теплового пробоя должны быть изготовлены только из арсенида галлия с положительным температурным коэффициентом сопротивления (ТКС).

Обеспечение стабильной работы ЛПД возможно только при слабой зависимости удельной проводимости σ от температуры T . Характер зависимости $\sigma(T)$ существенно связан с положением энергетического уровня примесей, содержащихся в материале. Для n -GaAs с энергией ионизации донорной примеси $\Delta E = 0,1$ эв концентрация свободных носителей не изменяется при $T \geq 400^\circ \text{K}$. С увеличением температуры сопротивление материала медленно возрастает, что определяется уменьшением подвижности носителей. Отрицательный ТКС свидетельствует о наличии в материале энергетических уровней, с которых при данной температуре идет генерация носителей.

В настоящем сообщении приведены результаты исследования температурной зависимости сопротивления арсенида галлия, выращенного методом направленной кристаллизации (блочный материал), и эпитаксиального арсенида галлия с целью определения его пригодности для изготовления диодов Ганна и ЛПД.

Исследование проводилось на образцах диодов из блочного и эпитаксиального GaAs с толщиной активного слоя 10 мкм. Омические контакты наносились испарением в вакууме с одновременным вплавлением сплава AuGeIn (90:5:5 вес. %) с двух сторон для эпитаксиального GaAs и с одной стороны — для блочного GaAs. Для блочного GaAs верхний контакт получали вплавлением Sn-шарика.

У исследуемых диодов снималась температурная зависимость сопротивления. На рис. 1 приведена зависимость $R/R_n = f(T)$, где R — сопротивление диода при данной температуре, R_n — сопротивление диода при комнатной температуре. Как видно

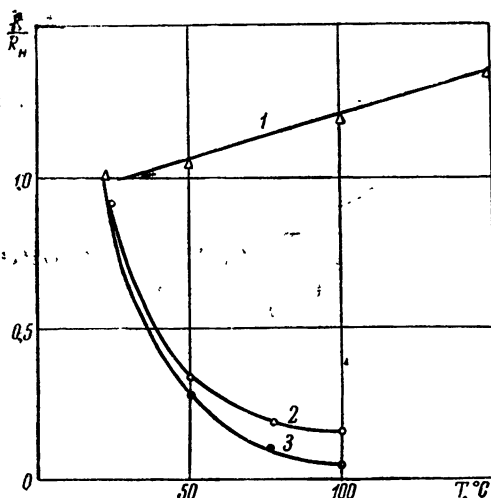


Рис. 1. Зависимость отношения R/R_n от температуры для диодов из эпитаксиального GaAs (1) и блочного монокристаллического GaAs (2, 3). Кривые 2 и 3 соответствуют двум образцам диодов.

из рис. 1, эпитаксиальные диоды имеют малый положительный ТКС, что свидетельствует об отсутствии глубоких донорных уровней. Диоды из блочного GaAs имеют отрицательный ТКС — сопротивление диодов резко уменьшается с увеличением температуры, что указывает на присутствие глубоких донорных уровней.

Энергию ионизации этих уровней ΔE_d можно определить графическим построением зависимости $\lg \sigma \left(\frac{1}{T} \right)$. Тангенс угла наклона этой прямой [1]:

$$\operatorname{tg} \alpha = \left| \frac{d \lg \sigma}{d \left(\frac{1}{T} \right)} \right| = \frac{0,43}{2k} \Delta E_d, \quad (1)$$

$$\Delta E_d = \frac{2k}{0,43} \left| \frac{\Delta \lg \sigma}{\Delta \left(\frac{1}{T} \right)} \right| = \frac{2k}{0,43} \left| \frac{\lg \frac{\sigma(T_1)}{\sigma(T_2)}}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}} \right|. \quad (2)$$

Для измерения температурной зависимости удельной проводимости использовалась импульсная компенсационная схема [1]. Измерения проводились на образцах, подобных образцам для измерения эффекта Холла, в диапазоне температур 300—470° К.

Для блочного GaAs величина ΔE_d , определенная по тангенсу угла наклона прямой (рис. 2), составляет 0,182 эв.

Описанный метод неприменим для тонких эпитаксиальных пленок, выращенных на высоколегированной подложке. Поэтому в таких пленках степень изменения концентрации носителей тока в области рабочих температур оценивалась по температурной зависимости вольт-фарадных характеристик барьера Шоттки.

Для идеального барьера Шоттки (отсутствует промежуточный слой между полупроводником и металлом, плотность поверхностных уровней невелика) при постоянной концентрации носителей тока в при-

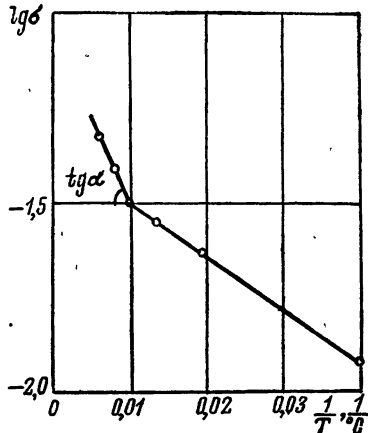
поверхностном слое зависимость емкости запорного слоя C от напряжения смещения V определяется формулой [2]:

$$C_0 = S \left[\frac{e\epsilon}{8\pi} \frac{N_0}{(-V + V_k)} \right]^{1/2}, \quad (3) \quad \lg$$

где C_0 — барьерная емкость перехода,
 S — площадь перехода,
 N_0 — концентрация ионизированной примеси,
 V — приложенное напряжение смещения,
 V_k — контактная разность потенциалов,
 ϵ — диэлектрическая проницаемость,
 e — заряд электрона.

Концентрацию доноров N_A можно вычислить по наклону кривой $\frac{1}{C^2} = f(V)$:

$$N_A = \frac{\left(\frac{2}{e\epsilon} \right)}{\left[\frac{d \left(\frac{1}{C^2} \right)}{dV} \right]}.$$



(4) Рис. 2: Зависимость удельной проводимости от температуры для блочного GaAs; $E=0,182$ эв.

На рис. 3 приведена зависимость емкости диодов с барьером Шоттки от напряжения смещения при температуре 300 и 473° К (что соответствует рабочему интервалу температур ЛПД и диодов Ганна). Из рисунка видно, что в диапазоне температур 300—473° К концентрация носителей заряда остается практически неизменной. Это означает, что в исследуемых эпитаксиальных пленках практически отсутствуют примеси, дающие уровни с энергией ионизации 0,1—0,2 эв.

Высокие плотности тока лавинных диодов требуют тщательного исследования тепловых потоков и теплового сопротивления. Существует ряд методов измерения сопротивления потоку тепла [1—3]. Наиболее ценными из них являются методы, использующие зависимость пробивного напряжения от температуры [3].

В работе [4] сообщалось, что повышение температуры p — n -перехода сопровождается усилением взаимодействия носителей тока с колебаниями решетки и уменьше-

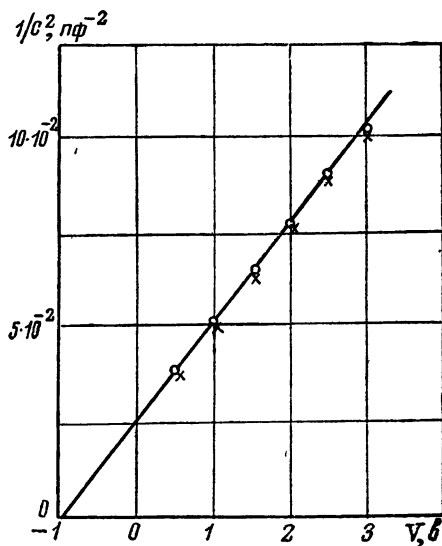


Рис. 3. Зависимость обратной величины квадрата емкости от напряжения смещения для диодов с барьером Ni—GaAs при температуре 300 (○ ○ ○) и 473° К (× × ×).

нием их средней кинетической энергии, приводящими к уменьшению вероятности ионизации и повышению напряжения пробоя. Температурный коэффициент напряжения пробоя p — n -перехода составляет для Ge, Si и GaAs около

$$\beta = \frac{1}{V_{np}} \frac{dV}{dT} \simeq (0,7 \div 1,5) \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1},$$

возрастая с увеличением температуры и снижением концентрации примеси. Температурный коэффициент зависит также от профиля распределения примеси.

При постоянной концентрации примеси в эпитаксиальном арсениде галлия в области рабочих температур ЛПД (см. рис. 3), по температурной зависимости напряжения пробоя были экспериментально

определены значения β для различных концентраций носителей тока в полупроводнике. На рис. 4 приведена типичная зависимость обратной ветви вольтамперной характеристики для одного из диодов с барьером Шоттки (резкий переход). Напряжение лавинного пробоя при данной температуре теплоотвода (приблизительно равной температуре перехода) устанавливалось графически по вольтамперной характеристике для малых токов (в интервале 1—8 мА). В таблице приведены значения β для арсенида галлия с различной концентрацией носителей.

Таблица

Концентрация носителей $\times 10^{18}$, см ⁻³	Температурный коэффициент напряжения пробоя $\times 10^3$, град ⁻¹
1,27	$1,5 \pm 0,05$
2	$1,4 \pm 0,05$
2,5	$1,3 \pm 0,05$

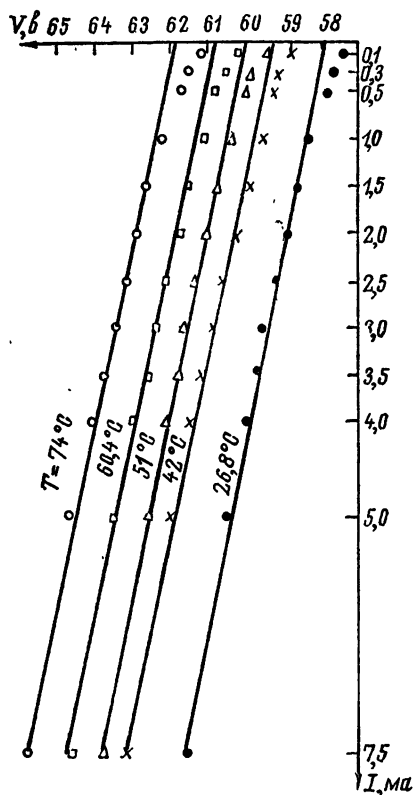


Рис. 4. Обратная ветвь вольтамперной характеристики ЛПД с барьером Шоттки для различных значений T .

ВЫВОДЫ

1. Показано, что из блочного материала (GaAs) могут быть изготовлены диоды Ганна, работающие только в импульсном режиме. Энергия ионизации уровня, определяющего отрицательный темпера-

турный коэффициент сопротивления блочного арсенида галлия, составляет $-0,18 \text{ эв}$.

2. В интервале температур $300-473^\circ \text{K}$ концентрация носителей заряда в эпитаксиальном арсениде галлия остается практически постоянной.

3. Для концентраций ионизированной примеси $(1-2,5) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ температурный коэффициент напряжения пробоя в интервале температур $25-75^\circ \text{C}$ составляет $(1,3-1,5) \cdot 10^{-3} \text{ град}^{-1}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. «Практикум по полупроводникам и полупроводниковым приборам». Под ред. Шалимовой К. В., 1968.
2. Берман Л. С. Нелинейная полупроводниковая емкость. М., Физматгиз, 1963.
3. Reich B. and Hakim E. B. IEEE Trans. Electron Devices, 1969, ED-16, p. 166.
4. Galassi N. R. and Siegal B. S. Hewlett-Packard J., 1967, vol. 19, No 2.
5. Haitz R. H., Stover H. L. and Tolar N. I. IEEE Trans. Electron Devices, 1969, vol. ED-16, p. 438.
6. Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М., «Советское радио», 1968.

Поступила в редакцию 13 апреля 1973 г

КАТОДНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

УДК 621.385.735

А. В. Дружинин, Ю. А. Кондрашенков**ПЛЕНОЧНЫЙ КЕРН ОКСИДНОГО КАТОДА**

Исследованы эмиссионные свойства оксидного катода на кернях из различных марок никеля (НЭ, НВ, НИКА), платины, а также на пленочных кернях, состоящих из тугоплавкой подложки (сплав вольфрам-рений, тантал) с напыленной на нее пленкой платины или никеля. Оксидные катоды на кернях из НЭ и Pt обладают значительным разбросом эмиссионных параметров и низким средним уровнем эмиссии. Наличие в керне катода сотых долей процента активных примесей (керн из НВ) позволяет получать катоды с такими же эмиссионными параметрами, как и у керна с большим количеством активатора (керн из НИКА). Оксидные катоды на пленочных кернях обладают высокими эмиссионными параметрами независимо от материала подложки.

К керну оксидного катода предъявляются разнообразные требования в отношении его механических, тепловых, электрических и химических свойств. Это обусловлено тем, что в большинстве конструкций катодных узлов керн катода является несущим элементом и самой теплоемкой частью узла, а в прямонакальных вариантах узлов — нагревательным элементом; кроме того, керн находится в прямом контакте с оксидным покрытием, химическое взаимодействие с которым должно быть минимальным. Трудно, однако, подобрать такой материал, который удовлетворял бы всем этим требованиям в полной мере. Например, с точки зрения эмиссионных свойств, наилучшие результаты могут быть получены при использовании в качестве материала керна сплава никеля с малым количеством активной присадки (стронция, магния, кальция и др.) [1]; в то же время сплавы никеля не всегда удовлетворительны в конструкционном отношении.

В настоящей работе исследовались оксидные катоды, в качестве керна которых использовалась двухслойная композиция: подложка, изготовленная из произвольного тугоплавкого металла (это может быть как реакционно активный металл, например, вольфрам или тантал, так и пассивный металл, например, никель или рений), и напыленная на нее методами вакуумной техники тонкая пленка пассивного металла. Керн с тонкой пленкой металла в дальнейшем будет именоваться пленочным. Материал подложки должен удовлетворять всем конструкционным требованиям к катоду, а напыленная пленка в случае подложки из реакционно активного материала должна выпол-

нять роль барьера, препятствующего проникновению атомов подложки в эмиссионный слой. Предполагается, что использование пленочного керна позволит более полно удовлетворить комплексу требований, предъявляемых к керну при создании миниатюрных, экономичных конструкций катодных узлов с высоким уровнем эмиссионной активности катода.

В катодной технике известно использование двухслойных кернов, когда на основу катода, изготовленную из тугоплавкого металла, электролитически осаждается или наплавляется слой металла [2] или сплава (например, CuAl) [3], пассивного по отношению к оксидному покрытию. В некоторых случаях слой пассивного металла используется для регулирования скорости поступления активатора из подложки (плакированный керн) [4]. С помощью перечисленных методов, обычно изготавливается лишь двухслойная заготовка керна. В процессе ее последующей механической и химической обработки может произойти загрязнение и нарушится целостность поверхностного слоя керна.

При использовании вакуумных методов процесс нанесения металлической пленки может быть проведен после завершения всех технологических операций по изготовлению и очистке подложки непосредственно перед нанесением эмиссионного покрытия, что гарантирует качество керна. Кроме того, преимуществом вакуумных методов (особенно метода катодного распыления) является универсальность технологического процесса при нанесении самых разнообразных материалов.

Толщина пленок, получаемых методами напылительной техники, обычно не превышает нескольких микрон. Поэтому заранее неясно, в достаточной ли степени тонкая пленка уменьшит скорость поступления в оксидный слой атомов подложки и, с другой стороны, можно ли запасти в тонкой пленке достаточное количество активатора. Для выяснения первого вопроса ниже приведен оценочный расчет, на второй вопрос не может быть дан определенный ответ без экспериментального исследования, поскольку в катодной технике отсутствуют критерии, позволяющие рассчитать необходимое количество активатора.

Рассмотрим процесс диффузионного взаимодействия между тонкой металлической пленкой и инородной металлической подложкой значительно большей толщины. Известно [5], что в процессе диффузии разнородных металлов в граничной области образуются слои твердых растворов и интерметаллических соединений, имеющих на температурном разрезе диаграммы состояний. При этом толщина каждого слоя пропорциональна величине коэффициента диффузии в соответствующей фазе и ширине гомогенной области данной фазы. Для ряда применений целесообразно в качестве подложки выбрать вольфрам, а веществом пленки — никель или платину. Предельная концентрация твердого раствора вольфрама в никеле и платине существенно превышает предельную концентрацию твердого раствора никеля и платины в вольфраме и интервал области гомогенности интерметаллических фаз [6]. Поэтому можно предположить, что в процессе диффузии на границе подложки и пленки ($x=0$) поддерживается концентрация атомов вольфрама, равная предельной концентрации твердого раствора вольфрама в материале пленки, N_0 . На границе пленки с эмиссионным слоем ($x=h$) можно предположить полное связывание вольфрама оксидным слоем.

Решая одномерное уравнение диффузии с граничными и начальными условиями:

$$N(0, t) = N_0; \quad N(h, t) = 0; \quad N(x, 0) = 0 \quad (x > 0),$$

получим:

$$N(x, t) = \frac{h-x}{h} N_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2N_0}{\pi n} (-1)^n e^{-\left(\frac{\pi n}{h}\right)^2 D t}.$$

За характерное время диффузии $t_0 = \frac{h^2}{\pi^2 D}$ к эмиссионному слою продиффундирует Q_0 атомов активатора:

$$Q_0 = D \int_0^{t_0} \left(\frac{\partial N}{\partial x} \right)_{x=0} dt \approx 0,06 \frac{N_0 h}{\pi^2}.$$

Проведем расчет t_0 и Q_0 для системы вольфрам—никель. При температуре 1000°K D составляет $4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$ [7]. Полагая $h = 1 \text{ мкм}$ и $N_0 = 1,5 \cdot 10^{22} \text{ ат/см}^3$ [6], получим $t_0 = 1000 \text{ ч}$ и $Q_0 = 10^{16} \text{ ат/см}^2$. Указанное количество вольфрама восстановит около $2 \cdot 10^{-6} \text{ г/см}^2$ окиси бария. Известно, что эмиссионные свойства оксидного катода ухудшаются при испарении 10^{-4} г/см^2 окиси бария [1]. Поэтому можно ожидать, что пассивирующее действие пленки металла микронной толщины сохранится в течение не менее чем 1000 ч .

Исследовались эмиссионные свойства оксидного катода на керлах из активного (тантал) и пассивного (электролитический никель) материалов с пленками никеля и платины. Параллельно проводились исследования оксидных катодов на контрольных керлах из электролитического никеля (НЭ), никеля вакуумной плавки (НВ), сплава никеля с 0,1% кальция (НИКА), платины и тантала без нанесенных пленок. В никеле марок НЭ и НВ содержание примесей, обладающих активирующим действием по отношению к оксидному покрытию, составляет: НЭ — 0,003 вес. % Mg и Si, НВ — 0,01 вес. % Mg и С.

На начальном этапе работы пленки наносились методом катодного распыления в установке с разрядом Пеннинга, откачиваемой с помощью паромасляного диффузионного насоса. Разъемные соединения в распылительной камере осуществлялись на металлических прокладках. В качестве мишеней использовались диски из никеля вакуумной плавки, содержащего только сотые доли процента активных присадок, и химически чистой платины. Распыление проводилось в среде аргона при давлении 10^{-3} тор . Скорость нанесения пленок никеля и платины составляла $200\text{—}250 \text{ Å/мин}$, толщина 1 мкм .

Эмиссионное покрытие — тройной карбонат стандартного состава — наносилось на керны (диаметром $2,4 \text{ мм}$) методом пульверизации (плотность покрытия $2,6\text{—}2,8 \text{ г/см}^3$, толщина $19\text{—}23 \text{ мкм}$).

Катоды испытывались в экспериментальных диодах (расстояние катод—анод равно 1 мм). Температура катода измерялась хромель-алюмелевой термпарой. Активирование катода начиналось при темпера-

туре 120°K . По мере роста эмиссионной активности катода температура его понижалась таким образом, чтобы плотность отбираемого тока составляла 100 ма/см^2 . Через 20—30 ч ток эмиссии катодов на пленочных кернах и на кернах из НВ и НИКА стабилизировался. Активирование катода на кернах из НЭ и платины продолжалось в течение 200—500 ч.

Измерение эмиссии катодов на контрольных кернах проводилось в постоянном режиме. Как видно из рис. 1, эмиссионные параметры

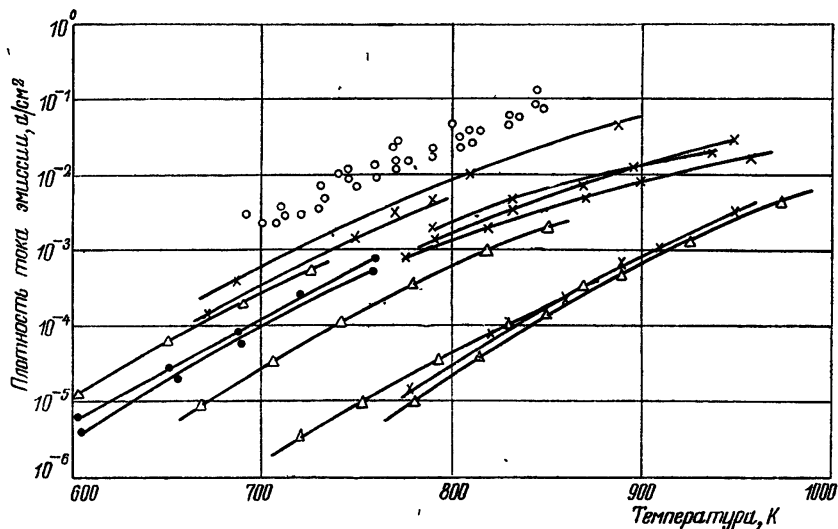


Рис. 1. Эмиссионные характеристики оксидного катода на различных кернах, без пленочного покрытия:

○ ○ ○ — никель вакуумной плавки (7 диодов); × × × — электролитический никель (6 диодов);
△ △ △ — платина (4 диода); ● ● ● — тантал (2 диода).

