

МИНИСТЕРСТВО ЭЛЕКТРОННОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

# ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА

*Научно-технический сборник*

СЕРИЯ I

## Электроника СВЧ

Выпуск

5

*Год издания двадцать шестой*

ЦНИИ «ЭЛЕКТРОНИКА»

МОСКВА — 1975 г.

### **РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:**

**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., ГЕЛЬВИЧ Э. А., ГОЛАНТ М. Б., ДЕВЯТКИН И. И., ДЕВЯТКОВ Н. Д. (главный редактор), ЗАМОРОЗКОВ Б. М., ЗВЕРШХОВСКИЙ И. В., ЗУСМАНОВСКИЙ С. А., КАРМАЗИН В. Г., КОВАЛЕНКО В. Ф., КРЫСОВ Г. А., ЛЕБЕДЬ Б. М., ЛУКОШКОВ В. С. (зам. главного редактора), МАТВЕЕВ Г. А., МЯКИНЬКОВ Ю. П., ОВЧАРОВ В. Т., ПАРИЛОВ В. А., ПЕТРОВ Д. М., РЕБРОВ С. И., РОГОВИН И. Е., РОСНОВСКИЙ В. К. (зам. главного редактора), САЗОНОВ В. П., СТАРОДУБОВ И. П., СТЕПАНИЩЕВ В. Б., СТЕПАНОВ Ю. А., ТАГЕР А. С., ТАРАНЕНКО З. И., ТЕМКИН С. Е., ТИМОШИН Л. А., УТОЧКИН Ю. П., ФЕЛЬДБЛЮМ И. С. (отв. секретарь), ЧЕРЕПНИН Н. В., ШЕНОГИН А. А., ЯРИН Н. В.**





## ФИЗИКА ЯВЛЕНИЙ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 621.382.2

В. В. Муравьев, В. Я. Савельев, Ф. А. Ткаченко

### ИССЛЕДОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ В ГЕНЕРАТОРЕ НА ДИОДЕ ГАННА МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

На основании результатов машинного моделирования работы «короткого» (длиной 10 мкм) диода Ганна в СВЧ системе с распределенными параметрами анализируется процесс установления колебаний в генераторе на таком диоде. Рассматриваются гармонический состав колебаний и энергетические параметры генератора. Показано, что на частотах выше 20 ГГц «короткие» диоды работают в пролетном режиме независимо от амплитуды СВЧ поля на диоде. Средняя эффективная скорость пролета неоднородности поля в несколько раз превышает максимальную дрейфовую скорость электронов и изменяется с изменением частоты.

Рассматривается влияние конструкции СВЧ системы и профиля легирования диода на процесс установления колебаний. Показано, что в волноводно-коаксиальной СВЧ системе устанавливаются сложные колебания, позволяющие получать на низких частотах высокий к. п. д.

В настоящее время проводятся интенсивные исследования по созданию в миллиметровом диапазоне генераторов на диодах Ганна. Анализ таких генераторов посвящен ряд работ, например [1—3]. В большинстве из них исследования проводились либо в режиме заданного поля, когда частота и амплитуда СВЧ поля на диоде предполагались заданными, а остальные параметры рассчитывались, либо СВЧ система представлялась простым  $LCR$ -контуром с частотнонезависимыми элементами. На практике генератор работает в режиме с заданной нагрузкой; когда конкретный способ реализации СВЧ системы и конструктивное исполнение корпуса диода определяют импеданс нагрузки на клеммах активного элемента. В результате на диоде устанавливаются колебания сложной формы, обусловленные амплитудными и фазовыми соотношениями в реальном генераторе, определяющими его режим работы и энергетические параметры.

В данной статье на основании результатов машинного моделирования работы «короткого» (длиной 10 мкм) диода Ганна в СВЧ системе с распределенными параметрами анализируется процесс установления колебаний, определяются гармонический состав и энергетические параметры генератора миллиметрового диапазона.

На рис. 1 изображен один из вариантов конструкции такого генератора. Диод Ганна установлен в отрезке короткозамкнутого прямоугольного волновода с короткозамыкающим поршнем 5. Напряжение смещения подается через фильтр нижних частот 6 и токоподводящий стержень 3, являющийся держателем диода. Отрезок волновода длиной  $l_2$  может служить согласующим трансформатором при подключении генераторной секции к волноводной линии передач.

Поскольку рассмотрение процессов передачи электромагнитной энергии в волноводе можно свести к рассмотрению процессов, протекающих в длинной линии [3—5], эквивалентная схема генератора будет иметь вид, показанный на рис. 2. Здесь отрезки волновода длиной  $l_1$  и  $l_2$  заме-

нены отрезками длинной линии с характеристическими сопротивлениями  $Z_1$  и  $Z_2$ . Линией  $l_3$  с характеристическим сопротивлением  $Z_3$

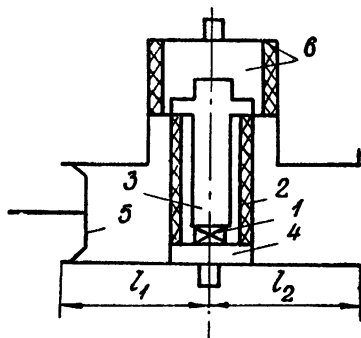


Рис. 1. Конструкция генератора волноводного типа:

1 — полупроводниковая структура; 2 — керамическая втулка; 3 — держатель диода; 4 — крышка; 5 — короткозамыкающий поршень; 6 — фильтр.

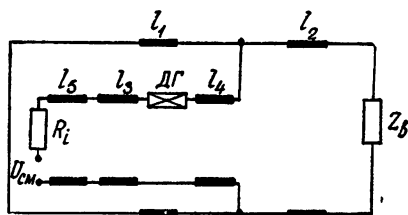


Рис. 2. Эквивалентная схема генератора:

$l_1$ ,  $l_2$ ,  $l_3$ ,  $l_4$ ,  $l_5$  — отрезки длинных линий, составляющих эквивалентную схему; ДГ — диод Ганна;  $R_i$  — внутреннее сопротивление источника питания;  $Z_B$  — сопротивление волновода, нагружающего генератор,  $U_{см}$  — напряжение смещения.

моделируется либо отрезок длинной линии, образованный токоподводящим стержнем и боковыми стенками волновода, либо отрезок коаксиального шлейфа, образованный корпусом диода, если его высота больше высоты волновода. Линией  $l_4$  с характеристическим сопротивлением  $Z_4$  моделируется отрезок коаксиала, образованный крышкой диода 4 (рис. 1) и боковыми стенками волновода, или реактивность ввода диода. От знака реактивности зависит величина характеристического сопротивления  $Z_4$ . Линией  $l_5$  с характеристическим сопротивлением  $Z_5$  моделируется низкоомный отрезок коаксиальной линии, который служит фильтром по питанию. К этому отрезку подключается источник напряжения смещения с внутренним сопротивлением  $R_i$ .

Сущность метода расчета генератора рассмотрена в работах [2, 3]. Как и в [3], основные исследования проведены нами применительно к «коротким» эпитаксиальным диодам типа  $n^+-n-n^+$  со средней концентрацией примесей  $n_0 = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , имеющей «хвост» легирования в анодной области. Скорость насыщения дрейфовой характеристики принималась равной  $0,85 \cdot 10^5 \text{ м/с}$ , коэффициент диффузии  $0,02 \text{ м}^2/\text{с}$ , а пороговая напряженность поля  $E_{кр} = 3,25 \text{ кВ/см}$ . Повышение температуры диода за счет саморазогрева учитывалось понижением подвижности носителей в слабом поле до  $0,6 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Расчеты проводились до установления почти стационарных колебаний. Затем напряжение и ток диода

раскладывались в ряд Фурье для определения гармонического состава и энергетических параметров генератора.

Предположим, что диод Ганна с бесконечно малой индуктивностью ввода установлен в конструкции, представляющей собой отрезок короткозамкнутого волновода сечением  $11 \times 2,5$  мм<sup>2</sup>, длиной 12 мм и высотой, равной высоте корпуса диода. Этот волноводный контур подключается к согласованному волноводу нормальной высоты сечением  $11 \times 5$  мм<sup>2</sup>. Держатель диода длиной около 1,5 мм имеет диаметр, равный примерно 2,7 мм. В этом случае параметры эквивалентной схемы равны:  $Z_1 = 200$  Ом,  $l_1 = 12$  мм,  $Z_b = Z_2 = 400$  Ом,  $l_2 = 4$  мм,  $Z_3 = 100$  Ом,  $l_3 = 1,5$  мм,  $l_4 = l_5 = 0$ .

Рассмотрим процесс установления колебаний, когда на вход линии  $l_3 Z_3$  подается напряжение смещения, которое за время  $t_{\phi}$  линейно растет от нуля до  $2,5 U_{кр}$ , а  $n_0 = 1,2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Для этого случая результаты машинного расчета представлены на рис. 3—6.

Как следует из рис. 3,а, при длительности фронта напряжения смещения  $t_{\phi}$ , значительно большем периода колебаний, устойчивые колебания устанавливаются с первого периода. Запаздывание начала коле-

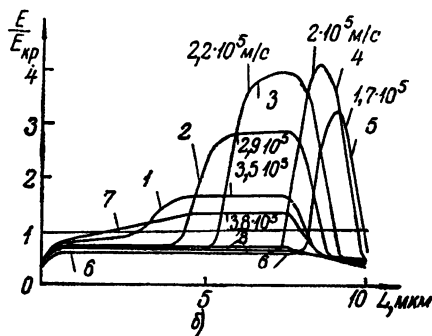
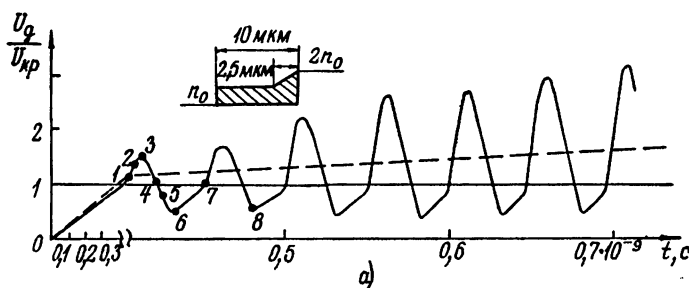


Рис. 3. Установление напряжения на диоде (а) во времени и пространственное распределение напряженности электрического поля в диоде (б) при  $t_{\phi} = 1$  нс. На кривых рис б указаны скорости образования слоя накопления; номера кривых соответствуют точкам на кривой рис. а.

баний относительно напряжения смещения обусловлено конечной величиной постоянной времени цепи смещения, представляющей собой отрезок длинной линии  $l_3$  с характеристическим сопротивлением  $Z_3$ .

Из анализа пространственного распределения напряженности электрического поля на рис. 3,б следует, что диод работает в режиме пролета слоя накопления заряда. Необходимое для нейтрализации обеднения заряда происходит в области повышенной концентрации примесей у анода. Слой накопления зарождается не на самом катоде, а на расстоянии 1—2 мкм от него и рассасывается на аноде, когда напряжение на диоде опускается ниже порогового и достигает минимальной величины (кривая 6, рис. 3,б). На кривых рис. 3,б указана скорость накопления слоя в различные моменты времени. В момент зарождения скорость слоя накопления равна  $4 \cdot 10^5$  м/с. По мере увеличения напряжения на диоде она уменьшается, но средняя скорость остается выше максимальной дрейфовой скорости и составляет  $3,15 \cdot 10^5$  м/с. В результате средняя эффективная скорость пролета слоя накопления более чем в два раза превышает максимальную дрейфовую скорость электронов, соответствующую статической характеристике  $v(E)$ ,  $v_{эфф} = 2,25v_\mu$ . Затем процесс повторяется. Новый слой зарождается в момент времени 7 и рассасывается в момент времени 8 (см. точки на кривой рис. 3,а). На диоде устанавливается напряжение с частотой 21 ГГц, постепенно приближающееся к гармоническому. Средняя скорость слоя накопления увеличивается по мере возрастания частоты в процессе установления колебаний на диоде, поэтому угол дрейфа слоя накопления все время остается близким к  $2\pi$ .

Если длительность фронта напряжения смещения соизмерима с периодом колебаний  $t_f = 0,1$  нс (рис. 4), то процесс установления колебаний существенно изменяется. Вследствие быстрого возрастания напряжения смещения от 0 до  $2,5U_{кр}$  электронная емкость диода к моменту установления колебаний оказывается меньше, чем в предыдущем случае, и колебания начинают устанавливаться на более высокой частоте. Поскольку амплитуда СВЧ поля оказывается недостаточной, чтобы уменьшить напряжение на диоде меньше порогового, первый слой накопления не успевает полностью рассосаться к моменту возрастания напряжения на диоде (кривая 1, рис. 4,б). Увеличение напряжения на диоде в момент времени 2 (рис. 4,а) приводит к появлению нового слоя накопления и уменьшению скорости первого слоя. Заряд в диоде накапливается. Начавшееся небольшое накопление заряда приводит к образованию двух обогащенных слоев (кривая 4, рис. 4,б), в результате чего ток через диод остается практически постоянным, несмотря на изменение напряжения на диоде. Из-за невыполнения фазовых соотношений между током и напряжением изменяется период и уменьшается инкремент колебаний. Фазовое соотношение вновь восстанавливается, когда последний слой накопления входит в анод (кривая 6, рис. 4,б). Отрицательное сопротивление, вносимое диодом, увеличивает амплитуду СВЧ поля, диод переходит в пролетный режим с задержкой образования слоя накопления (кривые 8, 9, на рис. 4,б).

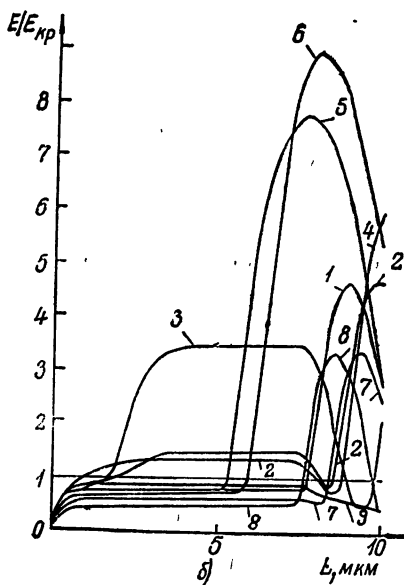
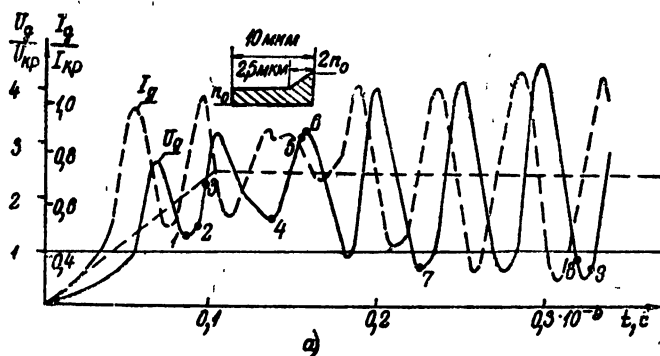


Рис. 4. Установление напряжения и тока (а) на диоде во времени и распределение напряженности электрического поля в нем (б) при  $t_{\phi}=0,1$  нс. Номера кривых на рис. б соответствуют точкам на рис. а.

На рис. 5 показан процесс установления колебаний в генераторе с той же СВЧ системой при  $t_{\phi}=0,1$  нс, но для диода с большим градиентом концентрации примесей по длине активной области. В этом случае диод работает в доменном режиме, хотя внешне процесс установления колебаний мало отличается от представленного на рис. 4. Домен зарождается на расстоянии примерно  $0,5 \text{ мкм}$  от катода (кривая 1, рис. 5,б) и движется с переменной скоростью. Поскольку амплитуда СВЧ поля мала и домен не успевает войти в анод, а в точке 3 зарождается новый домен (кривая 3, рис. 5,б), накопление заряда нарушает гармонические колебания, но не приводит к нарушению фазовых соот-

ношений, как в предыдущем случае, так как из-за большой емкости диода в доменном режиме колебания с первого периода устанавливаются на частоте, близкой к частоте установившихся колебаний, равной примерно 20,4 ГГц. По мере увеличения амплитуды СВЧ поля диод переходит в режим с задержкой образования домена.

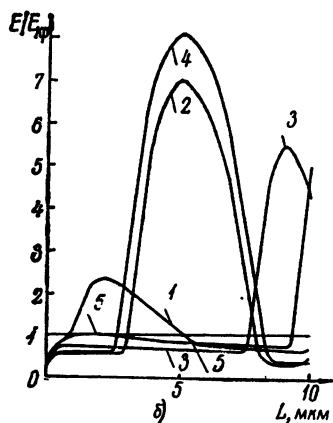
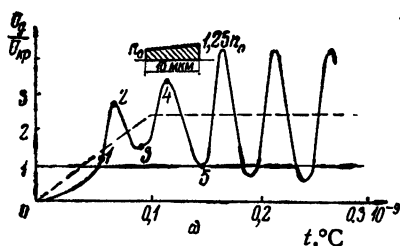


Рис. 5. Установление напряжения на диоде (а) и пространственное распределение напряженности электрического поля в нем (б) при  $t_{\phi}=0,1$  нс, отличающиеся от зависимостей, приведенных на рис. 4, характером распределения примесей (см. схему, помещенную сверху рис. а).

Средняя скорость пролета домена  $v_{эфф}=2,3v_p$  изменяется в зависимости от частоты колебаний.

Аналогичным образом устанавливаются колебания на других частотах. Для сравнения на рис. 6 показан процесс установления колебаний

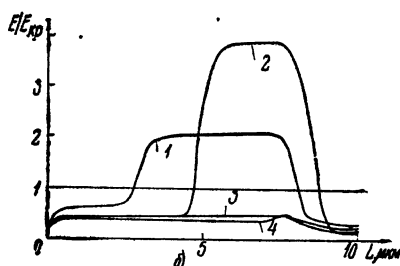
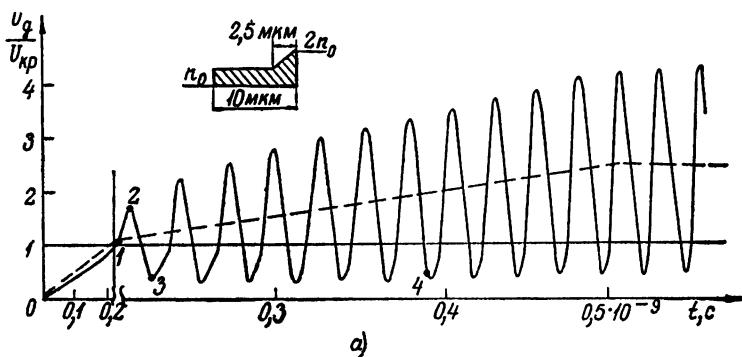


Рис. 6. Установление напряжения на диоде (а) и пространственное распределение напряженности электрического поля в нем (б) при  $t_{\phi}=0,5$  нс.

в генераторе, настроенном на частоту 38,5 ГГц ( $Z_1=200$  Ом,  $l_1=4$  мм,  $Z_2=Z_3=400$  Ом,  $l_2=2$  мм,  $Z_3=40$  Ом,  $l_3=1,5$  мм) при  $t_{\phi}=0,5$  нс и  $\mu=0,8$  м<sup>2</sup>/В. Как и в случае, показанном на рис. 3, диод работает в режиме с задержкой образования слоя накопления, но средняя эффективная скорость слоя накопления составляет  $4 \cdot 10^5$  м/с, т. е. более чем в два раза превышает максимальную дрейфовую скорость электронов.

Таким образом, из анализа результатов, представленных на рис. 3—6, следует, что при достаточно высоком сопротивлении нагрузки, как и в волноводных конструкциях, независимо от крутизны фронта питающего напряжения в генераторах миллиметрового диапазона на «коротких» диодах Ганна (длиной 10 мкм) устанавливается пролетный режим с задержкой образования слоя накопления (или широкого домена), а не режим ограниченного накопления объемного заряда (ОНОЗ), несмотря на то, что в течение части периода напряжение на диоде уменьшается значительно ниже порогового и частота в несколько раз превышает «пролетную» частоту диода Ганна. Средняя эффективная скорость пролета неоднородности заряда (фазовая скорость) оказывается выше максимальной дрейфовой скорости электронов, соответствующей дрейфовой характеристике.

СВЧ колебания на диоде устанавливаются за 4—5 периодов, поэтому принципиально генераторы на таких диодах могут генерировать очень короткие радиоимпульсы. Практически время установления колебаний определяется крутизной фронта питающего напряжения. При очень крутом фронте ( $t_{\phi}=0,2$  нс) наблюдается неустойчивость режима работы диода Ганна в течение первых периодов колебания.

Рассмотрим гармонический состав колебаний. На рис. 7 представлены амплитуды напряжения и тока, фазовый угол, мощность и к. п. д. для низших гармоник, полученные разложением тока и напряжения в ряд Фурье. Как следует из рис. 7,а, при выбранных геометрических размерах СВЧ системы (рис. 4) генератор работает в квазигармоническом режиме, когда амплитуды напряжения и тока основной частоты значительно превосходят амплитуды токов и напряжений ближайших гармоник. Амплитуда напряжения первой гармоники всего на  $1/3U_{кр}$  меньше постоянной составляющей напряжения на диоде. Однако, несмотря на большие амплитуды тока и напряжения, выходная мощность и к. п. д. на основной частоте малы из-за того, что фазовый угол между напряжением и током близок к  $270^\circ$ . Большое запаздывание тока относительно напряжения обусловлено тем, что зарождение неустойчивости происходит на расстоянии 1—2 мкм от катода (рис. 3,б), вследствие чего в «коротких» диодах распределение поля сильно искажается и падение тока задерживается. Чем короче диод, тем на больший угол ток отстает от напряжения и тем ниже к. п. д.

Для сравнения на рис. 7,б показан гармонический состав и энергетические параметры генератора, работающего на частоте примерно 38,5 ГГц (рис. 6). В данном случае генератор представляет собой многоконтурную систему с явно выраженным резонансом на второй гармонике. Последовательный резонанс на второй гармонике, обусловленный шунтирующим действием короткозамкнутого отрезка волновода длиной 4 мм, значительно увеличивает амплитуду тока первой гармоники, но

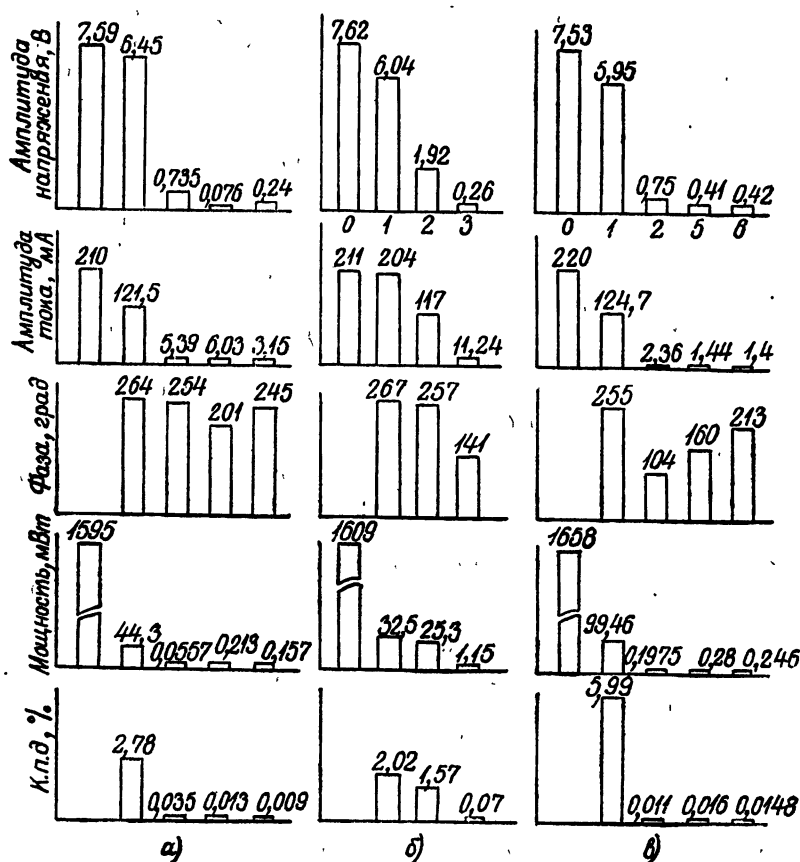


Рис. 7. Гармонический состав колебаний, соответствующий рис. 4, а (а), 6, а (б) и 5, а (в) при  $n_0 = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и  $C_0 = 0,11 \text{ пф}$  и следующих параметрах:

| Рисунок | $R_0, \text{ Ом}$ | $f_1, \text{ ГГц}$ | $g_1 R_0$ | $b_1 R_0$ | $C_d$     |
|---------|-------------------|--------------------|-----------|-----------|-----------|
| а       | 6,5               | 21,3               | 0,0138    | 0,122     | $1,3 C_0$ |
| б       | 4,9               | 38,5               | 0,087     | 0,166     | $1,3 C_0$ |
| в       | 6,5               | 20,4               | 0,0363    | 0,13      | $1,4 C_0$ |

вследствие большого запаздывания тока относительно напряжения ( $\varphi \approx 267^\circ$ ) к.п.д. уменьшается. На второй гармонике устанавливаются лучшие фазовые соотношения, поэтому даже при наибольшей амплитуде напряжения выходные мощности и к.п.д. на первой и второй гармониках оказываются соизмеримыми.

Для обоих генераторов (рис. 7, а, б) характерны, во-первых, малая величина активной составляющей проводимости диода ( $2 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1}$ ) и низкие к.п.д. (2—3%); во-вторых, динамическая емкость диода по первой гармонике практически не зависит от частоты и составляет  $1,3 C_0$ .

На рис. 7,в представлены результаты гармонического анализа колебаний генератора на диоде Ганна с линейно нарастающей концентрацией примесей от катода к аноду (рис. 5). Как следует из рис. 7,в, в спектре отсутствуют третья и четвертая гармоники, а остальные гармоники не оказывают существенного влияния, поэтому колебания по-прежнему близки к гармоническим. Увеличение динамической емкости диода привело к небольшому понижению частоты генератора. Несмотря на некоторое уменьшение амплитуды напряжения первой гармоники ( $U_1 \approx U_0 - 0,5U_{кр}$ ), к. п. д. и мощность увеличивались более чем в два раза за счет улучшения фазовых соотношений между током и напряжением  $\varphi \approx 255^\circ$ ). Это значит, что широкий домен в диоде с линейно нарастающей концентрацией примесей от катода к аноду вносит меньшее возмущение в распределение поля, чем слой накопления в однородном образце, потому что нестабильность зарождается близко к катоду (рис. 5,б).

Таким образом, можно предположить, что в миллиметровом диапазоне «короткие» диоды с нарастающей концентрацией примесей от катода к аноду обеспечивают более высокие к. п. д., чем диоды с равномерным профилем легирования.

Выше мы рассмотрели процесс установления колебаний и энергетические параметры в генераторе волноводного типа, когда коаксиальный шлейф отсутствует и можно пренебречь индуктивностью ввода. Как показывает опыт работы, в миллиметровом диапазоне нередко получают конструкции волноводно-коаксиального типа [3], поэтому все отрезки линий на рис. 2 имеют конечную длину и конечное сопротивление.

Результаты расчета для одного из вариантов волноводно-коаксиальной конструкции генератора с параметрами  $Z_1 = 2000$  м,  $l_1 = 3$  мм,  $Z_2 = Z_3 = 200$  Ом,  $l_2 = 1,8$  мм,  $Z_4 = 0,5$  Ом,  $l_4 = 0,5$  мм,  $Z_5 = 42$  Ом,  $l_5 = 0,4$  мм представлены на рис. 8. В отличие от предыдущих расчетов использовался диод с равномерным профилем легирования и более высокой подвижностью носителей, равной  $0,8$  м<sup>2</sup>/В·с. Как показывает расчет, диод работает в режиме пролета слоя накопления, но колебания оказываются сильно модулированными частотой 3,4 ГГц. При постоянном напряжении смещения, равном  $2,5 U_{кр}$ , напряжение на диоде в некоторые моменты времени достигают  $9U_{кр}$ . Частота и амплитуда модулирующих колебаний в значительной мере зависят от параметров линии, моделирующих влияние основания диода или реактивности ввода. Разложение тока и напряжения в ряд Фурье (рис. 9) показывает, что на частоте 3,4 ГГц выходная мощность равна 100 мВт, а к. п. д. 6,5%. Это значит, что при соответствующей конструкции СВЧ системы на «коротких» диодах можно получить колебания с

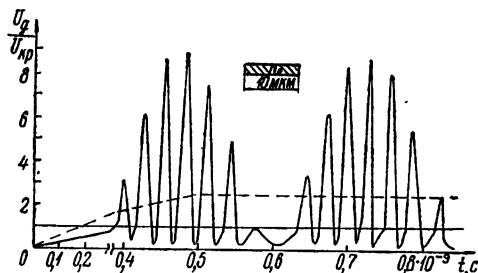


Рис. 8. Установление во времени напряжения на диоде при равномерном распределении примесей (см. схему вверх на рисунке).

высоким к. п. д. на частотах, более низких, чем «пролетная» частота диода Ганна.

Аналогичные колебания наблюдались в работе [6], где диод длиной 20 мкм в конструкции волноводного типа генерировал на кратных частотах 1,54; 3,04; 4,58 ГГц. На нижней частоте, которая выводилась посредством петли связи, была получена мощность 3,1 кВт в импульсе при к. п. д., равном 9,5%. Моделирование большого количества генераторов волноводно-коаксиальной конструкции показывает, что они очень критичны к настройке на заданную частоту и их колебания практически всегда оказываются модулированными. Частота и амплитуда модулирующего колебания сложным образом зависят от совокупности геометрических размеров СВЧ системы и параметров корпуса диода.

Результаты машинного моделирования показывают, что в миллиметровом диапазоне «короткие» диоды типа  $n^+ - n - n^+$  преимущественно работают в режиме пролета слоя накопления или широкого домена, а не в режиме ОНОЗ независимо от величины амплитуды СВЧ поля на диоде. Скорость пролета слоя накопления меняется в зависимости от частоты, так что угол дрейфа оказывается близким к  $2\pi$ . Это создает внешнее сходство с режимом ОНОЗ.

Поскольку генераторы легко перестраиваются в диапазоне от 20 до 40 ГГц, что эквивалентно эффективной скорости пролета  $2 \div 4 \cdot 10^5$  м/с, для них термин «пролетная частота» теряет смысл.

В системе с распределенными параметрами СВЧ колебания устанавливаются быстро (за 4—5 периодов), поэтому время установления определяется

длительностью фронта питающего напряжения. В стационарном состоянии напряжение на диоде близко к гармоническому с амплитудой  $U_m \approx U_0 - 0,5U_{кр}$ . Изменение геометрических размеров СВЧ системы оказывает наиболее сильное влияние на гармонический состав тока через диод вследствие шунтирующего действия короткозамкнутых отрезков длинных линий.

Несмотря на большие амплитуды тока и напряжения первой гармоники, к. п. д. генераторов миллиметрового диапазона на диодах состав-

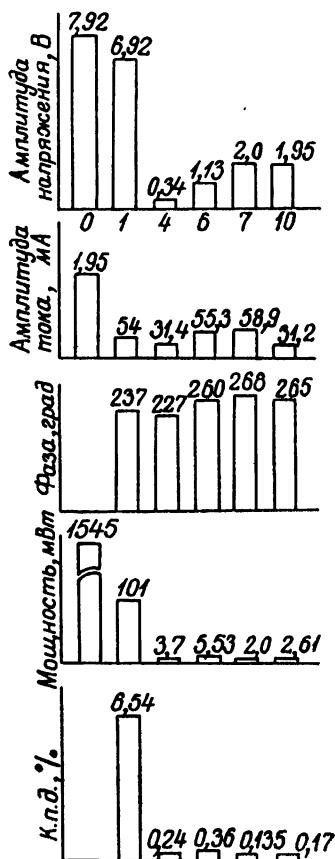


Рис. 9. Гармонический состав колебаний, соответствующий рис. 8, при следующих параметрах:

$C = 0,11$  пФ;  $R_0 = 4,9$  Ом;  $n_0 = 1,2 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ ;  
 $f_1 = 3,4$  ГГц;  $g_1 R_0 = 0,0205$ ;  $b_1 R_0 = 0,0323$ ;  $b_1/g_1 = 1,57$ ;  $C_d = 2,8 C_0$ .

ляют 2—6% из-за большого отставания тока от напряжения. Для повышения к. п. д. желательно применять диоды с нарастающей концентрацией примесей к аноду.

Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными [6, 7] как по величине к. п. д., так и по перестройке. Различие заключается в определении режима работы генератора.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Curtice W. R., Purcell I. I. Analysis of the LSA mode including effects of space charge and intervalley transfer time. IEEE Trans. Electron Devices, 1970, vol. ED-17, No 12.
2. Jones D., Rees A. D. Electron-relaxation effects in transferred-electron devices revealed by new simulation method. Electron Letters, 1972, vol. 8, No 14.
3. Муравьев В. В., Савельев В. Я. Некоторые вопросы теории и расчета генераторов на диодах Ганна. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1972, вып. 12.
4. Jeppesen P., Jeppsson B. LSA relaxation oscillator principles. IEEE Trans. Electron Devices, 1971, vol. ED-18, No 7.
5. Сушкевич В. И. Нерегулярные линейные волноводные системы. М., «Советское радио», 1967.
6. Чилтон, Кеннеди. Генерация кратких частот в режиме ОНОЗ, ТИИЭР, 1968, № 7.
7. Taylor B. C., Fray S. J., Gibbs S. E. Frequency-Saturation Effects in Transferred Electron Oscillators. IEEE Trans. on Microwave theory and Techniques, 1970, vol. MTT-18, N 11.

Поступила в редакцию 27 июня 1974 г.  
после переработки — 12 сентября 1974 г.

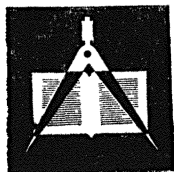
## НОВЫЕ КНИГИ

И. Х. КЭЛИШ. Микроминиатюрная электроника. Пер. с англ. М., «Энергия», 1975, 216 с. с ил.

Книга в популярной форме объясняет и иллюстрирует основные принципы микроэлектроники. На базе простых моделей описаны цифровые и аналоговые схемы и способы их изготовления в микроэлектронном исполнении. Дано описание проблем и достижений в области больших интегральных схем.

В целях лучшего усвоения содержания книги выбран метод объяснения материала с привлечением программированных форм.

Книга рассчитана на широкий круг радиолюбителей.



## КОНСТРУИРОВАНИЕ

УДК 621.373.431.4

С. С. Зырин

ОПТИМИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЖИМА  
СТАБИЛИЗИРОВАННОГО КЛИСТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА

Рассчитаны зависимости к.п.д. и относительной неустойчивости частоты (при воздействии электрических дестабилизирующих факторов) пролетного клистронного генератора с бессеточными зазорами (стабилизированного высокодобротным резонатором) от первеанса электронного потока.

Показана возможность существенного улучшения выходных параметров генератора при использовании в нем электронно-оптических систем с первеансом  $(1-3) \cdot 10^{-6}$  А/В<sup>3/2</sup> и работе на нулевой зоне.

В пролетных клистронных генераторах с бессеточными зазорами взаимодействия чаще всего используются высоковольтные электронно-оптические системы с первеансом электронного луча, равным  $(0,2-0,3) \cdot 10^{-6}$  А/В<sup>3/2</sup>. При этом в режиме стабилизации частоты высокодобротным резонатором к.п.д. генераторов обычно не превышает одного процента. К.п.д. и стабильность частоты при воздействии электрических дестабилизирующих факторов у стабилизированных генераторов могут быть существенно улучшены при работе на низких зонах генерации и при использовании электронно-оптических систем с высоким значением первеанса, например с магнитным сопровождением электронного луча\*.

Зависимость выходных параметров от первеанса луча и оптимальный электрический режим стабилизированного генератора могут быть выяснены на основе соотношений аналитической теории стабилизированного генератора с многорезонаторной колебательной системой [1]. Ниже приведены результаты расчета наиболее распространенных схем генераторов с пятирезонаторной колебательной системой (рис. 1). На схемах указаны активные резонаторы 1, 5, пронизываемые электронным потоком, высокодобротный стабилизирующий резонатор 3, пассивные трансформирующие резонаторы 2, 4 [2]. Вывод энергии может

\* Использование электронно-оптических систем с высокими первеансами луча в приборах с сеточными зазорами взаимодействия не приводит в большинстве случаев к желаемому эффекту из-за плохого токопрохождения луча и низких параметров резонаторной системы с сетками.

быть сделан из резонаторов 1, 3 или 5, причем независимо от этого энергетический режим генератора при оптимально подобранных параметрах резонаторной системы сохраняется.

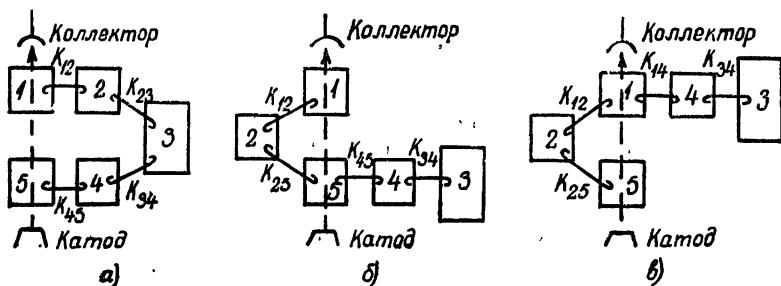


Рис. 1. Схематическое изображение стабилизированных пролетных клистронных генераторов:

$a - K_1 = K_{12}/K_{23}, K = K_{12}K_{34}/K_{23}K_{45};$   $б - K_1 = K_{12}/K_{25}, K = K_{12}/K_{25};$   $в - K_1 = K_{12}/K_{25}, K = K_{12}/K_{25};$  1, 5 — активные резонаторы, 3 — высокодобротный стабилизирующий резонатор, 2, 4 — пассивные трансформирующие резонаторы.

Рассмотрим, например, случай вывода мощности из активного резонатора 1. При этом к. п. д. генератора по мощности в нагрузку определяется выражением [1]:

$$\eta = 6,7 \frac{A}{P_n} \frac{(\alpha_1 - \alpha_{01})}{K^2} \left[ B - \frac{1}{K} (\alpha_1 + \alpha_{03} K_1^2 + \alpha_{05} K^2)^2 \right]. \quad (1)$$

Относительная нестабильность частоты  $f$  при изменении ускоряющего напряжения  $U_0$  выражается через эквивалентную добротность  $Q_s$  колебательной системы генератора:

$$\frac{df/f}{dU_0/U_0} \approx \frac{\theta}{4Q_s}, \quad (2)$$

$$\text{где } Q_s = \frac{1 + K_1^2 + K^2}{\alpha_1 + \alpha_{03} K_1^2 + \alpha_{05} K^2}.$$

В соотношениях (1), (2) приняты следующие обозначения:

$\alpha_i, \alpha_{0i}$  — затухания нагруженного и ненагруженного  $i$ -го резонатора соответственно (для активных резонаторов  $\alpha_i, \alpha_{0i}$  определяются с учетом электронной нагрузки лучом, например, на основе соотношений работы [3]):

$$\alpha_i = \frac{1}{Q_i}, \quad \alpha_{0i} = \frac{1}{Q_{0i}};$$

$K$  — коэффициент обратной связи в генераторе;

$K_1, K$  — определяются коэффициентами связи  $K_{12}, K_{34}$  между резонаторами колебательной системы;

$\Theta$  — статический угол пролета электронов в пространстве дрейфа;  
 $A, B$  — коэффициенты, характеризующие электрический режим генератора [1];

$P_n$  — подводимая мощность источника питания:

$$P_n = I_0 V_0.$$

На основе соотношений (1), (2) могут быть определены оптимальные параметры резонаторной системы генератора, соответствующие режиму максимального к.п.д. или максимальной стабильности частоты, а при учете зависимости коэффициентов  $A, B$  и затуханий активных резонаторов от электрического режима могут быть рассчитаны зависимости выходных параметров генератора от первеанса луча.

При оптимизации параметров по соотношениям (1), (2) накладывается ограничение на суммарную относительную амплитуду СВЧ напряжения  $\xi_z$  в зазорах активных — модулирующего (пятого),  $\xi_m$  и выходного (первого)  $\xi_b$  — резонаторов, определяемую соотношением:

$$\xi_z = \xi_m + \xi_b \leq \xi_{\text{опт}}.$$

$$\text{Здесь } \xi_m = \frac{M_5 U_5}{U_0} C \left( 1 - \frac{\alpha_1 + \alpha_{03} K_1^2 + \alpha_{05} K^2}{BK} \right),$$

$$\xi_b = \frac{M_1 U_1}{U_0} = \left( \frac{\sigma_5}{\sigma_1} \right)^{1/2} \frac{\xi_m}{K}, \quad (3)$$

$$C = \frac{7,4\Omega}{\sin(2\Theta)},$$

где  $\Omega$  — отношение редуцированной плазменной частоты к частоте электромагнитных колебаний, также зависящее от первеанса луча;

$\sigma_i$  — волновые проводимости резонаторов;

$M_i$  — коэффициенты взаимодействия в активных резонаторах.

В расчете было задано значение  $\xi_{\text{опт}} = 1,4$  на основе результатов работы [4]. Режим максимальной стабильности частоты, согласно работе [2], соответствует наименьшей фазовой длине прибора (наименьшему углу пролета  $\Theta$ ). Поэтому выбрано значение  $\Theta = 3\pi/2$ , являющееся оптимальным для нулевой зоны генератора. Остальные параметры выбраны типичными для бессеточных конструкций стабилизированных пролетных генераторов:

затухание высокочастотного резонатора  $\alpha_{03} = 0,3 \cdot 10^{-4}$ ;

холодные затухания активных резонаторов  $\alpha_{01x} = \alpha_{05x} = \alpha_{0x} = 0,7 \cdot 10^{-3}$ ;

волновые проводимости резонаторов  $\sigma_1 = \sigma_5 = \sigma = 1 \cdot 10^{-2} \text{ 1/Ом}$ ;

коэффициенты взаимодействия  $M_1 = M_5 = M = 0,8$ ;

подводимая мощность  $P_n = 100 \text{ Вт}$ ;

отношение радиуса луча к радиусу трубы 0,8;

статический угол пролета электронов в зазоре  $\Theta = 1$ .

На рис. 2 представлены рассчитанные зависимости максимального к. п. д.  $\eta$ , относительной величины первой гармоники конвекционного тока  $I/I_0$  и относительных амплитуд напряжений на зазорах  $\xi_m$ ,  $\xi_b$  от первеанса луча для пролетного генератора при отсутствии стабилизирующей системы. Этот случай соответствует режиму двухконтурного пролетного генератора; оптимизируемыми параметрами при каждом значении первеанса являются нагруженная «холодная» добротность выходного (первого) резонатора  $Q_{н.х1}$  и коэффициент связи  $K_{15}$  между активными резонаторами. Зависимости этих параметров, а также собственной горячей добротности активного резонатора от первеанса луча изображены на рис. 3.

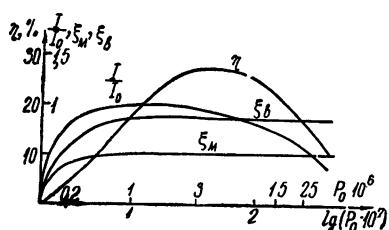


Рис. 2. Зависимость к. п. д. по мощности в нагрузку  $\eta$ , относительной первой гармоники конвекционного тока  $I/I_0$  и относительных амплитуд напряжений  $\xi_m$ ,  $\xi_b$  на зазорах активных резонаторов от первеанса луча  $P_0$  для генератора без стабилизирующей системы.

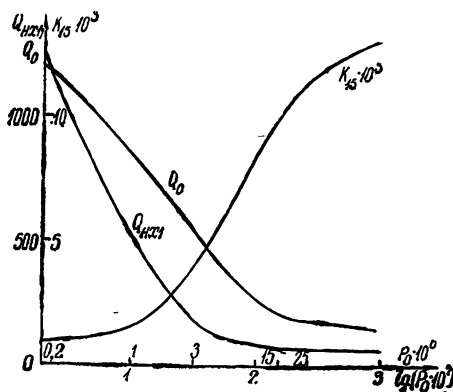


Рис. 3. Зависимость нагруженной добротности выходного резонатора  $Q_{н.х}$ , коэффициента связи между резонаторами  $K_{15}$  и собственной «горячей» добротности активных резонаторов от первеанса луча  $P_0$  для генератора без стабилизирующей системы.

Как следует из рис. 2, 3, максимальное значение оптимизированного к. п. д. достигается при первеансе луча, близком к  $3 \cdot 10^{-6}$  А/В<sup>3/2</sup> (при этом ускоряющее напряжение близко к 1000 В). Максимум к. п. д. не соответствует максимуму первой гармоники конвекционного тока, что объясняется нелинейными эффектами в зазорах клистрона (ограничением на максимальную амплитуду напряжения на зазоре) и сильной зависимостью собственных «горячих» добротностей активных резонаторов от первеанса луча.

В режиме стабилизации частоты высокодобротным резонатором параметры резонаторной системы — коэффициенты связи, нагрузка выходного резонатора на максимальный к. п. д. при заданной стабильности частоты, т. е. при заданной эквивалентной добротности системы, — оптимизировались при каждом значении первеанса луча. Соответствующие рассчитанные зависимости представлены на рис. 4. Здесь же приведена зависимость ускоряющего напряжения  $U_0$  от первеанса луча  $P_0$  при заданной подводимой мощности  $P_n$ .

Выполненные расчеты показали, что при использовании в бессеточных конструкциях стабилизированных пролетных генераторов элек-

тронно-оптических систем с первеансом  $(1-3) \cdot 10^{-6}$  А/В<sup>3/2</sup> и при работе на нулевой зоне к.п.д. генераторов может быть увеличен более чем на порядок или в несколько раз уменьшена нестабильность их частоты при воздействии электрических дестабилизирующих факторов.

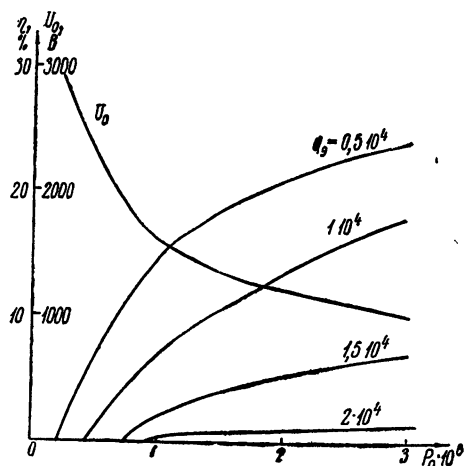


Рис. 4. Зависимость к.п.д.  $\eta$  и ускоряющего напряжения генератора, стабилизированного высокодобротным резонатором, от первеанса луча  $p_0$  при разных значениях эквивалентной добротности колебательной системы  $Q_3$  ( $Q_3 = \frac{\theta}{4} \frac{f}{U_0} \frac{dU_0}{df}$ ).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зырин С. С. Стабильность частоты и выходная мощность пролетного автогенератора с колебательной системой произвольного вида. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 10, с. 30.
2. Артемьев С. М., Зырин С. С., Русаков В. Н. Качественное сравнение различных схем многоконтурных пролетных автогенераторов с точки зрения возможности стабилизации и перестройки частоты. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 9, с. 55.
3. Хайков А. З. Мощные усилители на многорезонаторных клистронах. М., Связьиздат, 1964.
4. Акментынш Я. Я., Петров Д. М. Взаимодействие сгруппированных электронов с СВЧ полем плоского зазора. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1965, вып.-6, с. 50—64.

Поступила в редакцию 9 декабря 1974 г.

УДК 621.385.6

В. И. Петроченков

## К АНАЛИЗУ РАБОЧИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДЕМАТРОНА

## Часть II

## ОПТИМИЗАЦИЯ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Найдено условие оптимизации основных характеристик дематрона плоской конструкции, работающего в режиме ограничения анодного тока пространственным зарядом. Проведено сравнение (при одинаковых коэффициентах усиления) характеристик оптимизированного дематрона с характеристиками прибора, имеющего постоянные по длине параметры пространства взаимодействия. Показано, что оптимизированный дематрон имеет существенно меньшую длину и одновременно более высокий к п д, но большие удельные нагрузки при фазовой стабильности, близкой к стабильности дематрона без оптимизации.

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В работе [1] проведен анализ некоторых характеристик дематрона. В частности, показано, что приборам плоской конструкции присущ пониженный контурный к. п. д.

В данной работе, являющейся продолжением работы [1], обсуждается возможность улучшения контурного к. п. д. таких приборов. Прием, с помощью которого предлагается повысить к. п. д., условно назван оптимизацией.

## 2. ИСХОДНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Возможность оптимизации дематрона, в частности, можно выявить, если анализировать выражение для основной — тангенциальной — составляющей наведенного тока. С этой целью интересующая нас составляющая с учетом (1.1) и (4.1)\* может быть представлена в виде:

$$\tilde{i}_{нт} = -\tilde{g}_e F \tilde{U} \sin \beta_q \cos \beta_q. \quad (1)$$

\* Чтобы при ссылках на формулы работы [1] отличить их от аналогичных номеров данной работы, будем добавлять к ним цифру 1.

Исследуя соотношение (1) и принимая во внимание (3.1), видим, что тангенциальная составляющая при прочих равных условиях, в частности, максимальна там, где выполняется равенство:

$$\beta_q = -\frac{\pi}{4}. \quad (2)$$

Используя это условие и учитывая, что  $\Delta U_a = U_a - U_x$ , получим из (1.1):

$$U_x(z) = U_a - \frac{F}{\sqrt{2}} \tilde{U}(z). \quad (3)$$

Напомним смысл введенных в [1] обозначений:

$\tilde{g}_e$  — коэффициент, имеющий размерность погонной электронной проводимости, определяемый соотношением (9.1),

$F$  — коэффициент, учитывающий относительную амплитуду ВЧ потенциала в прианодной области спиц пространственного заряда;

$\tilde{U}(z)$  — амплитуда ВЧ напряжения между ламелями замедляющей системы в функции продольной координаты,

$\beta_q$  — фаза прианодной части спицы отсчитываемая от максимума тормозящей продольной составляющей ВЧ поля, связанная соотношением (1.1) с другими параметрами;

$U_x = U^* \left( 2Y_k \frac{\omega_p}{\omega} - 1 \right)$  — пороговое напряжение Хартри,

где  $U^* = \frac{v_{\Phi}^2}{2\eta}$  — минимальное напряжение синхронизма,

$v_{\Phi}$  — фазовая скорость волны в замедляющей системе,

$\eta = 1,76 \cdot 10^{11}$  Кл/кг — отношение заряда электрона к его массе покоя,

$Y_k = \beta d_k$  — относительная величина зазора анод—катод  $d_k$ ,

$\beta$  — фазовая постоянная,

$\omega_p/\omega$  — отношение циклотронной и рабочей круговых частот,

$U_a$  — рабочее (лежащее в пределах вольтамперной характеристики) анодное напряжение; размах вольтамперной характеристики в соответствии с (1.1) определяется величиной  $\Delta U_a$ .

Итак, выражением (3) определяется условие, при котором наведенный ток максимален одновременно при всех  $z$ , чего нельзя достичь в режиме усиления при постоянном вдоль  $z$  напряжении  $U_x$ . Это и есть исходное условие оптимизации. Дальнейшая задача сводится к определению вида функции  $\tilde{U}(z)$  в этом соотношении.

### 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВИДА ФУНКЦИИ $\tilde{U}(z)$ В УСЛОВИЯХ ОПТИМИЗАЦИИ

Для определения вида функции  $\tilde{U}(z)$  воспользуемся теми же положениями, что и при выводе соотношения (8.1), дополнив их условием (2).

В результате можно прийти к следующему дифференциальному уравнению:

$$\frac{dK}{K [K^2 \mu^2 - (1 - \chi)]} = -\tilde{C}_0 dz. \quad (4)$$

Интегрируя (4), находим, что

$$\tilde{U}(z) = \tilde{U}_{\text{вх}} K = \tilde{U}_{\text{вх}} K_0 \left[ \frac{1 - \chi}{(1 - \chi) - \mu^2 (K_0^2 - 1)} \right]^{1/2}, \quad (5)$$

где

$$K_0 = e^{\tilde{D}N_z(1-\chi)}, \quad (6)$$

т. е. без учета потерь на аноде ( $\mu=0$ ) относительная величина  $\tilde{U}(z)$  определяется экспонентой (6)\*.

Введенный в [1] параметр расстройки по анодному напряжению  $\xi = \Delta U_a / F\tilde{U}$  при условии (2) — непостоянная величина. Например, на входе ( $z=0$ ) имеем  $\xi = \xi_0 = 0,707$ . Соответственно анодное напряжение, удовлетворяющее условию (2), можно представить в виде:  $U_a = U_x(0) + 0,707 F\tilde{U}_{\text{вх}}$ , а соотношение (3) при этом принимает следующую форму:

$$U_x(z) = U_x(0) \left[ 1 - \frac{F}{\sqrt{2}} \frac{\tilde{U}_{\text{вх}}}{U_x(0)} (K(z) - 1) \right], \quad (7)$$

где  $U_x(0)$  — напряжение Хартри на входном участке пространства взаимодействия (при  $z=0$ ), а  $K(z)$  определяется соотношением (5) или при незначительных анодных потерях — экспонентой (6).

Если изменение  $U_x$  достигается, например, уменьшением  $U^*$ , то, как и в изохронной ЛБВО, приходится варьировать фазовую скорость волны в замедляющей системе. Вид этой зависимости изображен на

рис. 1 для различных  $\chi$  при  $\epsilon = \frac{F}{\sqrt{2}} \frac{V\tilde{U}_{\text{вх}}}{U_x(0)} = 0,05$ . Поскольку на практике коэффициент усиления и  $\epsilon$  могут меняться в широких пределах, то и полное изменение  $U_x$  может принимать довольно разные значения. В рассматриваемом примере изменение  $v_\phi$  (и соответственно  $U_x$ ) определяется уменьшением  $K$  при наличии потерь в замедляющей системе.

Имея соотношения (5), (6), несложно оценить выигрыш в коэффициенте усиления (или длине) по сравнению с неоптимизированным дематроном, аналогичные характеристики которого рассматривались в [1]. С этой целью на рис. 2 кривые, рассчитанные с помощью соотношения (6), дополнены зависимостями  $K(\tilde{D}N_z)$ , вычисленными в соответствии с уравнением (14.1) при  $\chi=0; 0,3; 0,5$  (пунктирные кривые). При этом вычисления проделаны при  $\xi=1$  и  $\xi=0,707$  (области, лежащие между этими  $\xi$ , заштрихованы).

\* В [2] аналогичная зависимость постулировалась выбором одинаковой дощавки мощности от отдельных «эквивалентных» магнетронов.

Сравнивая величины  $\tilde{D}N_z$ , принадлежащие заштрихованным областям, с соответствующими тем же  $\chi$  кривыми для оптимизированного дематрона при фиксированном одинаковом  $K$ , можно видеть, что вы-

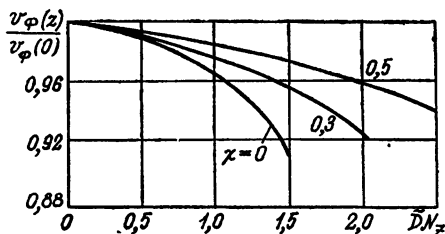


Рис. 1. Оптимальное относительное изменение фазовой скорости  $v_\phi(z)/v_\phi(0)$  вдоль пространства взаимодействия  $\tilde{D}N_z$  при различной величине потерь ( $\xi_0 = 0,707$ ;  $\varepsilon = 0,05$ ;  $\mu = 0,05$ ).

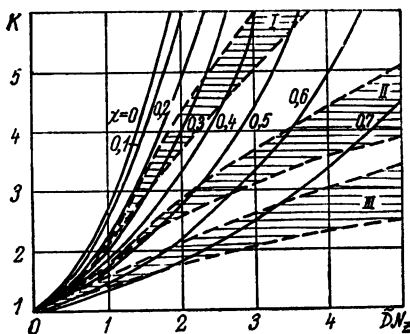


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления  $K$  от нормированной длины прибора с оптимизацией при различной величине потерь (сплошные кривые) при  $\mu=0$ ,  $\xi_0=0,707$ . Пунктир — те же зависимости для прибора без оптимизации (верхние — при  $\xi=1$ , нижние — при  $\xi=0,707$ ) Заштрихованным областям I—III соответствуют  $\chi=0$ ,  $\chi=0,3$  и  $\chi=0,5$ .

игрыш в длине прибора особенно значителен при больших коэффициентах усиления и  $\chi$ . Например, при  $K=4$  и обычном для 10-см диапазона  $\chi=0,3$  имеем выигрыш в длине примерно в два раза.

#### 4. ОЦЕНКА КОНТУРНОГО К. П. Д.

Поскольку при оптимизации получается значительный выигрыш в длине прибора, особенно при наличии значительных потерь в замедляющей системе, то должен быть заметный выигрыш и в контурном к. п. д. По аналогии с (15.1) с учетом условия (2) для погонного тока дематрона можно получить:

$$i_a = 2\tilde{C}_0 \tilde{P}_{\text{вх}} \frac{K^2(z)}{U_t(z)}. \quad (8)$$

При этом учтено также, что  $U_t$ , как и  $U_\chi$  в условиях оптимизации, — величина, зависящая от  $z$ . После интегрирования по  $z$  получаем следующее соотношение для полного анодного тока:

$$I_{\text{аа}} = \frac{\tilde{P}_{\text{вх}} [K_0^2(z) - 1]}{(1 - \chi) U_{t\text{cp}}}, \quad (9)$$

где  $K_0(z)$  определяется соотношением (6), а величина  $U_{t\text{cp}}$  — усредненное вдоль  $z$  значение  $U_t$ .

Сравнивая к. п. д. усилителя с потерями и без потерь при одинаковом  $K_0$ , с помощью (9) для контурного к. п. д.  $\eta_k$  можно при  $\mu = 0$  получить:

$$\eta_k = (1 - \chi). \quad (10)$$

Таким образом, видим, что контурный к. п. д. дематрона, если условия оптимизации выполнены по всей длине пространства взаимодействия (и при достаточно малом  $\mu$ ), зависит только от относительной величины потерь  $\chi = \alpha/\tilde{C}_0$  и не связан в этом приближении с длиной прибора и коэффициентом усиления.

Пользуясь соотношением (10) и рис. П.5—П.8 работы [1], нетрудно оценить выигрыш в  $\eta_k$  при оптимизации. Например, для  $\chi = 0,3$  и  $\tilde{D}N_z = 3$  с помощью рис. П.6 из [1] находим, что при оптимизации к. п. д. увеличивается в 1,4 раза. Коэффициент усиления при этом равен 3 (9,55 дБ). При больших коэффициентах усиления разница в к. п. д. еще более существенна.

Следует заметить, что наряду с положительными эффектами оптимизация сопровождается увеличением нагрузок на аноде и катоде. При сравнении соотношений (8) и (15.1) можно видеть, что нагрузки увеличиваются примерно в  $0,7K$  раз. Поэтому на практике не всегда можно полностью получить те выгоды, которые дает оптимизация.

## 5. ОЦЕНКА ФАЗОВОЙ СТАБИЛЬНОСТИ ДЕМАТРОНА

Согласно [3], возмущение, вносимое в замедляющую систему электронным потоком, определяется соотношением:

$$\Delta\varphi = \frac{j}{4\tilde{P}} \int_V \tilde{E}_1 \tilde{I}_1 dv, \quad (11)$$

где  $\Delta\varphi$  — изменение фазового сдвига  $\varphi$  на ячейке (шаге) замедляющей системы, вызванное конвекционным током с плотностью  $\tilde{I}_1$  при напряженности ВЧ поля  $\tilde{E}_1$ , которые распределены в пространстве взаимодействия (в объеме  $V$ ) по известному закону ( $P$  при этом — поток ВЧ мощности в замедляющей системе).

После интегрирования (11) по поперечному сечению получим:

$$\Delta\varphi = \frac{j}{4\tilde{P}} \int_L \tilde{E}_2 \tilde{I}_2 dz, \quad (12)$$

где  $\tilde{E}_2$  и  $\tilde{I}_2$  — соответственно усредненные по поперечному сечению с координатой  $z$  напряженность ВЧ поля и погонный конвекционный ток,  $L$  — шаг замедляющей системы.

При этом, как обычно, усиление на отрезке  $L$  считается достаточно малым.

Далее, если использовать известное соотношение

$$\tilde{i}_{\text{нр}} = \frac{j}{L\tilde{U}} \int_L \tilde{E}_2 \tilde{E}_2 dz,$$

то можно от (11), (12) осуществить переход к погонному наведенному току, в частности, к его реактивной составляющей  $\tilde{i}_{\text{нр}}$  и вместо (11) для изменения фазовой постоянной  $\Delta\beta = \Delta\varphi/L$  получить:

$$\Delta\beta = \frac{\tilde{i}_{\text{нр}} R_{\text{св}}}{2\tilde{U}} \frac{\varphi^2}{A^2}. \quad (13)$$

Реактивную составляющую погонного наведенного тока (его основную гармонику) тогда можно представить в виде:

$$\tilde{i}_{\text{нр}} \approx \tilde{i}_{\text{н}} \sin \beta_q + \tilde{i}_{\text{н}} \cos \beta_q \frac{A}{\varphi} \frac{\tilde{U}}{U_t}, \quad (14)$$

что справедливо в приближении  $\mu=0$ .

Подставляя это выражение в (13) с учетом условия (2) и переходя к уже использовавшимся ранее параметрам  $\tilde{C}_0$ ,  $K$ ,  $\chi$ ,  $\tilde{D}N_z$ , для  $\Delta\beta$  получим:

$$\Delta\beta = -\tilde{C}_0 + \tilde{C}_0 \frac{A}{\varphi} \frac{\tilde{U}_{\text{вх}}}{U_t} K(z) \quad (15)$$

и для изменения фазовой длины прибора

$$\Delta\Phi = \int_0^z \Delta\beta dz = -\tilde{D}N_z + \frac{\nu}{1-\chi} [K(\tilde{D}N_z) - 1]. \quad (16)$$

Относительное изменение исходной фазовой длины  $\Phi = \int_0^z \beta dz = 2\pi N_z$  при этом

$$\frac{\Delta\Phi}{\Phi} = -\frac{\tilde{D}}{2\pi} + \frac{\nu}{1-\chi} \frac{K(\tilde{D}N_z) - 1}{2\pi N_z}. \quad (17)$$

Через  $\nu$  в (16), (17) обозначена величина  $\nu = \frac{A}{\varphi} \frac{\tilde{U}_{\text{вх}}}{U_{t\text{ср}}}$ .

Второе слагаемое в (15)–(17), как правило, существенно меньше первого, поэтому, например, применительно к (16) можно говорить, что в условиях оптимизации фазовая стабильность усилителя определяется в основном произведением его относительной длины на параметр усиления.

Чтобы сравнить по фазовой стабильности оптимизированный и неоптимизированный усилители, оценим аналогичным образом стабильность последнего. С этой целью для неоптимизированного усилителя в общем виде можно получить:

$$\Delta\Phi = -2\xi^2 \int_0^{\tilde{D}N_z} \frac{d(\tilde{D}N_z)}{K^2(\tilde{D}N_z)} + 2\xi\nu \int_0^{\tilde{D}N_z} \frac{V\sqrt{K^2(\tilde{D}N_z) - \xi^2}}{K(\tilde{D}N_z)} d(\tilde{D}N_z). \quad (18)$$

При  $\chi \neq 0$  функция  $K(\tilde{D}N_z)$  из соотношений (12.1), (14.1) в явном виде не определена, поэтому в (18) приходится прибегать к численному интегрированию.

В случае  $\chi = \mu = 0$  зависимость  $K(\tilde{D}N_z)$  определяется соотношением (11.1), при подстановке которого в (18) получим:

$$\Delta\Phi = - \left[ \operatorname{arctg} \left( 2\tilde{D}N_z + \frac{V1 - \xi^2}{\xi} \right) - \operatorname{arctg} \frac{V1 - \xi^2}{\xi} \right] + \nu [K(\tilde{D}N_z) - 1]. \quad (19)$$

Результаты расчетов по формулам (18), (19) при  $\nu = 0,1$  представлены на рис. 3—6. В связи с тем, что второе слагаемое, обозначенное

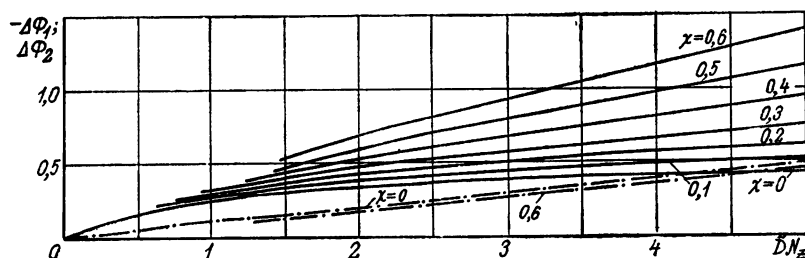


Рис. 3. Зависимости составляющих  $-\Delta\Phi_1$  (сплошные кривые) и  $-\Delta\Phi_2$  (штрих-пунктир) изменения фазовой длины прибора от нормированной исходной длины при различных коэффициентах затухания для  $\xi = 0,5$ .