катодов на керне из НВ хорошо воспроизводятся (на рисунке приведены данные для партии из 7 катодов). Эмиссионные параметры катодов на керне из НИКА аналогичны параметрам катодов на керне из НВ и на рисунке не приведены. Катоды на кернах из НЭ и платины отличаются от катодов двух предыдущих типов значительным разбросом эмиссионных параметров и значительно большим временем активирования, необходимым для стабилизации эмиссии. Величина эмиссии катодов на танталовом керне существенно меньше, чем катодов на керне из НВ и НИКА.

Эмиссия оксидного катода на пленочных кернах измерялась при температуре ниже 850°K в постоянном режиме, при более высокой температуре — в режиме одиночных импульсов длительностью 0,5 мсек. По кривым Шоттки определялся ток эмиссии при нулевом поле у катода и строилась его зависимость от температуры (рис. 2). Как видно, катоды с пленочным керном обладают высокими эмиссионными параметрами независимо от материала подложки. Катоды с пленочным платиновым керном при температуре $900\text{—}920^\circ\text{K}$ и отборе тока плотностью 100 ма/см^2 имеют долговечность более 3000 ч.

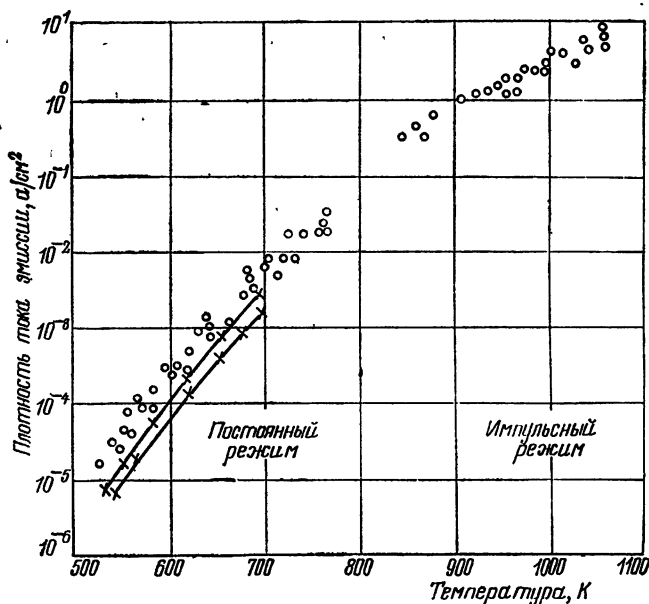


Рис. 2. Эмиссионные характеристики оксидного катода на пленочном керне:
 ○○○ — пленка платины толщиной 1 мкм на подложке из тантала (3 диода) и электролитического никеля (2 диода); ××× — пленка никеля толщиной 1 мкм на подложке из электролитического никеля (2 диода).

На рис. 3 графически сравниваются величины работы выхода всех испытанных нами оксидных катодов на различных кернах после завершения процесса активирования.

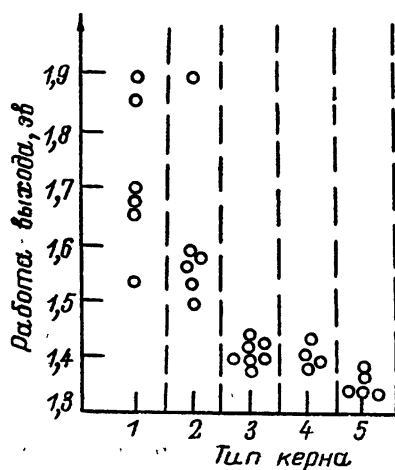


Рис. 3. Графическое сравнение величин работы выхода ($T=620^\circ\text{K}$) оксидного катода на различных кернах после завершения активирования:

1 — платина (6 диодов); 2 — электролитический никель (6 диодов); 3 — никель вакуумной плавки (7 диодов); 4 — никель с 0,1% кальция (4 диода); 5 — пленка платины на тантале и на электролитическом никеле (5 диодов).

Работа выхода вычислялась по уравнению Ричардсона—Дэшмана при постоянной $A=120 \text{ а/см}^2 \cdot \text{град}^2$. Как видно из рисунка, наибольшей величиной работы выхода обладают катоды на кернах из платины и электролитического никеля. Величины работы выхода катодов на керне из никеля марки НВ, содержащем 0,01% углерода и магния, и катодов на керне НИКА, содержащем значительно большее количество активатора, приблизительно одинаковы. Таким образом, для получения оксидного катода с высоким уровнем эмиссионной активности необходимо наличие в керне катода хотя бы небольшого количества активатора. В некоторых работах предполагается, что в хороших вакуумных условиях активатор в керне оксидного катода не нужен, так как механизм термического и токового активирования [1] обеспечивает высокий уровень эмиссионной активности оксидного катода даже на полностью

пассивном керне. Однако имеющиеся на этот счет экспериментальные данные противоречивы: в работах [8—10] найдено, что на пассивном керне эмиссия в 2—5 раз меньше, чем на активном; в [11] отмечается одинаковое значение эмиссии на активном и пассивном никеле. Можно предположить, что наблюдавшиеся случаи высокой эмиссионной активности катодов на пассивных материалах обусловлены остаточными следами активирующих примесей [12].

Высказанное предположение подтверждается исследованием оксидного катода на керне НЭ, в который до нанесения оксидного покрытия вводилось методом ионного легирования малое, строго дозированное количество бария. Оказалось, что введение всего 10^{17} ат/см² бария обеспечивает катоду высокие эмиссионные параметры и хорошую воспроизводимость результатов [13].

Катоды с пленочным платиновым керном независимо от материала подложки обладают наименьшей величиной работы выхода (рис. 3), причем полученные эмиссионные параметры несколько лучше, чем приводимые в литературе данные для хорошо активированного оксидного катода на активном керне [1]. Активирующее действие на оксидный слой в этом случае, возможно, оказывает углерод, попадающий в пленку металла в процессе ее нанесения. Запас активатора в пленке должен быстро расходоваться. Простой расчет показывает, что двукратное уменьшение запаса активатора в пленке микронной толщины должно произойти за время, в 10^4 раз меньшее, чем в фольге толщиной 100 мкм. Поэтому поступление активатора в оксидный слой происходит только в начальное время работы катода. На сроке службы концентрация избыточного бария в оксидном слое у катодов на пленочном керне и у катодов на пассивном «объемном» керне (НЭ, платина) должна быть одинакова, так как избыточный барий образуется за счет одних и тех же процессов: термической диссоциации и воздействия на оксидный слой протекающего тока. Разная же величина эмиссионной активности катодов на пленочном керне и на пассивном «объемном» керне обусловлена, вероятно, действием активатора в начальной стадии работы катода.

Мы предполагаем, что роль активатора заключается в создании на поверхности керна в процессе активирования катода пленки щелочно-земельных металлов, снижающей потенциальный барьер между металлом керна и оксидным покрытием. В случае контакта пассивного металла с оксидом барьер имеет значительную величину, что приводит к образованию выпрямляющего электронного контакта, включенного в запертом направлении [14]. Для получения благоприятных свойств контакта, стабильных в течение всего срока службы катода, оказывается достаточным введение в керн сотых долей процента активатора. Контакт напыленного металлического слоя и оксида по еще не ясным причинам обладает оптимальными свойствами. Возможно, это вызвано особенностями структуры напыленных металлических пленок.

Двухслойный пленочный керн использовался при изготовлении катодного узла прямонакального типа с малым временем разогрева [15]. Подложка катода представляла собой тонкую фольгу из сплава вольфрам—рений (ВР-27), особая форма которой позволяла создать эквипотенциальную эмиссионную зону. На подложку наносилась пленка

платины толщиной 0,3 мкм. Напыление платины осуществлялось в ионно-плазменной установке, откачиваемой турбомолекулярным насосом ТМН-200. Давление аргона в камере распыления составляло $5 \cdot 10^{-6}$ тор; в качестве ионизатора использовались два вольфрамовых термокатодов. После нанесения платиновой пленки проводился отжиг керн в водороде при 1100°K . Оксидное покрытие наносилось на керн методом осаждения из молекулярного пучка в вакууме [16]. Использование пленочного керна в указанной конструкции катодного узла позволило существенно улучшить эмиссионные параметры катода, причем, как показал производственный опыт, решающее значение имеет качество пассивирующей пленки. Испытание катода в приборах показало, что в режиме пространственного заряда с катода можно стабильно отбирать ток плотностью $0,5 \text{ а} \cdot \text{см}^{-2}$ при температуре катода $970\text{—}1000^\circ\text{K}$.

Таким образом, в настоящей работе показана возможность создания методами пленочной техники оксидного катода с удовлетворительными эмиссионными параметрами на подложке из любого тугоплавкого материала, выбранного в соответствии с конструкционными или технологическими требованиями.

Нанесение пленки никеля или платины может оказаться полезным для улучшения свойств оксидных катодов, изготавливаемых на обычных промышленных пассивных и активных кернах из никелевых сплавов. В случае пассивного керна эта операция ускоряет активирование и улучшает эмиссионные параметры, в случае активного керна снижает количество активатора, поступающее в оксидный слой и вызывающее излишнее испарение оксидного покрытия.

Особенно перспективным может оказаться использование пленочного керна оксидного катода в сочетании с молекулярно-напыленным оксидным покрытием, что позволит изготавливать электронные эмиттеры единым комплексом процессов пленочной технологии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кудинцева Г. А., Мельников А. И., Морозов А. В., Никонов Б. П. Термоэлектронные катоды. «Энергия», 1966.
2. Герман Г., Вагенер С. Оксидный катод. Гостехиздат, 1949, стр. 147.
3. Птицин С. В. Физические явления в оксидном катоде. Гостехиздат, 1949, стр. 109.
4. Балабанкин В. Е., Кулешова Т. Ф., Никонов Б. П., Попова Н. Ю. Многослойные материалы на основе никеля с кальцием или стронцием для кернов низкотемпературных оксидных катодов. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 9, стр. 110—116.
5. Зайт В. Диффузия в металлах. Изд. иностр. лит., 1958.
6. Хансен М., Андерко К. Структуры двойных сплавов, М., Металлургиздат, 1962.
7. Аллисон Г. В., Мур Дж. Е. Диффузия вольфрама в никеле и реакции на границе с окисью стронция. «Эффективные термокатоды», вып. III, Госэнергоиздат, 1961, стр. 235—246.
8. Дальке. Лампы с большим сроком службы. Сб. «Оксидный катод», под ред. Царева, Изд. иностр. лит., 1957, стр. 388.
9. Райт. Влияние физических и химических свойств оксидного слоя на эмиссию катода. Сб. «Оксидный катод», под ред. Б. М. Царева. Изд. иностр. лит., 1957, стр. 61.
10. Киселев А. Б., Тараш И. Л., Царев Б. М. Работа оксидного катода с отбором и без отбора тока. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1964, вып. 5, стр. 103—108.

11. Киселев А. Б., Никонов Б. П. Термоэлектронная эмиссия и работа выхода оксидного катода. «Радиотехника и электроника», 1967, т. 12, № 5, стр. 872—876.
12. Тараш И. Л. Активирование и долговечность оксидных катодов на кернах из электролитического никеля. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 3, стр. 128—132.
13. Атабек Б. А., Дружинин А. В., Кондрашенков Ю. А., Некрасов В. И. Ионное легирование керна оксидного катода. Изв. АН СССР, сер. физ., 1973, т. 37, № 12.
14. Царев Б. М. Контактная разность потенциалов. Гостехиздат, М., 1955, стр. 42.
15. Голант М. Б., Чечета Н. А. В какой мере принципиальна инерционность электровакуумных приборов СВЧ с катодами косвенного накала? «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып. 7, стр. 121—133.
16. Дружинин А. В., Кондрашенков Ю. А. Новый эффективный термокатод с высокой эмиссионной однородностью. «Радиотехника и электроника», 1973, т. 18, № 7, стр. 1531—1533.

Поступила в редакцию 28 мая 1972 г

УДК 621.385.7

Г. И. Бондарцов, И. Ш. Лещинский, Г. Г. Соминский

ИЗУЧЕНИЕ ДЕЗАКТИВИРОВКИ Pt—Ba КАТОДОВ В АМПЛИТРОНАХ

Изучены условия дезактивировки катодов из сплава Pt—Ba под действием ионной бомбардировки в мощных импульсных амплитронах. Показано, что ионная бомбардировка может оказывать существенное воздействие на эмиссионную активность катодов. Найдена связь времени дезактивировки с давлением газа в пространстве взаимодействия.

Условия дезактивировки катода значительно влияют на долговечность современных приборов магнетронного типа. До недавнего времени при рассмотрении возможных причин выхода катодов из строя основное внимание уделялось воздействию обратной электронной бомбардировки. В настоящей работе предпринята попытка оценить роль ионной бомбардировки в изменении эмиссионной активности катодов.

Исследования проводились на мощных импульсных амплитронах, описанных в работах [1, 2], с катодами из сплава Pt—Ba* [3].

Как показано в работах [1, 2], величину ионного тока I_+ на катод можно менять в широких пределах, если менять давление газа, наполняющего прибор. При этом как величина тока обратной электронной бомбардировки, так и анодный ток заметно не меняются вплоть до давления $\sim (2-4) \cdot 10^{-4}$ тор. Для выяснения роли ионной бомбардировки в дезактивировке катода в настоящей работе была предусмотрена возможность изменения давления неона p в амплитроне с помощью игольчатого натекаателя. Основные исследования выполнены при $p \leq 2 \cdot 10^{-4}$ тор.

В процессе измерений контролировались величины магнитного поля B , анодного напряжения U_a , анодного тока I_a , а также температура катода T . Для измерения T использовалась термопара, приваренная в центре внутренней поверхности катодного цилиндра. Температура катода регулировалась с помощью подогревателя, а также изменением скважности импульсов анодного напряжения $Q = \frac{1}{\tau f}$. Длительность τ и частоту f следования импульсов U_a можно было варьировать в широких пределах. Основные измерения были выполнены в интервале изменения Q приблизительно от 800 до 4000. С увеличением Q из-за снижения средней величины мощности обратной электронной бомбардировки $P_{об}$

* Фольга из сплава толщиной 50 мкм наносилась диффузионной сваркой на поверхность керна катода (полого молибденового цилиндра с толщиной стенки 1 мм).

происходило уменьшение температуры катода. На рис. 1 показана зависимость температуры T от скважности Q при магнитном поле $B = 1600$ гс, анодном напряжении $U_a = 12$ кВ и выключенном накале подогревателя.

Для наблюдения закономерностей изменения эмиссионной активности катода была предусмотрена возможность измерения коэффициента вторичной электронной эмиссии δ при нормальном угле падения электронов с помощью электронной пушки, смонтированной в анодный блок [4]. Для контроля работы системы, использованной при определении величины δ , измерения были проведены в экспериментальном амплитроне с платиновым катодом. Согласно полученным результатам для платинового катода, максимальный коэффициент вторичной электронной эмиссии $\delta_{\text{макс}} \approx 1,8$, что хорошо согласуется с литературными данными [5] и свидетельствует о корректности проводимых измерений. У активированных катодов из сплава Pt—Ва коэффициент $\delta_{\text{макс}}$ достигает 2,3—2,7. Наряду с непосредственным измерением $\delta_{\text{макс}}$ изменение эмиссионной активности катода фиксировалось по величине максимального анодного тока $I_{a \text{ макс}}$ с помощью формулы:

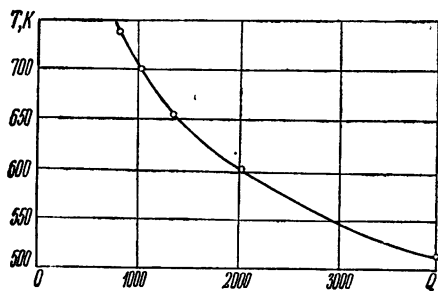


Рис. 1. Зависимость температуры катода T от скважности импульсов анодного напряжения Q . $B = 0,160$ тл, $U_a = 12$ кВ.

$$I_{a \text{ макс}} = K(\delta_{\text{макс}} - 1)U_{a \text{ макс}}B \quad (1)$$

($U_{a \text{ макс}}$ — напряжение, соответствующее точке срыва анодного тока), предложенной ранее авторами [6, 7]. Коэффициент K для использованного прибора имеет величину $6 \cdot 10^{-4}$ а/кВ·гс. Определение значений коэффициента вторичной эмиссии с помощью формулы (1) требует значительно меньшего времени, нежели измерение $\delta_{\text{макс}}$ при использовании электронной пушки. Поэтому при исследовании дезактивировки определялась зависимость тока $I_{a \text{ макс}}$ от времени t работы амплитрона.

После активировки катода прогревом при температуре $T = 1200$ — $1400^\circ K$ включались магнитное поле B и рабочее анодное напряжение U_{ap} . Накал подогревателя уменьшался до тех пор, пока не устанавливалась рабочая температура T_p . Затем напускался инертный газ и давление увеличивалось от остаточного $p_0 \leq 10^{-6}$ тор до величины p . Изменение давления производилось в течение 10—20 сек. После этого делался первый отсчет максимального значения анодного тока I_{ap} , для чего анодное напряжение быстро (за 10—20 сек) поднималось до величины $U_{a \text{ макс}}$, а затем опускалось до значения U_{ap} . Далее величины I_{ap} определялись периодически через интервалы времени не менее 5—10 мин. В процессе работы амплитрона происходило уменьшение как рабочего анодного тока I_{ap} , так и значения $I_{a \text{ макс}}$. Однако, так как величина I_{ap} изменялась значительно медленнее, нежели предельный анодный ток, через интервал t_d , который будем называть временем дезактивировки,

из-за приближения величины $I_{a \text{ макс}}$ к I_{ap} работа амплитрона становилась нестабильной (наблюдались пропуски импульсов I_a) и происходил срыв анодного тока. Поскольку в течение времени t_d изменение величины I_{ap} не превышало 10—15% от начального значения, температура катода T_p менялась слабо вплоть до начала пропусков импульсов I_a . После этого в связи с уменьшением мощности обратной бомбардировки происходило быстрое падение T_p . На рис. 2 приведена характеристика $I_{a \text{ макс}} = I_{a \text{ макс}}(t)$, полученная при магнитном поле $B = 1600$ гс, анодном напряжении $U_a = 12$ кВ и давлении неона в приборе $8 \cdot 10^{-6}$ тор.

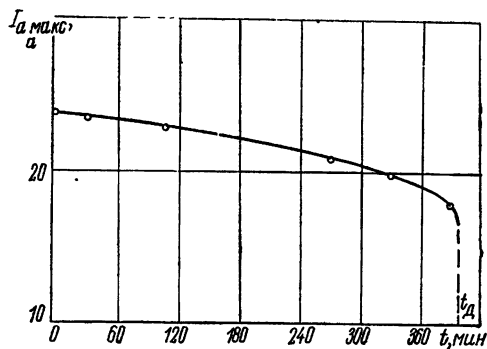


Рис. 2. Зависимость максимального анодного тока $I_{a \text{ макс}}$ от времени t работы экспериментального амплитрона с катодом из сплава Pt—Ba ($B = 0,160$ тл, $U_a = 12$ кВ, $Q = 400$, $p = 8 \cdot 10^{-6}$ тор).

же при $B = 1660$ гс и $U_a = 14$ кВ (кривая 2). Температура катода в обоих случаях была приблизительно одинакова ($\sim 500^\circ \text{K}$). С увеличением температуры в интервале $500 \lesssim T_p \lesssim 750^\circ \text{K}$ величина t_d при постоянном p возрастала, однако вид кривых $t_d = t_d(p)$ качественно не менялся.

Характер зависимости времени t_d от температуры катода и давления можно понять, если предположить, что уменьшение эмиссионной активности катода происходит вследствие десорбции активного вещества (бария, окиси бария) с его поверхности. Существование сильной зависимости t_d от p свидетельствует, по-видимому, о том, что в исследованном интервале давлений превалирующую роль в дезактивировке катода играет ионная бомбардировка. Повышение температуры катода должно приводить к замедлению падения эмиссионной активности катода в силу того, что одновременно с увеличением T_p возрастает диффузионный поток атомов бария из толщи катода к его поверхности.

В настоящее время из-за недостатка сведений о явлениях, происходящих на поверхности катода при его бомбардировке заряженными частицами, не представляется возможным строго рассчитать процесс дезактивировки катода. Однако можно, как нам кажется, определить вид зависимости $t_d = t_d(p)$, во всяком случае, для достаточно низких значений T_p , когда не происходит быстрого восполнения покрытия на поверхности катода за счет диффузии бария из толщи катода.

Предположим, что единственным механизмом дезактивировки является распыление атомов бария (или окиси бария) на поверхности катода под действием ионной бомбардировки. Концентрация n атомов ак-

Согласно измерениям, время дезактивировки зависит как от режима работы прибора, определяемого магнитным полем B , напряжением U_{ap} и током I_{ap} , так и от значений T_p и p . С ростом давления величина t_d монотонно падает. На рис. 3 приведены характеристики $t_d = t_d(p)$, измеренные в двух режимах: при $B = 1600$ гс и $U_a = 12$ кВ (кривая 1), а также

тивного вещества будет меняться от своего начального значения n_0 (при $t=0$) до величины n_c , при которой происходит срыв анодного тока в момент $t=t_d$. Поскольку ионный ток на катод пропорционален давлению газа в пространстве взаимодействия [1], для изменения концентрации n можно записать уравнение:

$$-\frac{dn}{dt} = Cnp, \quad (2)$$

где C — коэффициент пропорциональности, зависящий от распределения ионов по энергии и коэффициента десорбции атомов активного вещества.

Решив это уравнение, определяем выражение для времени дезактивировки катода:

$$t_d = -\frac{\ln \frac{n_c}{n_0}}{Cp}, \quad (3)$$

т. е. величина t_d должна быть обратно пропорциональна давлению p :

$$t_d = \frac{C_1}{p}. \quad (4)$$

На рис. 3 пунктирной линией изображена зависимость $t_d = t_d(p)$, построенная на основании уравнения (4). Величина коэффициента C_1 определена из условия «сшивки» расчетного значения t_d и измеренного экспериментально при $B = 1600$ гс, $U_a = 12$ кВ и $p = 10^{-5}$ тор. Видно, что расчетные и экспериментально измеренные значения времени дезактивировки близки по величине во всем исследованном интервале давлений $10^{-6} \leq p \leq 2 \cdot 10^{-4}$ тор.

Таким образом, в настоящей работе показано, что ионная бомбардировка может оказывать существенное воздействие на эмиссионную активность катодов в приборах магнетронного типа.

Авторы признательны Л. И. Кишкилевой за помощь в проведении ряда измерений, а также С. А. Фридрихову за обсуждение полученных результатов.

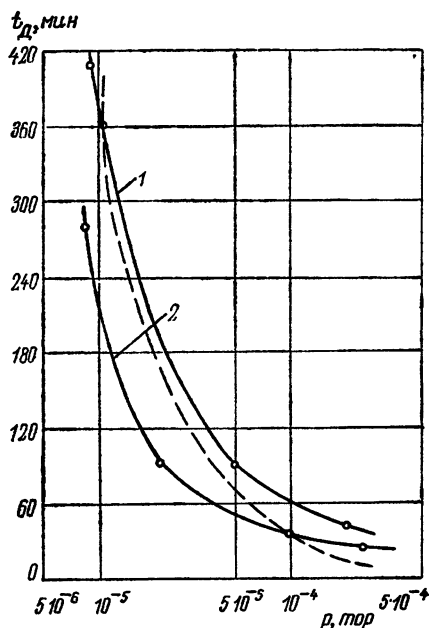


Рис. 3. Зависимость времени дезактивировки t_d от давления неона p в приборе ($Q=4000$):

1 — $B=0,160$ тл, $U_a=12$ кВ; 2 — $B=0,166$ тл, $U_a=14$ кВ; пунктир — характеристика, рассчитанная по формуле $t_d = \frac{C_1}{p}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Малюгин В. И., Соминский Г. Г. Исследование ионной бомбардировки катодов в амплитроне. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, № 10, стр. 113.
2. Малюгин В. И., Соминский Г. Г., Горшкова Л. М. Азимутальное распределение ионного тока на катод в амплитроне. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1972, № 7, стр. 3.
3. Дюбуа Б. Ч., Ермолаев Л. А., Есаулов Н. П., Стародубов И. П., Якименко Л. П. Электронная эмиссия сплавов Pt—Ba, Pd—Ba, Rh—Ba, Au—Ba. «Радиотехника и электроника», 1967, № 8, стр. 1523.
4. Соминский Г. Г., Терехин Д. К., Фридрихов С. А. Роль вторично-эмиссионных свойств катодов в работе магнетронного генератора. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1964, № 10, стр. 99—111.
5. Брюниннг Г. Физика и применение вторичной электронной эмиссии. «Советское радио», М., 1958.
6. Соминский Г. Г., Фридрихов С. А. Исследование увеличенной эмиссии катодов в скрещенных полях. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1963, № 3, стр. 81.
7. Соминский Г. Г., Терехин Д. К., Фридрихов С. А. Вольтамперная характеристика магнетронного генератора с вторично-эмиссионным катодом. ЖТФ, 1964, № 9, стр. 1666.

Поступила в редакцию 2 июля 1973 г.

УДК 621.385.735

В. А. Смирнов, И. Д. Калинина, Л. Н. Зубов, Ю. А. Потапов, Г. Б. Румянцева

СКОРОСТЬ ИСПАРЕНИЯ ОКСИДНЫХ КАТОДОВ, ПОКРЫТЫХ ПЛАЗМЕННЫМ МЕТОДОМ

Показано, что в процессе обезгаживания и активирования скорость испарения эмиссионного вещества с оксидных катодов, покрытых плазменным методом, на порядок, а после 200 ч тренировки в 2—3 раза меньше, чем у катодов с плотным покрытием, нанесенных методом пульверизации суспензии карбонатов.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время получили распространение оксидные катоды, покрытие которых наносится плазменным методом; при этом происходит частичное разложение карбонатов и расплавление окислов щелочноземельных металлов. Как показали наши исследования [1—3], такие покрытия состоят на 70 вес. % из окислов щелочноземельных металлов и имеют плотность 4,2—4,6 г/см³. Поскольку температура плазменной струи составляет несколько тысяч градусов, а время пребывания частиц в ней по приближенной оценке не превышает 0,001 сек, термические процессы разложения карбонатов, расплавления окислов и испарения компонентов должны происходить не одинаково по всей массе частицы, что может отразиться на эмиссионных свойствах катода. Поэтому для успешного применения таких катодов в ЭВП представляет интерес изучение химического состава оксидного слоя с целью определения соотношения в нем щелочноземельных металлов, структуры и состава отдельных частиц эмиссионного вещества и скорости испарения с катода. Исследование этих характеристик оксидного слоя необходимо для правильного выбора режимов обезгаживания и активирования катодов, оценки их эмиссионных свойств и срока службы, а также таких специфических параметров приборов, связанных с катодом, как время готовности и электропрочность.

2. СКОРОСТЬ ИСПАРЕНИЯ

Исследование сравнительной скорости испарения с катодов, покрытых тройным карбонатом марки КТА-1 (фракция 1—2 мкм) плазменным методом [4] и пульверизацией проводилось в два этапа: 1) при обезгаживании и активировании катода и 2) после тренировки

в течение 200 ч с отбором тока $100\text{--}150\text{ ма/см}^2$ при температуре $800\text{--}850^\circ\text{С}$ и вакууме не хуже $1\cdot 10^{-8}$ мм рт. ст. Использовался прямонакальный синтерированный оксидный катод в виде ленты из никеля вакуумной плавки. Привес порошка карбонильного никеля фракции $45\text{--}71\text{ мкм}$ составлял $20\pm 2\text{ мг/см}^2$, а эмиссионного вещества в пересчете на окислы — $12\pm 1\text{ мг/см}^2$. Методом пульверизации покрытие наносилось на полуавтомате [5]. Затем все покрытия опрессовывались при давлении $1,5\text{ т/см}^2$.

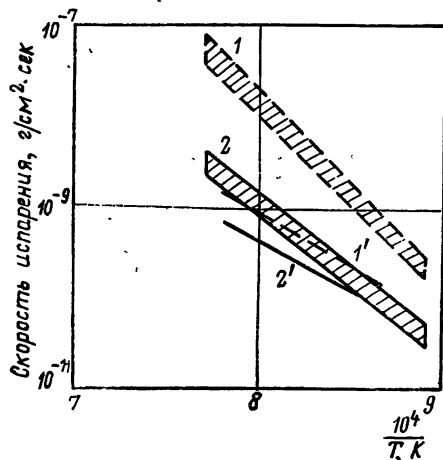


Рис. 1. Зависимость скорости испарения эмиссионного вещества от температуры катода для обычного (1 и 1') и плазменного (2 и 2') покрытий в процессе обезгаживания и активирования (1, 2) и после тренировки в течение 200 ч (1', 2').

ных плазменным методом, углеродный остаток нитроклетчатки отсутствует, а процесс разложения карбонатов при одинаковой скорости подъема температуры катода идет менее интенсивно, так как их содержится в слое не более 30 вес. %.

В процессе тренировки скорость испарения понижается, но тем не менее после 200 ч работы с катодами, покрытых плазменным методом, она остается еще в 2—3 раза меньше. Это, по-видимому, можно объяснить более плотной структурой эмиссионного слоя таких католов. Действительно, согласно Ритнеру [7], сопротивление кнудсеновскому потоку вещества, испаряющегося через пористое тело, пропорционально мно-

жителю $\frac{9h}{8r\varepsilon}$ (где r — радиус пор, h — толщина покрытия, ε — пористость покрытия).

Если оценить величину этого множителя при одинаковом привесе эмиссионного вещества, пересчитанного на окислы щелочноземельных металлов, то для покрытия, нанесенного плазменным методом, сопротивление кнудсеновскому потоку оказывается в 2—3 раза больше, чем для слоя на основе плотного карбонатного покрытия. Отметим, что уменьшение скорости испарения во времени, полученное нами для обычных католов, хорошо согласуется с результатами работы [8], в которой показано, что скорость испарения из тройного оксида $(\text{BaSrCa})\text{O}$ в первые 150 ч работы при температуре $1070\text{--}1120^\circ\text{К}$

На первом этапе обработки катода скорость испарения определялась по налетам на стеклянной колбе методом эмиссионной спектроскопии [6], а после тренировки католов — методом Беккера. На рис. 1 представлена зависимость скорости испарения от температуры, из которого видно, что в период обезгаживания и активирования скорость испарения с католов, покрытых пульверизацией, примерно на порядок выше, чем с католов, покрытых плазменным методом. Для обычных католов этот результат можно объяснить реакцией восстановления окислов щелочноземельных металлов углеродным остатком нитроклетчатки и выбросом частиц эмиссионного слоя при разложении карбонатов. У покрытий, полученных

уменьшается более чем на порядок вследствие изменения состава поверхности катода.

Другим фактором, обуславливающим меньшую скорость испарения вещества плазменных катодов по сравнению с обычными, может быть обеднение поверхности частиц легколетучей компонентой — окисью бария при пропускании карбоната через плазменную струю. В связи с этим был исследован химический состав покрытий и послойный состав отдельных частиц.

3. СОСТАВ ЧАСТИЦ ЭМИССИОННОГО ВЕЩЕСТВА

Для определения соотношения щелочноземельных металлов в эмиссионном веществе после пропускания его через плазменную струю химическому анализу подвергались непосредственно покрытие катодов и исходный карбонат. В таблице для нескольких образцов плазменных покрытий приведены данные по содержанию бария, стронция и кальция в расчете, что сумма всех щелочноземельных металлов составляет 100%. Из приведенных данных видно, что значительной потери одного из щелочноземельных металлов в процессе нанесения покрытия не происходит.

Однако этот вывод применим лишь ко всей массе вещества. На рис. 2 приведены результаты послойного анализа частиц карбоната после прохождения ими плазменной струи.

Методика послойного анализа, основанная на пламенно-фотометрическом определении бария, стронция и кальция в растворах послойного растворения частиц, разработана в [9]. В нашем случае для этих целей использовался спектрофотометр CFI-4 фирмы «Optica Milano» с приставкой для фотометрии пламени. Чувствительность метода 1—10 мкг/мл, относительная ошибка не превышает 10%. Порядок анализа следующий. Из карбоната, прошедшего плазменную струю, выбирается навеска 0,25 г,

Т а б л и ц а

Содержание щелочноземельных металлов
в эмиссионном веществе

Объект исследования	Содержание щелочно- земельного металла, вес. %		
	Ba	Sr	Ca
Покровие катодов, нанесенное плазменным методом:			
образец № 1	64	33	3
№ 2	59	37	4
№ 3	61,5	35,5	3
№ 4	59,5	37,5	3
Исходный тройной карбонат марки КТА-1	60	37	3

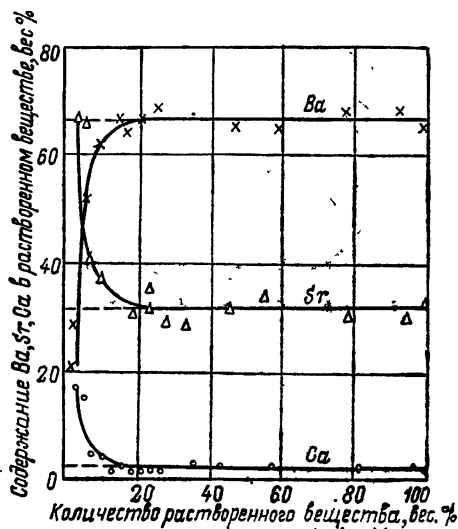


Рис. 2. Изменение содержания щелочноземельных металлов Ba, Sr и Ca при послойном растворении частиц в зависимости от количества растворенного вещества:

— — — исходный карбонат, — — — вещество, прошедшее плазменную струю.

смачивается 2,5 мл воды. Затем добавляется 2,5 мл 0,1%-ного раствора уксусной кислоты. Смесь перемешивается стеклянной палочкой и через 4 мин нерастворившаяся часть отфильтровывается через плотный фильтр в мерную колбу емкостью 25 мл, затем до метки добавляется вода и перемешивается. Осадок смывается с фильтра в стакан с 2,5—3 мл воды, добавляется 2,5 мл 0,1%-ного раствора уксусной кислоты, перемешивается и через 3 мин нерастворившаяся часть отфильтровывается, фильтр собирается в мерной колбе емкостью 25 мл. Аналогичная обработка осадка повторяется 7—10 раз. Оставшийся осадок растворяется в 10%-ной уксусной кислоте, переводится в мерную колбу емкостью 250 мл, доливается водой до метки и перемешивается.

В качестве источника возбуждения спектров используется водородно-кислородное пламя. Давление водорода $0,3 \text{ кг/см}^2$, кислорода $0,6 \text{ кг/см}^2$. Раствор инжигируется в пламя током кислорода. За меру интенсивности линий принимается высота пиков на диаграммной бумаге самописца. Барий определяется по линии 493 мкм при ширине щели 1,0 мм, стронций — по линии 460,7 мкм при ширине щели 0,6 мм.

Параллельно с раствором пробы фотометрируются эталонные растворы. На основании данных, полученных от фотометрирования эталонных растворов, строится калибровочный график в координатах концентрация раствора — высота пика на кривой самописца.

Относительное содержание щелочно-земельного металла в каждой порции раствора определялось в процентном отношении одного из металлов к их сумме. Количество растворенного вещества рассчитывалось как отношение суммы щелочноземельных металлов в порции раствора ко всему количеству щелочноземельных металлов в навеске вещества.

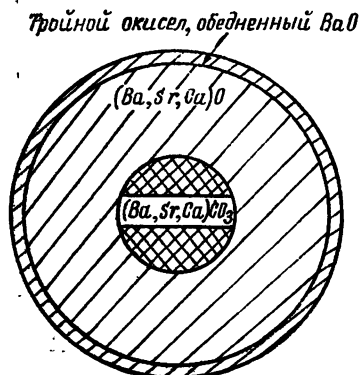
Из рис. 2 видно, что в первых порциях раствора суммарное содержание стронция и кальция составляет 80%, а бария — не превышает 20%. По мере растворения более глубоких слоев частиц содержание бария увеличивается до 63—65%, а стронция и кальция уменьшается до 33—35% и 3—4%, что соответствует соотношению этих металлов в исходном карбонате. Обедненный наиболее легколетучими соединениями бария слой составляет 5—7 вес. %.

Оценка толщины слоя, обедненного бариевым компонентом, полагая, что частицы сферические и диаметр их равен 2 мкм, дает величину 120—200 Å.

Схематическое изображение частиц после прохождения плазменной струи представлено на рис. 3. На поверхности частицы находится тонкий слой окислов стронция и кальция, обедненный окисью бария. Внутренний слой состоит из окислов и карбонатов бария, стронция и кальция. В объеме частицы содержание бария не снижается, так как время

Рис. 3. Схематическое изображение частицы эмиссионного вещества после прохождения плазменной струи.

пребывания частиц карбоната в зоне высоких температур незначительно, а теплопроводность карбонатов и окислов щелочноземельных металлов невелика. Обеднение поверхности оксидного катода окисью бария наблюдалось и для обычных покрытий в работе [10], где электроннографическим и рентгенографическим методами установлено, что после обезгаживания и активирования толщина обедненного слоя составляла 10^{-5} см , а во время работы при 1100°K в течение 1000 ч она увеличилась до 10^{-4} см . Для катодов, покрытых плазменным методом, этот



слой составляет 10^{-6} см, что не снижает эмиссионной активности катода и способствует уменьшению скорости испарения во время обезгаживания и активировки катода. Кроме того, низкое содержание окиси бария на поверхности частиц позволяет объяснить высокую устойчивость таких покрытий во время хранения при комнатной температуре к воздействию атмосферы [2], так как окислы кальция и стронция значительно менее гигроскопичны, чем окись бария.

4. ВЫВОДЫ

1. Исследована сравнительная скорость испарения с катодов, покрытых плазменным методом и методом пульверизации суспензии карбонатов. Показано, что в процессе обезгаживания и активирования скорость испарения с обычных катодов на порядок выше; после тренировки в течение 200 ч при рабочих температурах скорость испарения с катодов, покрытых плазменным методом, в 2—3 раза меньше.

2. Определен послыонный состав частиц вещества после пропускания их через плазменную струю. Установлено, что поверхностный слой частиц толщиной 10^{-6} см обеднен окисью бария и на 80% состоит из окислов стронция и кальция. Общее содержание щелочноземельных металлов в покрытии практически не отличается от их содержания в исходных карбонатах.

3. Меньшая скорость испарения эмиссионного вещества с катодов, покрытых плазменным методом, в начальный момент объясняется отсутствием углеродного остатка биндера, малым содержанием карбонатов и наличием тонкого поверхностного слоя частиц, обедненного наиболее легколетучим компонентом — окисью бария.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ким А. И., Куликов Ю. В., Родкин А. Г., Смирнов В. А. Плазменный метод нанесения тонких плотных покрытий из окислов щелочноземельных металлов на керны катодов. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1966, вып. 4, стр. 129.
2. Зубов Л. Н., Потапов Ю. А., Смирнов В. А. Технология покрытия губчатых оксидных катодов плазменным методом. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 12, стр. 128.
3. Андреев В. В., Ильин В. Н., Куликов Ю. В., Родкин А. Г., Смирнов В. А. Способ нанесения эмиссионных покрытий на керны катодов ЭВП. Авторское свидетельство № 190493 от 29/X-1966. Бюллетень изобретений № 2, 1967 г.
4. Зубов Л. Н., Потапов Ю. А., Смирнов В. А., Шугаев В. А. Нанесение эмиссионных покрытий катодов плазменным методом. «Электронная промышленность», 1972, № 1, стр. 102.
5. Демин Е. П., Иосилевич В. Л., Никонов Б. П. Новое оборудование для нанесения эмиссионных покрытий. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып. 5, стр. 137.
6. Метлин Г. А. и др. Методы анализа материалов, применяемых в электровакуумной промышленности. М., «Советское радио», 1972.
7. «Оксидный катод». Сборник пер. статей под редакцией Л. И. Добрецова, Госэнергоиздат, 1957, стр. 75.
8. Никонов Б. П., Отмахова Н. Г. Исследование испарения щелочноземельных окислов. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, вып. 1, стр. 117.
9. Савостин С. А., Горжанова А. А., Демина Л. Б., Лобова Э. В. Спектральный метод анализа карбонатов со сложным строением зерна. «Электронная техника», серия 6, «Материалы», 1973, № 7.
10. Герман Г., Вагенер С. Оксидный катод. Гостехиздат, 1949, стр. 432.

ТЕХНОЛОГИЯ

УДК 621.3.032.94 : 621.385

С. А. Лапшин, А. Г. Мишкин, М. Ф. Потоков**УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ГАЗОВЫДЕЛЕНИЯ ИЗ ЭВП
В ПРОЦЕССЕ ИХ ОТКАЧКИ**

Описана установка для измерения газовыделения из электровакуумных приборов в процессе их откачки. Для измерения потоков газа применены омегатрон и диафрагма с переменной проводимостью. Установка отличается низким предельным давлением (менее $5 \cdot 10^{-10}$ тор), малым эффектом «памяти» по выделяющимся из прибора газам и позволяет измерять потоки газов от $5 \cdot 10^{-11}$ до 10^{-4} л · тор/сек.

1. ВВЕДЕНИЕ

При исследовании процесса откачки с использованием масс-спектрометрических методов газового анализа решаются две задачи: измерение парциальных давлений газов в вакуумной системе откачного поста и газовыделения из прибора (качественный или количественный анализ).

На первый взгляд, эти задачи идентичны. Однако для решения этих задач масс-спектрометрическая аппаратура должна отвечать различным требованиям.

При решении первой задачи цель исследования заключается в получении данных, например, для определения связей электрических параметров прибора с составом газа в вакуумной системе откачного поста в процессе откачки или для определения факторов, влияющих на формирование газовой среды в вакуумной системе при откачке прибора.

В этом случае основное требование к масс-спектрометрическому датчику заключается в том, чтобы состав газовой среды в системе при откачке прибора не был существенно изменен из-за физико-химических процессов, происходящих в этом датчике.

Решение второй задачи заключается в определении источников выделения газов в приборе и влияния этих газов на электрические параметры откачанного прибора. В этом случае указанное требование к масс-спектрометрическому датчику становится еще более важным и дополняется не менее важным требованием достаточно малого газовыделения вакуумной системы масс-спектрометрической установки. При количественном анализе обязательно должны быть измерены парциальные потоки газов из откачиваемого прибора, т. е. потоки отдельных компонентов газовой смеси,

При разработке масс-спектрометрической установки и методики измерения газовыделения в процессе откачки прибора необходимо учитывать следующее:

- вакуумная система установки должна обеспечивать как можно более низкое предельное давление (не выше $1 \cdot 10^{-9}$ тор);
- состав газов при предельном давлении в системе должен быть несложным (без паров масла, с минимальным количеством паров воды, двуокиси углерода, метана и т. д.);
- с целью уменьшения эффекта «памяти» по газам, выделяющимся из прибора в процессе откачки, измерительная часть вакуумной системы должна быть по размерам как можно меньше;
- в высоковакуумном насосе не должно происходить интенсивных химических процессов с образованием новых компонентов. Насос не должен обладать ярко выраженной селективностью откачки по газам;
- парциальные потоки компонентов газовой смеси, выделяющейся при откачке прибора, должны быть измерены в широком интервале значений;
- скорость откачки вакуумной системы в месте присоединения исследуемого прибора должна быть достаточной, чтобы не нарушать процесса откачки прибора.