через  $\Delta\Phi_2$ , имеет множитель  $\nu$ , зависящий от величины входного сигнала, значения  $\Delta\Phi_1$  и  $\Delta\Phi_2$  приводятся отдельно, причем  $\Delta\Phi = -\Delta\Phi_1 + \Delta\Phi_2$ . Разные знаки здесь свидетельствуют о том, что тангенциальная и радиальная составляющие наведенного тока вызывают изменения электрической длины прибора противоположного знака. Благодаря этому фазовая стабильность прибора повышается и ее можно было бы улучшать и дальше, увеличивая  $\nu$  и  $\tilde{D}N_z$ . Однако, как следует из [1], это ведет к снижению контурного и электронного к.п.д. Поэтому в зависимости от конкретных требований каждый раз нужно искать разумный компромисс между этими параметрами.

Из рис. 3—6 видно также, что  $\Delta\Phi_1$  по абсолютной величине увеличивается с ростом потерь, а  $\Delta\Phi_2$  от них почти не зависит. В результате

обычные умеренные потери ( $\chi \leq 0,4$ ) несколько ухудшают фазовую стабильность.

Для наглядности сравнения рис. 4, кроме этого, дополнен аналогичными зависимостями, относящимися к дематрону с оптимизацией, рассчитанными в соответствии с (16) при типичном  $\nu=0,1$  (пунктир). Из этого рисунка видно, что при одинаковых  $\tilde{D}N_z$ ,  $\chi$  и  $\nu$  фазовая стабильность прибора с оптимизацией ниже. Однако если делать

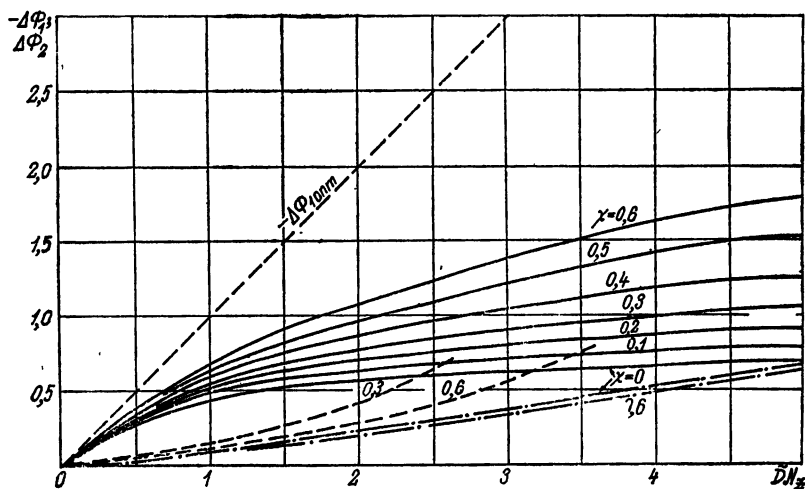


Рис. 4. Зависимости, аналогичные рис 3, но при  $\xi=0,7$ , дополненные зависимостями  $-\Delta\Phi_{1\text{опт}}$  (пунктир, верхняя кривая и  $\Delta\Phi_{2\text{опт}}$  (пунктир, нижние кривые), относящиеся к усилителю с оптимизацией.

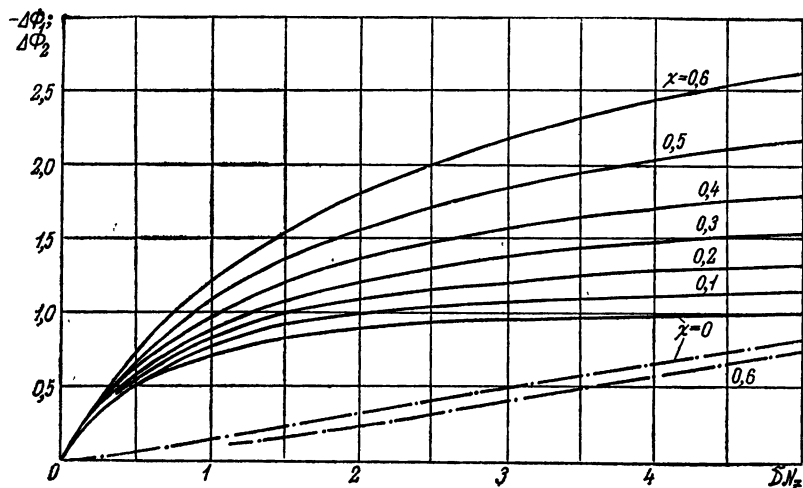
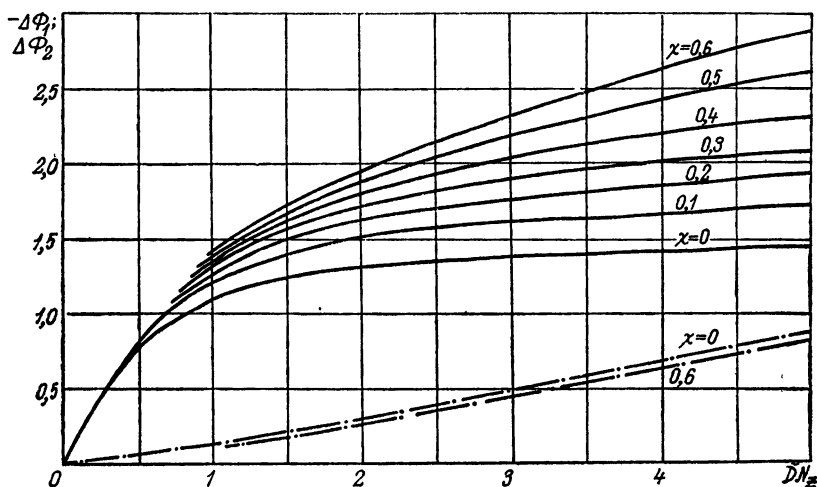
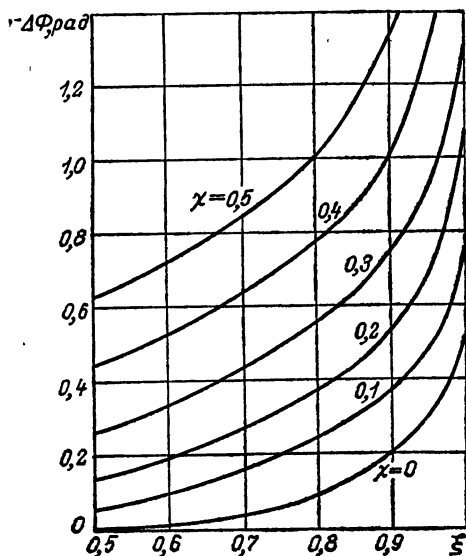


Рис. 5. То же, что на рис 3, но при  $\xi=0,9$ .

Рис 6. То же, что на рис. 3, но при  $\xi=1,0$ .

сравнение не при одинаковых  $\bar{D}N_z$ , а при равных коэффициентах усиления, привлекая для этого рис. 2, то обнаруживается, что при малых  $\chi$  это ухудшение незначительно, а при больших ( $\chi > 0,5$ ) оптимизация приводит к некоторому увеличению стабильности.

Представленный на рис. 2—6 набор кривых совместно с материалом первой части работы дает возможность оперативно находить многие другие характеристики, без громоздких вычислений. В частности, таким образом получены представленные на рис. 7 зависимости приращения фазовой длины прибора от относительной величины анодного напряжения (входного сигнала). Из этого рисунка можно видеть, что в рабочей области ( $\xi \approx 0,8$ ) с увеличением потерь от  $\chi=0$  до  $\chi=0,5$  приращение меняется на порядок, а фазовая стабильность (производная  $\partial \Delta \Phi / \partial \xi$ ) ухудшается всего в три раза, не превышая  $1,3^\circ$  на 1% изменения  $U_a$ . Коэффициент усиления при этом составляет 16—12 дБ ( $\chi=0,1 \div 0,3$ ) и 19 дБ (при  $\chi \rightarrow 0$ ). Согласно проведенному ранее сравнению, можно сказать, что при наличии оптимизации эти характеристики останутся примерно такими же, но величина  $\bar{D}N_z$  существенно уменьшится, а к. п. д. прибора значительно возрастет.

Рис. 7. Зависимости изменения фазовой длины  $-\Delta \Phi$  от расстройки по анодному напряжению  $\xi$  при различной величине коэффициента потерь  $\chi$  для  $\nu=0,1$ ;  $\bar{D}N_z=4,6$ .

## 6. ВЫВОДЫ

На основе анализа зависимости активной составляющей наведенного тока от ВЧ поля найден вид функции, соответствующий оптимальному изменению параметров пространства взаимодействия в продольном направлении, справедливый для дематрона плоской конструкции, работающего в режиме ограничения анодного тока пространственным зарядом.

При одинаковом коэффициенте усиления посредством оптимизации можно получить выигрыш в длине пространства взаимодействия в 1,5—2,5 раза и в контурном к. п. д. — в 1,5—2 раза. Эти цифры возрастают по мере роста коэффициента усиления и потерь. Удельные нагрузки на выходной части анода и катода возрастают при этом на величину, примерно равную 0,7 от коэффициента усиления (по напряжению), а фазовая стабильность изменяется незначительно.

Результаты данной работы благодаря нормировке и соответствующему графическому материалу приведены к достаточно общей форме, способствующей сокращению времени вычислений. Поскольку в основе работы лежит приближенная модель, то, естественно, расчеты не могут претендовать на высокую точность. Однако сравнение их с имеющимся экспериментальным материалом показывает, что они правильно отражают основные черты рассматриваемого класса приборов и режима работы.

Следует заметить, что дематрон с меняющимися вдоль пространства взаимодействия параметрами (магнитным полем) рассматривался в работах [2 и 4]. Какие-либо «рецепты» оптимизации при этом не были найдены, за исключением того, что в [2] экспериментально установлены оптимальные пределы изменения магнитного поля вдоль пространства взаимодействия.

В заключение автор благодарит Акимову А. М. за помощь в вычислениях, Хворова М. И. и Обрезана О. И. за полезную дискуссию.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петроченков В. И. К анализу рабочих характеристик дематрона. Ч. I. Приближенный расчет основных характеристик. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1975, вып. 3, с. 34—45.

2. Rosorny G. E., Kushnik A. E., Hull J. E. The dematron—a new crossed-field amplifier. IRE Trans. on Electron Devices, 1962, vol. ED-9, No 4, pp. 337—345.

3. Арно. Основные свойства периодических систем. Электронные сверхвысоко-частотные приборы. Перев. с англ. под ред. М. М. Федорова. М., «Иностранная литература», 1961, том 1, с. 36.

4. Бочкарев В. В., Соболев Г. Л. К анализу рабочих характеристик усилителя с распределенным катодом. Изв. вузов, «Электроника», 1971, т. XIV, № 9, с. 1055.

*Поступила в редакцию 20 мая 1974 г.,  
после переработки — 18 октября 1974 г.*

УДК 621.382.2.029.64

А. С. Тареп

## ОПТИМАЛЬНАЯ ЕМКОСТЬ ЛПД И ЕЕ ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ЧАСТОТЫ, ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЖИМА И УСЛОВИЙ ПРИМЕНЕНИЯ ДИОДА

Рассмотрены факторы, определяющие оптимальные значения рабочей площади и емкости запорного слоя ЛПД, при которых полезная мощность пролетного режима ГЛПД максимальна. Показано, что эти значения существенно зависят от формы нелинейной характеристики диода, а также от условий, ограничивающих его ток питания. Приведены формулы и графики, связывающие значения рабочей площади и емкости с рабочей частотой, параметрами структуры, режимом питания ЛПД и эквивалентными сопротивлениями потерь диода и СВЧ контура.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Основные характеристики ЛПД (рабочая частота, выходная мощность и к.п.д.) определяются сравнительно небольшим числом конструктивных параметров и прежде всего размерами активного участка диода — шириной запорного слоя в режиме пробоя и его площадью. Однако если проблема правильного выбора ширины запорного слоя в зависимости от частоты, распределения примеси и электрического режима диода подробно рассмотрена, например, в работе [1] и ее можно считать достаточно ясной, то площадь запорного слоя и его емкость подбираются, как правило, эмпирически, на основании испытаний диодов в СВЧ резонаторах.

Теоретически вопрос об оптимизации этих параметров обсуждался, насколько нам известно, лишь в работах [2, 3]. В [2, 3] анализ проведен для частных случаев, соответствующих двум различным аппроксимациям нелинейной характеристики ЛПД, т. е. зависимости активного сопротивления от амплитуды колебаний: квадратичной в работе [2] и приближенной аналитической в работе [3], — а также одному из вариантов ограничения тока питания ЛПД: тепловому в [2] или электрическому — в [3].

В настоящей работе проведен более общий анализ, учитывающий оба указанных механизма ограничения тока питания и возможность варьирования формы нелинейной характеристики диода.

## 2. ЗАВИСИМОСТЬ К. П. Д. И ПОЛЕЗНОЙ МОЩНОСТИ ЛПД ОТ ПЛОЩАДИ (ЕМКОСТИ) ЗАПОРНОГО СЛОЯ

Площадь  $S$  и емкость  $C$  запорного слоя ЛПД влияют на рабочую частоту  $\omega$ , полезную мощность  $P_n$  и к. п. д. автогенератора  $\eta$  на ЛПД. Полагая, что реактивное сопротивление диода, пропорциональное  $(\omega C)^{-1}$ , может быть скомпенсировано реактивностью внешнего контура на заданной частоте при любом значении емкости диода, рассмотрим зависимость  $P_n$  (или  $\eta$ ) от  $S$  (или от  $C$ ). Для автогенератора на ЛПД, активный элемент которого представлен последовательной эквивалентной схемой,

$$P_n = -\frac{1}{2}(R + R_{sk})I_1^2, \quad (1)$$

$$\eta = \frac{P_n}{I_0 U_0},$$

где  $R$  — активное сопротивление диода ( $R < 0$ );

$R_{sk}$  — суммарное сопротивление омических потерь в диоде ( $R_s$ ) и в СВЧ контуре ( $R_k$ );

$I_1$  — амплитуда основной гармоники ВЧ тока диода;

$I_0 = J_0 S, U_0$  — постоянные составляющие тока и напряжения питания.

В общем случае  $R$  обратно пропорционально  $S$  и зависит от частоты, плотности постоянного тока  $J_0$  и относительной амплитуды колебаний  $x$  ( $x = \frac{I_1}{I_a}$ , где  $I_a$  — амплитуда колебаний, при которой изменяется знак  $R$ ).

Сопротивление потерь контура  $R_k$  в первом приближении можно считать не зависящим от  $S^*$ , а сопротивление потерь диода  $R_s$ , вообще говоря, является сложной функцией  $S$ , которую приближенно можно аппроксимировать тремя слагаемыми:

$$R_s \simeq \frac{r_s}{S} + \frac{h}{S^{1/2}} + R_{s0}. \quad (2)$$

Первое из слагаемых учитывает потери в слоях полупроводника (нейтральных участках эпитаксиального слоя и прилегающего к ним участка низкоомной подложки) и контактных металлов, площадь которых равна площади запорного слоя; второе слагаемое учитывает скин-эффект в низкоомной подложке, существенный, если толщина или поперечные размеры сравнимы с толщиной скин-слоя\*\*;

третье слагаемое учитывает потери в участках кристалла и элементах патрона диода, не зависящие от  $S$ . Последнее слагаемое удобно присоединить к  $R_k$  и полагать:

$$R_s \simeq \frac{r_s}{S} + \frac{h}{S^{1/2}} \equiv \frac{\tau_s}{C} + \frac{h}{S^{1/2}}. \quad (3)$$

\* Строго говоря,  $R_k$  косвенно связано с емкостью диода, которая влияет на конструкцию СВЧ контура, однако в статье это влияние не учитывается.

\*\* Для подложки с удельным сопротивлением  $10^{-2}$  Ом·см на частоте 10 ГГц толщина скин-слоя равна примерно 50 мкм.

ВЧ ток складывается из емкостного тока, пропорционального  $\omega CU$ , и тока проводимости, пропорционального  $J_0 S$ . Следовательно, всегда  $I_1 = J_1 S \sim S$ . Таким образом, выражение (1) в общем случае можно представить в виде:

$$P_n = \frac{S}{2} \{ [r(x, J_0)] - (r_s + hS^{1/2} + R_k S) \} x^2 J_a^2, \quad (4)$$

$$\eta = \frac{1}{2} \{ [r(x, J_0)] - (r_s + hS^{1/2} + R_k S) \} \frac{x^2 J_a^2}{J_0 U_0},$$

где  $J_a = \frac{I_a}{S}$ .

Из выражений (4) следует, что при заданных значениях плотности тока  $J_0$  и амплитуды колебаний  $x$  (сопротивления нагрузки) с увеличением площади  $S$  к. п. д. монотонно убывает, обращаясь в нуль при  $SR_{sk}(S) = r(x, J_0)$ , а полезная мощность  $P_n$  проходит через максимум, когда

$$S = \frac{9}{64R_k^2} \left\{ \left[ h^2 + \frac{32}{9} R_k (r - r_s) \right]^{1/2} - h \right\}^2. \quad (5)$$

Однако не всегда  $J_0$  можно задавать независимо от  $S$ . В частности, зависимость  $J_0(S)$  появляется в связи с температурным ограничением мощности питания диода. Для непрерывного режима работы эту зависимость можно записать в виде:

$$J_0 U_0 \leq \frac{\Delta T}{SR_T(1 - \eta)}, \quad (6)$$

где  $\Delta T$  — допустимый перегрев активного слоя относительно окружающей среды,

$R_T$  — тепловое сопротивление диода.

Как правило,

$$R_T = R_{тп} + R_{тк}, \quad (7)$$

где  $R_{тп}$  — тепловое сопротивление столбика высотой  $l$  и площадью  $S$ , состоящего из полупроводниковых и металлических слоев с эффективной теплопроводностью  $\chi_n$ :

$$R_{тп} = \frac{l}{\chi_n S} \sim S^{-1}; \quad (7a)$$

$R_{тк}$  — тепловое «сопротивление растекания» массивного теплоотвода с теплопроводностью  $\chi_k$ :

$$R_{тк} \sim \frac{1}{\chi_k S^k}. \quad (7b)$$

Показатель  $k$  в формуле (76) зависит от формы поперечного сечения приконтактных слоев (он возрастает по мере увеличения отношения периметра к площади сечения от  $k=1/2$  для диодов кругового сечения до  $k \lesssim 1$  для диодов с сильно развитой периферией).

Таким образом, в общем случае условие (6) ведет к зависимости:

$$J_0 = \frac{\Delta T}{U_0(1-\eta)} \frac{1}{g + dS^{1-k}}, \quad (8)$$

где  $g = l/x_n$ ,  
 $d = \sqrt{\pi}/4x_k$ , (для диодов кругового сечения).

Согласно выражению (8), с увеличением площади  $S$  ограничиваемая температурой плотность тока монотонно уменьшается, начиная с максимального значения, равного

$$J_{0T} = \frac{\Delta T x_n}{l(1-\eta)}, \quad (8a)$$

соответствующего  $R_{TK} \ll R_{TH}$ .

Поскольку в рабочих режимах активное сопротивление ЛПД является неубывающей функцией плотности тока, зависимость (8) ускоряет уменьшение к.п.д. диода с ростом  $S$  и снижает оптимальное по мощности значение  $S$  по сравнению с выражением (5).

### 3. НЕЛИНЕЙНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ЛПД И РЕЖИМ МАКСИМАЛЬНОЙ ПОЛЕЗНОЙ МОЩНОСТИ

На практике значения  $P_n$  и  $\eta$  обычно представляют интерес не при заданной амплитуде колебаний (заданном сопротивлении нагрузки  $R_n$ ), а при оптимальной амплитуде  $x = x_m$  (оптимальной нагрузке  $R_n = R_{nm}$ ), при которой  $P_n = P_m$ . Значение  $x_m$  определяемое уравнением

$$\left[ \frac{\partial P_n}{\partial x} \right]_{x=x_m} = 0, \quad (9)$$

требует знания нелинейной характеристики диода  $R(x)$ . К сожалению, для ЛПД строгое аналитическое выражение для зависимости  $R(x)$ , справедливое в широком интервале значений  $x$  и  $J_0$ , отсутствует. В работе [1] приведена формула (7.22a) для  $R(x)$ , учитывающая только нелинейность по току. Согласно этой формуле, с ростом амплитуды  $x$  активное сопротивление монотонно убывает по величине (рис. 1, пунктир). Такая зависимость приводит к следующему выражению для максимальной мощности автогенератора [1, 4]:

$$P_m = \frac{1}{2} \frac{J_0^2 S^2}{(\omega C)^2 R_{sk}} \chi^2(\theta) \left( 1 - \frac{\delta}{W} \right)^2 F \left( \frac{J_0}{J_{n0}} \right), \quad (10)$$

где

$$F\left(\frac{J_0}{J_{п0}}\right) \approx 1 - \frac{J_{п0}}{J_0} \approx 1 - \frac{R_{ск}}{R_0}, \quad (11)$$

$$\chi(\vartheta) = \frac{1 - \cos \vartheta}{\vartheta},$$

$I_{п0} = J_{п0} S$  — пусковой ток ненагруженного ГЛПД,  
 $\vartheta$  — угол пролета.

Именно это выражение было использовано в работе [3] для нахождения оптимального значения емкости диода при заданной плотности тока. Очевидно, что при температурном ограничении плотности тока диодов кругового сечения, для которых, согласно выражению (8),  $J_0 \sim S^{-1/2}$ , максимальная мощность  $P_{нт}$ , определяемая формулой (10), оказывается убывающей функцией площади  $S$  (или емкости  $C$ ), начиная уже с весьма малых значений  $S$ , при которых  $R_{тк} \leq R_{тп}$ . Между тем экспериментальные данные свидетельствуют о том, что величина  $P_{нт}$  максимальна при значительно больших значениях  $S$ , при которых  $R_{тк} \gg R_{тп}$  (см., например, [2]). Это расхождение, вероятно, вызвано приближенным характером формул (10) и (7.22а) работы [1], которые справедливы лишь при сравнительно небольших значениях плотности тока и амплитуды колебаний. Как указано в работе [1], уже при  $x \approx 3 \div 5$  зависимость  $R(x)$  резко отличается от (7.22) из [1] следуя примерно сплошным кривым на рис. 1. Это подтверждается экспериментальными данными, представленными на рис. 1, а также на рис. 5.14 и 5.15 работы [1], и детальными расчетами на ЭВМ [5, 6] активной проводимости  $G(x) \approx (\omega C)^2 R(x)$ . В работе [2] зависимость  $G(x)$  аппроксимирована линейной функцией:

$$G(x) \approx G_0 \left(1 - \alpha \frac{I_1}{I_a}\right). \quad (12)$$

Рассмотрим более общую зависимость:

$$R = R_0 \left[1 - \left(\frac{I_1}{I_a}\right)^n\right], \quad (13)$$

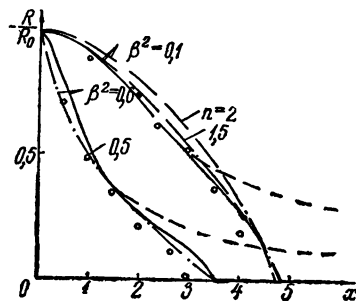


Рис. 1. Зависимость нормированного активного сопротивления ЛПД  $R/R_0$  от относительной амплитуды колебаний  $x$  для двух значений  $\beta = J_0/J_x$  и  $\vartheta_0 = 1$  [1]:

— — — расчет по формуле (7.22) работы [1]; — — — — уточненный расчет;  
 ○ ○ ○ — экспериментальные точки;  
 - - - - - аппроксимация по формуле (13).

включающую, кроме (12), как сублинейные ( $n < 1$ ), так и суперлинейные ( $n > 1$ ) зависимости  $R(I_1)$  (рис. 1, штрих-пунктир). Критическое значение тока  $I_a$ , при котором активное сопротивление (13) изменяет знак, резко уменьшается, когда плотность тока питания  $J_0$  приближается к характеристической  $J_x$ . Чтобы учесть это, положим:

$$I_a = \eta_0^{1/2} \left( \frac{I_0 U_0}{R_0} \right)^{1/2} \left[ 1 - \left( \frac{J_0}{J_x} \right)^t \right], \quad (14)$$

где  $\eta_0$  — числовой коэффициент.

В зависимости от режима питания диода и особенностей его структуры аппроксимации (13) и (14) наилучшим образом соответствуют действительности при  $1/2 \lesssim n \lesssim 2$ ,  $t \approx 2 \div 3$ . Подставляя выражения (13) и (14) в (9) и учитывая (1), находим оптимальное значение амплитуды колебаний  $x_m$ , максимальные значения полезной мощности  $P_{um}$  и к. п. д.  $\eta_m$ :

$$x_m \cong \frac{I_{1m}}{I_a} = \left[ \frac{2}{2+n} \left( 1 - \frac{R_{sk}}{R_0} \right) \right]^{1/n}, \quad (15)$$

$$P_m \equiv P_u(x_m) = B(n) \left( 1 - \frac{R_{sk}}{R_0} \right)^{\frac{n+2}{n}} R_0 I_a^2, \quad (16)$$

$$\eta_m = \eta_0 B(n) \left( 1 - \frac{J_0}{J_x} \right)^{\frac{n+2}{n}} \left[ 1 - \left( \frac{J_0}{J_x} \right)^t \right]^2, \quad (17)$$

где  $I_n \equiv J_n S$  — пусковой ток ненагруженного ГЛПД;

$$B(n) = \frac{2^{\frac{2-n}{n}} n}{(n+2)^{\frac{n+2}{n}}}$$

Формулы (16) и (17) в отличие от (10) правильно передают соответствующие строгим расчетам наблюдаемые экспериментально эффекты «насыщения» к. п. д. при  $J_0 \gg J_n$  [1] и снижение к. п. д. и полезной мощности при

$$J_0 \approx J_n = \gamma J_x, \quad (18)$$

где  $\gamma = 0,4 \div 0,6$ .

Подставляя (15) в (13), находим оптимальные значения активного сопротивления  $R_m$ , полезной нагрузки  $R_{um}$  и контурного к. п. д.  $\eta_{km}$ :

$$-\frac{R_m}{R_{sk}} = \frac{n}{n+2} \left( \frac{R_0}{R_{sk}} + \frac{2}{n} \right), \quad (19a)$$

$$\frac{R_{um}}{R_{sk}} = -\frac{R_m}{R_{sk}} - 1 = \frac{n}{n+2} \left( \frac{R_0}{R_{sk}} - 1 \right), \quad (19b)$$

$$\eta_{км} = -\frac{R_{нм}}{R_m} = \frac{\frac{R_0}{R_{ск}} - 1}{\frac{R_0}{R_{ск}} + \frac{2}{n}}. \quad (19в)$$

#### 4. РАСЧЕТ ОПТИМАЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ЕМКОСТИ И СОПРОТИВЛЕНИЯ НАГРУЗКИ ЛПД

Изложенные выше результаты позволяют выделить две возможные ситуации, приводящие к различным зависимостям полезной мощности от площади (емкости) диода.

1. Подводимая мощность ограничена максимальной плотностью тока [см. формулы (8а) или (18)], величина которой не зависит от площади диода. Этот случай рассмотрен в работе [3] в предположении, что мощность  $P_n$  определяется выражением (10), а сопротивление потерь равно:

$$R_{ск} = \frac{\tau_s}{C} + R_k.$$

Полученная в работе [3] формула для оптимального значения емкости  $C = C_{0j}$  может быть записана в виде:

$$\frac{C_{0j}}{\tau_s} \equiv \frac{S_{0j}}{r_s} = \frac{1}{R_k} \left[ \left( \frac{\omega C R_0 \left(1 - \frac{J_0}{J_x}\right)}{\omega \tau_s} \right)^{1/2} - 1 \right] = \frac{1}{R_k} \left[ \left( \frac{q}{\omega \tau_s} \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (20)$$

где  $q = \frac{J_0}{J_x} \chi(\vartheta) \left(1 - \frac{\delta}{W}\right).$

Если вместо формулы (10) оптимизировать по  $S$  выражение (16), соответствующее аппроксимации (13), то при  $R_{ск} = \frac{\tau_s}{C} + R_k \equiv \frac{r_s}{S} + R_k$  оптимальные значения площади  $S_{0j}$  и емкости  $C_{0j}$  определятся формулами:

$$S_{0j} = \frac{1}{\sigma'} \frac{r_0 - r_s}{R_k},$$

$$\frac{S_{0j}}{r_s} = \frac{C_{0j}}{\tau_s} = \frac{1}{\sigma'} \frac{1}{R_k} \left( \frac{\omega C R_0}{\omega \tau_s} - 1 \right) = \frac{1}{\sigma'} \frac{1}{R_k} \left( \frac{q}{(1 - \gamma) \omega \tau_s} - 1 \right), \quad (21)$$

где

$$\sigma' = \frac{2(n+1)}{n}, \quad \gamma = \frac{J_0}{J_x} < 1, \quad \sigma' (1 - \gamma) \approx 3 \div 4. *$$

\* Соотношение  $\sigma' (1 - \gamma) \approx 3 \div 4$  следует из сопоставления выражений (13) и (10) при умеренных амплитудах колебаний и отражает тот факт, что при приближении рабочего тока к характеристическому зависимость  $R(x)$  становится более резкой.

Сопоставление формул (20) и (21) показывает, что они дают качественно близкие зависимости  $C_{0j}$  от  $R_k$ ,  $\tau_s$ ,  $J_0$  (в формуле (21)  $C_{0j}$  более резко растет с увеличением тока), но численные значения  $C_{0j}$  в выражении (21) несколько больше, чем в (20). Эти формулы пригодны для оценки  $S_0$  и  $C_0$  ЛПД, предназначенных для работы в импульсном режиме, когда разогрев диода незначителен, а также в коротковолновых (миллиметровых) ЛПД с развитой периферией контактной площадки, в которых  $R_{тк} \ll R_{тп}$ .

Подставляя выражения (21) в (19), находим оптимальные значения сопротивления нагрузки и контурного к.п.д., которые оказываются практически не зависящими от формы нелинейной характеристики диода (показателя  $n$ ):

$$\frac{R_{нм}}{R_{ск}} = \frac{1}{1 + (\sigma')^{-1} \left(1 - \frac{J_{п0}}{J_0}\right)^{-1} \frac{J_{п0}}{J_0}} \approx 1, \quad (22)$$

$$\eta_{км} = \frac{1}{2} \frac{1}{1 + \frac{J_{п0}/J_0}{2\sigma'} \left(1 - \frac{J_{п0}}{J_0}\right)^{-1}} \approx 0,5.$$

Отношение рабочего тока к пусковому в этом случае составляет:

$$\frac{J_0}{J_n} \approx \frac{R_0}{R_{ск}} \approx \sigma' \approx 3 \div 6. \quad (23)$$

Оно возрастает при переходе от суперлинейной ( $n > 1$ ) к сублинейной характеристике ЛПД ( $n < 1$ ).

2. Подводимая мощность ограничена температурой диода. В этом случае максимальная допустимая плотность тока определяется формулой (8). Подстановка ее в (10) приводит к зависимости  $P_m(S)$ , которая монотонно убывает с увеличением  $S$ . Таким образом, если аппроксимации (10) и (11) верны, то для увеличения полезной мощности следует уменьшать активную площадь. Такое уменьшение целесообразно до тех пор, пока  $J_0 < J_{0m} = \gamma J_x$ . Если соответствующее  $J_{0m}$  значение площади  $S_{0x}$  меньше значения  $S_{0j}$ , определяемого формулой (20), то оптимальной является площадь  $S_{0x}$  (в противном случае  $S_{0j}$ ):

$$S_{0x} = \left[ \frac{1}{dJ_{0m}} - \frac{c}{d} \right]^2 = \left[ \frac{4x_k}{\sqrt{\pi}} \left( \frac{\Delta T}{v_0 \gamma J_x (1 - \eta)} - \frac{l}{x_n} \right) \right]^2. \quad (24)$$

При использовании аппроксимации (13) формулы (8) и (16) приводят к зависимости вида:

$$P_m(S) \sim \{1 - (j_k S + j_n S^{\frac{1}{2}} + j_s)\}^{\frac{n+2}{n}} \frac{S}{c + dS^{1/2}}, \quad (25)$$

которая проходит через максимум при оптимальном значении  $S=S_0$ , близком к

$$S_{01} = \left[ \frac{4x_k \Delta T \chi(\vartheta) C/C_w}{\sqrt{\pi} U_0 \omega C_0 J_x R_k \sigma''} \right]^{2/3} \quad (26)$$

и зависящем от параметров

$$\sigma'' = \frac{2(2n+3)}{n},$$

$$\rho_{T1} = \frac{R_{Tn}(S_{01})}{R_{Tk}(S_{01})} = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{x_n}{x_k} \frac{l}{S_{01}^{1/2}},$$

$$\rho_{s1} = \frac{R_s(S_{01})}{R_k} = \frac{r_s}{R_k S_{01}}, \quad \rho_{h1} = \frac{R_h(S_{01})}{R_k} = \frac{h}{R_k S_{01}^{1/2}}.$$

На рис. 2 представлены полученные по формуле (26) кривые постоянных значений  $z_1 = S_0/S_{01}$  в координатах  $\rho_{T1}$ ,  $\rho_{s1}$ ,  $\rho_{h1}$ .