Однако серийно выпускаемые откачные посты и стационарные масс-спектрометры большей частью не удовлетворяют этим требованиям. Поэтому возникла необходимость в разработке масс-спектрометрической установки, специально предназначенной для исследования процессов выделения газов из приборов в процессе их откачки.

Следует отметить, что выбор откачной системы во многом определяет параметры установки, предназначенной для измерений такого рода. На первый взгляд, наиболее подходящими являются системы с электро-разрядным насосом. Однако с электродов насоса происходит интенсивное выделение газов, причем их откачка, как правило, происходит медленно (особенно таких газов, как окись углерода и метан, образующихся в результате реакций в насосе, или аргон [1]).

Турбомолекулярный насос обладает, как известно, значительным эффектом «памяти» из-за большой поверхности ротора и статора и невозможности обезгаживания прогревом при температуре выше 100°C . Сублимационные насосы плохо откачивают инертные газы и нестабильны в работе. Поэтому для масс-спектрометрических исследований в основном применяются диффузионные насосы с вымораживающими ловушками.

Для измерения скорости газовыделения нами был применен метод с вариацией калиброванной проводимости [2], основанный на способе измерения скорости откачки насосов, предложенном в работах [3, 4] (метод Оутли). Метод позволяет измерять парциальные потоки при использовании одного датчика на входе проводимости. Точность его более высокая, чем у манометрического метода, особенно для давлений, близких к предельному. Кроме того, он дает возможность измерять потоки не только из прибора в систему, но и из системы в прибор.

В качестве датчика парциальных давлений наиболее пригоден омега-трон, у которого при достаточно высокой чувствительности скорость откачки и выделения газов во много раз меньше, чем у других масс-спектрометрических датчиков (например, у квадрупольного фильтра масс, топатрона, фарвитрона).

2. КОНСТРУКЦИЯ УСТАНОВКИ И ЕЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

На рис. 1 приведена вакуумная схема установки, в которой используются два диффузионных насоса 13 и 14, соединенных последовательно, и высокоэффективная вымораживающая ловушка 11. Конструкция

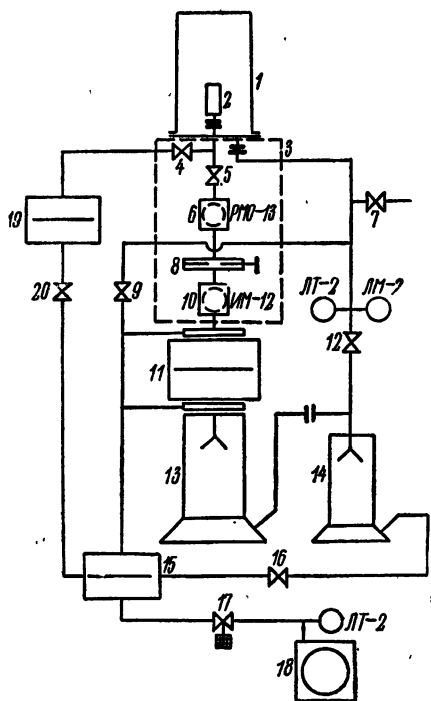


Рис. 1. Вакуумная схема экспериментальной установки для измерения парциальных газовых потоков:

1 — колпак вакуумной печи, 2 — образец или прибор, 3 — измерительная приставка, 4, 5, 7, 9, 12, 16, 20 — вакуумные вентили; 6 — камера с омегатроном открытого типа РМО-13 [10]; 8 — диафрагма, 10 — камера с датчиком общего давления открытого типа ИМ-12 [10]; 11 — высоковакуумная ловушка; 13 — диффузионный насос Н5С-М1; 14 — диффузионный насос Н1С-2; 15 — форвакуумная вымораживающая ловушка; 17 — электромагнитный клапан; 18 — механический насос ВН-461М; 19 — сорбционная цеолитовая ловушка.

ловушки показана на рис. 2. К ловушке присоединяется измерительная приставка * (рис. 3). Приставка имеет диафрагму 8 с отверстием в форме квадрата, две стороны которого образованы неподвижной деталью также с квадратным отверстием, а две другие стороны — подвижной деталью (заслонкой диафрагмы 4). Заслонка диафрагмы перемещается с помощью штока, снабженного сильфонным уплотнением.

Для предотвращения попадания в прибор паров масла из форвакуумного насоса предусмотрены сорбционная цеолитовая ловушка 19 и форвакуумная вымораживающая ловушка 15. Вакуумная печь откачивается насосами 18 и 14.

Характеристики экспериментальной установки

Предельное давление в вакуумной системе, измеренное датчиком общего давления ИМ-12 (при предельном и близком к предельному давлении в системе обнаруживается только водород**)

$3 \cdot 10^{-10}$ тор

* В конструировании приставки принимал участие А. И. Голубев.

** Нижний порог чувствительности омегатрона РМО-13 составляет $5 \cdot 10^{-11}$ тор (в азотном эквиваленте).

Время достижения давления $5 \cdot 10^{-10}$ тор, близкого к предельному	5 ч
Давление в вакуумной печи	$10^{-4} - 10^{-5}$ тор
Рабочая жидкость в насосах Н1С-2 и Н5С-М1	ФМ-1
Скорость откачки по азоту в месте расположения датчика общего давления ИМ-12 при давлении 10^{-7} тор	~ 100 л/сек
Максимальная проводимость диафрагмы по азоту	17,1 л/сек
Максимальная скорость откачки по азоту в месте расположения омегатрона РМО-13	13—14 л/сек
Пределы измерения парциальных потоков газов:	
для водорода	от $5 \cdot 10^{-9}$ до 10^{-4} л. тор/сек
для остальных газов	от $5 \cdot 10^{-11}$ до 10^{-4} л. тор/сек
Общая поверхность деталей и объем части измерительной приставки, расположенной выше диафрагмы	соответственно 270 см^2 и 130 см^3
Общая поверхность деталей и объем части измерительной приставки, расположенной выше высоковакуумного вентиля 5 (см. рис. 1), в которую попадает атмосферный воздух при постановке прибора	соответственно $6,2 \text{ см}^2$ и $0,8 \text{ см}^3$

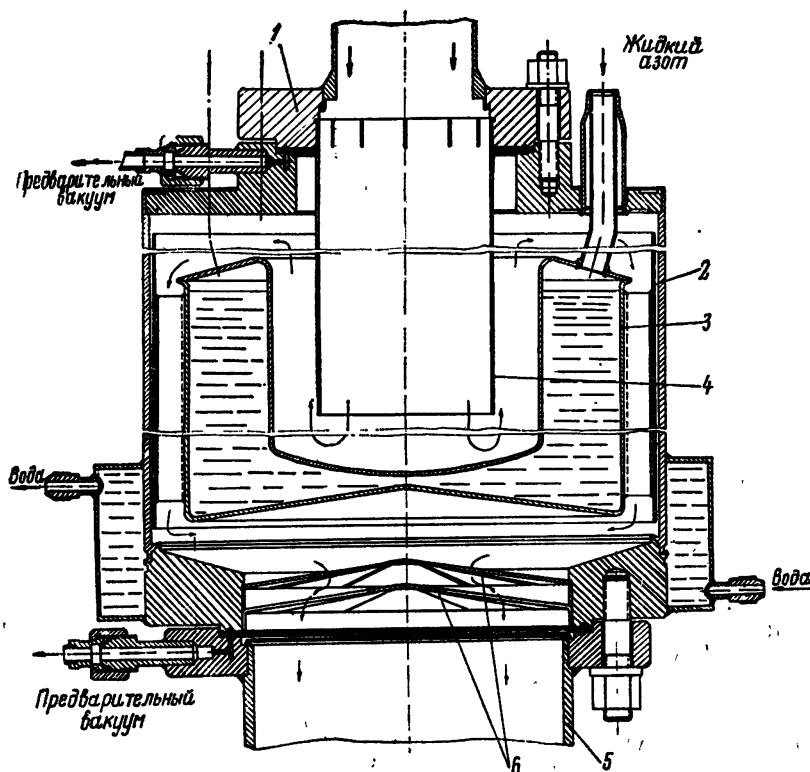


Рис. 2. Высоковакуумная ловушка:

1 — измерительная приставка; 2 — тепловой экран; 3 — бак для жидкого азота, 4 — экран; 5 — диффузионный насос Н5С-М1; 6 — маслоотражатели; стрелками показано направление потока газа при откачке прибора.

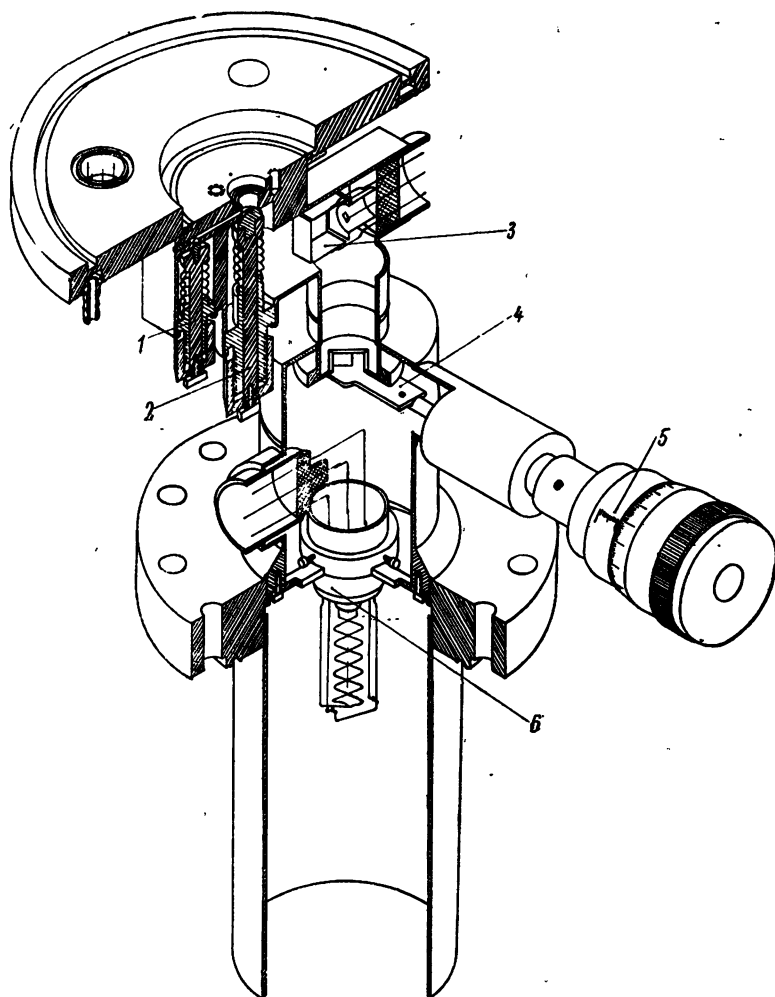


Рис. 3. Измерительная приставка:

- 1 — вентиль 4 на вакуумной схеме рис. 1; 2 — высоковакуумный вентиль 5 на схеме рис. 1;
 3 — омегатрон открытого типа РМО-13; 4 — заслонка диафрагмы; 5 — нониус диафрагмы;
 6 — датчик общего давления открытого типа ИМ-12.

Низкое предельное давление в системе обеспечивается:

- двумя диффузионными насосами, соединенными последовательно, что уменьшает обратные потоки газов в систему;
- применением высокоэффективной вымораживающей ловушки;
- малой поверхностью измерительной приставки;
- вакуумным отжигом деталей приставки перед сборкой.

Установка запускается в следующем порядке.

После форвакуумной откачки системы и 45 мин разогрева диффузионных насосов производится прогрев измерительной приставки и верхнего фланца высоковакуумной ловушки при температуре 150°C в течение 45 мин; одновременно прогревается анод датчика общего давления ИМ-12. Заливка жидкого азота в ловушку начинается за 10 мин до

окончания прогрева системы. После остывания системы производится электронное обезгаживание анода и коллектора датчика ИМ-12.

Данные, характеризующие зависимость давления в установке от времени с момента включения диффузионных насосов, приведены в таблице.

При достижении давления, близкого к предельному, на верхний фланец измерительной приставки устанавливается исследуемый прибор. Закрывается вентиль 16 (см. рис. 1), открываются вентили 20 и 4 для форвакуумной откачки прибора. Через 10 сек эти вентили закрываются в обратной последовательности и открываются вентили 16 и 5.

Далее на верхний фланец приставки устанавливается колпак и его объем откачивается сначала до форвакуума, а затем до высокого вакуума. Для этого закрывается вентиль 16 и открывается вентиль 9, а через 15—20 мин закрывается вентиль 9 и открываются вентили 16 и 12.

При достижении давления приблизительно $2 \cdot 10^{-9}$ тор регистрирует спектр масс. После этого включается печь для нагрева прибора и периодически производится измерение парциальных потоков газов в процессе откачки прибора.

Т а б л и ц а

Время с момента включения диффузионных насосов, ч	Показания вакуумметра, тор
2	$5 \cdot 10^{-8}$
2,5	$1 \cdot 10^{-8}$
2,75	$5 \cdot 10^{-9}$
3,5	$1 \cdot 10^{-9}$
5	$5 \cdot 10^{-10}$
6,5	$3 \cdot 10^{-10}$

3. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ПАРЦИАЛЬНЫХ ПОТОКОВ ГАЗОВ

При некотором положении заслонки дифрагмы проводимость диафрагмы с трубопроводом, соединяющим омегатрон с диафрагмой, равна U_1^* , а давление, измеряемое омегатроном, — p_1 , при другом положении заслонки — соответственно U_2^* и p_2 , тогда

$$Q = U_1(p_1 - p_0), \quad (1)$$

$$Q = U_2(p_2 - p_0), \quad (2)$$

$$Q = p_0 S_0, \quad (3)$$

$$\frac{1}{U_1^*} = \frac{1}{U_1} + \frac{1}{U_{\text{тр}}}, \quad (4)$$

$$\frac{1}{U_2^*} = \frac{1}{U_2} + \frac{1}{U_{\text{тр}}}, \quad (5)$$

где Q — поток газа, $\frac{\text{л} \cdot \text{тор}}{\text{сек}}$,

p_0 — давление, измеряемое датчиком общего давления ИМ-12, тор,

S_0 — скорость откачки системы в месте расположения датчика ИМ-12, л/сек,

$U_{тр}$ — проводимость трубопровода между омегатроном и диафрагмой, л/сек,

U_1, U_2 — проводимость диафрагмы при первом и втором положениях заслонки, л/сек.

При $Q = \text{const}$ давление p_0 не зависит от давления в измерительной камере. В этом случае из формул (1) — (5) следует, что парциальный поток газа в стационарном или квазистационарном режиме равен:

$$Q = \frac{U_1 U_2}{U_1 - U_2} (p_2 - p_1). \quad (6)$$

Для уменьшения ошибки измерения парциальных потоков необходимо, чтобы отношение $\frac{p_2}{p_1}$ (или $\frac{p_1}{p_2}$) было не менее 1,5, а проводимость диафрагмы U — не менее 1 л/сек. При $U < 1$ л/сек ошибка, обусловленная откачкой и выделением газов в омегатроне, возрастает. Оценка этой ошибки может быть проведена по данным работ [6—8].

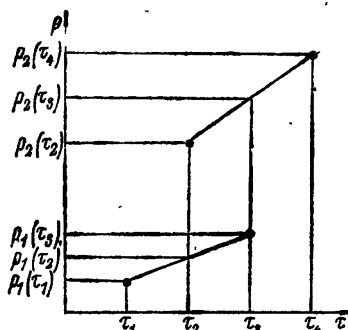


Рис. 4. Расчет нестационарных газовых потоков:

$p_1(t_1)$ — парциальное давление газа, измеренное в момент времени t_1 при первом положении заслонки диафрагмы; $p_2(t_2)$ — парциальное давление газа, измеренное в момент времени t_2 при втором положении заслонки; $p_1(t_3)$ — парциальное давление газа, измеренное в момент времени t_3 при первом положении заслонки; $p_2(t_3)$ — парциальное давление газа, измеренное в момент времени t_3 при втором положении заслонки; $p_1(t_2)$ — парциальное давление газа, найденное линейной интерполяцией для момента времени t_2 при первом положении заслонки; $p_2(t_1)$ — парциальное давление газа, найденное интерполяцией для момента времени t_1 при втором положении заслонки.

Измерение нестационарных потоков производится следующим способом. Спектры масс регистрируются поочередно при двух положениях заслонки диафрагмы. Линейной интерполяцией находятся парциальные давления для одного и того же момента времени (рис. 4). Парциальные потоки газов рассчитываются по формуле (6) для давлений p_1 и p_2 , соответствующих одному и тому же моменту времени.

Если известна скорость откачки системы в месте расположения омегатрона, то парциальные потоки могут быть измерены при одном положении заслонки диафрагмы (при давлениях, значительно больших предельного). Расчет выполняется по формуле:

$$Q = pS, \quad (7)$$

где p — давление, измеренное омегатроном в произвольный момент времени при выбранном положении заслонки диафрагмы, тор,

S — скорость откачки в месте расположения омегатрона при том же положении заслонки, л/сек.

Величина проводимости диафрагмы U может быть рассчитана по формуле [9]:

$$U = 3,64A \sqrt{\frac{T}{M}} \text{ л/сек}, \quad (8)$$

где A — площадь отверстия диафрагмы, см^2 ,

T — температура газа, $^\circ\text{K}$,

M — молекулярный вес газа, *а. е. м.*

Для азота ($M=28$) при $T=298^\circ\text{K}$ и квадратного отверстия в диафрагме

$$U = kX^2 = (X_n - x_0)^2 \quad \text{л/сек}, \quad (9)$$

где $X = X_n - X_0$ — размер диагонали отверстия диафрагмы, см ,

X_n — отсчет по нониусу, см ,

X_0 — нулевой отсчет по нониусу, соответствующий полностью закрытой диафрагме, см ,

$k = 5,94 \text{ л/сек} \cdot \text{см}^2$.

При малых проводимостях диафрагмы более точным является выражение:

$$U = U_0 + k(X_n - X_0)^2 \quad \text{л/сек}, \quad (10)$$

где U_0 — проводимость, обусловленная зазорами между заслонкой и неподвижной частью диафрагмы.

Так как величина U_0 неизвестна, то необходимо произвести калибровку диафрагмы, т. е. экспериментально получить зависимость проводимости диафрагмы от величины отсчета по нониусу.

4. КАЛИБРОВКА ДИАФРАГМЫ

Для калибровки диафрагмы в систему напускался азот до давления $p_0 \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ тор}$ и измерялось омегатроном давление азота при различных положениях заслонки диафрагмы. Так как $Q = \text{const}$, то при закрытии заслонки, как и следовало ожидать, давление p_0 оставалось постоянным.

Поток азота при любом положении заслонки определяется уравнением:

$$Q = U^*(p - p_0), \quad (11)$$

где

$$\frac{1}{U^*} = \frac{1}{U} + \frac{1}{U_{\text{тр}}}. \quad (12)$$

Существует интервал значений X_n , в котором $U_0 \ll k(X_n - X_0)^2$, $U \ll U_{\text{тр}}$ и $p_0 \ll p$. Тогда из уравнений (10) — (12) получим:

$$\frac{1}{\sqrt{p}} = \sqrt{\frac{k}{Q}} (X_n - X_0). \quad (13)$$

По экспериментальным данным был построен график зависимости $\frac{1}{\sqrt{p}}$ от X_n (рис. 5)*, который действительно имеет прямолинейный уча-

* Графики на рис. 5, 6 приводятся как примеры, иллюстрирующие способ калибровки и вид зависимостей U , S и $\frac{1}{\sqrt{p}}$ от X_n .

сток при $1,1 \leq X_n \leq 1,5$. Для этого участка можно определить величину потока азота как

$$Q = k \left[\frac{dX_n}{d\left(\frac{1}{\sqrt{p}}\right)} \right]^2 \quad (14)$$

Проводимость диафрагмы для этих же значений X_n

$$U \approx S = \frac{Q}{p}. \quad (15)$$

Для $X_n > 1,5$ см проводимость диафрагмы рассчитывалась по формуле:

$$\frac{1}{U_2} = \frac{p_2 - p_1}{Q} + \frac{1}{U_1}. \quad (16)$$

где значения p_1 и U_1 принимались для полностью открытой диафрагмы; U_1 рассчитывалась по формуле (8) для геометрических размеров отверстия диафрагмы.

По данным расчета по формулам (15) и (16) была построена калибровочная кривая проводимости диафрагмы $U=f(X_n)$ и кривая $S=f(X_n)$ (рис. 6).

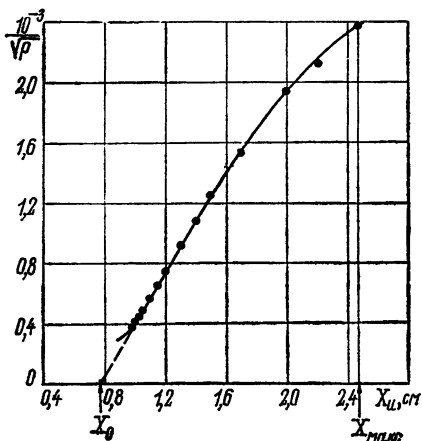


Рис. 5. График зависимости $\frac{1}{\sqrt{p}} = f(X_n)$ для определения потока газа Q ($X_{\text{макс}}$ — значение X_n , соответствующее полностью открытой диафрагме).

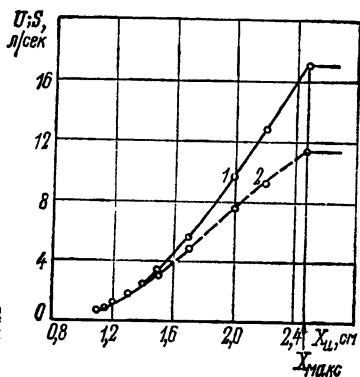


Рис. 6. Калибровочные кривые для проводимости диафрагмы $U=f(X_n)$ (1), для скорости откачки в измерительной камере $S=f(X_n)$ (2).