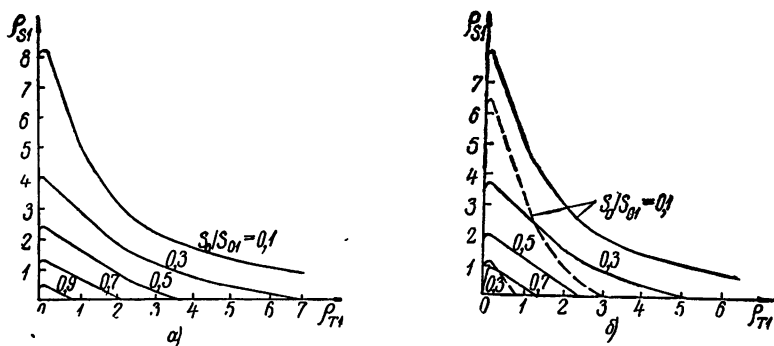


Рис. 2. Кривые постоянных значений оптимальной площади ЛПД  $S_0$  в координатах  $\rho_{s1}$ ,  $\rho_{T1}$  при различных значениях  $\rho_{h1}$ :  
а —  $\rho_{h1} = 0$ ; б —  $\rho_{h1} = 0,3$  (сплошные кривые) и  $\rho_{h1} = 3$  (пунктир).

Произведение  $S_{01} R_k^{2/3}$  для кремниевых ЛПД с  $C/C_w = 0,7$ , медным теплоотводом ( $x_k = 3,9$  Вт/см·град) при оптимальном угле пролета  $\vartheta = 2,5$ ,  $n = 1/2$ , 1 и 2,  $\Delta T = 200^\circ\text{C}$  в зависимости от частоты  $\omega$  приведены на рис. 3. Эти графики могут быть использованы для расчета оптимальной площади  $S_0$  при заданных значениях составляющих сопротивления потерь  $R_s$ ,  $R_k$  и теплового параметра  $x_k/x_n l$ . По найденной площади  $S_0$  с помощью формул (6) и (8) определяется ток питания  $I_0$ . Если  $J_0 < \gamma J_x$ , то найденные значения  $S_0$  и  $I_0$  являются оптимальными; если же  $J_0 > \gamma J_x$ , то расчет следует вести при  $J_0 = \gamma J_x$ , как и в предыдущем разделе.

Для упрощения оценочных расчетов допустим, что тепловое сопротивление полупроводниковых слоев  $R_{Tn}$  существенно меньше теплового «ЭЛЕКТРОНИКА СВЧ», № 5, 1975.

сопротивления растекания и рассмотрим два случая, когда одна из компонент сопротивления потерь  $R_{sk}$  значительно больше других.

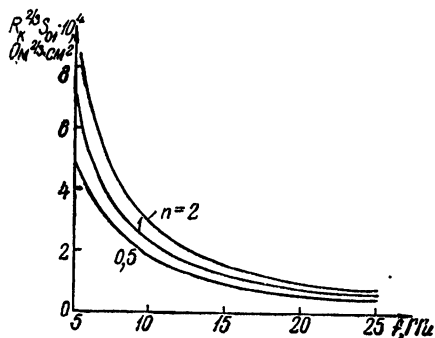
Первый случай, когда  $R_k \gg R_s$ . С точностью до величин первого порядка малости относительно  $\rho_{r1} \ll 1$ ,  $\rho_{s1} \ll 1$ ,  $\rho_{h1} \ll 1$

$$\bar{S}_0 \approx S_{01} [1 + 0,15\rho_{r1} - 0,5\rho_{s1} - 0,3\rho_{h1}] \approx \bar{S}_{01}. \quad (27)$$

Используя выражения для допустимой плотности тока (8), из (27) находим

$$\frac{R_0}{R_k} \approx \sigma''. \quad (28)$$

Рис 3 Зависимость параметра  $S_{01}R_k^{2/3}$  от частоты  $f$  при  $\Delta T = 200^\circ \text{C}$ .



Подстановка (26) в (19) дает

$$-\frac{R_m}{R_{sk}} \approx 4, \quad \frac{R_{nm}}{R_{sk}} \approx 3, \quad \eta_{km} \approx 0,75. \quad (29)$$

Второй случай, когда  $R_{s1} = \frac{r_s}{S} \gg R_k$ ,  $\frac{h}{S^{1/2}}$ .

Введя обозначения

$$\bar{S}_{02} = \left[ \frac{4x_k \Delta T \chi(\delta) C/C_w}{\sqrt{\pi} v_0 \omega C_0 J_x r_s \sigma'} \right]^2, \quad z_2 = \frac{\bar{S}_0}{\bar{S}_{02}}, \quad (30)$$

$$\rho_{r2} = \frac{R_{rn}(\bar{S}_{02})}{R_{rk}(\bar{S}_{02})}, \quad \rho_{k2} = \frac{R_k}{r_s} \bar{S}_{02}, \quad \rho_{h2} = \frac{h}{r_s} \bar{S}_{02}^{1/2}$$

и ограничиваясь первым приближением относительно малых величин  $\rho_{r2}$ ,  $\rho_{k2}$ ,  $\rho_{h2}$ , из (25) получим следующее выражение:

$$S = S_{02} \left[ 1 + 2 \left( 1 - \frac{2}{\sigma'} \right) \rho_{r2} - 4 \left( 1 + \frac{\sigma''}{\sigma'} \right) \rho_{k2} - 2 \frac{2\sigma' - 1}{\sigma'} \rho_{h2} \right] \approx S_{02}. \quad (31)$$

Аналогично (28) находим:

$$\frac{R_0}{\tau_s} C_0 \equiv \frac{R_0}{\tau_s} S_0 = \frac{\sigma'}{(1 + \rho_{r2})} \left( \frac{S_{02}}{S_0} \right)^{1/2},$$

откуда

$$\frac{R_0}{R_{sk}} \approx \sigma'. \quad (32)$$

Подставляя (31) в (19), получаем:

$$-\frac{R_m}{R_{sk}} \approx 2, \quad \frac{R_{nm}}{R_{sk}} \approx 1, \quad \eta_{km} \approx 0,5. \quad (33)$$

Рассмотрим полученные соотношения. Отметим, что, как и в случае электрического ограничения плотности тока (18), при температурном ограничении (8) оптимальные значения активного сопротивления запорного слоя, сопротивления нагрузки и контурного к.п.д. практически не зависят от формы нелинейной характеристики диода, но существенно зависят от вида функции  $R_{sk}(S)$ .

Если  $\frac{r_s}{S_{02}} \gg \frac{\sigma''}{\sigma'} R_k \approx 2,5 R_k$ , так что  $R_{sk} \approx \frac{r_s}{S} \sim S^{-1}$ , то режим максимальной мощности достигается при сопротивлении нагрузки, равном сопротивлению потерь контура с диодом, контурном к.п.д., равном 50%, и отношении рабочего тока к пусковому, равном 3—6, т. е. при тех же условиях, что и в случае электрического ограничения плотности тока [ср. с формулами (22), (23)].

Если же  $r_s/S_{02} < 2,5 R_k$ , режим максимальной мощности достигается при сопротивлении нагрузки, втрое превышающем сопротивление потерь, контурном к.п.д., равном примерно 75%, и отношении рабочего тока к пусковому, равном примерно 7—15.

Согласно (26) и (30а),

$$\frac{S_{02}}{S_{01}} = \left( \frac{R_k}{r_s} S_{02} \frac{\sigma''}{\sigma'} \right)^{2/3} \approx 1,85 \left( \frac{R_k}{r_s} S_{02} \right)^{2/3}. \quad (34)$$

Оптимальная площадь  $S_0$  близка к меньшей из величин  $S_{02}$  и  $S_{01}$ , если соответствующая этой площади плотность тока (8) меньше предельного значения  $J_{0m} = \gamma J_x$ . В противном случае оптимальная площадь близка к меньшей из величин  $S_{0x}$ , определяемой формулой (24), или  $S_{0j}$ , определяемой формулой (21). Иначе говоря, оптимальная площадь близка к меньшей из площадей  $S_{01}$ ,  $S_{02}$ , если она больше  $S_{0x}$ , и к меньшей из площадей  $S_{0x}$  и  $S_{0j}$  в противном случае.

Согласно выражениям (25) и (30а), величины  $S_{0j}$ ,  $S_{01}$ ,  $S_{02}$  уменьшаются с уменьшением показателя  $n$ , т. е. при переходе от суперлинейной ( $n > 1$ ) к сублинейной ( $n < 1$ ) характеристике диода. Поэтому при всех видах ограничения тока питания значения оптимальной площади активного слоя ЛПД существенно зависят от формы его нелинейной характеристики.

## 6. ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ

Оценим значения площадей  $S_{01}$  для кремниевых ЛПД на частоте  $\omega 2\pi = 10$  ГГц при оптимальном угле пролета  $\vartheta = 2,5$  и  $C C_w = 0,7$ ;  $\Delta T = 200^\circ \text{C}$ ,  $\kappa_k = 3,9$  Вт/см · град,  $r_s = (0,5 \div 2) \cdot 10^{-4}$  Ом · см<sup>2</sup>,  $R_k = (0,05 \div 1)$  Ом [7],  $\kappa_n = 0,6$  Вт/см · град,  $U_0 = 100$  В,  $J_x \approx 1,8 \cdot 10^3$  А/см<sup>2</sup>.

Подставляя эти значения в формулы (21), (24), (26), (30а), находим:

$$S_{0j} \approx \frac{1}{16} \frac{1}{R_K \omega C_0} \approx 4,5 \cdot 10^{-4} R_K^{-1} \text{ см}^2,$$

$$S_{0x} \approx 1,8 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$$

$$S_{01} \approx 2,4 \cdot 10^{-4} R_K^{-2/3} \left[ \frac{\sigma''(1)}{\sigma''(n)} \right]^{2/3} \text{ см}^2,$$

$$S_{02} \approx 8,0 \cdot 10^{-11} r_s^{-2} \left[ \frac{\sigma'(1)}{\sigma'(n)} \right]^2 \text{ см}^2.$$

При наименьших значениях

$r_s = 0,5 \cdot 10^{-4} \text{ ом} \cdot \text{см}^2$  ( $\tau_s \approx 0,1 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ ) и  $R_K = 0,05 \text{ Ом}$  получаем:

$$S_{01} \approx 1,85 \cdot 10^{-3} \left[ \frac{\sigma''(1)}{\sigma''(n)} \right]^{2/3} \text{ см}^2;$$

$$S_{02} \approx 3,2 \cdot 10^{-2} \left[ \frac{\sigma'(1)}{\sigma'(n)} \right]^2 \text{ см}^2;$$

$$S_{0j} \approx 9 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2.$$

Если же  $r_s = 2 \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ ,  $R_K = 1 \text{ Ом}$ , то

$$S_{01} \approx 2,4 \cdot 10^{-4} \left[ \frac{\sigma''(1)}{\sigma''(n)} \right]^{2/3} \text{ см}^2;$$

$$S_{02} \approx 2 \cdot 10^{-3} \left[ \frac{\sigma'(1)}{\sigma'(n)} \right]^2 \text{ см}^2;$$

$$S_{0j} \approx 4,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2.$$

Следовательно, при всех промежуточных значениях сопротивлений  $r_s$  и  $R_K$

$$S_{0x} < S_{01} < S_{02},$$

так что оптимальная площадь близка к  $S_{01}$ . Значения тепловых сопротивлений при  $S = S_{01}$ ,  $n = 1$  и  $l = 4 \text{ мкм}$  равны:

$$R_{\text{тп1}} = \frac{l}{\kappa_{\text{п}} S_{01}} \approx 2 \cdot R_K^{2/3} \approx (0,26 \div 2) \text{ Вт/град},$$

$$R_{\text{тк1}} \approx \frac{\sqrt{\pi}}{4 \kappa_K S_{01}^{1/2}} \approx 7,3 R_K^{1/3} \approx (2,7 \div 7,3) \text{ Вт/град},$$

так что  $\rho_{\text{т1}} < R_{\text{тп1}}/R_{\text{тк1}} < 1$  и с малой погрешностью можно принять  $S_0 = S_{01}$ .

Соответствующие  $S_{01}$  при  $n=1$ ,  $R_k = 0,05 \div 1$  Ом,  $r_s = 1 \cdot 10^{-4}$  Ом·см<sup>2</sup> значения емкости, импеданса, сопротивления потерь и добротности диода находятся в пределах:  $C_0 \approx (4,1 \div 0,53)$  пФ;  $Z_0 \approx (3,9 \div 30)$  Ом;  $R_s = r_s/S_{01} \approx (0,05 \div 0,41)$  Ом;  $R_{sk} \approx (0,1 \div 1,4)$  Ом;  $Q_{sk} \approx 3,9 \div 21,5$ .

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как показал выполненный в настоящей работе анализ, оптимальные значения площади и емкости запорного слоя ЛПД, при которых полезная мощность пролетного режима одноконтурного ГЛПД максимальна, определяются формой нелинейной зависимости активного сопротивления диода от амплитуды колебаний, механизмом ограничения мощности (тока) питания и зависимостью от площади суммарного сопротивления потерь контура с диодом  $R_{sk}$ . Если электрические или тепловые условия ограничивают плотность тока питания ЛПД ( $J_0 < J_x$  или  $J_0 < J_{от} < J_x$ ), то независимо от сопротивления потерь контура площадь запорного слоя следует выбирать такой, чтобы допустимая плотность рабочего тока в три-шесть раз превышала плотность пускового тока ненагруженного ГЛПД. При этом оптимальное сопротивление нагрузки равно сопротивлению потерь, так что контурный к.п.д. равен 50%.

Эти же правила сохраняются и в том случае, когда тепловые условия ограничивают ток питания, а не его плотность (преобладает тепловое сопротивление растекания), если только основной вклад в сопротивление потерь  $R_{sk}$  вносят потери в нейтральных слоях полупроводника, уменьшающиеся обратно пропорционально площади  $S$ .

Если же преобладает составляющая потерь контура  $R_k$ , не зависящая от площади запорного слоя (потери в СВЧ контуре, элементах патрона диода и контактах), то при оптимальной величине площади плотность рабочего тока должна превышать плотность пускового тока ненагруженного ГЛПД в 7—15 раз. При этом оптимальное сопротивление нагрузки составляет около  $3R_{sk}$ , что соответствует контурному к.п.д., равному примерно 75%.

Во всех перечисленных случаях оптимальная площадь  $S_0$  возрастает с уменьшением сопротивления потерь  $R_{sk}$  и частоты  $\omega$  либо как  $R_{sk}^{-1} \omega^{-2}$  при фиксированной плотности тока, либо как  $R_k^{-2/3} \omega^{-1,6}$  при  $R_k \gg \gg r_s/S_0$ , либо как  $r_s^{-2} \omega^{-4,7}$  при  $r_s/S_0 \gg R_k$ .

Приведенные в статье формулы и графики позволяют рассчитывать оптимальную величину площади запорного слоя ЛПД, если известны структура диода и сопротивление потерь в диоде и СВЧ контуре.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тагер А. С., Вальд-Перлов В. М. Лавинно-пролетные диоды и их применение в технике СВЧ. М., «Советское радио», 1968.
2. Kondo M., Matsumura M., Onubo I., Nagaschima I. Effect of junction area of silicon impatt diodes on microwave output power. Proc. of Conf. on Solid State Devices, 1969, Tokyo, pp. 159—165.

3. Ходневич А. Д. Зависимость выходной мощности ГЛПД от емкости  $p$ - $n$  перехода и теоретический предел увеличения емкости. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1974, № 2, с. 34—44.

4. Вальд-Перлов В. М., Захаров А. Л., Мартиросов И. М. Мощность, отдаваемая в нагрузку генератором на ЛПД. В сб. «Полупроводниковые приборы и их применение», 1968, вып. 20, с. 180—199.

5. Scharfetter D., Gummel H. Large-signal analysis of a silicon Read diode oscillator. IEEE Trans., 1969, vol. ED-16, pp. 64—77.

6. Шредер В., Хаддад Г. Нелинейные свойства IMPATT-диодов, ТИИЭР, 1973, т. 61, № 2, с. 12—44.

7. Коваленко В. Ф. Введение в электронику СВЧ. М., «Советское радио», 1955.

*Поступила в редакцию 18 июля 1974 г.*

## == НОВЫЕ КНИГИ ==

**И. Д. ГОЛОТО, Б. П. ДОКУЧАЕВ, Г. Д. КОЛМОГОРОВ.**  
**Чистота в производстве полупроводниковых приборов и интегральных схем.** М., «Энергия», 1975, 208 с. с ил.

Во втором, переработанном издании книги проведен теоретическим различными загрязнениями на качество кремниевых полупроводниковых приборов и интегральных схем при производстве их по эпитаксиально-планарной технологии. Изложены требования к условиям производства и технологическим средам. Подробно описаны способы обеспечения и контроля чистоты технологических сред и поверхностей изделий при производстве полупроводниковых приборов и интегральных схем.

Книга предназначена для работников, связанных с производством полупроводниковых приборов и интегральных схем.

**Г. М. КРЫЛОВ, Г. А. СМЕРНОВ, А. П. ВОЛКОВЕДОВ, В. Н. ГУБАРЧУК.** Принципы и методы регулировки усиления в транзисторных усилителях. Изд. 2-е, перераб. и доп. М., «Энергия», 1974, 256 с. с ил.

Во втором, переработанном издании книги проведем теоретический анализ различных методов регулировки усиления, применяемых при построении транзисторных усилителей. Описаны разнообразные схемные варианты транзисторных усилителей с регулировкой усиления и их основные характеристики, проведен анализ частотных свойств усилителей с управляемым усилением. Изложена методика инженерного расчета различных модификаций регулируемых усилителей.

Книга предназначена для инженеров и техников, занимающихся разработкой и эксплуатацией усилительных устройств.

УДК 621.385.632

А. Г. Лазерсон, И. А. Манькин, В. Г. Школьников

## ВЛИЯНИЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗГОТОВЛЕНИЯ СПИРАЛЬНОЙ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ НА ВЫХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛБВО

Сравнивается влияние разброса шага спиральной замедляющей системы на выходные характеристики ЛБВО в линейном и нелинейном режимах при различном усилении. Показано, что наибольшую точность следует выдерживать при изготовлении среднего участка спирали. Задача решается методом Монте-Карло.

Задача о влиянии разброса шага спирали на выходные характеристики ЛБВО, работающей в режиме насыщения для фиксированного коэффициента усиления, равного 30 дБ, решалась в работе [1]. В настоящей работе, являющейся продолжением исследований, начатых в [1], анализируется влияние погрешностей изготовления спиральной замедляющей системы на выходную мощность и фазу сигнала в линейном и нелинейном режимах при усилении в ЛБВ от 20 до 40 дБ. Как и в работе [1], предполагается, что неоднородности в системе приводят только к изменению фазовой скорости и сопротивления связи на основной волне. Задача решена без учета пространственного заряда методом Монте-Карло в предположении нормального распределения шага спирали. Число реализаций равно 50.

Результаты расчета на ЭВМ М-220 приведены ниже. На рис. 1, а показана зависимость от усиления максимального относительного уменьшения

$$\frac{\Delta \eta_{\min}}{\eta^0} = \frac{\eta^0 - \eta_{\min}}{\eta^0} \quad (1)$$

и относительного среднеквадратичного отклонения к. п. д.\*:

$$\frac{S_{\eta}}{\eta^0} = \frac{1}{\eta^0} \sqrt{\frac{1}{50} \sum_{i=1}^{50} (\eta_i - \eta^0)^2}. \quad (2)$$

Здесь  $\eta^0$  — к. п. д. без разброса шага;

$\eta_{\min}$  — минимальное значение к. п. д. среди 50 реализаций.

На рис. 1,б аналогичная зависимость построена для  $C=0,08$ ;  $b=1,9$  при допусках 1,5 и 4,2%. Из рисунков видно, что разброс к. п. д. сильно зависит от усиления. Относительное значение среднего к. п. д.  $\bar{\eta}/\eta^0$  также

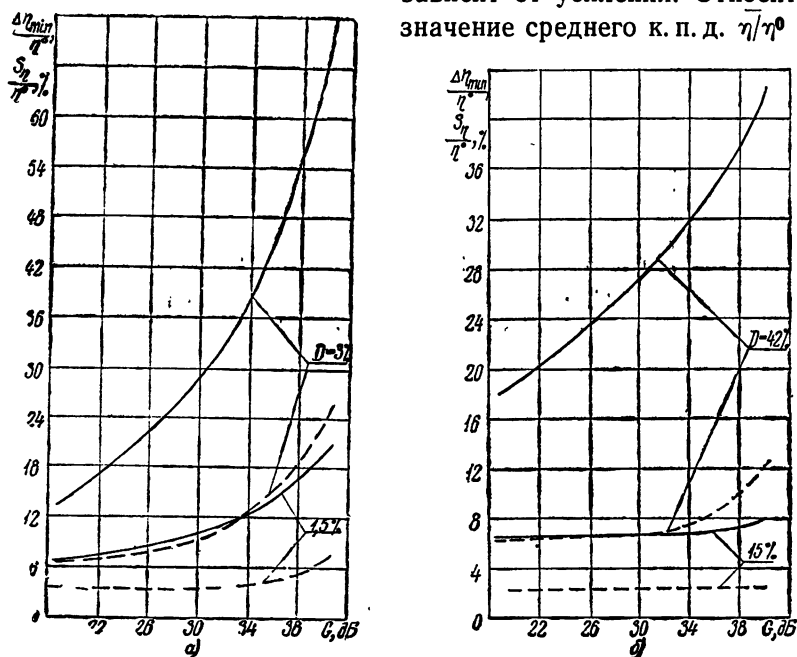


Рис. 1. Зависимость максимального относительного уменьшения  $\Delta\eta_{\min}/\eta^0$  (сплошные кривые) и относительного среднеквадратичного отклонения к. п. д.  $S_{\eta}/\eta^0$  (пунктир) от усиления  $G$  в режиме насыщения для  $C=0,03$ ;  $b=1,88$  с допуском на шаг спирали  $D=3$  и 1,5% (а) и для  $C=0,08$ ;  $b=1,9$  с допуском на шаг спирали  $D=4,2$  и 1,5% (б). (На рис. 1,а вместо 42% следует читать 4,2%, вместо 15% следует читать 1,5%).

зависит от усиления (рис. 2). Величину  $S_{\eta}/\eta^0$  в линейном и нелинейном режимах можно сравнить при помощи рис. 3,а,б, из которых следует, что при больших параметрах несинхронности разброс к. п. д. на линейном участке больше, чем в точке насыщения. При малых величинах  $b$  в режиме максимального усиления это отличие невелико.

Относительное максимальное уменьшение и увеличение к. п. д. как функцию допуска иллюстрирует рис. 4.

Рассмотрим поведение фазы ВЧ сигнала на выходе ЛБВО. На рис. 5 представлена зависимость максимального изменения  $\Delta\varphi = \varphi_{\max} - \varphi_{\min}$  ( $\varphi_{\max}$ ,  $\varphi_{\min}$  — максимальное и минимальные значения  $\varphi$  среди 50 реализаций) и среднеквадратичного отклонения фазы

$$S_{\varphi} = \sqrt{\frac{1}{50} \sum_{i=1}^{50} (\varphi_i - \varphi^0)^2} \quad (3)$$

от усиления при двух допусках 4,2 и 1,5%.

Из рисунка видно, что разброс фазы, как и разброс к. п. д., растет с увеличением усиления нелинейно. В линейном режиме изменения фазы менее значительны, чем в нелинейном, причем с ростом параметра несинхронности разброс  $\varphi$  увеличивается (рис. 6).

Попытаемся определить участок спирали, наиболее критичный к разбросу шага. Задача решалась следующим образом. Вся спираль была разделена на три равные части. Просчитывались три варианта лампы для  $C=0,08$ ;  $b=1,9$ ;  $G=31$  дБ, причем допуск на шаг спирали устанавливался согласно таблице, в которой приведены результаты расчетов по данным 40 реализаций ( $D_1$ ,  $D_2$ ,  $D_3$  — допуски на шаг соответственно на первой, второй и третьей частях спирали).

Полученные результаты свидетельствуют о критичности выходной мощности ЛБВО к погрешностям изготовления среднего участка спирали. Это можно объяснить тем, что в середине пространства взаимодействия происходит окончательное формирование электронных сгустков. Эти сгустки легко подвергаются влиянию случайных неоднородностей, в итоге они получают размытыми, при этом эффективность взаимодействия пучка с волной падает. В последней же трети спирали сгусток представляет собой достаточно жесткое образование, обладающее значительной энергией, поэтому воздействие на него малых колебаний фазовой скорости волны невелико. Из таблицы следует, что разброс фазы ВЧ сигнала значительно слабее зависит от распределения допусков, чем к. п. д.

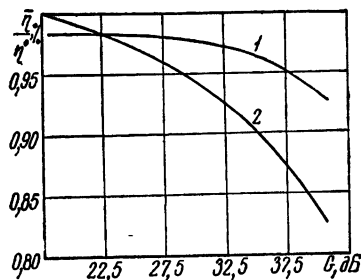


Рис. 2. Зависимость относительного среднего значения к. п. д.  $\bar{\eta}/\eta^0$  от усиления  $G$  в режиме насыщения: кривая 1 —  $C=0,08$ ;  $b=1,9$ ;  $D=4,2\%$ ; кривая 2 —  $C=0,03$ ;  $b=1,88$ ;  $D=3\%$ .

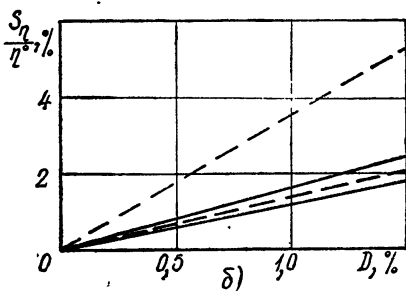
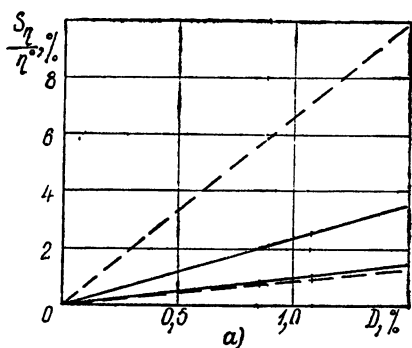


Рис. 3. Зависимость относительного среднеквадратичного отклонения к. п. д.  $S_{\eta}/\eta^0$  в линейном (пунктир) и нелинейном (сплошные кривые) режимах от допуска  $D$  на шаг спирали для  $C=0,03$  (а) и  $0,08$  (б):

а — для двух верхних кривых  $G=31$  дБ и  $19$  дБ при  $b=1,88$ ; для двух нижних  $G=27$  дБ и  $16$  дБ при  $b=0$ ; б — для двух верхних кривых  $G=31$  дБ и  $18$  дБ при  $b=1,9$ ; для двух нижних  $G=27$  дБ и  $14$  дБ при  $b=0,18$ .

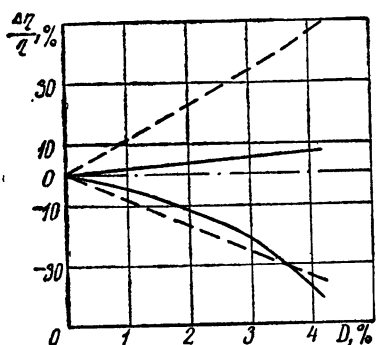


Рис. 4. Зависимость максимального относительного изменения к. п. д.  $\Delta \eta / \eta^0$  от допуска на шаг  $D$  в линейном (пунктир) и нелинейном (сплошные кривые) режимах при  $C=0,08$ ;  $b=1,9$ ;  $G=40$  дБ.

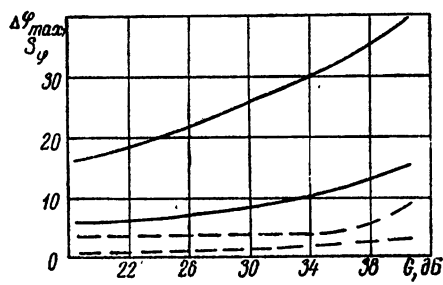


Рис. 5. Зависимость максимального разброса фазы  $\Delta \varphi_{\max}$  (сплошные кривые) и ее среднеквадратичного отклонения  $S_\varphi$  (пунктир) от усиления лампы  $G$  в режиме насыщения;  $C=0,08$ ;  $b=1,9$ .

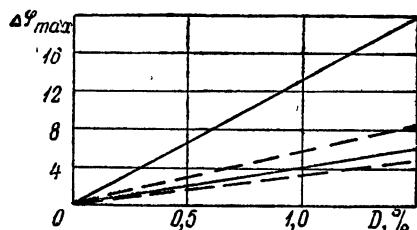


Рис. 6. Зависимость максимального разброса фазы  $\Delta \varphi_{\max}$  от допуска на шаг  $D$  в линейном (пунктир) и нелинейном (сплошные кривые) режимах для  $C=0,03$ :

для двух верхних кривых  $G=31$  дБ и 19 дБ при  $b=1,88$ , для нижних —  $G=27$  дБ и 16 дБ при  $b=0$ .

Таблица

| Вариант | Величина $D, \%$       | $\bar{\eta}, \%$ | $S_\eta, \%$ | $\frac{S_\eta}{\eta_0}, \%$ | $S_\varphi^0$ |
|---------|------------------------|------------------|--------------|-----------------------------|---------------|
| 1       | $D_1=1,5; D_2=D_3=4,2$ | 35,8             | 1,9          | 5,3                         | 3,7           |
| 2       | $D_1=D_3=4,2; D_2=1,5$ | 36,1             | 1,5          | 4,2                         | 4             |
| 3       | $D_1=D_2=4,2; D_3=1,5$ | 35,7             | 2,0          | 5,6                         | 3,9           |

## Выводы

1. Разброс шага спирали сильнее влияет на выходную мощность ЛБВО в линейном режиме, чем в нелинейном. Это различие становится существенным при увеличении параметра несинхронности.

2. Разброс фазы выходного сигнала в линейном режиме меньше, чем в нелинейном, и увеличивается с ростом параметра несинхронности.

3. Зависимость выходных характеристик от допуска на шаг спирали возрастает с увеличением усиления и длины ЛБВО.

4. В целях уменьшения разброса к.п.д. следует более точно обрабатывать среднюю часть спирали (приблизительно ее вторую треть).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лазерсон Л. Г., Манькин И. А., Школьников В. Г. Влияние погрешностей изготовления спиральной замедляющей системы на взаимодействие пучка с волной в ЛБВО «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1974, вып. 4, с 46—53.

Поступила в редакцию 28 января 1974 г.,  
после переработки 16 августа 1974 г.

#### НОВЫЕ КНИГИ

В. М. РЫЗОВ, А. Д. ТАРАНЕНКО, В. В. ЕРМИСТОВ. Изменения и контроль в однополосном радиооборудовании. М., «Связь», 1974, 203 с. с ил.

В книге излагаются принципы построения однополосных радио-передающих и радиоприемных устройств, причины возникновения помех и искажений сигналов в этом оборудовании. Описаны разнообразные способы и методы измерения и контроля различных показателей и характеристик однополосного радиооборудования.

Книга рассчитана на инженерно-технических работников радиосвязи и вещания.

Д. Д. КЛОВСКИЙ, Б. И. НИКОЛАЕВ. Инженерная реализация радиотехнических схем (в системах передачи дискретных сообщений в условиях межсимвольной интерференции). М., «Связь», 1975, 200 с. с ил.

В книге рассмотрены вопросы, встающие перед разработчиками новых модемов для передачи дискретных сообщений по линейным каналам со случайно меняющимися параметрами и временем рассеяния. Введена весьма общая модель канала и действующего в нем шума, рассмотрены оптимальные и субоптимальные алгоритмы обработки принимаемых сигналов, найдена вероятность передачи. Рассмотрены особенности зондирования линейного канала для последовательного модема, а также ряд реализационных проблем.

Книга рассчитана на инженеров и научных работников в области систем радиосвязи.



## МОДЕЛИРОВАНИЕ

УДК 621.3.032.26

М. А. Шепсенвол, Э. С. Кухтин, Б. Н. Смирнов

# МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ТОКА КАТОДА ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ В ДИНАМИЧЕСКИХ РЕЖИМАХ

Эта методика предлагается при моделировании ЭОС в динамических режимах на электролитической ванне. Методика основана на измерениях интегральных значений тока, протекающего через электролит в секции модели катода, и обеспечивает более высокую точность по сравнению с методами, при использовании которых исходной информацией для определения катодного тока является поле на поверхности электролита.

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

При моделировании или численном расчете ЭОС в стационарных режимах плотность катодного тока обычно определяется по закону степени 3/2. Участки прикатодной области, ограниченные некоторой близкой к катоду эквипотенциальной линией, рассматриваются в этом случае как эквивалентные элементарные диоды. При переходе к динамическим режимам этот метод неприемлем, поскольку закон распределения потенциала вблизи катода в общем случае отличен от закона степени 3/2.

В работе [1] рассмотрена методика моделирования ЭОС в динамических режимах на электролитической ванне, входящей в состав цифро-аналогового комплекса. В соответствии с этой методикой вводится дискретизация процесса токопрохождения по времени. При этом наиболее естественными представляются два варианта методики определения плотности катодного тока.

## 2. МЕТОД ПОЛНОГО ТОКА

Для любого участка междуэлектродного пространства удовлетворяется известное соотношение:

$$\vec{j}_{\text{полн}} = \vec{j}_{\text{конв}} + \vec{j}_{\text{смещ}} = \varepsilon_0 \vec{v} \operatorname{div} \vec{E} + \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \vec{E}. \quad (1)$$

При ограничении тока катода объемным зарядом и при нулевых начальных скоростях электронов напряженность поля у катода равна нулю. Соответственно здесь равен нулю также и ток смещения, т. е.

$$\vec{j}_{\text{полн. кат}} = \vec{j}_{\text{конв. кат}}. \quad (2)$$

Однако при дискретизации процесса эмиссии катода условие (2) не может быть в точности удовлетворено. При этом для расчета тока катода целесообразно исходить из формулы полного тока (1) в конечно-разностной форме:

$$j_{\text{полн}} \approx \epsilon_0 \left[ v(x_1 t_i) \frac{E(x_2 t_i) - E(x_1 t_i)}{x_2 - x_1} + \frac{E(x_1 t_i) - E(x_1 t_{i-1})}{\Delta t} \right]. \quad (3)$$

Здесь  $x$  — координата, ориентированная перпендикулярно к данному участку катода,

$x_1$  и  $x_2$  — координаты точек, достаточно близко расположенных к поверхности модели катода,

$\Delta t$  — интервал временной дискретизации.

Считая  $\Delta t$  малым по сравнению с временем пролета электроном отрезка траектории  $x_1$ , можно приближенно положить:

$$v(x_1 t_i) \approx \sqrt{\frac{2e}{m} \varphi(x_1 t_i)}. \quad (4)$$

### 3. МЕТОД КОМПЕНСАЦИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ У КАТОДА

При дискретизации процесса токопрохождения непрерывная эмиссия катода заменяется мгновенной эмиссией дискретных слоев заряда через некоторые равные интервалы времени  $\Delta t$ . Величина  $\sigma_{kl}$  плотности зарядов этих слоев для каждого из участков, на которые разделяется катод, может быть определена исходя из условия компенсации напряженности поля у катода:

$$\sigma_{kl} = \epsilon_0 E_{kl}; \quad j_{kl} = \frac{\sigma_{kl}}{\Delta t}. \quad (5)$$

Здесь  $E_{kl}$  — напряженность поля у  $k$ -го участка катода в конце  $i$ -го временного интервала.

Появление у катода отличной от нуля напряженности поля  $E_{kl}$  связано с дискретизацией процесса токопрохождения и обусловлено изменением потенциала электродов за временной интервал и перемещением ранее эмиттированных слоев заряда. Эта напряженность должна быть скомпенсирована до нуля каждым очередным слоем заряда.

Метод компенсации поля использовался ранее при численных расчетах СВЧ приборов в одномерном приближении (работы [2, 3]).

Очевидное преимущество метода компенсации по сравнению с методом полного тока — его простота и меньшее число необходимых измерений, что связано с меньшими случайными погрешностями. Ниже показано, что метод компенсации имеет еще дополнительные преимущества.

При использовании обоих рассмотренных методов исходной информацией для определения катодного тока является поле, измеренное на поверхности электролита в прикатодной области. Однако, как следует из общей теории метода электролитической ванны с токовводящими элементами (т. в. э.) [4], именно в этой области погрешности моделирования могут быть весьма значительными.

Для иллюстрации сказанного, следуя работе [4], рассмотрим случай плоского диода с одним линейным токовводящим элементом (л. т. в. э.). Напряженность поля на поверхности электролита такого диода (рис. 1) определяется выражением (при условии  $l > 3h$ ):

$$E = \frac{I_{\text{лтвэ}}}{2\lambda h} \left[ th \frac{\pi a}{h} \left( \frac{x}{a} + 1 \right) - th \frac{\pi a}{h} \left( \frac{x}{a} - 1 \right) - \frac{2a}{l} \right]. \quad (6)$$

Здесь  $I_{\text{лтвэ}}$  — ток, вводимый через л. т. в. э. в электролит,  
 $\lambda$  и  $h$  — электропроводность и глубина электролита,  
 $a$  — расстояние от л. т. в. э. до модели катода,  
 $l$  — междуэлектродное расстояние в диоде.

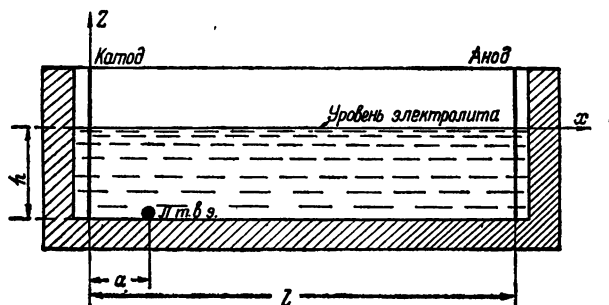


Рис. 1. Плоский диод в электролитической ванне с одним л. т. в. э.

На рис. 2 приведено вычисленное по формуле (6) семейство кривых, представляющих распределение напряженности поля вблизи модели катода в зависимости от параметра  $a/h$ . Из рисунка видно, что значения напряженности поля в разных точках междуэлектродного пространства и характер распределения кривых напряженности в большой степени зависят от произвольно выбираемого отношения  $a/h$  и особенно резко зависит от этого отношения напряженность поля на поверхности модели катода (при  $x=0$ ). Это указывает на невозможность использования информации, полученной в результате измерений на поверхности электролита, для определения катодного тока по методу компенсации поля.

Эти трудности решения динамических задач могут быть преодолены, если, применяя метод компенсации, отказаться вообще от измерений напряженности поля на поверхности электролита и в качестве исходной

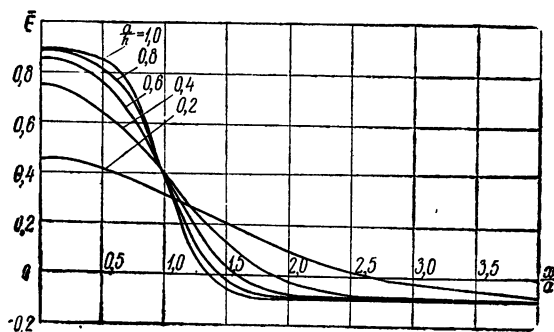


Рис. 2. Распределение напряженности поля на поверхности электролита в плоском диоде с одним л.т.в.э.  $a/l=0,1$ ,  $\bar{E} = \frac{\lambda h}{I_{\text{ЛТВЭ}}} E$ .

информации использовать для определения катодных токов результаты измерений интегральных токов, протекающих через электролит на секцию катода. Рассмотрим этот метод подробнее.

В соответствии с работой [4] распределение потенциала в объеме электролита в случае плоского диода с одним л.т.в.э. описывается выражением (рис. 1):

$$\varphi(x, z) = \frac{I_{\text{ЛТВЭ}}}{2\pi\lambda} \left\{ \ln \left[ \operatorname{ch} \frac{\pi a}{h} \left( \frac{x}{a} + 1 \right) + \cos \frac{\pi z}{h} \right] - \ln \left[ \operatorname{ch} \frac{\pi a}{h} \left( \frac{x}{a} - 1 \right) + \cos \frac{\pi z}{h} \right] - \frac{2\pi a x}{lh} \right\}. \quad (8)$$

Очевидно, что общий ток электрода, моделирующего катод, равен:

$$I_{\text{кат}} = \lambda \int_{-h}^0 \frac{\partial \varphi(x, z)}{\partial x} \bigg|_{x=0} dz, \quad (9)$$

или

$$I_{\text{кат}} = I_{\text{ЛТВЭ}} \left\{ \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg} \left[ \frac{\operatorname{ch} \frac{\pi a}{h} - 1}{\operatorname{sh} \frac{\pi a}{h}} \operatorname{tg} \frac{\pi z}{2h} \right] - \frac{az}{hl} \right\} \bigg|_{z=-h}^{z=0} \quad (10)$$

После подстановки пределов интегрирования получается простое соотношение:

$$I_{\text{кат}} = I_{\text{ЛТВЭ}} \left( 1 - \frac{a}{l} \right). \quad (11)$$

которое можно получить также другим способом, исходя из теории Шокли-Рамо.

Используя параметр  $I_{\text{кат}}$  (интегральный ток электрода), удобно ввести понятие «эквивалентной напряженности поля у катода»:

$$E_{\text{эkv}} = \frac{I_{\text{кат}}}{\lambda h}. \quad (12)$$

Используя представление напряженности поля в ванне в безразмерной форме (рис. 1), получаем:

$$\bar{E}_{\text{эkv}} = \frac{\lambda h}{I_{\text{лtvэ}}} E_{\text{эkv}} = 1 - \frac{a}{l}. \quad (13)$$

Для оценки точности результатов моделирования, получаемых при использовании различных способов определения плотности электронного тока катода, целесообразно сопоставить поле в ванне с полем в вакуумных оригиналах при различных законах распределения плотности заряда у катода. При этом удобно использовать представление напряженности поля в вакууме в безразмерной форме. В случае плоского диода:

$$\bar{E} = \frac{\varepsilon_0}{q} E, \quad (14)$$

где  $q$  — общий заряд в междуэлектродном пространстве.

Если распределение плотности заряда  $\rho(x)$  задано, причем область существования заряда ограничена плоскостями с координатами  $x=0$  и  $x=2a$ , то в соответствии с законом Гаусса выражение для распределения напряженности поля может быть представлено в виде:

$$\bar{E}(x) = \frac{\int_0^{2a} \rho(x) dx - \frac{1}{l} \int_0^{2a} x \rho(x) dx}{\int_0^{2a} \rho(x) dx} \quad \text{при } x \leq 2a, \quad (15)$$

$$\bar{E}(x) = - \frac{\int_0^{2a} x \rho(x) dx}{l \int_0^{2a} \rho(x) dx} \quad \text{при } x \geq 2a.$$

Рассмотрим три частных случая.

1. Заряд в интервале от  $x=0$  до  $x=2a$  распределен равномерно:  $\rho(x) = \text{const}$ . В этом случае

$$\bar{E} = 1 - \frac{x}{2a} - \frac{a}{l} \quad \text{при } \frac{x}{a} \leq 2, \quad (16)$$

$$\bar{E} = - \frac{a}{l} \quad \text{при } 2 \leq \frac{x}{a} \leq \frac{l}{a}.$$

2. В том же интервале заряд распределен по закону статического режима  $\rho(x) = k \cdot x^{-2/3}$ :

$$\begin{aligned} \bar{E} &= 1 - \left(\frac{x}{2a}\right)^{1/3} - \frac{a}{2l} \quad \text{при} \quad \frac{x}{a} \leq 2, \\ \bar{E} &= -\frac{a}{2l} \quad \text{при} \quad 2 \leq \frac{x}{a} \leq \frac{l}{a}. \end{aligned} \quad (17)$$

3. Заряд локализован в плоскости с координатой  $x=a$ . В этом случае

$$\begin{aligned} \bar{E} &= 1 - \frac{a}{l} \quad \text{при} \quad \frac{x}{a} < 1, \\ \bar{E} &= -\frac{a}{l} \quad \text{при} \quad 1 < \frac{x}{a} \leq \frac{l}{a}. \end{aligned} \quad (18)$$

Сопоставляя формулы (13) и (18), можно констатировать, что «эквивалентная напряженность поля» в ванне полностью соответствует напряженности поля на катоде в вакууме, возникающей в случае локализации заряда в плоскости, в которой расположен л. т. в. э.

Кривые, рассчитанные по формулам (16)–(18), приведены на рис. 3 (здесь также принято  $a/l=0,1$ ).

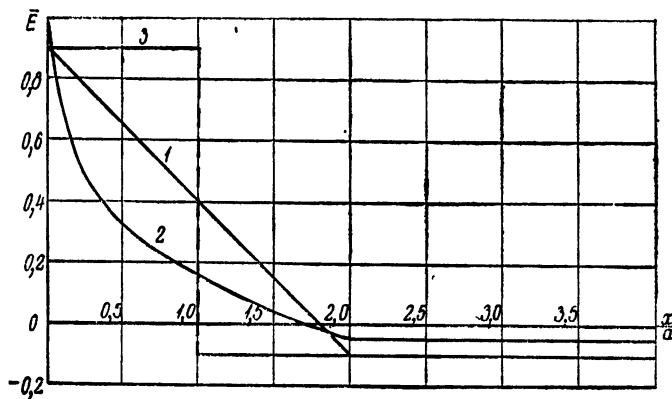


Рис. 3. Электрическое поле в плоском диоде для разных случаев распределения объемного заряда:

1 —  $\rho(x) = \text{const}$  } если  $0 < x < 2a$ ,  $\rho = 0$ , если  $x > 2a$ ,  
2 —  $\rho(x) = kx^{-2/3}$   
3 — заряд локализован в плоскости  $x = a$ .

Рассматривая рис. 2 и 3, можно сделать следующие выводы:

а) распределение напряженности поля в прикатодной области резко зависит от закона распределения плотности заряда в этом районе. Од-

нако напряженность поля непосредственно на самом катоде мало критична к закону распределения заряда вблизи катода. Разница значений этой напряженности для трех рассмотренных законов распределения заряда не превышает 5%, в то время как сами законы распределения резко отличаются друг от друга;

б) метод полного тока, основанный на измерениях потенциала и градиента потенциала в нескольких точках на поверхности электролита в ванне, не может обеспечить удовлетворительной точности. Обычно используемое при решении задач статического режима введение поправочных коэффициентов для коррекции погрешности поля у катода [5] здесь не представляется возможным в связи с отсутствием информации о законах распределения зарядов в вакуумных оригиналах в динамических режимах работы;

в) для определения электронного тока катода наиболее рациональным представляется применение метода компенсации поля у катода с использованием в качестве исходной информации результатов измерения интегральных значений тока в электролите, идущего на электрод, моделирующий катод:

$$j_{ki} = \frac{\epsilon_0 E_{\text{эkv}} k l}{\Delta t} = \frac{\epsilon_0}{\lambda h \Delta t} I_{\text{кат}} k l. \quad (19)$$

При использовании этого метода обеспечивается удовлетворительная точность, независимо от закона распределения заряда в прикатодной области.

При переходе от плоского диода к двумерным конструкциям для реализации предлагаемой методики необходимо использовать секционированные модели катодов. Число изолированных секций соответствует числу участков, на которые обычно распределяется катод для замены непрерывного электронного потока системой «трубок тока». Устройство, используемое для измерения токов в цепях секций катода, должно, разумеется, обладать достаточно малым внутренним сопротивлением с тем, чтобы его подключение не изменяло сколько-нибудь существенно потенциалы электродов.

Сформулированные здесь выводы полностью сохраняют свою силу при переходе от линейных токовводящих элементов к системе точечных элементов, которые обычно применяются в практике моделирования. Это можно показать, основываясь на общей теории метода ванны с токовводящими элементами [4].

Следует заметить, что отмеченные выше погрешности моделирования напряженности поля в прикатодной области на поверхности электролита имеют существенное значение только в случае, если информация об этом поле используется для определения катодных токов. При построении же траекторий электронов эти погрешности не играют заметной роли в связи с относительно малой протяженностью прикатодных участков.

В качестве методической задачи для контроля рассмотренного здесь метода было проведено моделирование переходного процесса установления тока в плоском диоде после включения его на постоянное напря-

жение. На рис. 4 приведены кривые, полученные методом моделирования (кривая 1) и путем численного расчета на ЭВМ по методике работы [3] (кривая 2).

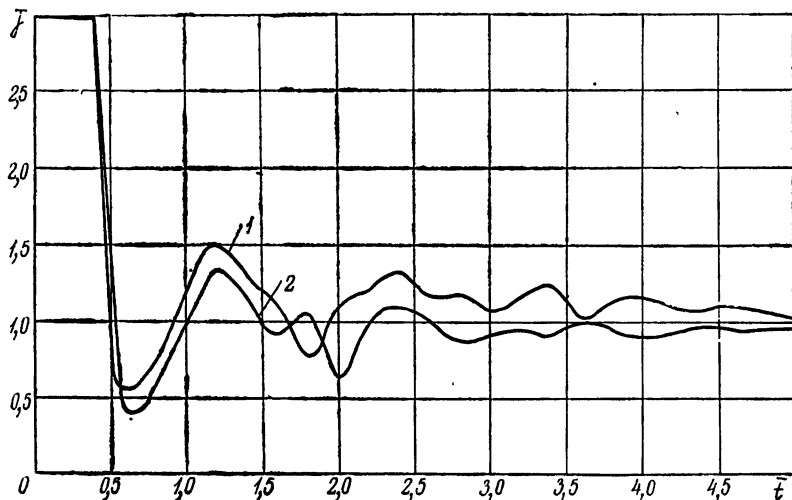


Рис. 4 Переходной процесс установления катодного тока в плоском диоде после включения анодного напряжения

1 — результаты моделирования, 2 — результаты численного расчета на ЭВМ

По оси ординат отложена плотность тока катода в безразмерной форме:

$$\bar{j}(t) = \frac{j(t)}{j_0}; \quad j_0 = \frac{4}{9} \epsilon_0 \sqrt{\frac{2l}{m}} \frac{E_a^{3/2}}{l^2}, \quad (20)$$

по оси абсцисс — безразмерное время

$$\bar{t} = \frac{t}{t_{пр}},$$

где  $t_{пр}$  — время пролета электрона в диоде при отсутствии пространственного заряда.

Поскольку при мгновенном включении анодного напряжения должен был бы возникнуть бесконечно большой импульс катодного тока, здесь введено ограничение максимальной эмиссионной способности катода  $j_{\max} = 3j_0$ .

При моделировании и при расчетах выбрана одна и та же степень дискретизации:

$$\Delta t = 0,2 t_{пр}.$$

Кривые, полученные обоими способами, приблизительно совпадают на начальном участке; составляющем основную часть переходного процесса. Ориентировочно эта часть занимает время, равное удвоенному времени пролета. В дальнейшем обе кривые приближаются к единице (т. е. к значению тока в стационарном режиме), сохраняя при этом колебательный характер. Отмеченные колебания можно рассматривать как «шумы дискретизации». Изменение степени дискретизации при численном расчете приводит только к изменению амплитуды и частоты колебаний. Характер кривой на переходном участке при этом сохраняется (падение тока от максимального значения до уровня порядка 0,5, затем возрастание до 1,5 и переход к колебательному процессу в районе единицы).

Соответствие между результатами численного расчета и моделирования можно считать удовлетворительным. Расхождение кривых в области «шумов», естественно, объясняется различием алгоритмов решения задачи. Весьма показательным для оценки правильности выбранной методики определения катодного тока является тот факт, что в установленном режиме ток в диоде приближается к величине, соответствующей закону степени  $3/2$ , хотя в алгоритме процесса моделирования нестационарных задач этот закон непосредственно не фигурирует (в отличие от алгоритма моделирования стационарных задач).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шепсенвол М. А., Кухтин Э. С. Метод решения некоторых нестационарных задач электроники СВЧ на аналого-цифровом вычислительном комплексе. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1973, вып. 10, с. 51—61.
2. Иванов Н. И. Исследование и расчет триодного генератора СВЧ. Диссертация на соискание ученой степени канд. техн. наук, ЛЭИС, 1952.
3. Шепсенвол М. А., Яковенко В. В. Сквозной расчет пролетных явлений в триодных генераторах с комплексной анодной нагрузкой при работе в полосе частот. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1974, вып. 7, с. 3—12.
4. Лукошков В. С. Моделирование источников поля в электролитической ванне при решении задач математической физики. «Электроника», 1958, вып. 7 и 8.
5. Шепсенвол М. А. К вопросу о методике расчета токов, моделирующих в электролитической ванне объемный заряд прикатодного пространства. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1961, вып. 5, с. 3—16.

*Поступила в редакцию 18 октября 1974 г.*

УДК 621.385.632

Е. М. Ильина, А. М. Кац, В. П. Кудряшов, В. И. Миркин

## **ВЫСШИЕ ГАРМОНИЧЕСКИЕ СОСТАВЛЯЮЩИЕ В ШИРОКОПОЛОСНЫХ ЛБВ**

В результате теоретического исследования высших гармонических составляющих в ЛБВ получены простые соотношения для приближенного расчета гармоник поля и тока. Даются рекомендации по выбору параметров прибора. Оцениваются принципиальные возможности уменьшения высших гармонических составляющих в широкополосных ЛБВ путем введения неоднородностей в замедляющую систему.

### **1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ**

Одним из недостатков широкополосных ЛБВ является высокий уровень высших гармонических составляющих (ВГС) в спектре выходного сигнала. Поэтому анализ поведения ВГС и оценка различных возможностей их уменьшения стали предметом многих исследований [1—4]. Среди методов уменьшения ВГС можно выделить три основных направления:

- выбор параметров и режимов работы ЛБВ [1, 2],
- применение специальных замедляющих систем [3],
- использование режима негармонического входного сигнала [4—6].

В работе [1] ЛБВ рассмотрена с точки зрения «обычного» нелинейного усилителя, что позволило предсказать ряд закономерностей поведения гармоник выходного сигнала. Однако соотношения этой работы имеют общий характер и не дают возможности исследовать уровень ВГС в зависимости от параметров и режимов работы ЛБВ.

В работе [2] приведены результаты численного расчета гармоник поля в ЛБВ, однако анализ их недостаточно связан с физической стороной явлений, что в известной степени затрудняет использование результатов для оценки приборов с другими параметрами.

В настоящей статье проводится приближенный анализ возбуждения гармоник в ЛБВ. Рассматриваются возможности уменьшения ВГС в спектре выходного сигнала путем выбора параметров и режимов работы, а также введения неоднородностей в замедляющую систему. Как и в работе [5], анализ ведется с учетом полосовых свойств ЛБВ.

## 2. ВОЗБУЖДЕНИЕ ВЫСШИХ ГАРМОНИЧЕСКИХ СОСТАВЛЯЮЩИХ В ЛБВ

Появление высших гармонических составляющих в спектре выходного сигнала при усилении синусоидального сигнала является, как известно, признаком и следствием нелинейности процесса. Эта общая концепция часто использовалась применительно к приборам с длительным взаимодействием. При этом нелинейность процесса взаимодействия оценивалась только по поведению первой гармоники поля. Однако было установлено, что нелинейные фазовые сдвиги возникают несколько раньше нелинейности в поведении амплитуды поля, а измерения широкополосных ЛБВ показали, что ВГС выходного сигнала наблюдаются при произвольно малых уровнях входного сигнала [1, 7].

Для малых уровней входного сигнала в приближениях линейной теории ЛБВ возможно аналитическое представление гармоник поля и тока. Способ решения подобных задач, основанный на методе последовательных приближений, широко известен [1, 8]. При удачном выборе первого приближения оказывается достаточно для проведения расчета с необходимой точностью. В данном случае наиболее подходящим является метод заданного движения [8], когда на электроны воздействует синусоидальное поле, параметры которого определяются по соотношениям линейной теории ЛБВ.

Тогда для больших значений коэффициента усиления (одноволновое приближение)  $n$ -я гармоника тока равна:

$$I_n = 2J_n[nD(\theta)]e^{jn\delta(\theta)}, \quad (1)$$

где  $J_n[nD(\theta)]$  — функция Бесселя первого рода  $n$ -го порядка:

$$D(\theta) = A_1 e^{x_1 \theta} R; \quad (2)$$

$$R = [(x_1^2 - y_1^2 + q)^2 + 4x_1^2 y_1^2]^{-1/2},$$

$A_1$  — параметр начальных потерь,

$$\delta(\theta) = y_1 \theta + \delta_1, \quad (3)$$

$$\operatorname{tg} \delta_1 = \frac{x_1^2 - y_1^2 + q}{2x_1 y_1}.$$

В приведенных соотношениях  $\theta = 2\pi C N_e$  — безразмерная длина участка взаимодействия,  $C$  — параметр усиления,  $N_e$  — число замедленных длин волн, укладываемых вдоль участка взаимодействия,  $q$  — параметр пространственного заряда,  $x_1$  и  $y_1$  — действительная и мнимая части корня характеристического уравнения ЛБВ, описывающего нарастающую волну.

Отметим, что соотношение (1) аналогично выражению для тока  $n$ -й гармоники, полученному в работах [9, 10], однако, в отличие от него, функции  $D(\theta)$  и  $\delta(\theta)$  в соотношении (1) даны в явном виде.

Используя разложение в ряд функции Бесселя и ограничиваясь первым членом ряда (погрешность при этом не превышает 3,5% при  $D(\theta) < 0,5$ ), определим относительный уровень ВГС тока в электронном потоке:

$$\frac{I_n}{I_1} = \frac{n^n D^{n-1}(\theta)}{2^{n-1} n!}. \quad (4)$$

Для оценки уровней первых трех гармоник с погрешностью не более 10% можно использовать более простое соотношение:

$$I_n = I_1^n. \quad (5)$$

Из приведенного приближенного анализа видно, что несмотря на синусоидальное возбуждающее поле, в электронном потоке возникают ВГС, следовательно, электронный поток — принципиально нелинейный элемент и в общепринятом понятии линейного режима в ЛБВ нет.

Скорость нарастания высших гармоник тока в  $n$  раз выше, чем первой, что объясняется соответствующим возрастанием электрической длины.

Интегрируя уравнение возбуждения [11]

$$\frac{dF_n}{d\theta} - jnb_n F_n = -n^2 (1 + b_n C)^2 \frac{K_n}{K_1} I_n, \quad (6)$$

где  $b_n = (v_0 - v_{\phi n})/C$   $v_{\phi n}$  — параметр несинхронности на частоте  $n\omega$ ,  
 $v_{\phi n}$  — фазовая скорость волны на частоте  $n\omega$ ,  
 $v_0$  — скорость электронов,  
 $K_n/K_1$  — отношение сопротивлений связи на частотах  $n\omega$  и  $\omega$ ,

и ограничиваясь первым членом разложения в ряд функции Бесселя в выражении для гармоник тока, определим комплексную амплитуду  $n$ -й гармоники поля:

$$F_n = -(1 + b_n C)^2 \frac{K_n}{K_1} \frac{n^{n+1}}{n! 2^{n-1}} \frac{(A_1 R e^{x_1 \theta})^n}{\sqrt{x_1^2 + (b_n + y_1)^2}} e^{j[n\delta(\theta) - \varphi_n]}, \quad (7)$$

где  $\varphi_n = \arctg\left(-\frac{b_n + y_1}{x_1}\right)$ .

Активная составляющая мощности гармоники равна:

$$P_n = \int_0^\theta |I_n| |F_n| \cos \varphi_n d\theta. \quad (8)$$

Подставляя в соотношение (8) выражения для амплитуд гармоник поля (7) и тока (1) и ограничиваясь первым членом разложения в ряд функции Бесселя, определим мощность гармоники поля:

$$\begin{aligned} P_n &= 2(1 + b_n C)^2 \frac{K_n}{K_1} \frac{I_n^2}{x_1^2} \frac{\cos(\arctg \alpha)}{\sqrt{1 + \alpha^2}} = \\ &= (1 + b_n C)^2 \frac{K_n}{K_1} \frac{n^{2n}}{(n!)^2 2^{2n-3}} \frac{(A_1 R e^{x_1 \theta})^{2n}}{x_1^2} \frac{\cos(\arctg \alpha)}{\sqrt{1 + \alpha^2}}, \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\alpha = -(b_n + y_1)/x_1$ .

Из соотношений (7) и (9) видно, что выходной сигнал ЛБВ может быть представлен в виде ряда по степеням входного сигнала, по форме идентичного передаточной функции «обычного» нелинейного усилителя, что отмечается также в работе [1]. Это позволяет применять результаты расчета «обычного» нелинейного усилителя для анализа многочастотных режимов работы ЛБВ, что используется, в частности, в работе [1].

Из соотношения (9) следует, что скорость нарастания мощности  $n$ -й гармоники вдоль участка взаимодействия в  $n$  раз выше, чем первой, однако уровень гармоник может быть разным, в зависимости от параметров ЛБВ, поэтому кривые, характеризующие изменение мощности гармоник по длине, могут не иметь общей точки пересечения в отличие от выводов работы [1].

Уровень ВГС в спектре выходного сигнала ЛБВ, как видно из соотношения (9), в первую очередь, зависит от величины сопротивления связи на частоте гармоник, возрастая с его увеличением, а также от величины рассинхронизма между первой и  $n$ -й гармониками поля. Максимальный уровень гармоник будет наблюдаться при  $\alpha = 0$ , т. е. при  $b_n = -y_1$ . Если использовать соотношение [12]

$$y_1 = -0,42b_1 - 0,125q - 0,5,$$

то условие  $b_n = -y_1$  можно записать в виде:

$$\frac{v_{\phi n} - v_{\phi 1}}{v_{\phi 1}} = C \left[ b_1 - (0,5 + 0,42b_1 + 0,125q) \frac{v_{\phi n}}{v_{\phi 1}} \right], \quad (10)$$

или, для широкополосных ЛБВ ( $v_{\phi n} \approx v_{\phi 1}$ ),

$$\frac{v_{\phi n} - v_{\phi 1}}{v_{\phi 1}} = 0,58C(b_1 - 0,86 - 0,216q). \quad (11)$$

Из условия (11) видно, что с увеличением параметра несинхронности максимум уровня высших гармоник поля смещается в сторону уменьшения нормальной [при  $b_1 < (0,86 + 0,216q)$ ] или увеличения аномальной [при  $b_1 > (0,86 + 0,216q)$ ] дисперсии. Поскольку в ЛБВ обычно имеет место нормальная дисперсия, то уровень высших гармоник может уменьшаться с увеличением (при  $b_1 > 1,08$  для  $q=1$ ) параметра несинхронности, т. е. с увеличением напряжения замедляющей системы.

Результаты сопоставления расчета амплитуд гармоник поля и тока по рассмотренной приближенной методике с данными численного решения нелинейных уравнений на ЭВМ приведены на рис. 1. Качественное и количественное (в области участка взаимодействия, соответствующего нарастанию первой гармоники поля до ее первого максимума) соответствие результатов можно считать удовлетворительным. Это позволяет использовать предложенную методику для режима малого сигнала, находящего широкое применение в аппаратуре связи.

Закономерности поведения гармоник на нелинейном участке взаимодействия (после насыщения первой гармоники тока) не под-

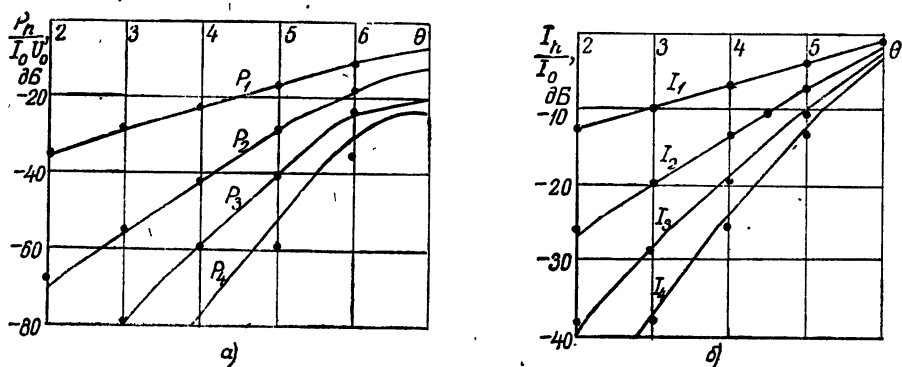


Рис. 1. Зависимость мощности  $P_n/I_0 U_0$  (а) и сгруппированного тока  $I_n/I_0$  (б) от безразмерной длины участка взаимодействия  $\theta$ :  
 — расчет нелинейных уравнений на ЭВМ, ●●● — по приближенной методике.

даются аналитическому описанию, однако и здесь использование полученных по приближенной методике соотношений оказывается полезным. На рис. 2, 3 приведены зависимости мощности первых двух гармоник поля от длины для различных значений дисперсии в замедляющей системе и отношения сопротивлений связи, рассчитанные на ЭВМ М-220

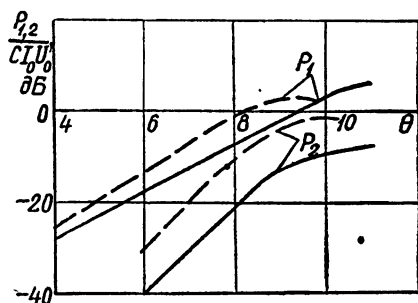


Рис. 2. Зависимость мощности первой и второй гармоник  $P_{1,2}/C I_0 U_0$  от длины  $\theta$  при аномальной дисперсии  $v_{f1}/v_{f2} = 0,94$  (—) и в отсутствие ее (---).