Из формул (14) — (16) следует, что определенные таким образом проводимость диафрагмы U и скорость откачки в измерительной камере S не зависят от коэффициента чувствительности омегатрона. При таком способе калировки диафрагмы величина потока газа Q может быть заранее неизвестна.

Для учета газовыделения («фона») системы в любой момент времени достаточно закрыть вентиль 5 (см. рис. 1) и зарегистрировать спектр масс.

5. ИСПЫТАНИЕ УСТАНОВКИ НА ГАЗОВУЮ НАГРУЗКУ

После получения в вакуумной системе установки (назовем ее условно пост 1) давления, близкого к предельному, производился напуск воздуха в вакуумную систему с помощью вентиля 5 (см. рис. 1) и на 2 ч устанавливалась постоянная величина давления p_N , приблизительно $2,5 \cdot 10^{-6}$ тор при полностью открытой заслонке 4 (см. рис. 3). Аналогичное испытание было проведено для откачного поста с электроразрядным (НЭМ-100-2) и сублимационным насосами (пост 2) и для откачного поста с двумя последовательно соединенными диффузионными насосами НИС и цеолитовой ловушкой (пост 3). В каждой из этих систем парциальные давления газов измерялись с помощью омегатрона РМО-13.

Цель исследования — выявить особенности откачки воздуха каждым постом, селективность откачки газов, образование новых компонентов в результате химических реакций и восстановление предельного давления (эффекты «памяти» постов).

Результаты испытаний представлены на рис. 7.

Состав газов в системах при предельном давлении различный. Для постов 1 и 3 предельное давление определяется водородом, для поста 2 — парами воды. Наиболее сложный состав газов в системе по-

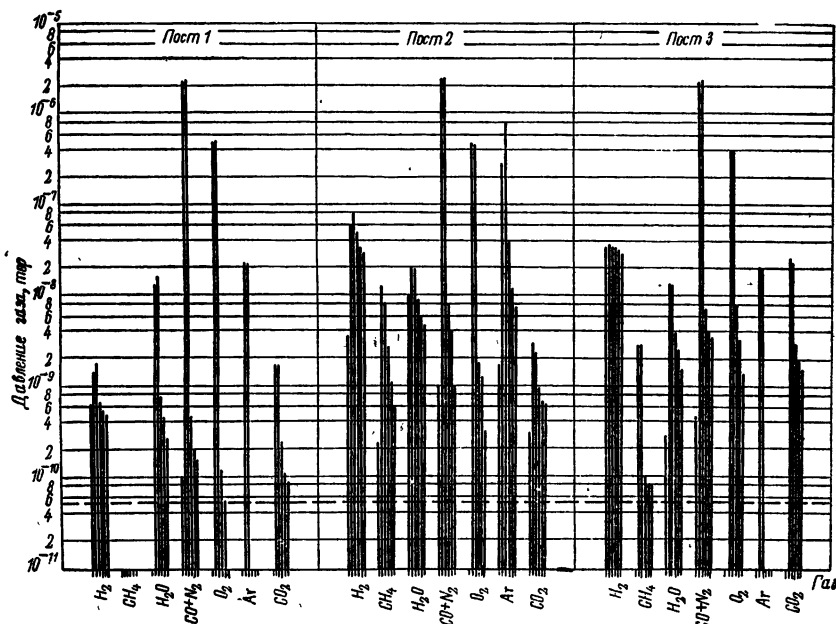


Рис. 7. Парциальные давления газов в вакуумных системах постов 1, 2 и 3 при испытании на газовую нагрузку. Для каждого газа значения парциальных давлений показаны для шести моментов времени. Считая слева направо, первая отметка соответствует парциальному давлению газа перед напуском воздуха, вторая — сразу после напуска, третья — в конце напуска (время напуска 2 ч), четвертая, пятая и шестая — через 5, 20 и 40 мин после окончания напуска. Пунктиром обозначен нижний порог чувствительности омегатрона РМО-13 по азоту. Данные по давлению CO_2 при напуске воздуха (2-я и 3-я отметки) завышены из-за недостаточной разрешающей способности омегатрона.

ста 2: кроме паров воды, обнаружены также водород, метан, окись углерода и двуокись углерода.

При напуске воздуха в систему парциальные давления газов увеличиваются для разных постов в разной степени, за исключением давления кислорода, азота и паров воды. Это указывает на разные соотношения скоростей откачки некоторых газов для этих постов. Скорость откачки аргона по отношению к скорости откачки азота для поста 2 примерно в 20 раз меньше, чем для постов 1 и 3, причем скорость откачки аргона постом 2 за время напуска воздуха уменьшается в 2,7 раза.

У постов 1 и 3 скорость откачки паров воды в два раза выше. Обращает на себя внимание значительное увеличение давления метана и водорода в системе поста 2. Очевидно, в электроразрядном или в сублимационном насосе при напуске воздуха происходит интенсивное образование метана и водорода с участием H_2O . Для поста 3 характерно значительно большее увеличение давления двуокиси углерода, чем для постов 1 и 2.

После прекращения напуска воздуха изменение давлений газов в системах этих постов весьма различно. Сразу же после окончания напуска воздуха в системах постов 1 и 3 аргон исчез, а в системе поста 2 давление аргона уменьшилось, но затем оставалось постоянным. Это свидетельствует о большой «памяти» этой системы по аргону. Значительно меньшей «памятью» обладает система поста 1, особенно по кислороду, парам воды и двуокиси углерода.

При наличии органических соединений в составе газов, выделяющихся из прибора при его откачке, вакуумная система приставки «запоминает» эти соединения, что приводит к последующему выделению их в процессе откачки. Это обстоятельство является недостатком установки, как и всех откачных систем. Однако этот эффект устраняется, если одновременно с прогревом прибора включается прогрев приставки (до $90-100^\circ C$) и отключается после того, как заканчивается наиболее интенсивное выделение органических соединений (при температуре прибора $150-200^\circ C$).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана установка для измерения газовой выделенности из электровакуумных приборов в процессе их откачки. Основными достоинствами установки по сравнению с промышленными постами и стационарными масс-спектрометрами являются малое газовыделение ($< 1 \cdot 10^{-9}$ л·тор/сек) измерительной части вакуумной системы и низкое предельное давление ($3 \cdot 10^{-10}$ тор), определяемое водородом. Предельное давление достигается уже через 5—6 ч после запуска установки. Установка позволяет измерять газовые потоки величиной до $5 \cdot 10^{-9}$ л·тор/сек для водорода и до $5 \cdot 10^{-11}$ л·тор/сек (в азотном эквиваленте) для остальных газов в процессе откачки прибора.

Установка имеет значительно меньший эффект «памяти» по сравнению с откачными постами и практически постоянный фон газовой выделенности. Фон может быть измерен в любой момент времени в процессе откачки прибора.

Установка характеризуется малой селективностью откачки, а также отсутствием выделения и поглощения газов за счет химических реакций

в насосах. В настоящее время установка используется для исследования газовой выделенности из малогабаритных ЭВП СВЧ в процессе их откачки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Elford M. T., Milloy H. B. A gas analyses for trace impurity analysis. *J. Vac. Sci. and Technol.*, 1972, vol. 9, No 3, pp. 1034—1039.
2. Henry R. Mesure de la vitesse de dégazage par une méthode due à O'atley. *Le Vide*, 1959, No 82, pp. 226—240.
3. O'atley C. The experimental determination of a speed of a vacuum pump and components of a vacuum system. *Brit. J. Appl. Phys.*, 1954, vol. 5, No 10, pp. 358—362.
4. Henry R. Détermination absolue de la pression à l'aide de la jauge ionisation. *Le Vide*, 1956, n° 62, pp. 54—63.
5. Durm M., Eißner W. Ein feinregulierbares Leckventil großen Querschnitts. *Vacuum-Technik*, 1970, vol. 19, Nr 4, ss. 72, 73.
6. Лапшин С. А., Пономарева Л. М. Исследование процесса поглощения двуокиси углерода и образования окиси углерода в омегатроне. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, вып. 12, стр. 49—59.
7. Лапшин С. А. Поглощение водорода и образование метана в омегатроне. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1972, вып. 5, стр. 27—35.
8. Блайвен С. М., Поляни Т. Г. Поглощение азота в датчиках омегатрона. В сб. «Остаточные газы в электронных лампах». Пер. с англ. под ред. Г. Д. Глебова, М., «Энергия», 1967, стр. 42—46.
9. Дэшман С. Научные основы в вакуумной технике. Пер. с англ. под ред. М. И. Меньшикова. М., «Мир», 1964.
10. Астафьев А. Я., Кутехов В. В. Новые датчики общих и парциальных давлений для контроля процесса откачки и определения спектра остаточных газов в электровакуумных приборах СВЧ. В сб. Труды конференций по электронной технике, «Электроника СВЧ», М., 1968, вып. 2, стр. 102—106.

Поступила в редакцию 3 апреля 1973 г.

ПРОИЗВОДСТВЕННО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ОПЫТ

УДК 621.385.002

Р. А. Андреева, Л. К. Першина, Н. Ю. Попова, В. М. Рождественский**НЕКОТОРЫЕ ВИДЫ БРАКА ДЕТАЛЕЙ ИЗ КОНСТАНТАНА
ВАКУУМНОЙ ПЛАВКИ**

При изготовлении деталей из константана вакуумной плавки марки МН-45 ВП на их поверхности в ряде случаев наблюдаются вспучивания, цветные пятна и темные включения. С целью выяснения природы этих дефектов проведено исследование константана металлографическими, рентгеноспектральными и другими методами.

Шлифы для исследования приготавливали по стандартным методикам [1] и травили в смеси азотной и соляной кислот. Форму, размеры и распределение включений в объеме константана изучали на нетравленных шлифах с использованием микроскопа МИМ-7.

Газосодержание определяли методом вакуум-плавления на экскалוגрафе ЕА-1 фирмы Бальцерс. Чувствительность метода по кислороду и азоту находилась на уровне $1 \cdot 10^{-3}$ вес. %, а по водороду — $2 \cdot 10^{-4}$ вес. %. Для исследования состава газов, выделяющихся из образцов при нагревании (газовыделение), использовали специальную вакуумную приставку к масс-спектрометру типа МХ-1302 [2]. Состав включений определяли с помощью рентгеновского анализато-

ра МАР-1 при ускоряющем напряжении 35 кВ и локальности пятна 5—6 мкм. В качестве эталонов использовали железо армко, медь марки МВ, никель НВК и металлический марганец.

В результате металлографических исследований установлено, что в структуре полос константана присутствуют неметаллические включения, размеры которых не превышают 5 мкм. Они окрашены в серый или черный цвета и имеют треугольную или округлую форму (рис. 1). В химическом составе включений преобладают медь и никель (табл. 1).

Содержание кислорода* в образцах составляет более 0,01 вес. %

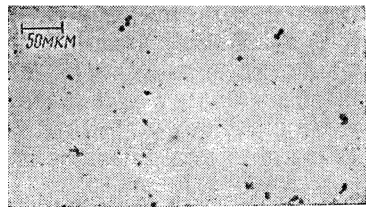


Рис. 1. Включения в структуре константана; $\times 200$, не травл.

* Определение газосодержания образцов выполнено Б. В. Маркиным.

Таблица 1

Характеристика включения	Содержание, вес. %			
	Cu	Ni	Fe	Mn
Удлиненное округлое серое	25—27	Более 45	Не обнаружено	Следы
Треугольное серое (размеры 1—2 мкм)	—	Более 45*	То же	—
Продолговатое серое	Менее 54—55	45—46	.	—

* Зонд выходит за пределы включения.

(табл. 2), что значительно превышает предел его растворимости и в меди, и в никеле [3]. С увеличением содержания кислорода в константане количество дефектов в виде вспучиваний при отжиге в водороде в течение 30 мин при температуре 800—850°С возрастает. Аналогичная зависимость наблюдается и в случае повышения температуры нагрева до 1000—1050°С.

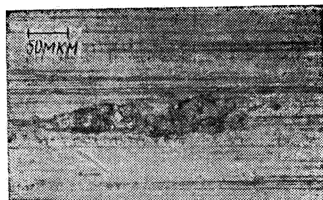


Рис. 2. Вспучивание поверхности константана после отжига в течение 30 мин при температуре 800—850°С в водороде; $\times 200$.

Таблица 2

Содержание газов, вес. %			Общее количество газов, см ³ /100 г металла
O ₂	H ₂	N ₂	
0,036	0,0004	0,003	32,2
0,026	0,0001	0,002	20,9
0,0196	0,0005	0,001	20,5
0,017	0,0001	0,006	17,2
0,013	0,0006	0,005	16,8

Причем, вспучиваниями поражается поверхность деталей, ранее успешно выдержавших нагрев при температуре 800—850°С.

Анализ полученных данных позволяет сделать вывод, что причиной формирования этих дефектов является «водородная болезнь», проявление которой уменьшается при снижении содержания кислорода в константане.

Цветные пятна на поверхности деталей, как показал визуальный осмотр, имеют желтую или оранжевую окраску и представляют собой весьма тонкую пленку. В центре пятен, как правило, располагаются темные включения различной формы (рис. 3). Поверхность включений неровная, они ферромагнитны. При травлении в смеси кислот (азотной и серной), в перекиси водорода включения сохраняют форму и размеры. Одна-

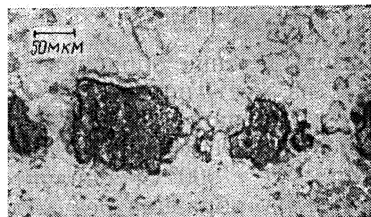


Рис. 3. Включение на поверхности исходного константана; $\times 200$.

ко они легко удаляются при механической зачистке дефектных мест. Химический состав включений приведен в табл. 3.

В составе выделившихся газов обнаружены углеводороды, что для константана необычно. Эти результаты, а также сравнение поверхно-

Таблица 3

Характеристика включения	Содержание, вес. %			
	Cu	Ni	Fe	Mn
Желтое	62	Менее 45	—	—
Крупное темное	Следы	Более 45	—	—
Продолговатое, темное	40—60	Более 45	—	—
Продолговатое, темное	Следы	10—15	60—70	—
Крупное, темное	—	5—10	60—70	Следы
Продолговатое, темное	—	Более 60	Следы	—

Он свидетельствует, что цветные пятна состоят из меди. Темные включения содержат от 60 до 80% железа (рис. 4), но в некоторых из них присутствуют медь и никель.

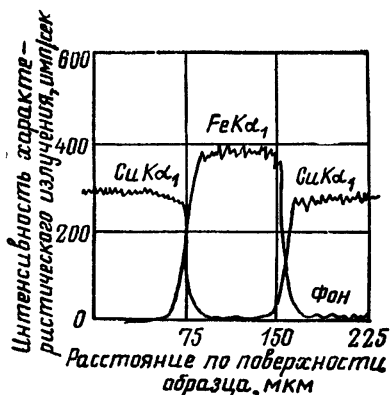


Рис. 4. Распределение железа и меди во включениях.

Газовыделение образцов^{*}, вырезанных из мест, пораженных включениями, при нагреве от 20 до 900°С и выдержке в течение 45 мин при температуре 900°С, значительно выше, чем у образцов без дефектов (табл. 4).

стных дефектов с включениями в объеме константана (см. табл. 1 и 3) свидетельствуют о различной их природе и происхождении. Наиболее вероятной причиной появления темных включений может быть запрессовка продуктов износа и смазки валков при прокатке константана, частиц режущего инструмента и т. д. Образование цветных пятен в этом случае объясняется следующим. В процессе травления сплавов типа константана в водных растворах серной кислоты медь стремится к осаждению на поверхности деталей, так как никель более электроотрицательный металл, чем

Таблица 4

Газы	Газовыделение образцов константана ($\times 10^{-3}$)			
	тор. л/г	тор. л/см ³	тор. л/г	тор. л/см ³
H ₂	24	10,8	29,5	13,3
CO + N ₂	0,37	0,17	0,83	0,37
CO ₂	0,02	0,01	0,08	0,03
H ₂ O	1,26	0,56	2,03	0,92
Общее колич.	24,39	10,98	30,4	13,7

* Газовыделение образцов определено И. А. Калябиной.

медь [4]. Медь осаждается в первую очередь вблизи включений или неоднородностей поверхности. Для предотвращения этого процесса к водным растворам серной кислоты добавляют соляную кислоту [1]. Однако в растворах, применяемых для очистки деталей электронных приборов, присутствие ионов хлора нежелательно [5]. Поэтому необходимо дополнительно промывать детали в растворах, не содержащих ионов хлора, например, в растворе щавелевой кислоты.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Вспучивание поверхности деталей из константана вакуумной плавки является следствием «водородной болезни», а дефекты в виде цветных пятен и темных включений обусловлены поверхностными загрязнениями константана.

Для предотвращения появления указанных дефектов необходимо, чтобы содержание кислорода в константане не превышало предела

его растворимости в этом металле ($\approx 0,001$ вес. %), а очистка поверхности константана до начала изготовления деталей начиналась с удаления крупных загрязнений механическим путем (пескоструйкой, щеткой, мытьем).

ЛИТЕРАТУРА

1. Панченко Е. В., Скаков Ю. А., Попов К. В. и др. Лаборатория металлографии. М., Металлургиздат, 1957.
2. Бравинский В. Г., Калябина И. А., Осипов М. В. Газовыделение вакуумноплотных керамических материалов, используемых в приборах СВЧ. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 10.
3. Гладков А. С., Амосов В. М., Копецкий Ч. В., Левин А. М. Металлы и сплавы для электровакуумных приборов. М., «Энергия», 1969.
4. Томашов Н. Д. Теория коррозии и защиты металлов. М., АН СССР, 1959.
5. Богатырев А. Е., Комаров И. И., Шноль Р. Б. «Электронная техника», серия 10. «Технология и организация производства», 1967, вып. 5.

Поступила в редакцию 18 июля 1973 г.

УДК 621.385.623.5

Г. Н. Алпатов, О. Г. Верин

ТОК ОТРАЖАТЕЛЯ В ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ КЛИСТРОНАХ ПОВЫШЕННОЙ МОЩНОСТИ

Работа с отражательными клистрономы повышенной мощности ($P=1 \div 2$ вт, $U_0=800$ в) показала, что во время генерации часть электронов попадает на отражатель и вызывает ряд нежелательных явлений.

1. ТОК ОТРАЖАТЕЛЯ НА ПЕРВОЙ ЗОНЕ ГЕНЕРАЦИИ

При работе клистрона на первой зоне генераций ($-400 \text{ в} < U_{\text{отр}} > -200 \text{ в}$) ток отражателя пропорционален мощности колебаний

(рис. 2). При работе клистрона на согласованную нагрузку ток достигает ~ 20 мкА и увеличивается до ~ 40 мкА при замыкании волноводного вывода энергии металлической крышкой (рис. 1). Направление тока отражателя соответствует эмиссии электронов с поверхности отражателя (это направление принято нами за положительное направление). Вне зоны генерации ток отражателя равен нулю.

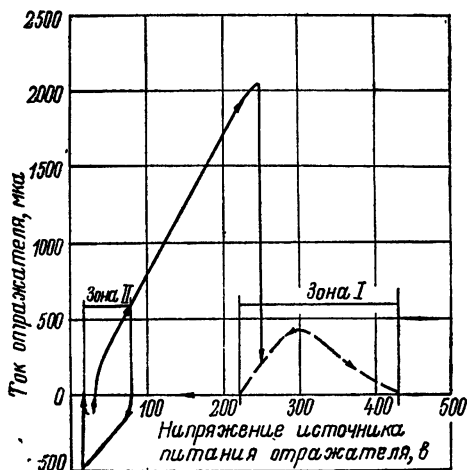


Рис. 1. Зависимость тока отражателя от напряжения источника питания отражателя при волноводном выводе энергии, замыканием металлической крышкой. Пунктир соответствует масштабу 10^7 отр.

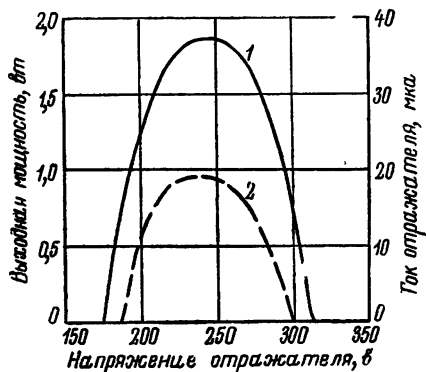


Рис. 2. Зависимость выходной мощности (1) и тока отражателя (2) от напряжения отражателя при работе клистрона на согласованную нагрузку ($K_{СВН} \leq 1,1$).

Ток отражателя нельзя трактовать как ионный, хотя он и имеет тот же знак. Ионный ток всегда остается вне зоны генерации, а в нашем случае вне зоны генерации ток равен нулю. Поэтому наблюдаемый ток может быть объяснен только тем, что небольшая часть электронов при генерации клистрона попадает на отражатель и выбивает вторичные электроны, количество которых повышает количество первичных.

Попадание электронов на отражатель, на который подано напряжение -300 в с энергиями, достаточными для выбивания вторичных электронов с коэффициентом вторичной эмиссии более единицы. можно объяснить только тем, что небольшая часть электронного потока, упруго отразившись от катода, после третьего пролета через зазор резонатора имеет дополнительную энергию (до $3eU_1$, где U_1 — амплитуда высокочастотного напряжения в резонаторе), попадает на отражатель и вызывает вторичную эмиссию. Такое объяснение подтверждается тем, что ток отражателя за время испытаний клистронов на долговечность монотонно возрастает, очевидно, в связи с оседанием бария на поверхность отражателя и скачкообразно снижается после того, как отражатель преднамеренно прогревают электронной бомбардировкой, подавая на него положительное напряжение.

В первой зоне генерации ток отражателя не мешает работе клистрона, но определение вакуума в отражательном клистроне по току отражателя недопустимо, если напряжение отражателя находится в зоне генерации.

Влияние тока отражателя на шуму отражательного клистрона и паразитные колебания не исследовалось.

2. ТОК ОТРАЖАТЕЛЯ НА ВТОРОЙ ЗОНЕ ГЕНЕРАЦИИ

В нерабочей второй зоне генерации ($-80 \text{ в} < U_{\text{отр}} < -20 \text{ в}$) ток отражателя возрастает до 2000 мка. Проходя через сопротивление в цепи отражателя (рис. 3), равное

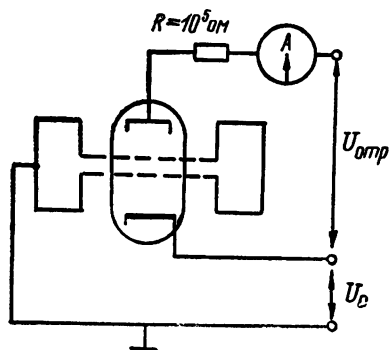


Рис. 3. Схема питания отражательного клистрона.

10^5 ом , ток отражателя создает на этом сопротивлении падение напряжения до 200 в. Поэтому истинное напряжение отражателя на второй зоне генерации существенно отличается от напряжения источника питания отражателя (отличается от показаний вольтметра).

В дальнейшем изложении электронным током отражателя мы будем называть ток, направление которого соответствует оседанию электронов на отражатель, а ток, направление которого соответствует эмиссии электронов с отражателя, — динатронным.

Ток отражателя бывает как электронный, так и динатронный. Зависимость тока отражателя от напряжения источника, питающего отражатель, имеет гистерезисный характер, как показано на рис. 1. Зависимость истинного напряжения отражателя от напряжения источника питания при замыкании волноводного вывода энергии ме-

таллической крышкой показана на рис. 4.

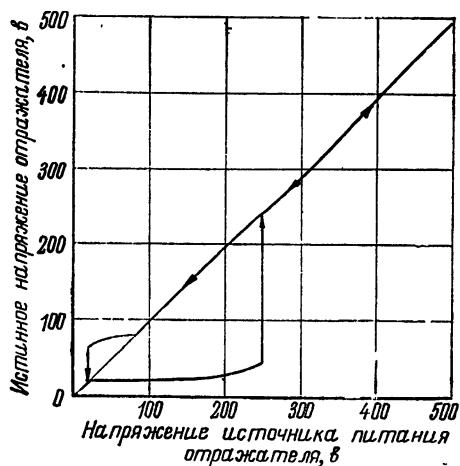


Рис. 4. Зависимость истинного напряжения на отражателе от напряжения источника при волноводном выводе энергии, замкнутом металлической крышкой.

Ток отражателя на второй зоне генерации делает клистрон неуправляемым.

Причины наблюдаемых явлений следующие. При отсутствии генерации электроны не могут попадать на отрицательно заряженный отражатель и поэтому ток отражателя равен нулю. При генерации часть электронов, ускоренных СВЧ напряжением, может попадать на отрицательно заряженный отражатель и создавать электронный ток отражателя. При достаточной энергии эти электроны выбивают вторичные электроны и создают динатронный ток отражателя. Отличие истинного напряжения на отражателе от напряжения источника питания из-за наличия тока отражателя и большой величины сопротивления в цепи отражателя приводит к возникновению гистерезиса.

Практика показала, что уменьшение тока отражателя, вызывающего нежелательные явления при

работе отражательных клистронов, может быть достигнуто различными путями.

1. Уменьшение потока электронов, бомбардирующих отражатель:

а) увеличение расстояния между резонатором и отражателем с соответствующим увеличением напряжения отражателя ($|U_{отр}| > 3 U_1$). При этом электроны, совершающие третий пролет после упругого отражателя от катода, не попадают на отражатель. Этот способ практически не выгоден для отражательных клистронов повышенной мощности из-за большой величины необходимого напряжения отражателя, но оказывается эффективным для отражательных клистронов небольшой мощности ~ 100 мвт;

б) уменьшение части электронов, совершающих третий пролет через зазор резонатора, путем применения электроннооптической системы отражательного клистрона, не допускающей электроны до третьего пролета.

2. Уменьшение коэффициента вторичной электронной эмиссии поверхности отражателя, достигаемое использованием в качестве материала отражателя титана (практически единственного металла с $\sigma_{\max} < 1$) или кобальта, подвергнутых пескоструйной обработке (шероховатость поверхности способствует уменьшению коэффициента вторичной электронной эмиссии);

3. Уменьшение площади, эмиттирующей вторичные электроны поверхности отражателя.

Это достигается применением отражателей с сетчатой структурой (рис. 5) с малой толщиной перемычек. При этом вторичная электронная эмиссия происходит только с перемычек, а основная часть бомбардирующих отражатель электронов проскакивает сквозь сетчатую поверхность и попадает в фарадеев цилиндр, не вызывая встречного

потока вторичных электронов с отражателя.

Однако способы 2 и 3, уменьшая вторичную эмиссию с отражателя, не устраняют электронного тока отражателя.

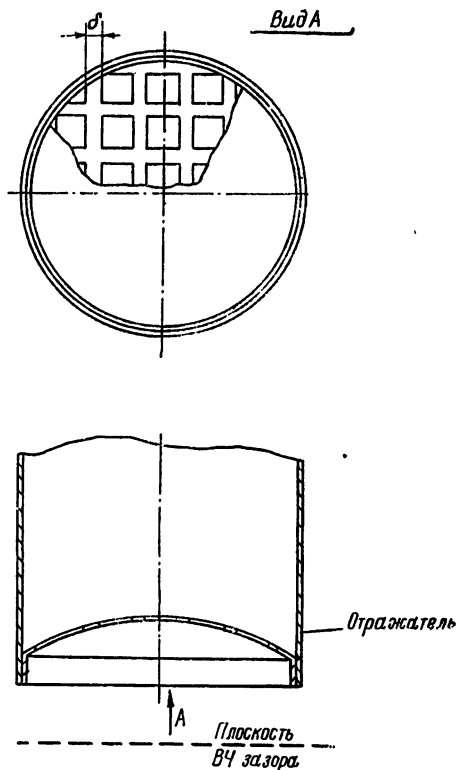


Рис. 5. Схематическое изображение отражателя с сетчатой структурой (δ — толщина перемычки).

3. ТОК ОТРАЖАТЕЛЯ ПРИ ВКЛЮЧЕНИИ КЛИСТРОНА

У некоторых клистронов, в том числе и клистронов небольшой мощности ($P \sim 100$ мвт, $U_0 = 300$ в), при одновременном включении $U_{отр}$ и U_0 генерация отсутствовала. В цепи отражателя при этом возникал большой динаatronный ток (единицы миллиампер). Изменением напряжения отражателя не удавалось

вывести клистроны из этого состояния. Только путем выключения и последующего включения напряжения U_0 или $U_{отр}$ достигалась нормальная работа клистронов.

Измерения показали, что из-за емкости проводов, составляющей ~ 100 пф (межэлектродные емкости составляют примерно 10 пф) и большой величины буферного сопротивления ($R=100$ ком) время установления напряжения на отражателе составляет $\sim 10^{-5}$ сек, в то время как ускоряющее напряжение устанавливается на несколько порядков быстрее. Поэтому в первый момент времени электронный поток устремляется на отражатель. Истинное напряжение на отражателе из-за динаatronного эффекта не следует за напряжением источника питания отражателя и остается положительным относительно катода.

Подобное явление в действующей аппаратуре приводит к полной ее неработоспособности. Отражательный клистрон в таких случаях становится неуправляемым и не выводится из этого состояния изменением напряжения $U_{отр}$ и U_0 .

Изготовление отражателя из титана или кобальта, подвергнутых пескоструйной обработке, а также применение отражателей с сетчатой структурой устраняет это явление. Кроме того, это явление оказалось возможным устранить введением некоторой задержки времени включения ускоряющего напряжения U_0 по сравнению со временем включения $U_{отр}$. В этом случае поток электронов не достигает отражателя, напряжение на котором к моменту включения U_0 успевает установиться равным напряжению источника питания отражателя.

Поступила в редакцию 24 мая 1973 г.

УДК 621.526/527: 621.385.6

В. А. Анкудинов, И. Н. Калистратова

МИНИАТЮРНЫЙ «ДЕЖУРНЫЙ» МАГНИТОРАЗРЯДНЫЙ НАСОС

Для поддержания и сохранения вакуума в СВЧ приборах средней и большой мощности получили широкое распространение «дежурные» магниторазрядные насосы (МРН). По сравнению с другими типами газопоглотителей они обладают преимуществами, простота конструкции, большой срок службы, высокий предельный вакуум и малое потребление энергии.

Однако МРН присущи и существенные недостатки: относительно большие габариты и вес (вместе с магнитной системой) и необходимость в высоковольтном источнике питания,

Миниатюризация МРН связана с большими трудностями, так как при уменьшении объема разрядного промежутка резко падает быстрота откачки и повышается нижний предел давления, при котором существует разряд [2]. Поэтому в конструкции миниатюрных МРН должен быть максимально использован объем вакуумной полости насоса.

В традиционной конструкции МРН с автономной магнитной системой катод насоса гальванически связан с вакуумной оболочкой (с корпусом) СВЧ прибора [1]. На анод насоса приходится подавать положительное относительно корпу-

са СВЧ прибора напряжение от специального высоковольтного источника питания, что увеличивает разность потенциалов в системе питания прибора.

С учетом указанных недостатков обычных МРН нами выбрана конструкция МРН магнетронного типа с изолированным катодом [3, 4].

Общий вид МРН с магнитной системой и без нее приведен на рис. 1.

анодом насоса является его медный корпус 3.

Рабочие вкладыши 4 магнитной системы МРН изготовлены из самарий-кобальтового сплава.

Индукция магнитного поля в центре рабочего зазора магнитной системы составляет 2000 гс. Это значение индукции близко к оптимальному для заданных размеров разрядной ячейки.

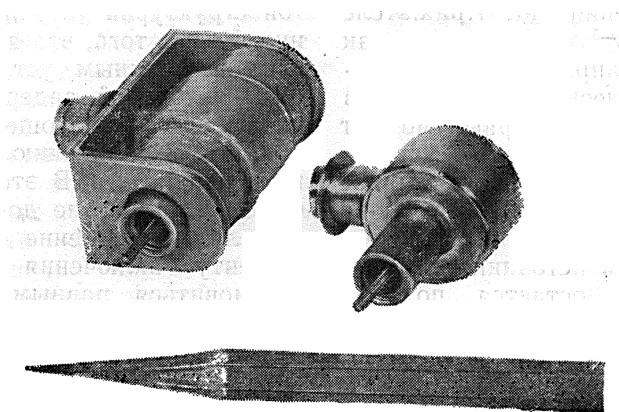


Рис. 1. Общий вид магниторазрядного насоса.

а схематический разрез МРН — на рис. 2.

Катоды 1 и соединяющий их стержень 2 изготовлены из титана,

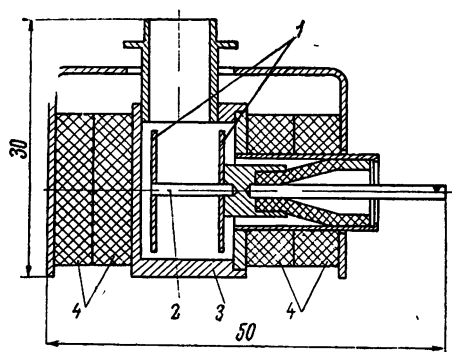


Рис. 2. Схематический разрез магниторазрядного насоса:

1 — катоды, 2 — стержень, соединяющий катоды, 3 — медный корпус насоса, 4 — рабочие вкладыши.

Характеристики МРН

Быстрота откачки по воздуху при давлении 10^{-5} тор	0,15 л/сек
Напряжение катода	3,0—3,5 кв
Разрядный ток при давлении 10^{-5} тор	14 мка
Предельный вакуум	10^{-8} тор
Вес без магнитной системы	не более 30 г
Общий вес вместе с магнитной системой	не более 100 г
Общие габариты	50×30×23 мм

Для сравнения следует отметить, что самый миниатюрный серийный МРН типа НЭМ-0,3 имеет втрое больший вес и соответственно боль-

шие габариты. Питание насоса осуществляется от катодной ножки СВЧ прибора через делитель напряжения, потребляющий ток не более 0,2 ма. Разработанный МРН может быть использован при тренировке и эксплуатации СВЧ приборов объемом до 0,3—0,5 л. Его конструкция удовлетворяет требованиям, предъявляемым к бортовой аппаратуре.

ЛИТЕРАТУРА

1. Любимов М. Л., Мишкин А. Г., Самарцев И. И., Юхвидин Я. А. Электроразрядные насосы для отпаянных

ЭВП. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 8, стр. 105.

2. Васильев Г. А. Магниторазрядные насосы М., «Энергия», 1970.

3. Маханов В. И., Скакун А. И. Некоторые характеристики внутривлапных магнитных электроразрядных насосов. «Электронная техника», серия 10, 1971, вып. 8, стр. 26.

4. Скакун А. И., Маханов В. И. Встроенный магниторазрядный насос для мощных ЛБВ. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 6, стр. 136—144.

Поступила в редакцию 9 июля 1973 г

УДК 666.593.82

Д. П. Трушечкин, А. М. Решетников, Э. К. Юшков

НАНЕСЕНИЕ МЕТАЛЛИЗАЦИОННЫХ ПОКРЫТИЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ОТВЕРСТИЙ КЕРАМИЧЕСКИХ ОСНОВАНИЙ

Металлизация малых (0,3—1,0 мм) отверстий в керамических основаниях до настоящего времени представляет значительные трудности. Сложность процесса металлизации связана с тем, что одни способы малопроизводительны, другие не дают качественных покрытий на высокоглиноземистых керамических материалах, а следовательно, и надежных спаев.

Так, металлизация отверстий керамик 22ХС и А-995 водными растворами (солевой метод) или окислами тугоплавких металлов [1, 2, 3] не дает удовлетворительных результатов.

Металлизация отверстий пастами (суспензиями) на молибденомарганцевой основе с помощью кисточки или металлических стержней малопроизводительна и не позволяет получать качественных покрытий.

Металлизация способом погружения керамических оснований в объем металлизационной пасты дает хорошие результаты [4]. Однако в этом случае паста наносится также и на поверхности, не подлежащие металлизации, что требует их дополнительной обработки (шлифовки).

В нашей работе металлизация отверстий в деталях из керамики 22ХС осуществлялась следующим образом. Керамические основания (5 или более штук) набирались в штабик, центрировались по отверстиям с помощью стержня соответствующего диаметра и закладывались в специальное устройство (рис. 1). Через канал, образованный отверстиями, продувалась металлизационная паста. Поверхности, не подлежащие металлизации, были защищены от попадания на них пасты благодаря плотному прилеганию ос-

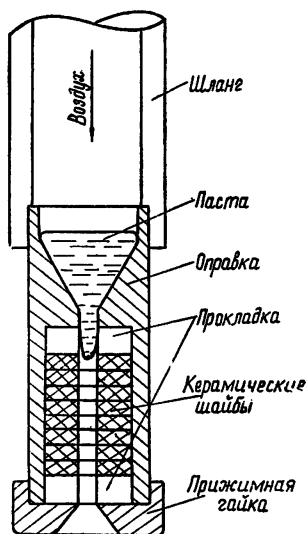


Рис. 1 Опрессовка для металлизации отверстий методом продувания

нований друг к другу, создаваемому прижимной гайкой. В зависимости от давления воздуха (скорости его прохождения) и вязкости пасты получались покрытия различной толщины от 10 до 35 мкм. Экспериментально было установлено, что для получения металлизационного слоя толщины 30—35 мкм избыточное давление воздуха соответствовало 0,1 атм. В работе использовалась Мо—Мп паста с вязкостью 25—27 сек (при измерении на вискозиметре ВЗ-4).

В результате металлизации методом продувания были получены достаточно равномерные металлизационные покрытия (рис. 2). Вжигание металлизационных слоев осуществлялось в печи ПВТ-6 при 1350°С, время выдержки 20 мин. Пайка штырьков производилась медным припоем МБ в водородных печах типа ЦЭП-241. Время выдержки при пайке составляло 20—30 сек.

Разработанным способом металлизировались керамические основания из массы 22ХС с одним, тремя

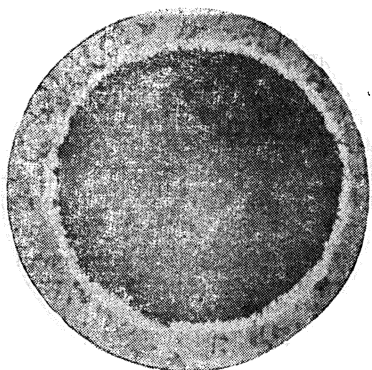


Рис. 2 Металлизационное покрытие, полученное методом продувания.

и четырьмя отверстиями диаметром от 0,3 до 1 мм. Было спаяно около 100 узлов. После пайки количество вакуумноплотных узлов составляло 90%. Узлы обладают достаточной надежностью. После 10 термоударов в режиме 20—700—20°С и 20—900—20°С 75% узлов сохранило вакуумную плотность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Герасимова Л. Ф., Торжевская Л. П. Метод металлизации керамических изделий водным раствором солей тяжелых металлов. «Электронная техника», серия X, «Технология и организация производства», 1966, вып. 7, стр. 201—210.
2. Иванов В. П., Ярмолинская Л. Н. Металлизация малых отверстий в керамике для электронных приборов. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 9, стр. 145—148.
3. Иванов В. П., Ярмолинская Л. Н. Особенности технологии металлизации поверхности отверстий в керамических деталях трехокисного молибдена. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, вып. 6, стр. 114.
4. Таборский В. И., Конюхова З. И. Штырьковый спай металла с керамикой, выполненный по пассивной технологии. «Электронная техника», серия 5, 1966, вып. 3—4, стр. 108.

Поступила в редакцию 30 июля 1973 г.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 621.317.346

А. В. Бугаев, В. В. Рыбалка**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ШУМОВ СВЧ ГЕНЕРАТОРОВ НА ЛАВИННО-ПРОЛЕТНЫХ ДИОДАХ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА**

Важнейшим параметром, определяющим возможные области применения СВЧ генераторов, является величина их шумов. Амплитудные и частотные шумы генераторов на лавинно-пролетных диодах (ЛПД) сантиметрового диапазона исследованы в ряде работ советских и зарубежных авторов, например, в [1—3].

Расширение областей применения СВЧ приборов требует подробного изучения достижимых параметров генераторов на ЛПД миллиметрового диапазона волн [4]. В этом диапазоне ЛПД работают при существенно повышенных плотностях тока и выделяемой тепловой мощности, а также при увеличенных сопротивлениях растекания. Степень влияния этих факторов на шумовые характеристики не очевидна. Поэтому возникает необходимость в экспериментальном измерении шумов генераторов.

В настоящем сообщении приводятся результаты измерений амплитудных и частотных шумов генераторов на ЛПД миллиметрового диапазона. Высокочастотная система генераторов была выполнена в виде волноводного резонатора с индуктивным штырем и трансформатором импедансов [5]. В качестве активного элемента использовались кремниевые меза-диффузионные лавинно-пролетные диоды с напряжением пробоя 27—28 в при рабочих токах питания 100—150 мА. Для предотвращения возникновения колебаний на низких частотах в цепь питания диода включалось ограничивающее сопротивление $\sim 800 \text{ Ом}$ [2].

Амплитудные шумы измерялись методом прямого детектирования [6]. Для детектирования применялись диоды Д607. Коэффициент формы детекторной характеристики для них определялся по методике, изложенной в работе [7]. Типичные результаты измерений амплитудных шумов приведены на рис. 1, где по оси ординат отложено отно-

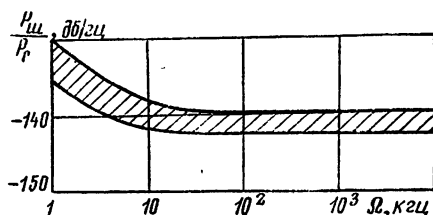


Рис. 1. Спектр амплитудных шумов.

шение спектральной плотности мощности амплитудного шума в одной боковой полосе, равной 1 гц, к мощности несущей $\frac{P_{ш}}{P_c}$, а по оси абсцисс — частота отстройки от несущей Ω . Зависимость величины выходной мощности исследованных генераторов от тока питания имела вид кривой с максимумом. Однако минимума амплитудных шумов в области максимума выходной мощности не наблюдалось, что свидетельствует о несущественном вкладе модуляционных шумов [1] в общую величину шума.

Измерения частотных шумов проводились методом контура [6]. При этом в качестве частотного дискриминатора использовался объемный резонатор с нагруженной добротностью 2000—10 000. На рис. 2

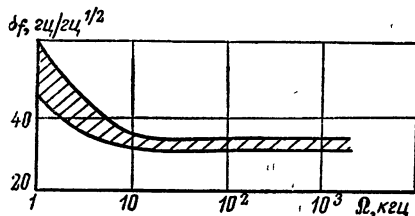


Рис. 2. Спектр частотных шумов.

приведена типичная зависимость среднего отклонения частоты в полосе 1 гц от расстояния до несущей. Включение в волноводный тракт высокочастотного резонатора, слабо связанного с генератором, позволяло снизить частотные шумы до величины $\delta f \sim 1 + 3 \text{ гц}/\text{гц}^{1/2}$ при практически неизменных амплитудных шумах. Характер частотной зависимости уровня шумов при этом не изменяется.

Полученные данные показывают, что уровень амплитудных и частотных шумов СВЧ генераторов на ЛПД миллиметрового диапазона того же порядка, что и уровень шумов генераторов сантиметрового диапазона. Тот факт, что при отстройках от несущей, больших 10 кгц, величина шумов не зависит от частоты, свидетельствует о дробовом механизме флуктуаций лавинообразования. Увеличение уровня шумов при уменьшении частоты отстройки обусловлено, по-видимому, избыточными шумами диода.