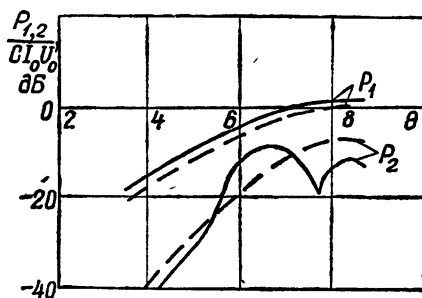


Рис. 3. Зависимость мощности первой и второй гармоник  $P_{1,2}/C I_0 U_0$  от длины  $\theta$  для различных отношений сопротивления связи первой и второй гармоник:  $C = 0,075$ ,  $b_1 = 0,5$ ,  $b_2(K_2/K_1)^{1/3} = 2$ ,  $q = 0,77$ ,  $K_2/K_1 = 0,13$  (—) и  $0,44$  (---).

по методике работы [11]. Видно, что крутизна зависимости мощности второй гармоники поля от длины участка взаимодействия существенно изменяется в области интенсивного отбора энергии первой гармоникой поля у электронного потока (мощность первой гармоники  $P_1 \geq 0,1 P_{\text{нас}}$ ). Эта область характеризуется уменьшением средней скорости электронов или «текущего» значения параметра несинхронности  $b_1$ . Уменьшение параметра несинхронности, согласно соотношению (11),

должно смещать максимум второй гармоники поля в сторону увеличения нормальной дисперсии, или, поскольку дисперсия в приборе постоянна, к изменению крутизны нарастания мощности гармоник. В этом случае в приборе с замедляющей системой, имеющей аномальную дисперсию, крутизна нарастания второй гармоники должна уменьшаться, в приборах с замедляющей системой, имеющей нормальную дисперсию, крутизна может как возрастать, так и уменьшаться. Эти особенности четко видны на зависимостях рис. 2, 3.

В широкополосных ЛБВ на конечном участке взаимодействия необходимо учитывать обратное влияние поля высших и, в первую очередь, второй гармоники на сгруппированный ток пучка. В первом приближении можно считать, что оно приведет к образованию вторичной волны с фазовой постоянной, определяемой скоростью «возмущенной» волны поля на частоте  $n$ -й гармоники. Поскольку наведенная на этой частоте первичная волна имеет фазовую постоянную, жестко связанную с фазовой постоянной первой гармоники поля, процесс обратного влияния поля  $n$ -й гармоники на пучок будет приводить к увеличению  $n$ -й гармоники поля тогда, когда фазовые постоянные первой и  $n$ -й гармоник будут равны. Это условие характеризует также минимум фазового сдвига между гармониками на нелинейном участке взаимодействия и уже приводилось в работе [5]:

$$\frac{v_{\Phi 1} - v_{\Phi n}}{v_{\Phi 1}} \approx 1,17 C \left[ 1 - \left( \frac{K_n}{K_1} \right)^{1/3} \right]. \quad (12)$$

Максимальный уровень гармоник (поскольку он является интегралом от крутизны нарастания мощности по длине участка взаимодействия) будет наблюдаться, очевидно, при значениях дисперсии в замедляющей системе, лежащих в пределах, определяемых соотношениями (11) и (12).

Если замедляющая система в ЛБВ имеет дисперсию, большую по абсолютному значению величин, определяемых из соотношений (11) и (12), то на конечном участке взаимодействия, как правило, наблюдаются колебания высших гармоник поля, достигающие по амплитуде до 15—20 дБ. Это может представить практический интерес при использовании ЛБВ с постоянным входным сигналом.

### 3. ВЫБОР ПАРАМЕТРОВ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ЛБВ

При конструировании широкополосных ЛБВ важной задачей является выбор таких безразмерных параметров прибора, при которых уровень ВГС выходного сигнала минимален в рабочей полосе частот. Для решения этой задачи необходимо знать зависимость уровня гармоник выходного сигнала от безразмерных параметров ЛБВ в каждой точке диапазона, т.е. при различных сочетаниях параметров. Если использовать результаты численного расчета гармоник поля в ЛБВ [2] и предыдущий анализ, то можно определить, к каким сочетаниям безразмерных параметров целесообразно стремиться при реализации широкополосных ЛБВ.

Подробные расчеты частотных характеристик показали, что анализ можно ограничить крайними точками диапазона частот, величина которого не является принципиальной, но для удобства выбрана октавной.

Наибольшее влияние на уровень гармоник поля оказывают следующие параметры ЛБВ: безразмерная длина прибора  $\theta$ , отношение сопротивлений связи  $K_n/K_1$ , дисперсия в замедляющей системе ( $v_{\phi n} - v_{\phi 1}/v_{\phi 1}$ , параметр несинхронности  $b_1$ . Расчеты показали, что уровень ВГС слабо зависит от параметра пространственного заряда, несколько возрастая с его увеличением [2]. Уменьшение безразмерной длины участка взаимодействия  $\theta$ , эквивалентное уменьшению коэффициента усиления, приводит к уменьшению уровня ВГС выходного сигнала и увеличению к. п. д. на основной частоте [2]. Характерно, что при любых значениях входного сигнала уровень ВГС в токе пучка при заданном значении тока первой гармоники, как показывают расчеты, практически одинаков.

Характеристики спиральных замедляющих систем, используемых в октавных ЛБВ, как правило, таковы, что уровень ВГС на нижней частоте диапазона на порядок выше, чем на верхней. Увеличение мощности первой гармоники при уменьшении длины прибора (и соответствующем увеличении входного сигнала) происходит поэтому, главным образом, на нижней частоте диапазона. Полоса усиливаемых частот при этом существенно расширяется, что связано не только с увеличением мощности на длинноволновом конце диапазона, но и, согласно общей теории усилителей [13], с уменьшением коэффициента усиления, а также с расширением зоны усиления в области больших значений параметра несинхронности [14] (следовательно, расширением коротковолновой части диапазона), обусловленным крестатронным взаимодействием.

Указанные особенности дают основание считать перспективным использование двухкаскадных усилителей на ЛБВ, оконечным каскадом которых является ЛБВ с малым коэффициентом усиления, тем более, что в такой схеме имеются дополнительные возможности по уменьшению уровня ВГС и улучшению частотных характеристик за счет подачи на вход оконечной ЛБВ сигналов первой и второй гармоник в оптимальной фазе [6].

Рассмотрим влияние параметра несинхронности, дисперсии, отношения сопротивлений связи на уровень ВГС с учетом полосовых свойств ЛБВ. Практика работы с широкополосными ЛБВ показывает, что выбор режима следует вести на верхней частоте рабочего диапазона длин волн. Параметры несинхронности на нижней и верхней частоте диапазона  $b_1$ ,  $b_n$ , нормированные каждый на свое значение параметра усиления, связаны соотношением:

$$b_1 = b_n \left( \frac{K_n}{K_1} \right)^{1/3} + \frac{v_{\phi n} - v_{\phi 1}}{v_{\phi 1} C} \left[ 1 + b_n C \left( \frac{K_n}{K_1} \right)^{1/3} \right], \quad (13)$$

где  $C$  — параметр усиления на нижней частоте.

Обычно параметр несинхронности (напряжение заедляющей системы) на верхней частоте следует выбирать в пределах 1,8—2,2, поскольку дальнейшее его увеличение нецелесообразно вследствие резкого возрастания длины (или входного сигнала) насыщения и увеличения чувствительности выходных параметров к изменению питающих напряжений. Поэтому при всех расчетах параметр несинхронности на верхней частоте выбирался фиксированным и равным 2. Значение параметра несинхронности на нижней частоте диапазона в этом случае определяется величиной дисперсии в заедляющей системе и отношением сопротивлений связи.

Из соотношений (11) и (13) (с  $b_n=2$ ) следует, что максимальный уровень ВГС для малых входных сигналов будет наблюдаться при дисперсии в заедляющей системе

$$\frac{v_{\phi n} - v_{\phi 1}}{v_{\phi 1}} \approx C \left[ 2,76 \left( \frac{K_n}{K_1} \right)^{1/3} - 1,19 - 0,3q \right], \quad (14)$$

которая для используемых в расчете параметров ( $C=0,11$ ;  $q=0,77$ ;  $K_n/K_1=0,23$ ) составляет 3% и имеет аномальный характер. С приближением к режиму насыщения (увеличением безразмерной длины) максимум ВГС будет смещаться в сторону нормальной дисперсии до значений, определяемых соотношением (12) и составляющих 5%.

На рис. 4 приведены результаты численного расчета влияния дисперсии на уровень ВГС и к. п. д. основной гармоники для значений без-

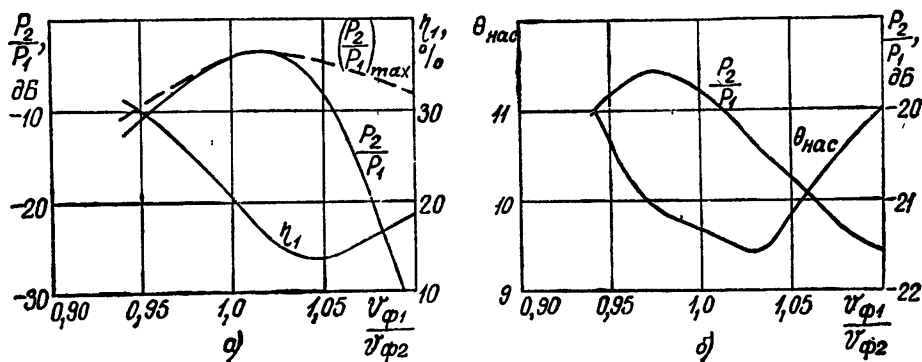


Рис. 4. Зависимость к. п. д. первой гармоники  $\eta_1$ , уровня второй гармоники  $P_2/P_1$  в режиме насыщения (а), длины насыщения  $\theta_{\text{нас}}$  и уровня второй гармоники в линейном режиме (б) от дисперсии (отношения фазовых скоростей первой и второй гармоник). Пунктир — максимальный уровень второй гармоники.

размерной длины прибора, соответствующих режиму насыщения (а) и линейному режиму (б), которые качественно подтверждают указанные особенности: максимум гармоник смещается от 3% аномальной дисперсии (в линейном режиме) до 2% нормальной (в режиме насыщения). Любое отклонение дисперсии (в сторону увеличения) от значений, определяемых соотношениями (12) и (14), приводит к уменьшению

уровня ВГС и увеличению мощности на нижней частоте диапазона (параметры на верхней частоте не изменяются). Наибольший эффект улучшения выходных характеристик наблюдается при использовании аномальной дисперсии (см. рис. 4), поэтому использование ее может быть рекомендовано в качестве одного из методов улучшения параметров широкополосных приборов. Увеличение дисперсии, имеющей нормальный характер, также допустимо, если одновременно при этом менять отношение сопротивлений связи. Относительное сохранение полосовых свойств ЛБВ будет наблюдаться, если зафиксировать значения параметра несинхронности в крайних точках диапазона. Результаты расчета по такой методике приведены на рис. 5. Значения параметра несинхронности в каждой точке кривых составляли 0,5 на нижней частоте и 2 — на верхней. Из приведенных зависимостей следует, что с увеличением сопротивления связи на частоте гармоники максимальный уровень этой гармоники практически не меняется, однако с увеличением дисперсии на конечном участке прибора могут возникать колебания второй гармоники и ее уровень в режиме насыщения первой гармоники может резко (на 10—15 дБ) уменьшаться. При этом мощность первой гармоники возрастает во всей полосе частот.

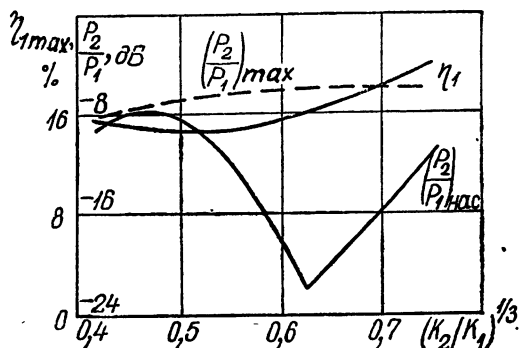


Рис. 5. Зависимость к.п.д. первой гармоники  $\eta_1$  и уровня второй гармоники  $P_2/P_1$  в режиме насыщения от отношения сопротивлений связи первой и второй гармоник. Пунктир — максимальный уровень второй гармоники.

Сопоставляя обе указанные возможности снижения уровня ВГС, можно отметить, что они позволяют существенно улучшить полосовые свойства ЛБВ на первой гармонике, однако только использование замедляющей системы с аномальной дисперсией позволит уменьшить максимальный уровень ВГС.

Уменьшить уровень высших гармоник в выходном сигнале ЛБВ можно, если изменить параметры замедляющей системы (или пучка) на определенном участке области взаимодействия, т.е. использовать неоднородную замедляющую систему. При этом появляются как свои специфические особенности, так и новые возможности по уменьшению высших гармонических составляющих.

Уменьшить уровень высших гармоник в выходном сигнале ЛБВ можно, если изменить параметры замедляющей системы (или пучка) на определенном участке области взаимодействия, т.е. использовать неоднородную замедляющую систему. При этом появляются как свои специфические особенности, так и новые возможности по уменьшению высших гармонических составляющих.

#### 4. ЛБВ С НЕОДНОРОДНЫМИ ЗАМЕДЛЯЮЩИМИ СИСТЕМАМИ

Наиболее простым и распространенным способом введения неоднородностей является скачок параметра несинхронности, скачок дисперсии или отношения сопротивлений связи.

Расчеты показали, что изменение параметров замедляющей системы на участке экспоненциального нарастания первой гармоники ( $P_1 <$

$<0,1P_{\text{нас}}$ ) практически не меняет выходные параметры ЛБВ в режиме насыщения. Следовательно, скачки параметра несинхронности и дисперсии целесообразно вводить на участке существенно нелинейного взаимодействия. При этом параметры прибора до скачка должны обеспечивать максимальную равномерность коэффициента усиления в диапазоне, выходной же участок замедляющей системы выбирается из условий минимума гармоник и максимума к. п. д.

Наиболее простым вариантом неоднородной ЛБВ является прибор со скачком параметра несинхронности, основные особенности влияния которого на выходные параметры ЛБВ с октавной полосой усиливаемых частот рассмотрены в работе [3]. Отметим, что уменьшение на нелинейном участке взаимодействия скорости электронов позволяет реализовать после скачка значения параметра несинхронности, существенно превышающие значения, при которых имеет место нарастающее решение для прямой волны.

На наш взгляд, более эффективным, но технически более сложным является скачок дисперсии. Оптимальным вариантом скачка дисперсии для широкополосных ЛБВ может явиться использование нормальной дисперсии на начальном участке прибора и аномальной — на выходном, что непосредственно вытекает из предыдущего рассмотрения. Результаты расчета выходных параметров ЛБВ с такой замедляющей системой приведены на рис. 6. Сопоставляя их с расчетными данными

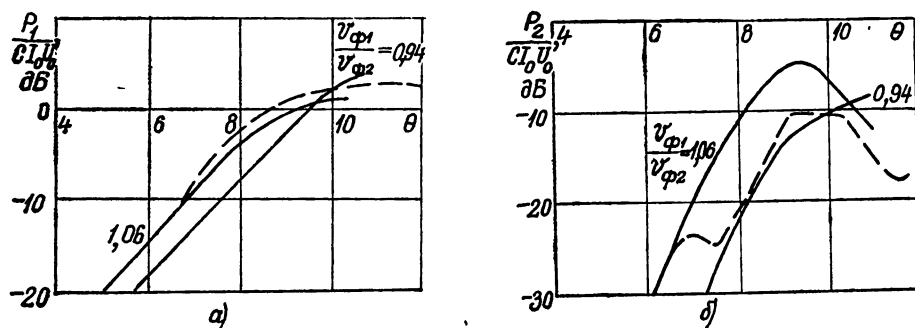


Рис. 6. Зависимость мощности первой (а) и второй (б) гармоник от длины  $\theta$  для однородной ЛБВ (—) и для ЛБВ со скачком дисперсии (---);  $\theta_{\text{ск}}=6,5$ ; до скачка  $v_{\phi 1}/v_{\phi 2}=1,06$ , после скачка  $v_{\phi 1}/v_{\phi 2}=0,94$ .

для однородных ЛБВ, имеющих такие же параметры (сплошные линии рис. 6), видим, что уровень гармоник в однородной ЛБВ выше.

То обстоятельство, что уровень ВГС зависит от нелинейных явлений по сигналу первой гармоники, позволяет применить еще один способ уменьшения гармоник — скачок фазы поля. На рис. 7 приведены зависимости уровня первой и второй гармоник на выходе прибора от величины скачка фазы поля на основной частоте\*. Из них видно, что для большей области значений скачка фазы поля (в интервале от 0 до  $\pi$ ) наблюдается увеличение первой гармоники и уменьшение второй.

\* На удвоенной частоте скачок фазы соответственно в два раза больше.

Необходимо отметить, что использование того или иного из предложенных методов в сильной степени зависит от технических возможностей по созданию специальных характеристик замедляющих систем, что составляет предмет особого исследования, проведение которого представляется нам необходимым.

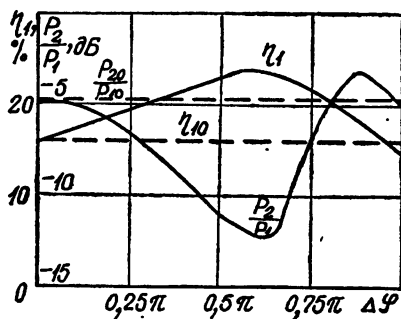


Рис. 7. Зависимость к.п.д. первой гармоники  $\eta_1$  и уровня второй гармоники  $P_2/P_1$  от величины скачка фазы поля на основной частоте  $\Delta\varphi$ :  $\theta_{\text{ск}} = 6,5$ ;  $\eta_{10}$  и  $P_{20}/P_{10}$  — параметры однородной ЛБВ.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развитая приближенная методика позволила установить ряд закономерностей возбуждения высших гармонических составляющих в ЛБВ и на их основе рекомендовать направления по улучшению выходных характеристик и уменьшению уровня высших гармоник в спектре выходного сигнала. Результаты численного решения нелинейных уравнений ЛБВ на ЭВМ подтвердили найденные аналитические зависимости.

Наиболее важным результатом работы является обоснование возможности создания широкополосных (с полосой усиливаемых частот не менее октавы) ЛБВ со сравнительно малым уровнем высших гармонических составляющих на выходе прибора.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Putz J. Non-linear behavior of traveling wave amplifiers. Proc. of the 5-th Intern. Congress, Paris, 1964.
2. Dionne N. J. Harmonic generation in octave bandwidth traveling wave tubes. IEEE Trans., 1970, vol. ED-17, No 4, p. 365—372.
3. Жуков А. Д., Ильина Е. М., Кац А. М. Подавление второй гармоники в ЛБВ. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, вып. 12, с. 82—84.
4. Weglein R. et al. Arrangement utilizing phase conditioned harmonically related signals to improve TWT efficiency. Patent USA, 3,426,291, patented 1969, CI H03f 3/58, 3,68, 1/00.
5. Ильина Е. М., Кац А. М., Кудряшов В. П., Миркин В. И. Улучшение нелинейных характеристик ЛБВ. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1973, вып. 10, с. 42—50.
6. Ильина Е. М., Кац А. М., Кудряшов В. П., Миркин В. И. Улучшение нелинейных характеристик ЛБВ. Экспериментальные результаты «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1974, вып. 10, с. 41—48.
7. Foster J., Kunz W. Intermodulation and crossmodulation in traveling-wave tubes. Proc. of the 5-th Intern. Congress, Paris, 1964.

- 8 Манькин И. А. Приближенный нелинейный анализ лампы с бегущей волной «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1966, вып. 4, с. 15—22.
- 9 Овчаров В. Т., Солнцев В. А. Упрощенные нелинейные уравнения лампы бегущей волны. «Радиотехника и электроника», 1962, т. 7, вып. 11, с. 1931—1940.
- 10 Овчаров В. Т., Солнцев В. А. Применение упрощенных нелинейных уравнений лампы бегущей волны для расчета ламп типа О. «Радиотехника и электроника», 1962, т. 7, вып. 12, с. 2013—2023.
- 11 Кац А. М., Ильина Е. М. Теоретическое исследование многочастотного режима работы ЛБВ. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1966, вып. 7, с. 3—17.
- 12 Клеен В., Пешль К. Введение в электронику СВЧ Ч. II. М., «Советское радио», 1964.
- 13 Цейтлин М. Б., Кац А. М. Лампа с бегущей волной М., «Советское радио», 1964.
- 14 Кац А. М., Кудряшов В. П., Суслин П. И. Фазовые характеристики ЛБВ в несинхронных режимах «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, вып. 5, с. 83—91.

*Поступила в редакцию 17 июня 1974 г.*

## ══════ НОВЫЕ КНИГИ ══════

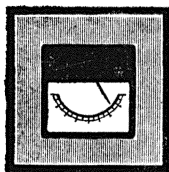
**И. Ф. БЕЛОВ, Е. В. ДРЫЗГО Справочник по транзисторным радиоприемникам.** Изд. 2-е, испр. и доп. М., «Сов. радио», 1974, 768 с. с ил.

Справочник содержит основные технические характеристики 84 моделей отечественных транзисторных радиоприемников и радиол, выпущенных в 1959—1970 гг. Приводятся схемы, карты режимов, намоточные данные катушек. Рассмотрены характерные неисправности приемников и способы их устранения, описана методика настройки приемника. Справочник рассчитан на радиолюбителей, специалистов по ремонту транзисторных приемников, студентов и конструкторов радиовещательной аппаратуры.

**Е. А. БОГАТЫРЕВ, Н. Н. КАПИТАНОВ, Ю. С. МЫРСИН, А. К. НАРЫШКИН, Н. Г. ПЕТРОВ, В. К. РАКОВ, В. А. СИЛАЕВ, К. А. ШУЦКОЙ. Каскады радиоприемников на полевых транзисторах.** М., «Энергия», 1974, 192 с. с ил.

В книге освещена работа основных узлов радиоприемных устройств на полевых транзисторах с  $p-n$  переходом. Рассмотрены физические основы и параметры усилительных приборов. Приведены методы расчета основных параметров аperiodических и резонансных усилителей, преобразователей частоты, активных фильтров.

Книга предназначена для инженерно-технических работников, занимающихся разработкой приемно-усилительной аппаратуры.



## ИЗМЕРЕНИЯ. АППАРАТУРА

УДК 621.317.373 : 621 372.825 4

В. Н. Ештокин, А. В. Копылов, А. С. Орешкин, В. К. Сергеев

### ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ И ИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Описываются метод, устройство и рабочие характеристики установки электрического контроля однородности замедляющих систем приборов СВЧ с распределенным взаимодействием.

Установка позволяет путем измерения неравномерности фазового пробега СВЧ сигнала на единичной длине вдоль замедляющей системы оценивать ее неоднородность. Приведены результаты экспериментального исследования замедляющих систем и их элементов

Неравномерность амплитудно-частотных и фазочастотных характеристик приборов СВЧ с распределенным взаимодействием, повторяемость этих характеристик от прибора к прибору зависит от электрической однородности замедляющих систем (ЗС), от однородности структуры диэлектрических стержней для крепления ЗС, от качества согласования локального поглотителя с ЗС.

Для проверки однородности структур ЗС (например, спиралей ламп бегущей волны) обычно применяют оптические методы контроля, которые позволяют контролировать только геометрическую однородность структур спиралей (шаг намотки, механические повреждения). Оптические методы контроля не учитывают влияние на электрические характеристики ЗС неоднородности диэлектрических элементов крепления и изменений геометрии спирали, внесенных в процессе сборки.

Более полную информацию о неоднородности замедляющих систем дает измерение неравномерности фазовой скорости СВЧ сигнала вдоль ЗС. Неравномерность фазовой скорости может быть оценена путем возбуждения СВЧ волны в ЗС и измерения разности фаз этого сигнала в двух близких по ее длине точках, расстояние между которыми много меньше длины ЗС. Такое измерение можно провести для отдельной спирали, диэлектрического стержня или ЗС в сборе.

Ниже дается краткое описание испытательной установки и приведены примеры измерений на этой установке неоднородностей ЗС, диэлектрических стержней и локальных поглотителей.

Упрощенная блок-схема установки изображена на рис. 1. Испытуемая ЗС 1 равномерно протягивается через электромагнитный зонд 2, состоящий из двух коротких спиралей. Мощность от источника СВЧ 3 подается на вход зонда и на вход опорного канала фазометра СВЧ 5. Выход зонда соединен со входом измерительного канала фазометра СВЧ. Выходной сигнал фазометра, пропорциональный сдвигу фаз между входом и выходом зонда, подсоединен к самопишущему прибору типа Н-320 6.

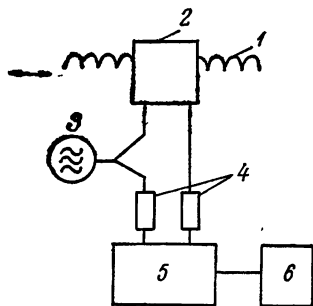


Рис. 1. Упрощенная блок-схема установки

1 — испытуемая ЗС, 2 — электромагнитный зонд, 3 — источник СВЧ сигнала, 4 — согласующие ослабители, 5 — фазометр СВЧ, 6 — самопишущий прибор.

Фазометр СВЧ выполнен по схеме преобразования частоты СВЧ сигнала на промежуточную частоту 20 МГц. В качестве источников СВЧ сигнала и гетеродина используются две лампы обратной волны с электростатической фокусировкой типа ОВС-5. Схема питания и управления частотой ламп обратной волны показана на рис. 2. Частота источника сигнала ( $J_6$ ) устанавливается ступенчатым делителем напряжения  $J_1$ . Управление частотой гетеродина ( $J_5$ ) производится вручную с помощью потенциометра  $R_1$ . Автоматическое удержание разности частот источника сигнала и гетеродина осуществляется си-

делителем напряжения  $J_1$ . Управление частотой гетеродина ( $J_5$ ) производится вручную с помощью потенциометра  $R_1$ . Автоматическое удержание разности частот источника сигнала и гетеродина осуществляется си-

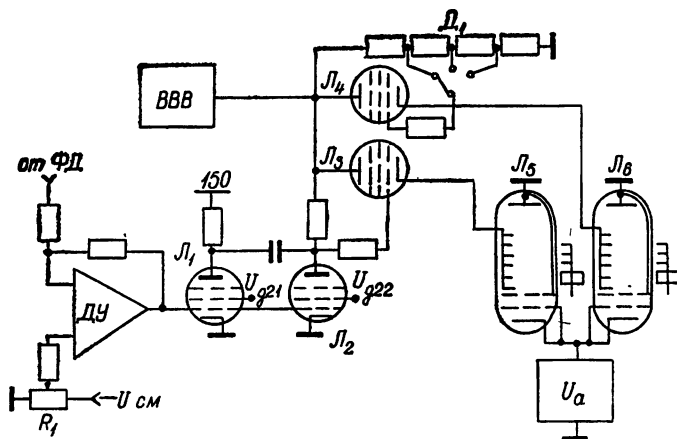


Рис. 2. Схема питания и управления частотой источника СВЧ сигнала и гетеродина:

ВВВ — высоковольтный выпрямитель, ДУ — дифференциальный усилитель, ФД — фазовый детектор.

стемой фазовой автоподстройки частоты. Особенностью схемы управления является то, что для обеспечения широкополосности сквозного канала фазовой автоподстройки ( $\sim 1-2$  МГц) применено построение усилителя по схеме параллельного усиления постоянного ( $J_2$ ) и переменного ( $J_1$ ) напряжений.

В низкочастотной части фазометра используется схема фазометра прибора ФК2-14 [1]. Фазометр снабжен многопредельным стрелочным прибором, проградуированным непосредственно в градусах, ступенчатым и плавным фазовращателями с пределами регулировки  $0^\circ \div \pm 180^\circ$  и имеет аналоговый выходной сигнал с крутизной 10 мВ/град. Пределы измеряемых сдвигов фаз:  $\pm 6^\circ$ ,  $\pm 18^\circ$ ,  $\pm 60^\circ$  и  $\pm 180^\circ$ . Погрешность измерения сдвигов фаз равна  $\pm (1^\circ + 0,03\varphi_x)$ , где  $\varphi_x$  — измеренный сдвиг фаз. Разрешающая способность фазометра примерно  $0,2^\circ$ .

Конструкция электромагнитного зонда показана на рис. 3.

Типичная диаграмма показаний фазометра в зависимости от относительного положения электромагнитного зонда ( $l_{\text{сп}}$ ) и ЗС (картина изменения сдвига фазы, записываемая самопишущим прибором на бумажной ленте) приведена на рис. 4. Период колебаний ( $L_\delta$ ) на диаграмме зависит от частоты источника СВЧ сигнала и равен половине замедленной длины волны. Неоднородность спирали ЗС отражается в изменении периодичности и амплитуды колебаний, записанных на диаграмме, а также в смещении среднего значения этих колебаний.

На основе диаграмм, снятых для одной ЗС на нескольких частотах, можно построить зависимость числа полувольт, укладывающихся по длине спирали, от длины волны СВЧ сигнала (рис. 5). Из рис. 5 видно,

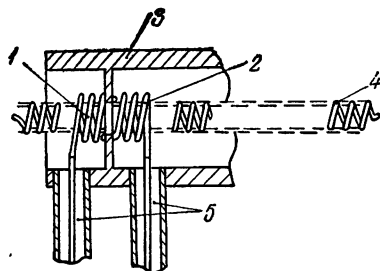


Рис. 3. Конструкция электромагнитного зонда:

1 — входная спираль, 2 — выходная спираль, 3 — экранирующий цилиндр, 4 — исследуемая ЗС, 5 — входная и выходная коаксиальные линии передачи.

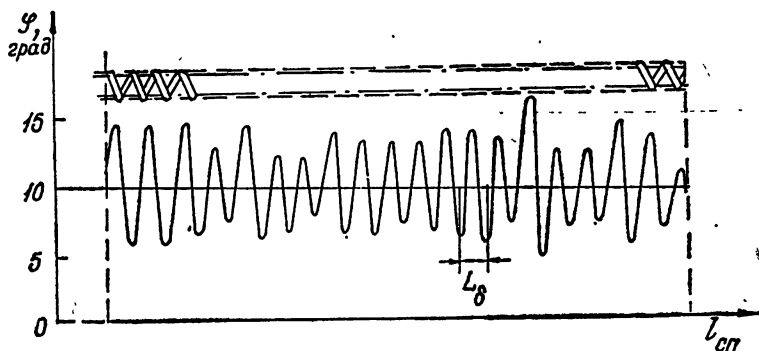


Рис. 4. Диаграмма записи изменения фазы вдоль оси спирали.

что с помощью такой установки можно измерять дисперсионные характеристики ЗС.

Установка оказалась полезной также для исследования однородности диэлектрических стержней, служащих для крепления спирали ЗС, и нанесенных на стержни локальных поглотителей.

Введение в область связи между короткими спиралями 1 и 2 зонда (рис. 3) диэлектрического или проводящего стержня 4 вызывает изменение связи и соответствующее этому

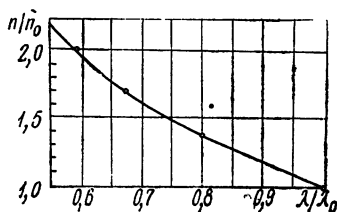


Рис. 5 Зависимость в относительных единицах числа полувольт  $n/n_0$ , укладываемых по длине спирали, от длины волны  $\lambda/\lambda_0$  источника СВЧ сигнала.