Дальнейшее усовершенствование технологии изготовления диодов позволит уменьшить вклад избыточного шума.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тагер А. С., Ходневич А. Д., Цебиев А. М. Шумы генераторов на лавинно-пролетных диодах (ГЛПД). Известия

вузов СССР, «Радиоэлектроника», 1969, т. XII, № 9, стр. 963.

2. Thaler H. J., Ulrich G., Weidmann G. Noise in IMPATT diode amplifiers and oscillators. IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., August 1971, vol. MTT-19, No 8.

3. Ohtomo M. Experimental evaluation of noise parameters in gunn and avalanche oscillators. IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., 1972, vol. MTT-20, No 8.

4. Мидфорд, Куно, Тулли. Новые полупроводниковые приборы миллиметрового диапазона. «Зарубежная радиоэлектроника», 1972, № 9, 96.

5. Зейдел, Дэвис, Иглесиас. Двухпролетные IMPATT — диоды миллиметрового диапазона, изготовленные методом ионного внедрения. «Полупроводниковые приборы СВЧ», под ред. Ф. Брэнда. М., «Мир», 1972.

6. Малахов А. Н. Флуктуации в автоколебательных системах. М., «Наука», 1968.

7. Горелов А. И., Зобков С. И. Об измерении малых коэффициентов амплитудной модуляции СВЧ. «Вопросы радиоэлектроники», серия «Радиоизмерительная техника», 1965, вып. 2.

Поступило в редакцию 18 июля 1973 г.

УДК 621.317.341.3

Г. Н. Рапопорт, Д. П. Равва, А. М. Загороднюк

ИЗМЕРЕНИЕ ИММИТАНСА АКТИВНЫХ И ПАССИВНЫХ ДВУХПОЛЮСНИКОВ

Существующие методы измерений иммитанса активных и пассивных двухполюсников, например полупроводниковых СВЧ диодов в волноводе, основаны на исследовании амплитуды и фазы отраженной волны [1, 2]. Трудоемкость таких измерений и их обработку можно существенно уменьшить, если вместо фазы отраженной волны измерять коэффициент передачи (наряду с коэффициентом отражения). При включении диода в согласованный на концах волноводный тракт (рис. 1,а) коэффициент отраже-

ния в плоскости размещения диода равен:

$$\Gamma = \frac{1 - (Y + 1)}{1 + (Y + 1)}, \quad (1)$$

где Y — нормированная к волновой проводимости волновода проводимость диода.

Коэффициент передачи (отношение мощности проходящей волны к мощности падающей) связан с коэффициентом отражения соотношением:

$$K_p = |1 + \Gamma|^2. \quad (2)$$

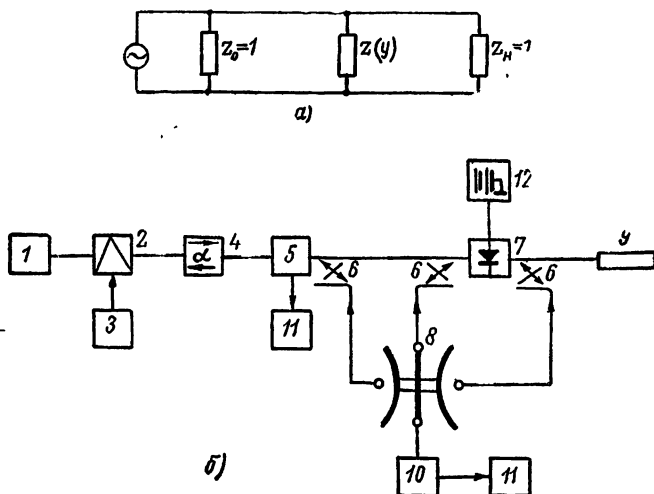


Рис. 1. Включение исследуемого диода (а) и блок-схема установки для измерений его иммитанса:

1 — СВЧ генератор, 2 — модулятор; 3 — звуковой генератор; 4 — ферритовый вентиль; 5 — измерительная линия; 6 — направленные ответвители; 7 — исследуемый диод; 8 — волноводный переключатель; 9 — согласованная нагрузка; 10 — квадратичный детектор, 11 — измерительные усилители, 12 — источник питания диода.

Решая (1) и (2), найдем компоненты проводимости диода:

$$|Y|^2 = \frac{4|\Gamma|^2}{K_p}; \quad \operatorname{Re} Y = \frac{1 - (|\Gamma|^2 + K_p)}{K_p};$$

$$\operatorname{Im} Y_{\pm} = \sqrt{|Y|^2 - (\operatorname{Re} Y)^2} \quad (3)$$

или его нормированного сопротивления

$$\operatorname{Re} Z = \frac{\operatorname{Re} Y}{|Y|^2}; \quad \operatorname{Im} Z = -\frac{\operatorname{Im} Y}{|Y|^2}. \quad (4)$$

При этом условии отрицательности активной компоненты сопротивления или проводимости имеет вид:

$$|\Gamma|^2 + K_p > 1. \quad (5)$$

Величины $|\Gamma|^2$ и K_p непосредственно измеряются с помощью квадратичного детектора, волноводного переключателя и прецизионных направленных ответвителей, предварительно прокалиброванных на всех частотах измерений (рис. 1, б).

Знак реактанса диода определяется по направлению смещения (к генератору или к нагрузке) узла поля при включении диода по сравнению с опорным минимумом (соответствующим закорачиванию волновода в месте включения диода).

Погрешность данного метода определяется КСВН измерительного тракта, развязкой ответвителей и неквадратичностью детектора. На рис. 2 представлены для

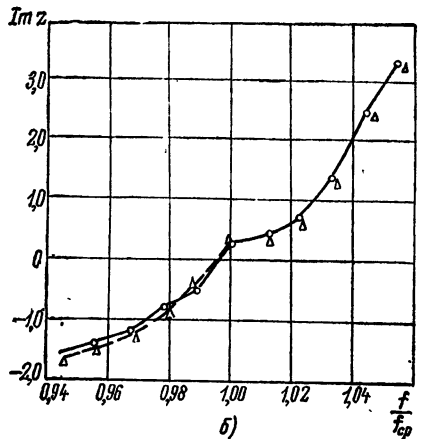
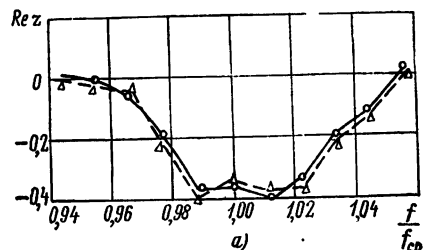


Рис. 2. Результаты измерений слабосигнального иммитанса ЛПД в волноводе амплитудным (—) и амплитудно-фазовым (---) методами (КСВН измерительного тракта не выше 1,08, направленность ответвителей не менее 30 дБ).

сравнения экспериментальные частотные характеристики иммитанса лавинно-пролетного диода в волноводе, полученные двумя методами: описанным амплитудным и амплитудно-фазовым (по измерениям модуля и фазового угла коэффициента отражения).

В пределах точности проведенных экспериментов оба метода дают совпадающие результаты, при этом предлагаемый способ повышает производительность измерений и их обработки в 5—10 раз и может быть легко использован в панорамных измерителях иммитансов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dunn C., Dalley J. Computer-aided small-signal characterization of IMPATT diodes. IEEE Trans. Microwave Theory and Techn., September 1969, vol. MTT-17, pp. 691—695.

2. Перлмен Б., Упадхияла Ч., Секанович У. Сверхвысокочастотные свойства и применения приборов с переносом электронов и отрицательной проводимостью. ТИИЭР, 1971, т. 59, № 8, стр. 115—125.

Поступило в редакцию 5 июня 1973 г.

УДК 537.533.8 : 621.317.1

А. С. Черкасов

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ВТОРИЧНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ КОНТРОЛЕМ МЕСТА ЛОКАЛИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

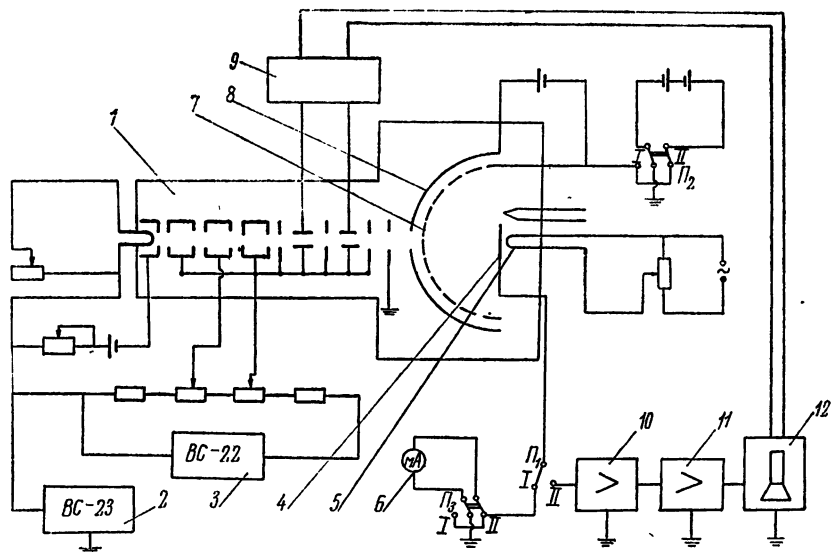
Исследования вторично-эмиссионных свойств эмиттеров электровакуумных приборов, выполненных из металлов, сплавов, полупроводников с высокой проводимостью обычно проводят статическим методом [1—5]. Однако результаты измерения коэффициента вторичной электронной эмиссии, коэффициентов упругого и неупругого отражения электронов, полученные различными авторами для одних и тех же эмиттеров, показывают расхождения в определении этих величин. Необходимо отметить, что измерения обычно проводятся при отсутствии надежного контроля за местом локализации первичного электронного луча на поверхности исследуемого эмиттера, а диаметр луча первичных электронов обычно имеет большой размер (5—0,5 мм). При неоднородности объекта в процессе измерения происходит усреднение значения коэффициента вторичной электронной эмиссии. В представленной работе рассматриваются установка и методика измерения коэффициента вторичной электронной эмиссии, лишенные этого недостатка.

Установка собрана на базе стандартного отечественного оборудования. Она состоит из измерительной лампы, откачной системы, блока питания электронной пушки, измерительного блока и видеоконтрольного ус-

ройства. Подключение блоков показано на функциональной схеме питания измерительной лампы (см. рисунок). Схема построена из стандартных радиотехнических элементов и в особых пояснениях не нуждается. Измерительная лампа представляет собой разборную цельнометаллическую камеру с вваренными вводами. В камере с помощью контактных колец и керамических изоляторов устанавливаются исследуемый эмиттер 3, антидинаatronная сетка 7, коллектор вторичных электронов 8, нагреватель для прогрева эмиттера и термopара. На камере перпендикулярно плоскости эмиттера располагается электронная пушка. Измерительная лампа сконструирована и изготовлена таким образом, что позволяет проводить измерения в сверхвысоком вакууме ($1 \cdot 10^{-8}$ — $5 \cdot 10^{-9}$ тор).

Важной особенностью описываемой методики является возможность развертывания пучка первичных электронов в растр, что позволяет применять видеоконтрольное устройство, с помощью которого можно визуально осуществлять контроль за местом локализации первичного электронного пучка на поверхности исследуемого эмиттера.

Если антидинаatronная сетка и коллектор вторичных электронов находятся под положительным относительно земли потенциалом, то ток, протекающий в цепи эмиттера,



Функциональная схема питания измерительной лампы.

1 — измерительная лампа; 2 — высоковольтный источник питания ВС-23; 3 — высоковольтный источник питания ВС-22; 4 — исследуемый эмиттер; 5 — подогреватель эмиттера; 6 — прибор для измерения малых токов ЕК6-7; 7 — антидисторционная сетка; 8 — коллектор вторичных электронов; 9 — блок разверток; 10 — предварительный усилитель; 11 — промежуточный усилитель; 12 — кинескоп.

обусловлен разностным током первичных и вторичных электронов. Следовательно, при сканировании первичного электронного луча по поверхности эмиттера в цепи эмиттера наводится ток, который после соответствующего усиления преобразуется в видеосигнал, поступающий на модулятор кинескопа телевизионного приемника, луч которого развертывается синхронно с разверткой первичного пучка I_p . Синхронизация разверток первичного пучка и луча кинескопа осуществляется строчным и кадровым синхроимпульсами. Смещение луча по поверхности мишени производится стандартной отклоняющей системой, а его линейные размеры изменяются путем одновременного изменения пилообразных напряжений строчной и кадровой разверток. На экране кинескопа формируется изображение эмиттера, контраст которого определяется разбросом значений коэффициента вторичной электронной эмиссии участков поверхности. Месту локализации первичного пучка при выключении разверток соответствует область эмиттера, находящаяся в центре экрана кинескопа. Наблюдая увеличенное изображение эмиттера при малом размере раstra первичных электронов, можно уточнить место локализации.

По контрасту сформированного электронно-оптического изображения поверхности мишени можно судить о равномерности

распределения коэффициента вторичной электронной эмиссии исследуемого эмиттера. Разрешающая способность такого устройства зависит от диаметра пучка первичных электронов и тем выше, чем меньше диаметр.

Выбранная методика позволяет производить измерения коэффициента вторичной электронной эмиссии в двух режимах: статическом, при неподвижном пучке первичных электронов и в режиме сканирования. Первый режим используется для определения коэффициента вторичной электронной эмиссии отдельных микроучастков эмиттера, а второй — для видеоконтроля местоположения луча и оценки равномерности эмиссионных свойств по его поверхности. В статическом режиме все значения коэффициента вторичной электронной эмиссии усредняются относительно диаметра электронного пучка; во втором случае усреднение измерений происходит по площади ра-

Для определения коэффициента вторичной электронной эмиссии переключатель P_1 переводится в положение I . В зависимости от положения переключателя P_3 производится измерение либо тока первичного луча, либо разности токов вторичной эмиссии и первичного луча, откуда вычисляется соответствующее значение коэффициента вторичной эмиссии.

Предложенная методика применялась при изучении влияния вторично-эмиссионной способности поверхностей разрядного промежутка на характеристики развивающегося между этими электродами высокочастотного вторично-электронного заряда. При этом визуально оценивалась неравномерность вторично-эмиссионных свойств электродов разрядного промежутка.

С помощью описанной выше методики удобно проводить исследование устойчивости вторично-эмиссионных свойств поверхности эмиттера к действию электронного облучения. Например, очень четко обнаруживается неустойчивость активированных медно-бериллиевых эмиттеров к воздействию электронного потока. На экране кинескопа в месте локализации первичного пучка в результате уменьшения коэффициента вторичной электронной эмиссии наблюдалось светлое пятно. Яркость этого пятна зависит от плотности тока в первичном пучке, от энергии электронов и времени бомбардировки.

Разработанная методика может быть с успехом применена во всех случаях, где требуется знание характера неравномерности вторично-эмиссионных свойств поверхностей эмиттеров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хлебников Н. С., Налимов В. В. УФН, 1936, т. 16, стр. 437.
2. Брюининг Г. Физика и применение вторичной электронной эмиссии. М., «Советское радио», 1958.
3. Kollath R. Phys. Zeitsch 1957, No 38, p. 202.
4. Sternglass E. I. Phys. Rev., 1954, No 95, p. 345.
5. Бронштейн И. М., Сегаль Р. Б. 1959, ФТТ, т. 1, № 10, стр. 1489.

Поступило в редакцию 30 июля 1973 г.



УСИЛИТЕЛИ М-ТИПА С КАТОДОМ В ПРОСТРАНСТВЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Ниже приведен реферат обзора J. F. Skowron, The Continuous—Cathode (Emitting—Sole) Crossed—Field Amplifier, IEEE 1973, vol. 6, No 3, pp. 330—356. pp. 330—356.

1. Области применения и некоторые характеристики

Усилители М-типа характеризуются малым или средним усилением, умеренной полосой, высоким к. п. д., малыми размерами и весом, высоким первансом. Существенное улучшение любого из параметров этих приборов возможно только за счет ухудшения других параметров. Поэтому усилители М-типа целесообразно применять в системах, в которых сочетание требуемых параметров полнее всего удовлетворяется комплексом параметров, присущим именно этим усилителям. Усилители М-типа следует рассматривать скорее как полезное дополнение к другим видам усилителей, чем как их замену.

Усилители М-типа широко используются в качестве выходных усилителей когерентных передатчиков (от маломощных высоконадежных систем космической связи до мегаваттных когерентных импульсных РЛС).

Высокий к. п. д., низкое напряжение, малые размеры и вес делают М-усилители особенно перспективными для использования в транспортабельных системах. При этом важную роль играют не только экономия энергетических затрат, снижение веса и габаритов самого усилителя, но и сопутствующего оборудования (источника питания, системы охлаждения и др.).

Еще одним достоинством М-усилителя является возможность его работы на различных уровнях выходной мощности, вплоть до уровня, когда входной сигнал просто проходит через усилитель. К. п. д. системы в таком режиме работы не ухудшается.

Разработки усилителей М-типа проводились в условиях конкурентной борьбы с другими классами усилителей. Усилия разработчиков в прошлые годы были направлены, главным образом, на совершенствование методов модуляции, расширение номенклатуры усилителей по мощности и диапазону рабочих частот, совершенствование фазовых и шумовых характеристик.

Модуляция. Возможность создания усилителей, управляемых частично или полностью входным СВЧ сигналом, определяется способностью работы приборов М-типа со вторично-эмиссионным холодным катодом. Запуск таких усилителей при постоянном напряжении осуществляется входным СВЧ сигналом, а прерывание рабочего тока (в усилителях с замкнутым лучом) чаще всего осуществляется приложением положительных импульсов напряжения к специальному управляющему электроду. При

соответствующих эмиссионных свойствах катода, уровне входного сигнала, импедансе замедляющей системы и конструкции прибора рабочий ток усилителя может быть прекращен только за счет устранения входного СВЧ сигнала. В этом случае усилитель может полностью управляться входным СВЧ сигналом. Обычно это достигается за счет снижения к. п. д. и усиления.

Ниже приведены методы модуляции, используемые в усилителях с распределенной эмиссией.

Тип рабочей волны	Методы модуляции		
	Катодная	Безмодуляторное питание для больших мощностей (свыше 10 кват)	
		Управляющий электрод	Режим „самомодуляции“
Обратная	Пригодна	Непригодны при перестройке частоты от импульса к импульсу	
Прямая	Пригодна	Пригоден при регулируемом источнике питания	Пригоден при регулируемом источнике питания; «проходной» режим невозможен.

Фазовые характеристики. Усилитель М-типа в нормальном режиме работы (усиление порядка 10—20 дБ) характеризуется высокой фазовой стабильностью. Это качество с учетом малой длины усилителя делает эти приборы перспективными в схемах параллельной работы, например в РЛС с ФАР.

Фазовая чувствительность по току (напряжению) усилителей как с холодным, так и с горячим катодом мала, она составляет $0,5\text{--}2^\circ/1\% \Delta I_a$ и является функцией усиления. При высокой мощности возбуждения фазовая чувствительность понижается.

Фазовая чувствительность к изменению мощности входного СВЧ сигнала также мала. Например, у усилителя типа QKS 1319 дециметрового диапазона она составляет $2,2^\circ/1$ дБ.

Фазовая линейность определяется качеством согласования входа и выхода усилителя, а также согласованием нагрузки. Влияние рассогласований на линейность зависит от электрической длины усилителя и его усиления. По сравнению с усилителями О-типа М-усилители имеют малую электрическую длину: усилители обратной волны — от $3/4$ до 10λ , усилители прямой волны — от 15 до 20λ . В результате отклонение фазовой характеристики от линейности обычно не превышает $\pm 5^\circ$.

Реакция выходной фазы и частоты усилителя на быстрое изменение их во входном сигнале важна при работе усилителя в режимах кодирования и сжатия импульсов. Возникает вопрос: каков временной фактор (или коэффициент «инерции»), необходимый для перехода объемного заряда из одной фазовой конфигурации к другой.

Ответ на него дал эксперимент, проведенный на усилителе мощностью 100 кват дециметрового диапазона длиной 15λ , на вход которого подавался сигнал с изменением фазы на 180° за период 20 нсек (время переключения фазы на входе усилителя). Временная нестабильность выходного сигнала при переключении (нестабильности переключателя реверса, возбудителя на ЛБВ и самого М-усилителя) была менее 1 нсек. Время прохождения сигнала через замедляющую систему усилителя составило приблизительно 30 нсек. Это указывает, что сам объемный заряд переориентируется за время, меньшее времени прохождения его через замедляющую систему.

В усилителях М-типа осуществимы режимы частотного свипирования или изменения частоты ступенями. Причем ограничения в скорости свипирования определяются не усилителем, а цепями, изменяющими частоту.

Для работы в этих режимах усилителя с обратной волной необходимо дополнительное изменение напряжения катод—анод с соответствующей скоростью.

Поскольку усилитель М-типа работает в режиме насыщения, он больше подходит для работы с частотной модуляцией. В режиме многочастотного возбуждения он, как

и любой нелинейный усилитель, вносит существенные искажения усиливаемого сигнала. Например, при возбуждении усилителя одновременно двумя сигналами один из них частично подавляется, при этом общий к. п. д. остается приблизительно тем же.

Шумы. В усилителях М-типа различают три вида шума: паразитную генерацию, междумпульсные шумы (напряжение включено, ток отсутствует), внутриимпульсные шумы (при напряжениях и токах).

Паразитная генерация возникает во время импульса. Проблема устранения паразитной генерации решается качеством разработки прибора и допустимой взаимосвязью между средней мощностью и затуханием. Паразитную генерацию можно снизить или даже предотвратить, например, путем хорошего согласования входных и выходных цепей усилителя, а также увеличением скорости подъема или спада напряжения модулятора. Любая оценка паразитной генерации усилителя может быть сделана только при его работе совместно с модулятором.

В усилителе с безмодуляторным питанием, благодаря постоянству его рабочего напряжения, низковольтные паразитные колебания мало вероятны.