изменению сдвига фазы СВЧ колебаний на выходах 5 зонда. Сдвиг фазы пропорционален диэлектрической проницаемости, удельной плотности поверхностной проводимости стержня, вводимого в зонд. Поэтому любая неоднородность этих параметров регистрируется фазометром и может быть записана на диаграммную ленту самописца. На рис. 6 представлена типичная запись влияния плотности (или диэлектрической проницаемости  $[\epsilon]$ ) керамических стержней (предварительно прокалиброванных по геометрии) при протягивании их через электромагнитный зонд. Начальный сдвиг

фазы соответствует моменту, когда стержень еще не вошел в область связи зонда, а конечный — когда стержень перекрывает обе спирали зонда. Подобным же образом записана диаграмма изменения сдвига фазы при протягивании через зонд керамического стержня с нанесенной на него поглощающей пленкой (рис. 7). На диаграмме

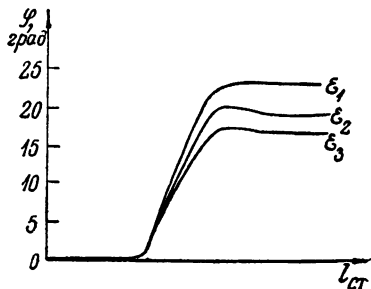


Рис. 6 Картина изменения фазы при введении диэлектрического стержня в электромагнитный зонд

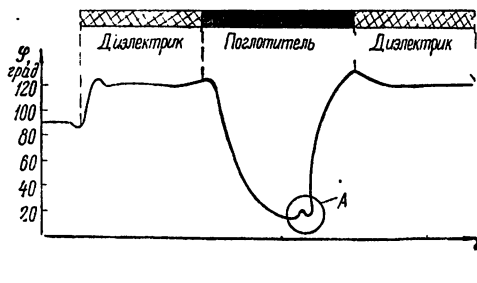


Рис. 7 Картина изменения сдвига фазы при протягивании через электромагнитный зонд диэлектрического стержня с нанесенной на него поглощающей пленкой.

виден след от царапины, прочерченной на поверхности пленки (область А рис. 7), который дает некоторое представление о разрешающей способности установки.

Таким образом, эксперименты по изменению неоднородностей ЗС, диэлектрических стержней и стержней с поглощающим покрытием показывают, что предлагаемая методика и измерительная установка могут успешно использоваться при исследованиях и для массового контроля этих изделий.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Радиоизмерительные приборы, каталог-проспект, М., НИИЭИР, 1974.

Поступила в редакцию 28 октября 1974 г.

УДК 621.372.832

В. П. Мещанов, Ю. В. Кибирский, Б. Ф. Бунимович

## НАПРАВЛЕННЫЕ ОТВЕТВИТЕЛИ ИЗ ОТРЕЗКОВ СВЯЗАННЫХ ЛИНИЙ С ПРОИЗВОЛЬНЫМИ ДЛИНАМИ

Изложены результаты экспериментального исследования ступенчатых направленных ответвителей II класса, представляющих собой каскадное включение чередующихся отрезков связанных и несвязанных линий с неравными электрическими длинами.

Проведен сравнительный анализ полученных результатов и результатов исследования направленных ответвителей I класса.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Известны два класса ступенчатых направленных ответвителей (НО)\*: НО I класса, представляющие собой каскадное включение отрезков связанных линий равной длины с различными коэффициентами связи [1—3], и НО II класса, состоящие из цепочки чередующихся отрезков несвязанных и связанных линий с одинаковыми коэффициентами связи, но различными электрическими длинами [4—6]. Со времени появления первых работ, посвященных исследованию НО [1—3], и по настоящее время широко исследуются ступенчатые НО I класса. Задача же синтеза НО II класса решена недавно [5], а их экспериментальное исследование еще не проводилось.

В настоящей работе изложены первые результаты экспериментального исследования несимметричных ступенчатых НО II класса. Рассмотрены случаи использования связанных полосковых линий с прямоугольными внутренними проводниками и круглых коаксиальных линий, связанных через щель. Предложена конструкция НО на основе полосковых линий с круглыми внутренними проводниками.

### 2. СТУПЕНЧАТЫЕ НАПРАВЛЕННЫЕ ОТВЕТВИТЕЛИ НА СВЯЗАННЫХ ПОЛОСКОВЫХ ЛИНИЯХ С ПРЯМОУГОЛЬНЫМИ ВНУТРЕННИМИ ПРОВОДНИКАМИ

На рис. 1 показана конструкция двухступенчатого НО, у которого участки связанных линий с электрическими длинами  $\psi_1$  и  $\psi_2$  соединены между собой отрезком несвязанных линий с электрической длиной  $\varphi_1$ .

\* Классификация соответствует работе [6].

Первый экспериментальный образец рассчитан на переходное ослабление  $C_{12}(\theta) = 35 \pm 0,5$  дБ в диапазоне частот с коэффициентом

перекрытия  $\chi = \frac{\theta_2}{\theta_1} = 2,7$ ; внутренний

диаметр внешнего проводника взят равным 10 мм;  $\psi_1 = a_1\theta$ ;  $\psi_2 = a_2\theta$ ;  $\varphi_1 = a_3\theta$ , где  $a_1 = 1,00$ ;  $a_2 = 2,98$ ;  $a_3 = 2,2$ ;  $\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2$ ;  $\theta_{ср} = 171,72^\circ$ ; сопротивление связи отрезков связанных линий  $r$  равно 0,03, общая длина области связи  $l$  равна 119,59 мм.

Измерение ослабления изготовленного образца показало хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных:  $C_{12}(\theta)_{\text{эксп}} = 34,5 \pm 0,7$  дБ (рис. 2, а), направленность  $N > 30$  дБ.

НО был рассчитан на работу в длинноволновой части СВЧ диапазона, поэтому оказалось возможным поперечное сечение отрезков связанных линий задать достаточно большим для того, чтобы подводящие линии выполнить прямолинейными и разместить в них СВЧ разъемы, упростив таким образом конструкцию. С уменьшением длины волны, как показано в работе [7],

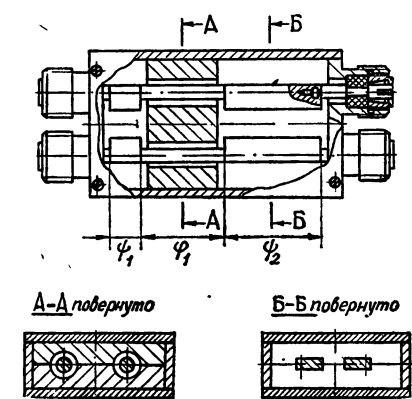


Рис. 1 Конструкция двухступенчатого полоскового НО II класса.

завязанных линий задать достаточно большим для того, чтобы подводящие линии выполнить прямолинейными и разместить в них СВЧ разъемы,

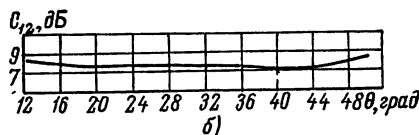
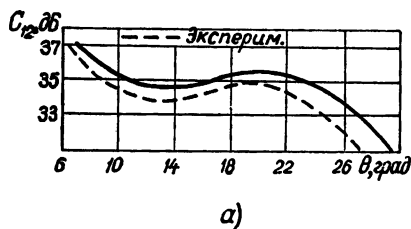


Рис. 2. Характеристики переходного затухания для двух экспериментальных образцов двухступенчатого полоскового НО II класса: сплошная кривая — расчет, пунктир — эксперимент.

для сохранения высокой направленности следует уменьшить размеры поперечного сечения связанных линий. При этом конструкция НО усложняется, поскольку подводящие линии нужно искривлять, чтобы разместить в них СВЧ разъемы, а это, в свою очередь, приводит к снижению направленности. Однако проще подводящие линии выполнять неоднородными [8] и располагать их под небольшим углом друг к другу. Этот прием особенно эффективен в коротковолновой части СВЧ диапазона, так как он позволяет уменьшить размеры поперечного сечения связанных линий настолько, насколько позволяет технология их изготовления; при этом подводящие линии остаются прямолинейными.

Второй экспериментальный образец рассчитывался на  $C_{12}(\theta) = 8 \pm 0,56$  дБ в диапазоне частот с  $\chi = \frac{\theta_2}{\theta_1} = 4,17$ ; внутренний диаметр

внешнего проводника подводящей линии выбирался равным 7 мм, подводящие проводники располагались под небольшим углом друг к другу. Для этого случая  $a_1=0,54$ ;  $a_2=3,43$ ;  $a_3=1,32$ ;  $\Theta_{cp}=30^\circ$ ,  $r=0,57$ ;  $l=85,33$  мм.

Измерение ослабления изготовленного образца так же, как и в первом случае, показало хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных:  $C_{12}(\Theta)_{\text{эксп}} = 8 \pm 0,85$  дБ (рис. 2,б),  $N > 22$  дБ.

Рассмотренный тип НО может быть рассчитан как на сильную, так и на слабую связь. Использование оконечных нагрузочных сопротивлений, встроенных в корпус НО, а также более совершенных опорных шайб позволит существенно увеличить направленность.

### 3. НАПРАВЛЕННЫЕ ОТВЕТВИТЕЛИ, ИСПОЛЬЗУЮЩИЕ СВЯЗАННЫЕ ЧЕРЕЗ ПРОДОЛЬНУЮ ЩЕЛЬ КРУГЛЫЕ КООКСИАЛЬНЫЕ ЛИНИИ

Трехступенчатый НО (рис. 3) состоит из одинаковых внутренних проводников 1 и 2, фиксируемых изоляторами 3, и корпуса, состоящего

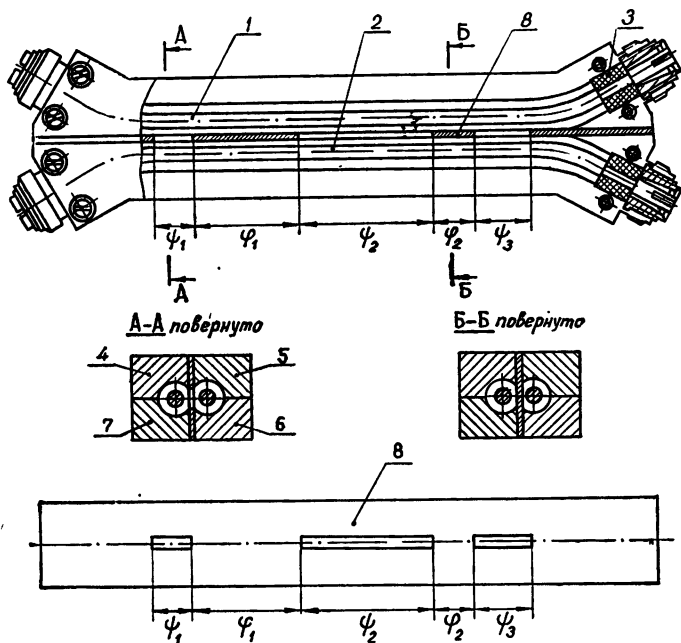


Рис. 3. Конструкция трехступенчатого коаксиального НО II класса:

1, 2 — внутренние проводники; 3 — изолятор; 4, 5, 6, 7 — детали, образующие два круглых коаксиала, 8 — металлическая лента.

из четырех одинаковых деталей 4, 5, 6, 7, образующих два круглых коаксиала, связанных через продольную щель. Между одинаковыми половинами корпуса, образованными деталями 4, 5, 6, 7, расположена

тонкая металлическая лента  $\delta$  с тремя продольными щелями. Число щелей в ленте соответствует числу отрезков связи в НО. Щели в ленте и щель в связанных коаксиалах корпуса равны по ширине и совмещены.

Так реализуется цепочка чередующихся отрезков связанных и несвязанных линий с электрическими длинами  $\psi_1, \psi_2, \psi_3$  и  $\varphi_1, \varphi_2$ . Геометрические длины отрезков связанных и несвязанных линий зависят от средней длины волны  $\lambda_{\text{ср}}$  рабочего диапазона частот и от типа характеристики ослабления  $C_{12}(\theta)$  при заданной  $\lambda_{\text{ср}}$ . При необходимости изменения типа характеристики ослабления или изменения  $\lambda_{\text{ср}}$  (для одного и того же номинального значения  $C_{12}(\theta)$ ) нет необходимости проектировать и изготавливать второй НО. Достаточно изготовить вторую ленту типа  $\delta$  (рис. 3) с другими длинами отрезков  $\psi_k$  и  $\varphi_k$ . Вид частотной характеристики ослабления НО, как показано в работе [5], зависит только от соотношения величин  $\psi_k$  и  $\varphi_k$ ; изменение абсолютных величин  $\psi_k$  и  $\varphi_k$  при заданном их соотношении приводит лишь к изменению  $\lambda_{\text{ср}}$ .

Учитывая возможность использования набора лент типа  $\delta$  (рис. 3), а также тот факт, что НО состоит из двух одинаковых внутренних проводников и корпуса, который, в свою очередь, состоит из четырех взаимозаменяемых деталей, можно заключить, что предложенная конструкция имеет высокий коэффициент унификации.

Были спроектированы и изготовлены два экспериментальных образца. Один из них, изготовленный в коаксиальном канале с внутренним диаметром внешнего проводника, равным 10 мм, рассчитан на переходное ослабление  $C_{12}(\theta) = 35 \pm 0,5$  дБ. Параметры этого образца следующие:

$$\psi_1 = a_1\theta; \psi_2 = a_2\theta; \psi_3 = a_3\theta; \varphi_1 = a_4\theta; \varphi_2 = a_5\theta,$$

где  $a_1=1$ ;  $a_2=3,58$ ;  $a_3=1,72$ ;  $a_4=3,56$ ;  $a_5=1,16$ ;  $\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2$ ;  $\theta_2/\theta_1 = \kappa = 4,33$ ;  $\theta_{\text{ср}} = 16,2^\circ$ ;  $r=0,03$ ;  $l=140$  мм. Экспериментальная кривая ослабления, представленная на рис. 4,

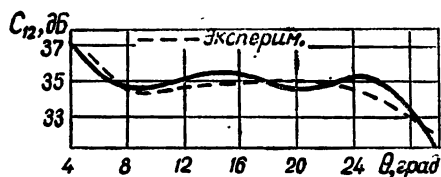


Рис. 4. Характеристики затухания трехступенчатого коаксиального НО II класса:

сплошная кривая — расчет, пунктир — эксперимент.

свидетельствует о хорошем совпадении расчетных и экспериментальных данных:  $C_{12}(\theta)_{\text{эксп}} = 34,9 \pm 0,7$  дБ;  $N > 28$  дБ.

Второй образец был рассчитан на переходное ослабление  $C_{12}(\theta) = 60 \pm 0,621$  дБ. Благодаря возможности смены лент  $\delta$  (рис. 3), этот НО без всякой экспериментальной доработки перекрыл диапазон с отношением граничных частот  $\kappa = 13,33$ .

Для этого были использованы две ленты, обеспечивающие перепад переходного затухания  $\Delta C_{12} = 0,77$  дБ. В первой ленте выполнены три щели, для которых  $a_1 = 0,071$ ;

$a_2=0,25$ ;  $a_3=1,05$ ;  $a_4=0,61$ ;  $a_5=0,37$ ;  $x=4$ ;  $\theta_{cp}=105^\circ$ ,  $l=141$  мм,  $r=0,0014$ . Во второй ленте для коротковолнового участка рабочего диапазона частот выполнены две щели, для которых  $a_1=0,61$ ;  $a_2=3,48$ ;  $a_3=1,37$ ;  $l=13,65$  мм;  $r=0,0013$ .

Технология изготовления НО проста. Она заключается в основном в отработке технологического процесса фрезерования на координатно-расточном фрезерном станке коаксиального канала с криволинейной осью (рис. 5,а). Технология изготовления ступенчатых НО I класса на связанных через продольную щель круглых коаксиальных линиях значительно сложнее, поскольку оси внутреннего и внешнего проводников в этом случае имеют большее число изгибов (рис. 5,б).

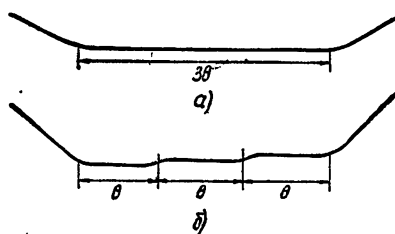


Рис 5. Оси вторичного канала коаксиальных ступенчатых НО I (а) и II классов (б).

#### 4. НАПРАВЛЕННЫЕ ОТВЕТВИТЕЛИ II КЛАССА НА СВЯЗАННЫХ ПОЛОСКОВЫХ ЛИНИЯХ С КРУГЛЫМИ ВНУТРЕННИМИ ПРОВОДНИКАМИ

Аналитические выражения для расчета геометрических размеров связанных полосковых линий с круглыми внутренними проводниками при заданной величине затухания получены только для слабой связи, когда переходное ослабление больше 10 дБ [9]. Пример их использования в проектировании трехступенчатого НО II класса показан на рис. 6. НО представляет собой систему чередующихся отрезков связанных  $\psi_1$ ,  $\psi_2$ ,  $\psi_3$  и несвязанных  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  линий.

Экспериментальный образец, спроектированный и изготовленный в соответствии с рис. 6 в коаксиальном канале с внутренним диаметром

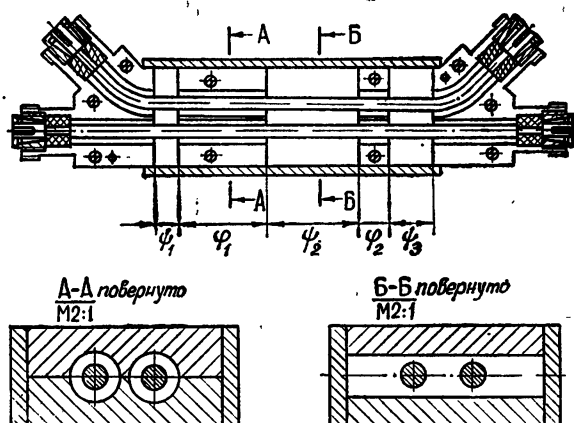


Рис. 6. Конструкция трехступенчатого полоскового НО II класса.

внешнего проводника, равным 10 мм, рассчитан на переходное ослабление  $C_{12}(\theta) = 35 \pm 0,5$  дБ в полосе частот с коэффициентом перекрытия  $\kappa = 4,33$  при  $a_1 = 1$ ;  $a_2 = 3,58$ ;  $a_3 = 1,72$ ;  $a_4 = 3,56$ ;  $a_5 = 1,16$ ;  $\theta_{\text{ср}} = 16,2^\circ$ ,  $r = 0,03$ ;  $l = 140$  мм. В результате измерений получены следующие данные:  $C_{12}(\theta)_{\text{эксп}} = 34 \pm 0,9$  дБ,  $N > 25$  дБ. Отклонение характеристики ослабления от номинального значения и сравнительно большой его перепад в рабочем диапазоне частот объясняется большими отклонениями от заданных размеров, допущенными при изготовлении образца. Использование высококачественных нагрузочных сопротивлений, встраиваемых в корпус, и более совершенного крепления внутреннего проводника позволит значительно улучшить характеристики НО подобной конструкции.

Отметим, что не все из исследованных НО удовлетворяют условиям локального минимума [6] для функции  $\Delta C_{12}$ . Исследовались как оптимальные (в смысле величины  $\Delta C_{12}$ ), так и неоптимальные конструкции НО. Таблицы оптимальных параметров ступенчатых НО II класса и порядок их расчета приведены в работе [6].

## 5. ВЫВОДЫ

Отметим наиболее важные преимущества ступенчатых НО II класса по сравнению с НО I класса.

1. В обычных ступенчатых НО с ростом числа ступеней электромагнитная связь в одной из крайних ступеней возрастает, в другой — уменьшается. Поэтому реализовать такие системы сложно. Особенно сложно конструктивно и технологически осуществить сильную связь. В НО II класса коэффициенты связи отрезков связанных линий одинаковые и по величине оказываются меньше, чем максимальная связь в НО I класса. Например, для номинальной величины затухания 6 дБ в полосе частот с коэффициентом перекрытия  $\kappa \approx 6,6$  и  $\Delta C_{12} = 0,3$  дБ величина связи составляет 3,9 дБ, тогда как в НО I класса она составляет 3,1 дБ. Для номинальной величины затухания 3 дБ эти величины составляют соответственно 1,35 и 0,916 дБ, причем с ростом числа ступеней эта разница возрастает.

Большой разброс коэффициентов связи отрезков в НО I класса приводит к электрическому пробое, особенно в зонах стыковки отрезков с сильной связью.

2. В ступенчатых НО II класса коэффициенты связи отрезков связанных линий по величине больше, чем минимальная связь в ступенчатых НО I класса, т. е. связанные линии в НО II класса более компактны в поперечном сечении, что препятствует возникновению побочных типов колебаний [10].

3. Электрические неоднородности в зонах стыковки отрезков связанных линий с различными сопротивлениями связи (наблюдаемые только в НО I класса), а также неоднородности в местах соединения связанных и несвязанных линий значительно снижают направленность и ухудшают характеристики затухания ступенчатых НО I класса. В НО II класса имеется только один тип электрических неоднородностей — зоны стыковки связанных и несвязанных линий, причем эти

неоднородности одинаковы, что создает дополнительные предпосылки для повышения направленности [11].

4. Для реализации заданного допуска на переходное затухание в НО II класса достаточно осуществить заранее заданное соотношение длин отрезков связанных и несвязанных линий, что может быть осуществлено технологически несложно и с большой точностью. В ступенчатых НО I класса для этой цели необходимо не только выдержать равенство электрических длин отрезков связанных линий (что значительно сложнее и всегда требует специальных экспериментальных исследований с целью корректировки электрических длин), но и реализовать заданное соотношение сопротивлений связи ступеней с большой точностью.

5. Габариты НО II класса определяются величиной  $\sum_{k=1}^{m-1} \mu_k \lambda_{cp}$ , где  $\mu_k = a_k \theta_{cp} / 2\pi$ . Для НО I класса аналогичный параметр  $\mu'_k = 1 \cdot 90^\circ / 360^\circ = 1/4$ . На основании этого параметра можно быстро сравнить габариты НО с произвольными длинами ступеней и обычных НО.

Как следует из таблиц работы [6], габариты НО II класса всегда меньше, чем габариты НО I класса (при равном числе ступеней связи), причем с ростом числа ступеней выигрыш в габаритах увеличивается. В некоторых случаях выигрыш может оказаться весьма существенным [11].

6. Ступенчатые НО II класса, как показано выше, по сравнению с НО I класса более просты в изготовлении и отличаются простотой расчета. Для их расчета достаточно найти  $\lambda_{cp}$  и размеры поперечного сечения отрезка связанных линий с коэффициентом связи  $K$ . Для НО I класса приходится определять указанные размеры для различных  $K$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Shimizu I. G. K. Trippled directional couplers. IRE Wescon Convention Record, 1957, august, part. 1, 4.
2. Фельдштейн А. Л. Синтез ступенчатых направленных ответвителей. «Радиотехника и электроника», 1961, т. 6, № 2, с. 234.
3. Фельдштейн А. Л. Ступенчатые мосты. «Радиотехника и электроника», 1961, т. 6, № 9, с. 121.
4. Мещанов В. П., Кибирский Ю. В. Многоэлементный направленный ответвитель. Авторское свидетельство № 321888. Бюллетень изобретений. 1971, № 35.
5. Мещанов В. П., Фельдштейн А. Л. Структурный синтез ступенчатых направленных ответвителей. «Радиотехника и электроника», 1973, т. 18, № 10, с. 2039.
6. Бунимович Б. Ф., Мещанов В. П., Фельдштейн А. Л. Таблицы для расчета ступенчатых направленных ответвителей II класса. «Радиотехника и электроника», 1974, т. 19, № 8, с. 1602.
7. Kraus A. Der technische Richtkoppler aus gekoppelten Leitungen. „Rohde Schwarz Mitteilungen“, 1967, Jahrgang 16, November, s. 297.
8. Мещанов В. П., Кибирский Ю. В. Методы повышения коэффициента направленности ответвителей с ТЕМ-волной. «Электронная техника», серия II, 1970, № 2, с. 9.
9. Мещанов В. П. Связанные полосковые линии с круглыми внутренними проводниками. «Электронная техника», серия II, 1968, № 2, с. 86.

10. Стародубровский Р. К. Проектирование прецизионных коаксиальных направленных ответвителей сантиметрового диапазона волн. «Вопросы радиоэлектроники», серия «Радиоизмерительная техника», 1972, вып. 2, с. 36.

11. Мецанов В. П., Кибирский Ю. В. Направленные ответвители из отрезков связанных линий с неравными электрическими длинами. «Радиотехника», 1972, т. 27, № 2, с. 95.

*Поступила в редакцию 27 августа 1974 г.  
после переработки — 7 января 1975 г.*

## ===== НОВЫЕ КНИГИ =====

**М. А. БАБИКОВ, А. В. КОСИНСКИЙ. Элементы и устройства автоматики.** М., «Высшая школа», 1975, 434 с. с ил.

В книге рассматриваются основные элементы и устройства, применяемые в системах автоматического управления. Элементы и устройства систематизированы с точки зрения выполнения ими определенных операций с сигналами, т.е. по функциональному признаку. Излагаются принципы действия характеристики, схемные и конструктивные методы построения датчиков, реле, усилителей, логических, цифровых и ряда других элементов и устройств автоматики.

**А. К. КРИШТАФОВИЧ. Электронные измерения и измерение параметров полупроводниковых приборов.** Изд. 2-е, доп. и перераб. М., «Высшая школа», 1974, 304 с. с ил.

Книга состоит из двух разделов: 1) электронные измерения, 2) измерение параметров полупроводниковых приборов. В книге изложены основные методы электронных измерений, измерений основных параметров полупроводниковых приборов; приведены технические характеристики наиболее распространенных промышленных радиоизмерительных приборов.

УДК 621.372.837.1

П. В. Николаев, М. В. Орлов, С. Д. Шулика

## КОАКСИАЛЬНЫЙ БЕСКОНТАКТНЫЙ МНОГОКАНАЛЬНЫЙ СВЧ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЬ

Приведены результаты разработки и исследований бесконтактного многоканального СВЧ переключателя на коаксиале сечением 7/3,04 мм, в котором электромагнитная связь по внутреннему и внешнему проводникам ротора и статора осуществляется через емкостные зазоры в симметричной воздушной полосковой линии. Переключатель длительно непрерывно работает с приводом от шагового двигателя или обычного электродвигателя.

В существующих конструкциях коаксиальных переключателей электрическая связь между коммутируемыми каналами ротора и статора обеспечивается гальваническим контактом по внутреннему и внешнему проводникам. Связь между внутренними проводниками ротора и статора обеспечивается контактами ножевого [1] либо торцевого типа [2, 3]. Недостатком таких переключателей является малое быстродействие и малый срок службы при переключении. Для лучших переключателей с золочеными контактами с числом переключений  $10^5$  при непрерывном вращении ротора со скоростью 50 об/мин срок службы составляет всего несколько десятков часов. При этом вследствие износа контактов в процессе работы непрерывно ухудшаются электрические параметры переключателя.

В ряде случаев, в частности для поочередного подключения вторичных каналов волноводно-коаксиальных направленных ответвителей многомодовой мощности ко входу измерительного приемника при измерении уровней внеполосных и побочных излучений ЭВП СВЧ, необходим переключатель, обеспечивающий длительную непрерывную работу с приводом от шагового двигателя или электродвигателя. Естественно, электрические параметры такого переключателя не должны ухудшаться в течение всего срока службы. Выполнение переключателя, отвечающего изложенным требованиям, позволит использовать его в различных схемах с дистанционным управлением и автоматической обработкой сигналов.

В предлагаемом коаксиальном бесконтактном многоканальном СВЧ переключателе (рис. 1) указанные требования обеспечиваются заменой быстроизнашивающихся гальванических контактов емкостной связью. Передача СВЧ энергии от статорных к роторным частям коаксиала осу-

ществляется через емкостные зазоры. Поскольку переключатель предназначен для работы в СВЧ диапазоне, его характеристики на низких частотах существенного значения не имеют.

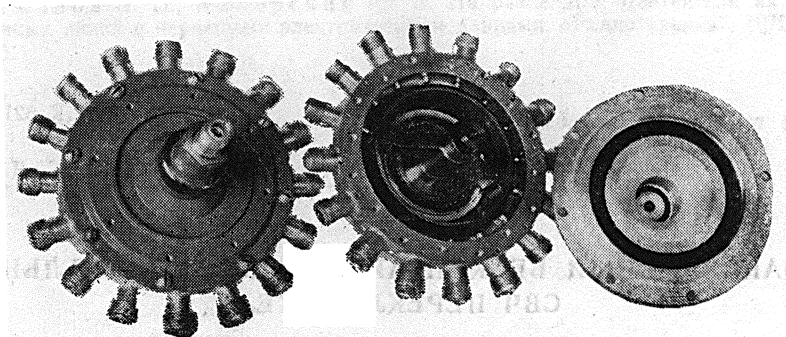


Рис. 1. Общий вид переключателя.

Переключатель (рис. 2) состоит из корпуса 1, в котором в подшипниках 2 консольно установлен ротор 3 с коммутирующим отрезком коаксиала 4. По окружности корпуса размещены входные коаксиалы 5. Количество их принципиально не ограничено, увеличение их вызовет лишь увеличение диаметра переключателя при необходимости сохранения требуемой развязки между каналами. Центральный выходной разъем 6 выполнен по оси переключателя на крышке 7 корпуса. Внутренние проводники 8 входных коаксиалов и внутренний проводник 9 коаксиала ротора выходят в радиальную полость между плоскостями корпуса и его крышкой и образуют отрезки симметричных воздушных полосковых линий с внешними проводниками в виде общих пластин. Введение в область связи отрезка симметричной воздушной полосковой линии ослабляет критичность влияния зазоров и четкости фиксации ротора относительно статора, что имеет важное значение при работе с приводом от шагового двигателя, и, кроме того, увеличивает длительность связи в случае непрерывного вращения ротора от обычного электродвигателя. Передача СВЧ энергии между подвижными и неподвижными частями коаксиалов переключателя осуществляется через емкостные зазоры: 10 (между внешним проводником коаксиала ротора и пластинами полосковых линий); 11 (между внешними проводниками коаксиала вращающегося сочленения); 12 (между внутренними проводниками входных коаксиалов статора и ротора).

Связь по внутреннему проводнику во вращающемся сочленении обеспечивается контактной парой, состоящей из бронзовой (БрБ2) цанги и стального каленого пальца. Установленные в роторе и статоре поглотители 13 из ферроэпоксида подавляют возможные резонансы. При ручном переключении и привязке угловых положений роторов переключателя и шагового двигателя ротор переключателя фиксируется подпружинным шариком 14 с индикацией включенного канала по шкале 15.

Электрические параметры рассматриваемого переключателя на нижних частотах диапазона в наибольшей мере определяются величиной емкостных зазоров. В конструкторско-технологическом отношении эти

зазоры должны быть достаточными, чтобы обеспечить свободное вращение ротора в широком диапазоне температурных условий работы.

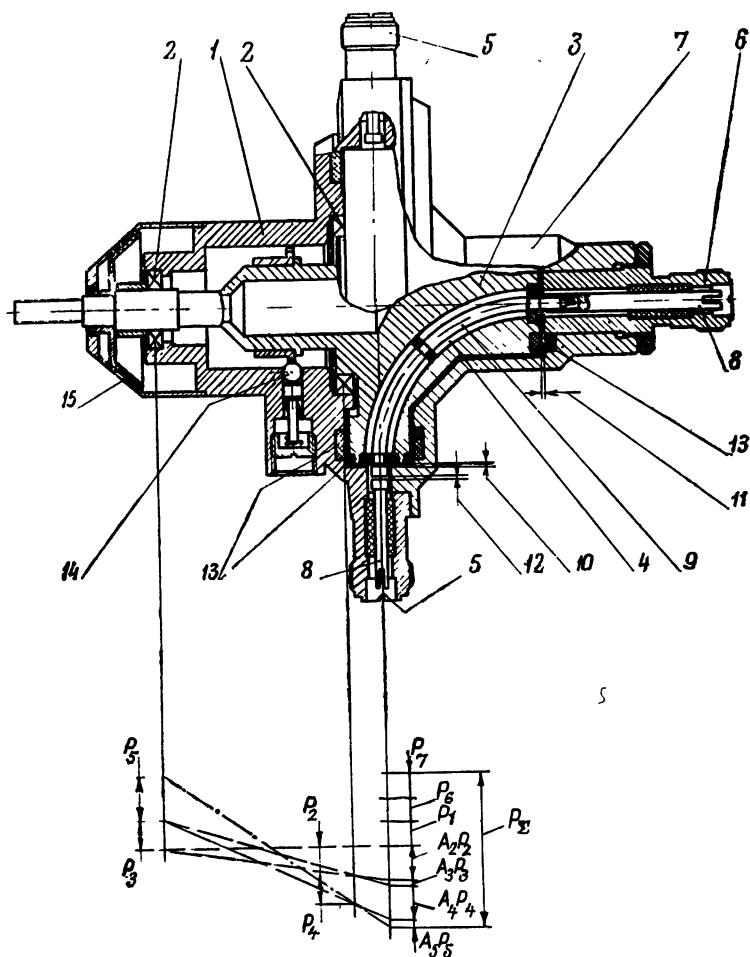


Рис. 2. Конструкция и схема размерной цепи переключателя:

1 — корпус, 2 — подшипники, 3 — ротор, 4 — коаксиал, 5 — входные коаксиалы, 6 — выходной разъем, 7 — крышка, 8 — проводники, 9 — внутренний проводник коаксиала, 10, 11, 12 — емкостные зазоры, 13 — поглотители, 14 — шарик, 15 — шкала.