Шумы усилителей с холодным катодом измерялись в режиме, когда напряжение подавалось, а входной сигнал отсутствовал. Такой усилитель полностью пассивен, а его шумы приближаются к тепловым. Минимальное значение таких шумов — 115 дБмвт/Мгц, типовое значение — 106 дБмвт/Мгц.

Измерить шумы усилителей с термоэмиссионными катодами в таком режиме невозможно. Усилитель с термоэмиссионным катодом без приложения напряжения имеет междумпульсные шумы, соответствующие температуре замедляющей системы.

В последние годы были измерены внутриимпульсные шумы при различных длительностях импульса и коэффициентах заполнения.

У усилителей с горячими и холодными катодами прямой и обратной волны диапазона частот от 1 до 4 Гц с выходными мощностями от 60 до 750 квт отношение сигнал/шум (приведенное к непрерывному режиму) находится в пределах от 32,6 до 58 дБ/Мгц.

2. Опыт эксплуатации

Усилители М-типа используются в действующих системах около 12 лет. За это время изготовлено и поставлено в действующие установки до 3 000 шт. усилителей, работающих в диапазоне 0,4—10 Гц. Большинство

из них предназначено для работы в мощных РЛС. Усилители имеют чаще всего катодную модуляцию; выходная импульсная мощность от 100 квт до 5 Мвт, средняя мощность выше 1 квт. Частоты усилителей представлены в таблице (слева).

Центральная частота, Гц	Количество усилителей, шт.
0,45	500
1,25	1 500
2,45	60
2,8	800
6	100
9	40

Достигнутая в настоящее время средняя долговечность усилителей М-типа в зависимости от периода серийного изготовления составляет:

Диапазон частот, Гц	Средняя долговечность, ч	Период серийного изготовления усилителя, годы
I (8—10)	1 000	2
G (4—6)	5 000	5
F (3—4)	10 000	8
D (1—2)	10 000	12
C (0,5—1)	10 000	12

Прогнозы дальнейшего повышения долговечности усилителей весьма оптимистичны. Этот оптимизм обусловлен использованием в М-усилителях холодных катодов. При использовании в качестве холодных катодов чистых металлов (например, платины), у которых единственным механизмом порчи является эрозия, прогнозируемая долговечность М-усилителей превосходит 100 000 ч. Для оксидных холодных катодов, которые истощаются вследствие диссоциации оксида, разрабатываются методы восстановления или обновления оксида. Устранение этого принципиального механизма истощения также обеспечит долговечность 100 000 ч.

3. Перспективы развития

Возможности дальнейшего совершенствования усилителей М-типа заключены в совершенствовании технологии их изготовления и внедрении новых материалов, а также в совершенствовании функциональных возможностей, например методов модуляции.

Технология и материалы. Для успешной разработки низковольтных маломощных усилителей желательно иметь катодные материалы с высоким коэффициентом вторичной эмиссии. Лучшими в этом отношении являются оксиды.

Для работы в безмодуляторном режиме требуются катодные материалы со стабильными во времени характеристиками, выдерживающие электронную бомбардировку высокой энергии. К таким материалам относятся чистые металлы:

Материалы, одновременно удовлетворяющие указанным выше требованиям, пока неизвестны. Делаются попытки создать композиционные или матричные катоды. При этом самой большой трудностью пока является достижение временной стабильности эмиссионных свойств при большой плотности тока эмиссии.

Получение магнитного поля в приборе всегда создает сложные проблемы. Для конструкторов приборов они состоят в необходимости обеспечения соответствия магнитной цепи электродинамике прибора; для потребителей — это дополнительный вес и необходимость экранировки полей рассеяния.

В настоящее время два нововведения обещают заметные улучшения в конструкции усилителей: привлечение ЭВМ для разработки магнитных цепей и разработка редкоземельных магнитных материалов с высокой коэрцитивной силой. ЭВМ позволяет разрабатывать сложные магнитные цепи, например, магниты, имеющие форму, специально предназначенную для уменьшения потока рассеяния, и т. п. Новые магнитные материалы, существенно снижающие размеры и вес прибора, позволяют располагать магниты в недоступных ранее местах, например внутри холодного катода.

Последние достижения в монтаже и охлаждении ферритов позволяют вводить их в качестве обычного или частотноселективного поглотителя в конструкцию прибора. Введением ферритов достигается одномодовый режим работы и меньшая чувствительность к отражениям без снижения к. п. д. В случае устранения интерференции с конкурирующими видами колебаний возможно существенное повышение усиления.

Новые функциональные возможности. В настоящее время разработан усилитель, питаемый от источника постоянного тока и полностью управляемый входным СВЧ сигналом. Успешное применение его возможно при достижении повторяемых характеристик в течение длительного времени в условиях, характерных для типовых радиоэлектронных систем. Самым слабым местом такого усилителя пока является катодный материал, от которого требуется высокий коэффициент вторичной эмиссии и стабильность во времени и при перегрузках. Пленочные оксиды не удовлетворяют

полностью этим требованиям. Необходима такая комбинация материалов в катод, в результате которой оксиды располагались бы в области низких уровней электронной бомбардировки, а чистые металлы — в области высоких.

Наиболее частые отказы усилителей с управлением входным сигналом происходят за счет сбоя включения или выключения прибора, обусловленного изменением вторичноэмиссионных свойств катода. Нарушение включения прибора происходит обычно в результате увеличения времени образования тока. Нарушение выключения прибора означает, что объемный заряд не разрушается в конце СВЧ импульса возбуждения. Для безотказного управления работой прибора желательно изменить схему возбуждения усилителя, так как введение сигнала возбуждения в замедляющую систему малоэффективно с точки зрения управления эмиссией. Вопрос этот изучается и есть надежды на достижение улучшений.

* * *

Усилители М-типа еще недостаточно изучены. Такие явления, как вторичная эмиссия холодного катода (существенно влияющая на параметры усилителя), практически не рассчитываются. Трудно реализуется одновременное достижение высоких значений усиления и к. п. д., хотя такая возможность не исключается. Поэтому разработка приборов проводится все еще эмпирически.

Все это позволяет сделать вывод, что усилители М-типа еще не полностью реализуют свои потенциальные возможности и для их осуществления требуется проведение новых исследований.

О. Б.

ПУТИ ПОВЫШЕНИЯ К. П. Д. ПРОЛЕТНЫХ ПРИБОРОВ

За последние десятилетия пути повышения к. п. д. пролетных приборов в основном выяснены. Сейчас выбирают наиболее эффективные из них. Одним из таких направлений является рекуперация энергии на коллекторе прибора. Коллекторы с рекуперацией очень сложны и поэтому в последнее время уделяется много внимания усовершенствованию их конструкции. Ниже приведены патенты, отражающие усилия конструкторов в решении этой проблемы.

Патент США № 3.612.934, кл. 313—39 (приоритет Франции 28.3.69 г.), опублик. 12.10.71 г., фирма Thomson—CSF. Аналог — патент Англии № 1.238.822, кл. H1D.

Между собственно коллектором и окружающей его рубашкой вставлены изолирующие стержни. Конструкция применена в ЛБВ (рис. 1).

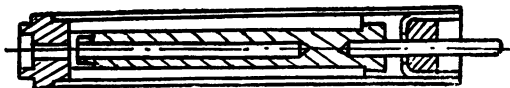


Рис. 1.

Патент США № 3.679.929, кл. 315—5.38 (заявл. 2.12.70), опублик. 25.7.72 г., фирма Litton Systems, Inc.

Тело коллектора и внешняя металлическая рубашка взаимно изолированы с помощью керамических шариков из окиси алюминия или окиси бериллия (рис. 2).

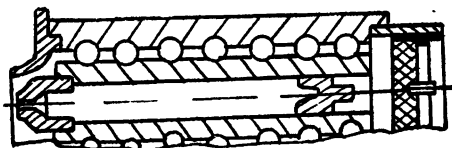


Рис. 2.

Патент США № 3.626.230 (заявл. 2.10.69 г.), опубл. 7.12.71 г., фирма Varian Ass.

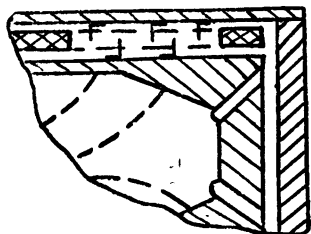


Рис. 3.

Патент США № 3.666.980, кл. 313—39 (заявл. 20.10.70), опубл. 30.5.72 г., фирма Varian Ass.

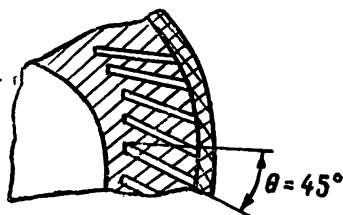


Рис. 4.

Патент США № 3.662.212, кл. 315—3.5 (заявл. 15.7.70 г.), опубл. 9.5.72 г., фирма Sperry. Аналог — патент Франции № 2.101.629.

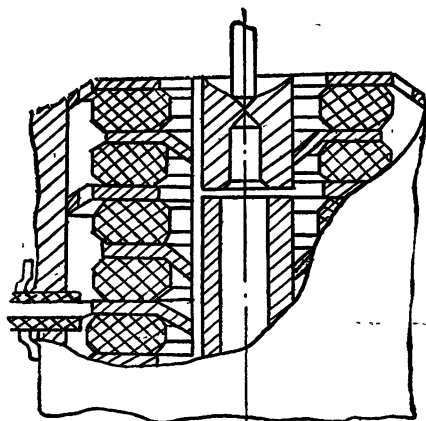


Рис. 5.

В кольцеобразном пространстве между коллектором и окружающим его экраном расположен изолятор, содержащий множество изолирующих элементов (рис. 3). С экраном соединена группа металлических гибких рамок, выступающих в сторону изолирующих элементов. Вторая группа соединена с коллектором и также выступает в сторону изолятора. Рамки образуют параллельные тепловые каналы и демпфер для теплового расширения и сжатия коллектора.

Вокруг металлического коллектора (рис. 4) расположена керамическая муфта, электрически изолирующая коллектор. Между муфтой и коллектором — упругие консольные пластины, наклоненные под углом 45° к касательной окружности коллектора. Пластины предотвращают передачу тепловых напряжений от коллектора к изолятору.

Коллектор изолирован от внешнего экрана множеством керамических колец, опирающихся на гибкие металлические элементы. Конструкция хорошо противостоит термическим и другим напряжениям (рис. 5).

Чусовитина И. С.

РЕЦЕНЗИИ

Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике.
«Советское радио», М., 1973, 400 стр.

«Лекции по сверхвысокочастотной электронике» — это изложение избранных вопросов теории электронных СВЧ приборов, выполненное на современном уровне и весьма совершенное в методическом отношении. В книге рассмотрены физические процессы в основном в приборах трех типов — магнетроне, лампе бегущей волны и гирорезонансных приборах (МЦР). Однако сделано это в очень широком контексте, с обсуждением многих физических аспектов проблем, в тесной связи с электродинамикой, теорией колебаний и физикой плазмы, что делает книгу интересной для всех специалистов (а также будущих специалистов) по электронике СВЧ.

В книгу включены важные результаты, давно используемые специалистами, но рассеянные по журнальным статьям, периодическим сборникам и лекциям.

Читателю следует иметь в виду, что в «Лекциях» совсем не затронуты вопросы СВЧ техники. Приборы в этой книге авторы рассматривают не как технические устройства, а, скорее, как арену физических процессов.

Как считают авторы, «...книга предназначена не для первоначального изучения сверхвысокочастотной электроники и рассчитана на читателей, имеющих некоторую подготовку в области электродинамики и электроники сверхвысоких частот...». Однако книга может служить и прекрасным введением в предмет «почти с нуля» для тех, кто имеет хорошую математическую и общефизическую подготовку.

В книге широко используется математический аппарат, иногда довольно громоздкий (хотя и не выходящий за пределы основных глав математического анализа). Однако изложение при этом остается ясным и подробным. Путем последовательного введения упрощающих предположений рассмотрение основных вопросов доводится аналитическими средствами до ясных физических результатов.

Авторы отводят достаточное место описанию физической картины процессов в приборах, привлекая при этом результаты расчетов на ЭВМ.

Более детальное представление о содержании книги даст следующая ниже характеристика отдельных глав-лекций.

Лекциям предпослано краткое введение, в котором отмечаются наиболее характерные черты СВЧ электроники, обсуждаются понятия резонанса, синхронизма и фазировки, разъясняется, в чем заключена основная сложность расчета электронных устройств.

В 1-й лекции формулируются основные уравнения электроники, обсуждается возможность гидродинамического описания «электронной жидкости» и его ограниченность; рассматриваются основные типы «индивидуального» излучения электронов — черенковское, варотронное, переходное и тормозное излучение; кратко разъясняется, как излучение различных типов удается сделать когерентным и достаточно мощным в электронных приборах.

Во 2-й лекции изложена теория возбуждения объемных резонаторов, в частности, в нестационарном случае (при условии медленности изменения амплитуд колеблющихся величин). Далее эта теория применяется к резонансным автогенераторам; использование метода усреднения Ван дер Поля позволило упростить теорию и установить тесную аналогию с теорией триодных генераторов.

В 3-й и 4-й лекциях излагается приближенная теория магнетрона, сначала на основе дрейфового приближения, а затем с помощью метода усреднения П. Л. Капицы, позволяющего учесть эффекты пространственного заряда; основное внимание уделено особенностям движения электронов в магнетроне. Эти две лекции могут служить введением в теорию приборов М-типа.

В 5-й лекции излагается теория возбуждения волноводов электронным потоком. По сравнению с изложением этого

вопроса в книге Л. А. Вайнштейна «Электромагнитные волны» здесь сделано важное добавление: показано, как можно отделить волновое поле от поля пространственного заряда, которое является квазистатическим полем, имеющим не только электрические, но также и магнитные компоненты (магнитное поле электронного потока).

6-я и 7-я лекции посвящены теории ЛБВ (как линейной, так и нелинейной). Хотя теория ламп с бегущей волной излагается в целом ряде монографий, эти две лекции будут весьма полезны как изучающим ЛБВ, так и специалистам. Некоторые полезные соотношения и важные результаты, содержащиеся в лекциях, до сих пор можно было найти лишь в журнальных статьях. Особо нужно отметить краткое, но ясное изложение вопроса об «эффекте расслоения» в ЛБВ, который долгое время был предметом дискуссий. В приложении X приведены результаты машинных расчетов*, которые «показывают, что расслоение практически не влияет на свойства лампы с бегущей волной как нелинейного усилителя... по крайней мере для обычно применяемых электронных пучков...». Здесь имеются в виду пучки, достаточно однородные в статическом режиме и не имеющие слишком большого радиуса ($\gamma b \leq 1$) при малой плотности тока.

Лекции 8-я и 9-я посвящены приборам с криволинейными потоками в однородном магнитном поле (гирорезонансные приборы, называемые также МЦР). В 8-й лекции даны элементы теории гиromонотрона**, основанной на теории возбуждения резонаторов (2-я лекция) и методе усреднения (4-я лекция). В 9-й лекции строится линейная теория, описывающая взаимодействие криволинейного пучка с волнами в произвольном волноводе. Эта теория охватывает как обычную ЛБВ типа О, так и приборы типа МЦР, работающие на простом или на сложном орбитальном резонансе.

Надо сказать, что общая теория гиromонотронных приборов даже в линейном приближении довольно сложна, и ее изложение в «Лекциях» является, пожалуй, наиболее ясным из имеющихся в литературе.

В заключительной, 10-й лекции, авторы обсуждают перспективы развития СВЧ электроники (в той ее части, которая освещена в книге). В качестве наиболее интересных направлений отмечены электроника больших мощностей и элек-

троника коротких — миллиметровых и субмиллиметровых — волн. В этой связи авторы указывают на перспективность применения в СВЧ приборах открытых резонаторов и волноводов.

Говоря о перспективах развития теории электронных СВЧ приборов, авторы подчеркивают как важность поиска и исследования новых механизмов фазировки, т. е. новых принципов усиления и генерации СВЧ колебаний, так и необходимость все более полного численного моделирования процессов в известных приборах.

Значительную часть объема книги (более трети) занимают приложения, которые так же, как задачи с решениями в конце каждой из лекций, являются неотъемлемой частью изложения. Такое построение книги позволило изложить обширный материал очень компактно и связно, не утратив при этом богатства деталей.

Самостоятельное решение задач поможет изучающим СВЧ электронику активно овладевать предметом.

Некоторые из приложений представляют самостоятельный интерес. В приложении IV, например, выводится кинетическое уравнение для заряженных частиц и рассматривается ряд вопросов, характерных для физики плазмы (затухание Ландау и др.), но важных также и для СВЧ электроники (неустойчивости многоскоростной электронной системы и возможность их использования для усиления и генерации СВЧ колебаний, моделирование «электронного облака» и т. п.).

В приложении IX изучается в весьма общем виде система электронов, колеблющихся (в одном из измерений) под действием статических полей (среда нелинейных осцилляторов). Такая система оказывается «универсальной» активной средой, способной поддерживать электромагнитные колебания с практически любой структурой полей.

Оба названных приложения могут читаться без обращения к основному тексту.

Следует упомянуть также конец 10-й лекции, где вполне обособленно рассмотрены взаимодействия электронов с несинхронным (быстро осциллирующим) полем и возникающие при этом «квадратичные силы».

У нас немало хороших книг по СВЧ электронике. Есть и довольно полные руководства, и монографии по частным вопросам. Однако «Лекции по сверхвысокочастотной электронике» займут среди этих книг особое место. СВЧ электроника вы-

* Эти результаты повторены в последнее время целым рядом исследователей.

** Гиromонотроном назван генератор, представляющий собой резонатор, пронизываемый пучком электронов с винтовыми траекториями.

ступает в «Лекциях» не как прикладная техническая дисциплина, а как часть физической науки, тесно связанная с другими ее разделами. В этой книге рассмотрены лишь избранные вопросы теоретической СВЧ электроники, однако сделано это с большой глубиной и ясностью и с таким разнообразием теоретических

средств, что даже опытные теоретики почерпнут из «Лекций» немало полезного. Для тех же, кто лишь начинает работать в теоретической электронике СВЧ, «Лекции» будут полезны вдвойне. Интерес, который, несомненно, вызовет эта книга, благодаря именам ее авторов, вполне ей заслужен.

В. Г. Бороденко

СОДЕРЖАНИЕ

Обзоры

<i>Володина Р. Н., Лапина Л. Н., Стародубов И. П., Трубачева Г. А.</i> — Применение электролитически осажденных сплавов в качестве защитных покрытий и припоев	3
--	---

Конструирование

<i>Лысенко В. Я., Шишков А. А.</i> — Расчет поля и определение параметров аксиально-симметричных резонаторов методом конечных разностей	13
---	----

Характеристики приборов

<i>Звонарев Ю. Е.</i> — Дисперсионные характеристики многоэтажной замедляющей системы типа «встречные штыри, нагруженные реактивностями»	20
<i>Калинин Ю. А., Кац А. М., Рыкишин Б. В.</i> — Экспериментальное исследование влияния коэффициента заполнения пучком пролетного канала на к. п. д. ЛБВ <i>Шульга В. Г., Степко М. Ф.</i> — Влияние параметров двухлучевой ЛБВ на уровень второй гармоники поля	35
<i>Снегирев В. П.</i> — Температурная зависимость сопротивления и пробивного напряжения арсенида галлия	45
<i>Снегирев В. П.</i> — Температурная зависимость сопротивления и пробивного напряжения арсенида галлия	49

Катодная электроника

<i>Дружинин А. В., Кондрашенков Ю. А.</i> — Пленочный керн оксидного катода <i>Бондарцов Г. И., Лецинский И. Ш., Соминский Г. Г.</i> — Изучение дезактивировки Pt—Ва катодов в амплитронах	54
<i>Смирнов В. А., Калинина И. Д., Зубов Л. Н., Потапов Ю. А., Румянцев Г. Б.</i> — Скорость испарения оксидных катодов, покрытых плазменным методом	62
<i>Смирнов В. А., Калинина И. Д., Зубов Л. Н., Потапов Ю. А., Румянцев Г. Б.</i> — Скорость испарения оксидных катодов, покрытых плазменным методом	67

Технология

<i>Лапшин С. А., Мишкин А. Г., Потоков М. Ф.</i> — Установка для измерения газовыделения из ЭВП в процессе их откачки	72
---	----

Производственно-технический опыт

<i>Андреева Р. А., Першина Л. К., Попова Н. Ю., Рождественский В. М.</i> — Некоторые виды брака деталей из константана вакуумной плавки	84
<i>Алпатов Г. Н., Верин О. Г.</i> — Ток отражателя в отражательных клистронах повышенной мощности	87
<i>Анкудинов В. А., Калистратова И. Н.</i> — Миниатюрный «дежурный» магниторазрядный насос	91
<i>Трущевкин Д. П., Решетников А. М., Юшков Э. К.</i> — Нанесение металлизационных покрытий на поверхности отверстий керамических оснований	93

Краткие сообщения

<i>Бугаев А. В., Рыбалка В. В.</i> — Экспериментальное исследование шумов СВЧ генераторов на лавинно-пролетных диодах миллиметрового диапазона	95
<i>Рапопорт Г. Н., Равва Д. П., Загороднюк А. М.</i> — Измерение иммитанса активных и пассивных двухполюсников	96
<i>Черкасов А. С.</i> — Методика измерения коэффициента вторичной электронной эмиссии с контролем места локализации электронного пучка	98

Информация. 1. Усилители М-типа с катодом в пространстве взаимодействия.—	
2. Пути повышения к. п. д. пролетных приборов	101

Рецензии

Бороденко В. Г. — Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике	107
---	-----

Редактор *Федорова К. В.*

Корректор *Путинцева В. А.*

Т-11695 Подписано к печати 20/XI 1973 г.

Зак. 1519

Формат 70×108¹/₁₆

Печатных листов 7

Учетн. изд. 9,6

Тираж 1 400

Цена 80 коп.