Влияние величин зазоров на КСВН определим с помощью эквивалентной схемы разрыва коаксиала [4], представленной на рис. 3.

Пренебрегая краевыми емкостями  $C_2$ , определим емкостное сопротивление  $Z_C$ , вносимое емкостью разрыва  $C_1$ :

$$Z_C = -j \frac{1}{\omega C_1}. \quad (1)$$

Емкость разрывов для соответствующих величин зазоров и перекрываемых площадей вычислим по формуле для плоского конденсатора:

$$C_{10, 11, 12} = \frac{\epsilon_0 \epsilon S_{10, 11, 12}}{\Delta_{10, 11, 12}}, \quad (2)$$

где  $\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9}$  — электрическая постоянная;  
 $\epsilon = 1,0006$  — диэлектрическая проницаемость воздуха;  
 $\Delta_{10, 11, 12}$  — величина каждого из зазоров;  
 $S_{10, 11, 12}$  — площади контактирующих элементов.

Площадь плоского контакта в зазоре 12 при диаметре внутреннего проводника полоска 3,86 мм составляет 11,7 мм<sup>2</sup>, в зазоре 11 для выбранных ширины кольца 3,75 мм и среднего радиуса 13,25 мм — 288,5 мм<sup>2</sup>. Площадь поперечного сечения в зазоре 10, рассчитанная в соответствии с рис. 4, для выбранных размеров равна 126 мм<sup>2</sup>.

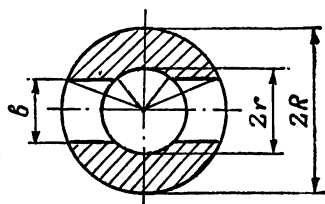
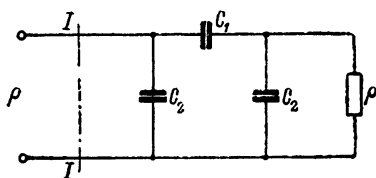


Рис. 3. Эквивалентная схема разрыва проводника коаксиала.

Рис. 4. Вид поверхности емкостного зазора 10 (рис. 2).

Коэффициент отражения  $\Gamma$ , вызываемый разрывом коаксиала, в соответствии со схемой рис. 3 определим по формуле (3):

$$\Gamma_{10, 11, 12} = \frac{\dot{Z}_{10, 11, 12} - \rho}{\dot{Z}_{10, 11, 12} + \rho}, \quad (3)$$

где  $\dot{Z}_{10, 11, 12}$  — комплексное сопротивление в сечении 1—1 (рис. 3):

$$\dot{Z}_{10, 11, 12} = -j \frac{1}{\omega C_{10, 11, 12}} + \rho.$$

В разработанном шестнадцатиканальном переключателе рассмотренной конструкции зазор 12 равен  $15 \pm 5$  мкм, а величина средней емкости — 6,94 пФ, зазор 10 определяется допусками  $A/D$  и для диаметра  $D=90$  мм составляет  $22 \pm 14$  мкм при емкости 50,97 пФ. Зазор 11 во вращающемся сочленении регулируется в процессе настройки переключателя и составляет 10 мкм с емкостью 256,75 пФ. Величина емкости между внешними проводниками может быть увеличена расширением колец в зазорах 10 и 11. Увеличение ширины кольца также снижает прямые потери и ограничено размером  $\lambda_{\text{мин}}/4$  во избежание резонансов

в радиальной линии. Так как переключатель будет иметь худшие параметры на нижней частоте диапазона, вычислим коэффициенты отражения от каждого разрыва на частоте 1 ГГц:

$$|\Gamma_{12}| = 0,22; \quad |\Gamma_{11}| = 0,006; \quad |\Gamma| = 0,035.$$

Величину максимального суммарного коэффициента отражения определим как сумму модулей составляющих (считая их достаточно малыми [5]) равную 0,26, что соответствует максимальному КСВН, равному 1,7.

Из сравнения коэффициентов отражения от зазоров следует, что на КСВН переключателя в наибольшей степени влияет величина зазора 12. Разброс величины этого зазора от канала к каналу также определяет неидентичность каналов.

Для расчета величины возможных значений зазора 12 рассмотрим размерную цепь  $P$  (рис. 2), уравнение которой можно записать [6] в виде:

$$P_{\Sigma} = A_1 P_1 + A_2 P_2 + A_3 P_3 + A_4 P_4 + A_5 P_5 + A_6 P_6, \quad (4)$$

где  $P_1$  — смещение центра окружности обработки торцов внутренних проводников коаксиалов корпуса с оси отверстий под опоры в корпусе;

$P_2$  — радиальное смещение центра дорожки качения с оси наружной поверхности (разностенность) левого подшипника;

$P_3$  — то же для правого подшипника;

$P_4$  — несовпадение центров дорожки качения и отверстия внутреннего кольца (разностенность) левого подшипника;

$P_5$  — то же для правого подшипника;

$P_6$  — эллиптичность расположения торцов внутренних проводников коаксиалов корпуса;

$P_7$  — смещение центра окружности при обработке торца внутреннего проводника коаксиала ротора с оси, проходящей через центры посадочных мест под подшипники на роторе;

$A_1 = A_6 = A_7 = 1$ ,  $A_2 = A_4 = \frac{L_1}{L_2}$ ,  $A_3 = A_5 = \frac{L_1 + L_2}{L_2}$  — передаточные отношения соответствующих звеньев,

где  $L_1$  — расстояние между правым подшипником и центром коммутирующего коаксиала ротора,

$L_2$  — расстояние между центрами опор.

Из уравнения (4) можно определить половину поля допуска возможного разброса величины радиального зазора по известным допускам составляющих звеньев:

$$\delta_{\Sigma} = \frac{1}{k_{\Sigma}} \sqrt{k_1^2 \delta_1^2 + k_6^2 \delta_6^2 + k_7^2 \delta_7^2 + \left(\frac{L_1}{L_2}\right)^2 (k_2^2 \delta_2^2 + k_4^2 \delta_4^2) + \left(\frac{L_1 + L_2}{L_2}\right)^2 (k_3^2 \delta_3^2 + k_5^2 \delta_5^2)}. \quad (5)$$

Здесь все величины (овальность, эксцентриситет, разностенность) распределены по закону Релея [7] с коэффициентом относительного рассеивания  $k_n = 1,097$ . Полагая результирующий коэффициент  $k_{\Sigma}$  близким к этой же величине, уравнение (5) запишем в виде:

$$\delta_{\Sigma} \approx \sqrt{\delta_1^2 + \delta_6^2 + \delta_7^2 + \left(\frac{L_1}{L_2}\right)^2 (\delta_2^2 + \delta_4^2) + \left(\frac{L_1 + L_2}{L_2}\right)^2 (\delta_3^2 + \delta_5^2)}. \quad (6)$$

Величины, входящие в формулу (6), приведены в табл. 1.

Таблица 1

| Звено размерной цепи       | $P_1$      | $P_2$                              | $P_4$                      | $P_3$                                         | $P_5$                      | $P_6$      | $P_7$      | $P_2$      |
|----------------------------|------------|------------------------------------|----------------------------|-----------------------------------------------|----------------------------|------------|------------|------------|
| Передающее отношение       | 1          | $\frac{L_1}{L_2} = \frac{8,5}{60}$ |                            | $\frac{L_1 + L_2}{L_2} = \frac{8,5 + 60}{60}$ |                            | 1          | 1          | —          |
| Половина поля допуска, мкм | $\delta_1$ | $\delta_2 = \frac{R_a}{4}$         | $\delta_4 = \frac{R_l}{4}$ | $\delta_3 = \frac{R_a}{4}$                    | $\delta_5 = \frac{R_l}{4}$ | $\delta_6$ | $\delta_7$ | $\delta_2$ |
|                            | 1          | 1,5                                | 1                          | 2                                             | 1,25                       | 2          | 1          | 4          |

По формуле (6) определяется максимально возможный разброс радиального зазора, соответствующий экономическому уровню точности [8]. Как следует из формулы (6), соответствующим подбором расстояний  $L_1$  и  $L_2$  можно свести до минимума влияние радиальных биений левой опоры. Влияние погрешностей правой опоры можно уменьшить, применив сдвоенный подшипник.

Погрешности составляющих звеньев  $P_4$ ,  $P_5$  и  $P_7$  определяют радиальное биение ротора, давая разброс длины радиуса от оси вращения до поверхности связи в отдельных экземплярах. Однако углы между векторами эксцентриситетов  $P_4$ ,  $P_5$  и  $P_7$  и радиальным направлением коаксиала ротора будут постоянными для каждого конкретного ротора. Следовательно, указанные погрешности порождают систематическую ошибку и не влияют на идентичность зазоров по каналам. В процессе изготовления длина внутреннего проводника коаксиала ротора может быть взята с припуском и при установке ротора доведена до требуемой величины обработкой торца внутреннего проводника ротора в подшипниках. В этом случае величинами  $\delta_4$ ,  $\delta_5$  и  $\delta_7$  в выражениях (5) и (6) можно пренебречь.

Погрешности составляющих звеньев  $P_1$ ,  $P_2$  и  $P_3$  определяют систематическое смещение центров расположения торцов внутренних проводников коаксиалов корпуса относительно оси вращения коаксиала ротора, что вызывает увеличение зазоров в каналах с одной стороны переключателя и уменьшение с противоположной. Уменьшение этого биения может быть достигнуто установкой правого подшипника повышенной точности (например, класса 5, ГОСТ 520-71,  $\delta_3 = R_a/4 = 2$  мкм и  $\delta_5 = R_l/4 = 1,25$  мкм) и обработкой с одной установки торцов внутренних проводников коаксиалов корпуса и посадочных мест под подшипники.

Таким образом, при достигнутом уровне точности разброс зазора не превышает  $\pm 3$  мкм. Для обеспечения свободного вращения ротора в различных температурных условиях работы его радиус вне области связи должен быть уменьшен на 0,2—0,6 мм.

Параметры описанного переключателя ГВ5.435.033 представлены в табл. 2.

Таблица 2

| Частота,<br>ГГц | КСВН | Потери,<br>дБ | Неидентичность<br>потерь по кана-<br>лам, дБ | Развязка,<br>дБ |
|-----------------|------|---------------|----------------------------------------------|-----------------|
| 1 — 8           | ≤1,7 | <1            | 0,2 — 0,3                                    | >60             |
| 8 — 12          | 1,5  | <1            | 0,2 — 0,3                                    | 50              |
| 12 — 18         | 1,5  | <1            | 0,2 — 0,3                                    | 35              |

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Яковлев В. П. Коаксиальный переключатель. Авторское свидетельство СССР № 209 553. Бюллетень изобретений № 5, 1968, с. 53.
2. Coax switch offers 100 dB isolation. *Microwaves*, October, 1968, pp. 80, 82.
3. Miniature rotary coaxial switch. *Microwave Journal*, March, 1969, vol. 12, No 3, p. 148E.
4. Green H. E. The numerical solution of some important transmission-line problems. *IEEE transaction on microwave theory and techniques*. September, 1965. vol. MTT-13, No 5, pp. 676—692.
5. Альтман Дж. Л. Устройства СВЧ. Пер. с англ., М., «Мир», 1968.
6. Дунаев П. Ф. Размерные цепи. М., Машгиз, 1963.
7. Точность производства в машиностроении и приборостроении, Под ред. Гаврилова А. Н., «Машиностроение», 1973.
8. Справочник конструктора оптикомеханических приборов. Под ред. Кругера М. Я. и Панова В. А., Л., «Машиностроение», 1967.

Поступила в редакцию 9 июля 1974 г.,  
после переработки — 20 февраля 1975 г.

## ══════ НОВЫЕ КНИГИ ══════

Т. И. ИЗЮМОВА, В. Т. СВИРИДОВ. Волноводы, коаксиальные и полосковые линии. М., «Энергия», 1975, 112 с. с ил.

В книге приведены конструктивные и электрические параметры волноводных и коаксиальных линий передачи СВЧ и указаны области их применения. Значительное место отведено вопросам расчета и конструирования полосковых линий (ленточных радиоволноводов) и использования их в узлах и схемах радиолюбительской и промышленной аппаратуры СВЧ диапазона.

Книга предназначена для широкого круга радиолюбителей.

«ЭЛЕКТРОНИКА СВЧ», № 5, 1975.



## ПРИМЕНЕНИЕ

УДК 621.372.853 : 621.365

Н. Г. Арделян, Ю. С. Архангельский

### ИССЛЕДОВАНИЕ КАМЕР СВЧ С БЕГУЩЕЙ ВОЛНОЙ ПРИ ТЕРМООБРАБОТКЕ ДИЭЛЕКТРИКОВ С ИЗМЕНЯЮЩИМИСЯ ПАРАМЕТРАМИ

Теоретически и экспериментально исследовано распределение мощности и температуры по длине диэлектрика при его термообработке в камерах СВЧ с бегущей волной.

В работе [1] степень нагрева диэлектрика в СВЧ камерах с бегущей волной характеризуется величиной погонной мощности потерь для диэлектриков с независимыми от температуры параметрами. Однако для практического использования камер необходимо учитывать зависимость параметров диэлектрика от температуры.

Цель настоящей работы — теоретическое и экспериментальное исследование распределения мощности и температуры в диэлектриках с параметрами, изменяющимися в процессе нагрева их в камерах СВЧ с бегущей волной. Исследования распределения мощности потерь и температуры проводились только по длине диэлектрика, так как в описанных типах камер [1] неравномерность нагрева по поперечному сечению экспериментально не обнаружена.

Исследуемые камеры представляют собой короткозамкнутые отрезки неоднородных линий передачи с потерями. Входное сопротивление любого сечения таких линий определяется дифференциальным уравнением Риккати [2]. Применяя обозначения работы [1], запишем:

$$\frac{\partial Z_{вх}}{\partial x} = R + j \left[ X + \frac{2\pi}{\lambda} \frac{Z_0^2(x) - Z_{вх}^2(x)}{Z_0(x)} \right]. \quad (1)$$

В общем случае активная и реактивная составляющие погонного сопротивления диэлектрика  $R$  и  $X$  зависят от координаты (отсчет ведется от короткозамкнутого конца) и от температуры; волновое сопротивление линии без учета потерь  $\left( Z_0 = \sqrt{\frac{L(x)}{C(x)}} \right)$  зависит только от размеров линии.

Имея в виду, что

$$Z_{\text{вх}}(x) = \operatorname{Re} Z_{\text{вх}}(x) + j \operatorname{Im} Z_{\text{вх}}(x), \quad (2)$$

преобразуем уравнение (1), разделив действительную и мнимую части:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \operatorname{Re} Z_{\text{вх}}}{\partial x} &= R + \frac{4\pi}{\lambda} \frac{\operatorname{Re} Z_{\text{вх}}(x) \operatorname{Im} Z_{\text{вх}}(x)}{Z_0(x)}, \\ \frac{\partial \operatorname{Im} Z_{\text{вх}}}{\partial x} &= X + \frac{2\pi}{\lambda} \left\{ Z_0(x) - \frac{[\operatorname{Re} Z_{\text{вх}}(x)]^2}{Z_0(x)} + \frac{[\operatorname{Im} Z_{\text{вх}}(x)]^2}{Z_0(x)} \right\}. \end{aligned} \quad (1a)$$

Исходя из требования согласования камеры и распространения в ней бегущей волны необходимо, чтобы волновое сопротивление подводящей энергию линии передачи равнялось входному сопротивлению камеры, а также чтобы волновое сопротивление каждого участка камеры равнялось его входному сопротивлению. Этого можно достичь, если выбрать такую зависимость  $Z_0(x)$ , при которой входное сопротивление в любом сечении камеры будет чисто активным. Тогда в уравнениях системы (1a)  $\operatorname{Im} Z_{\text{вх}}(x) = 0$  и, как следствие,  $\frac{\partial \operatorname{Im} Z_{\text{вх}}}{\partial x} = 0$ .

В этом случае уравнения (1a) примут вид:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} Z_{\text{вх}}(x) &= \int_0^x R dx, \\ X + \frac{2\pi}{\lambda} \left\{ Z_0(x) - \frac{[\operatorname{Re} Z_{\text{вх}}(x)]^2}{Z_0(x)} \right\} &= 0. \end{aligned}$$

Решая эти уравнения относительно  $Z_0(x)$ , получим выражение для волнового сопротивления любого участка камеры вдоль  $x$ :

$$Z_0(x) = -\frac{\lambda}{4\pi} X(x) + \sqrt{\left[ \frac{\lambda}{4\pi} X(x) \right]^2 + \left[ \int_0^x R(x) dx \right]^2}. \quad (3)$$

Камера будет полностью согласована с подводящей энергию линией передачи, если

$$Z_{0l} = Z_0(l) = Z_{\text{вх}}(l),$$

где  $Z_{0l}$  — волновое сопротивление подводящей энергию линии передачи;

$Z_0(l)$  — волновое сопротивление камеры на входе;

$$Z_{\text{вх}}(l) = \int_0^l R(x) dx \quad \text{или} \quad Z_{\text{вх}}(l) = Rl \quad \text{при} \quad R(x) = \text{const.}$$

Распределение мощности по длине камеры определяется формулой:

$$P(x) = \frac{1}{2} |I(x)|^2 \operatorname{Re} Z_{\text{вх}}(x). \quad (4)$$

Выражение для распределения тока в неоднородной линии с потерями имеет вид (см. Приложение):

$$I(x) = I(l) \exp \left[ -j \frac{2\pi}{\lambda} \int_x^l \frac{Z_{\text{вх}}(x)}{Z_0(x)} dx \right], \quad (5)$$

где  $I(l)$  — амплитуда тока в начале линии.

Учитывая (2), выражение (5) преобразуем к виду:

$$I(x) = I(l) \exp \left[ \frac{2\pi}{\lambda} \int_x^l \frac{\operatorname{Im} Z_{\text{вх}}(x)}{Z_0(x)} dx \right] \exp \left[ -j \frac{2\pi}{\lambda} \int_x^l \frac{\operatorname{Re} Z_{\text{вх}}(x)}{Z_0(x)} dx \right],$$

откуда

$$|I(x)| = I(l) \exp \left[ \frac{2\pi}{\lambda} \int_x^l \frac{\operatorname{Im} Z_{\text{вх}}(x)}{Z_0(x)} dx \right].$$

Используя выражения (4) и (5), получим распределение мощности вдоль камеры:

$$P(x) = P(l) \frac{\operatorname{Re} Z_{\text{вх}}(x)}{\operatorname{Re} \bar{Z}_{\text{вх}}(l)} \exp \left[ \frac{4\pi}{\lambda} \int_x^l \frac{\operatorname{Im} \bar{Z}_{\text{вх}}(x)}{Z_0(x)} dx \right].$$

Производная этого выражения по  $x$  даст погонную мощность потерь:

$$P_x = \frac{P(l)}{\operatorname{Re} \bar{Z}_{\text{вх}}(l)} R \exp \left[ \frac{4\pi}{\lambda} \int_x^l \frac{\operatorname{Im} Z_{\text{вх}}(x)}{Z_0(x)} dx \right]. \quad (6)$$

Если камера с однородным диэлектриком  $R(x) = \operatorname{const} = R_p$  и  $X(x) \operatorname{const} = X_p$  выполнена таким образом, что ее волновое сопротивление изменяется по длине в соответствии с уравнением (3), то погонная мощность потерь, как следует из выражения (6), будет равна:

$$P_x = \frac{P(l)}{l}.$$

Это значит, что вся мощность, подаваемая на вход камеры, равномерно поглощается по всей длине диэлектрика.

Таким образом, выражение (3) является условием равномерного поглощения в камере для расчетных значений погонного сопротивления  $R_p$  и  $X_p$ .

Распределение погонной мощности потерь, определяемое выражением (6), изменяется в процессе нагрева, так как погонное сопротивление диэлектрика (соответственно и входное сопротивление камеры) зависит от температуры в силу зависимости от температуры его электрофизических параметров.

В общем случае

$$P_x = f[x, T_0(x, \tau)],$$

где  $\tau$  — текущее время нагрева

Если учесть, что за короткое время термообработки можно пренебречь теплопроводностью диэлектрика и теплообменном его с окружающей средой, то распределение температуры по длине камеры в течение времени нагрева определяется выражением:

$$T_0(x, \tau) = T_0^0 + \frac{1}{C_p S} \int_0^\tau P_x[x, T_0(x, \tau)] d\tau,$$

где  $S$  — площадь поперечного сечения диэлектрика,  $P_x[x, T_0(x, \tau)]$  определяется по формуле (6).

Распределение температуры по длине диэлектрика рассчитывалось численно на ЭВМ типа М-222. Зависимости  $R$  и  $X$  от температуры вводились в машину в виде таблиц. Диэлектрик считался однородным, поэтому расчетные значения  $R$  и  $X$  от координаты не зависели.

Экспериментально исследовались волноводная и коаксиальная камеры на частоте 2375 МГц, конструкции которых описаны в работе [1]. В волноводной камере лоток для загрузки диэлектрика имел длину 360 мм, ширину 90 мм. Глубина лотка могла изменяться от 20 мм до нуля. Глубина лотка определяла толщину диэлектрика, а при ее изменении можно было варьировать величины  $R$  и  $X$ , используя один и тот же диэлектрик. Размеры пространства взаимодействия коаксиальной камеры были неизменны: длина 45 мм, диаметр 30 мм.

На рис. 1 представлены результаты расчета и экспериментального исследования распределения температуры в волноводной камере при нагреве смеси селикагеля с водой, в которой растворено некоторое количество поваренной соли. Толщина диэлектрика равнялась 10 мм. Диэлектрик нагревался до температуры 76°C за 60 с. Результаты расчета — 80°C за 50 с. Неравномерность распределения температуры не

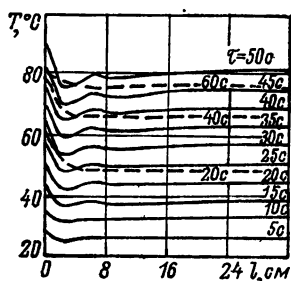


Рис. 1. Распределение температуры смеси селикагеля с водой по длине волноводной камеры с глубиной лотка 10 мм в процессе нагрева:

— расчет, — — — эксперимент.

превышала  $\pm 5^\circ\text{C}$  (для расчета) и  $\pm 3^\circ\text{C}$  (для эксперимента). Зависимости  $\epsilon$  и  $\text{tg}\delta$  от температуры для этого диэлектрика приведены на рис. 2 для смеси № 1 (сплошные кривые).

Измерения электрофизических параметров диэлектриков (рис. 2) проводились с помощью коаксиальной измерительной линии методом полного заполнения короткозамкнутого участка [3].

На рис. 3 приведены результаты расчета и эксперимента при нагреве диэлектрика (также смеси селикагеля с водой), зависимость параметров которого от температуры приведена на рис. 2 для смеси № 2

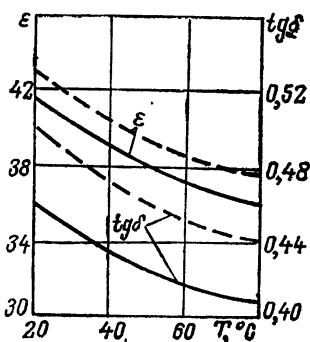


Рис. 2. Зависимость электрофизических параметров обрабатываемых смесей селикагеля с водой от температуры.

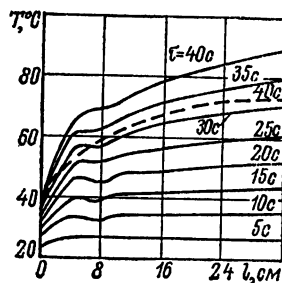


Рис. 3. Распределение температуры смеси селикагеля с водой по длине волноводной камеры с глубиной лотка 8 мм в процессе нагрева:

— — — расчет, — — — эксперимент.

(пунктир). Толщина диэлектрика равнялась 8 мм, нагревался он неравномерно. Эксперимент удовлетворительно подтвердил расчет.

Были выполнены исследования волноводной и коаксиальной камер при термообработке мясного фарша. Зависимости электрофизических параметров мясного фарша от температуры взяты из работы [4].

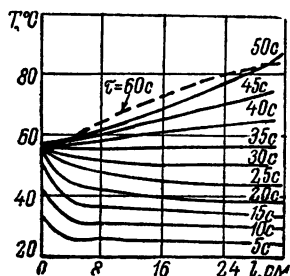


Рис. 4. Распределение температуры мясного фарша по длине волноводной камеры с глубиной лотка 8 мм в процессе нагрева:

— — — расчет, — — — эксперимент.

На рис. 4 приведены результаты расчета и эксперимента при термообработке мясного фарша в волноводной камере с глубиной лотка 8 мм. Распределение температуры вдоль камеры изменялось в процессе нагрева. В итоге через 40 с продукт нагрелся неравномерно. При увеличении времени нагрева неравномерность возрастала. Равномерный нагрев при достижении температуры готовности можно получить увеличением глубины лотка до 10 мм [1].

Интересны результаты исследования волноводной камеры при термообработке диэлектрика с изменяющимися или пренебрежимо мало изменяющимися электро-

физическими параметрами. Одним из таких диэлектриков может быть охлажденное картофельное пюре. На рис. 5 приведены результаты расчета и измерения температуры вдоль камеры при нагреве картофельного пюре в течение 60 с (кривые 1) и 90 с (кривые 2). Толщина слоя пюре выбрана равной 20 мм,  $\epsilon = 70$ ,  $\operatorname{tg} \delta = 0,2$ . Такой выбор толщины диэлектрика с данными электрофизическими параметрами продиктован необходимостью создать значительную неравномерность поля в камере, а значит, и большую неравномерность нагрева продукта в ней, что позволяло и в условиях значительной неравномерности нагрева проверить соответствие расчетных и экспериментальных результатов. Как видно из рис. 5, экспериментальные результаты хорошо соответствуют расчетным.

Для коаксиальной камеры результаты расчета и эксперимента представлены на рис. 6. Продукт за 10 с нагрелся до температуры  $94^\circ\text{C}$ .

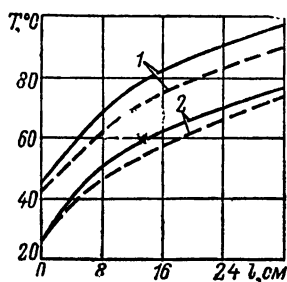


Рис. 5. Распределение температуры картофельного пюре по длине волноводной камеры с глубиной лотка 20 мм: кривые 1 — время нагрева 60 с, кривые 2 — 90 с — расчет, — — — эксперимент.

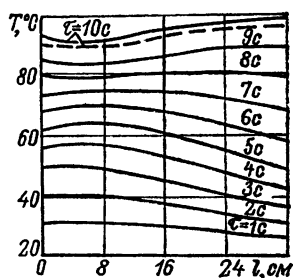


Рис. 6. Распределение температуры мясного фарша по длине коаксиальной камеры в процессе нагрева: — — — расчет, — — — эксперимент.

Неравномерность распределения температуры в этом случае не превышала  $\pm 4^\circ\text{C}$  (для расчета), и  $\pm 3^\circ\text{C}$  (для эксперимента).

Таким образом, результаты исследования показывают удовлетворительное совпадение теории и эксперимента. Эти результаты имеют значение не только для экспериментального подтверждения расчетов распределения температурного, а следовательно, и электромагнитного поля, но и могут служить обоснованием справедливости предложенной в работе [1] инженерной методики расчета нагревательных СВЧ камер с бегущей волной, основанной на теории длинных линий с учетом оговоренных в настоящей работе и в работе [1] ограничений.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОКА ПО ДЛИНЕ НЕОДНОРОДНОЙ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

Короткозамкнутая линия с плавным изменением профиля может быть представлена как ступенчатая, каждая ступенька которой является участком однородной линии «ЭЛЕКТРОНИКА СВЧ», № 5, 1975.

нии с соответствующими погонными значениями индуктивности, емкости и сопротивления.

Ток в начале  $n+1$  участка длиной  $dx$ , считая от короткозамкнутого конца, равен [5]:

$$I_{n+1} = I_n \operatorname{ch} \gamma_{n+1} dx + \frac{U_n}{Z_{cn+1}} \operatorname{sh} \gamma_{n+1} dx, \quad (\text{П.1})$$

где  $U_n$  и  $I_n$  — напряжение и ток в конце участка  $n+1$ ,  
 $Z_{cn+1}$  — волновое сопротивление линии на участке  $n+1$ ,  
 $\gamma_{n+1}$  — постоянная распространения участка  $n+1$ .

Имея в виду, что  $\gamma_{n+1} dx$  очень мало и  $U_n = I_n Z_{вх\,n}$ , выражение (П.1) можно представить в виде:

$$I_{n+1} = I_n + I_n \frac{Z_{вх\,n}}{Z_{cn+1}} \gamma_{n+1} dx. \quad (\text{П.2})$$

Волновое сопротивление и постоянная распространения участка  $n+1$  соответственно равны [5]:

$$Z_{cn+1} = Z_{0\,n+1} \sqrt{1 + \frac{\lambda}{2\pi} \frac{X_{n+1}}{Z_{0\,n+1}} - j \frac{\lambda}{2\pi} \frac{R_{n+1}}{Z_{0\,n+1}}}, \quad (\text{П.3})$$

$$\gamma_{n+1} = j\beta_0 \sqrt{1 + \frac{\lambda}{2\pi} \frac{X_{n+1}}{Z_{0\,n+1}} - j \frac{\lambda}{2\pi} \frac{R_{n+1}}{Z_{0\,n+1}}}, \quad (\text{П.4})$$

где  $Z_{0\,n+1} = \sqrt{\frac{L_{n+1}}{C_{n+1}}}$  и  $\beta_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$  — волновое сопротивление и коэффициент фазы для участка линии без потерь,  
 $R_{n+1}$  и  $X_{n+1}$  — действительная и мнимая части комплексного погонного сопротивления диэлектрика.

Подставляя в (П.2) значения  $Z_{cn+1}$  и  $\gamma_{n+1}$  из (П.3) и (П.4), получим:

$$I_{n+1} = I_n + j \frac{2\pi}{\lambda} I_n \frac{Z_{вх\,n}}{Z_{0\,n+1}} dx.$$

Решая это уравнение, находим:

$$I(x) = I(l) \exp \left[ -j \frac{2\pi}{\lambda} \int_x^l \frac{Z_{вх}(x)}{Z_0(x)} dx \right].$$

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Архангельский Ю. С., Арделян Н. Г. Термообработка диэлектриков в устройствах СВЧ с бегущей волной. Известия вузов, «Радиоэлектроника», 1974, т. 17, № 5.
- Литвиненко О. Н., Сошников В. И. Колебательные системы из отрезков неоднородных линий. М., «Советское радио», 1972.

3. Брандт А. А. Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах. М., Физматгиз, 1963.
4. Вышелесский А. Н., Некрутман С. В., Юлин А. В. Диэлектрические свойства мяса и мясопродуктов в диапазоне сверхвысоких частот. В сб. «Применение СВЧ нагрева в общественном питании», под ред. Вышелесского А. Н. и Козьминой Е. П., М., «Экономика», 1969.
5. Ефимов И. Е. Радиочастотные линии передачи, М., «Советское радио», 1964.

*Поступила в редакцию 1 апреля 1974 г.,  
после переработки — 3 января 1975 г.*

## ===== НОВЫЕ КНИГИ =====

**С. С. ЛОМАКИН, В. И. ПЕТРОВ, П. С. САМОИЛОВ. Радиометрия нейтронов активационным методом.** М., «Атомиздат», 1975, 208 с., ил. — 44, табл. 37, библи. — 318 назв.

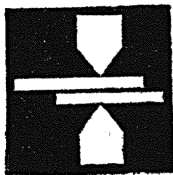
В книге изложены методы измерения плотности потока, переноса и спектральных параметров тепловых, промежуточных и быстрых нейтронов, в которых используются активационные детекторы, а также способы обработки получаемых экспериментальных данных. Приведено описание рекомендуемой литературы и характеристики активационных детекторов. Анализируются погрешности измерений.

**Б. А. МИНИН. СВЧ и безопасность человека.** М., «Сов. радио», 1974, 352 с., ил. — 144, табл. 37, библи. — 204 назв.

Изложены основные принципы обеспечения безопасности людей, работающих под воздействием мощных электромагнитных излучений в диапазоне СВЧ. Приведены сведения, позволяющие рассчитывать и измерять поля антенн и внутренних излучений, возможных при работе средств связи, радиовещания, радиолокации, радионавигации.

Приведены некоторые характерные результаты исследований в области биологического действия радиоволн СВЧ. Кратко рассмотрены вопросы теории и практики нормирования радиоизлучений. Даны основные сведения по организации защиты от СВЧ и рентгеновских излучений.

Книга рассчитана на инженеров, техников, гигиенистов, а также научных работников общего профиля, занимающихся обеспечением безопасности и проектированием средств защиты.



## ТЕХНОЛОГИЯ

УДК 621.372.822

В. В. Панышин

### ПАЯНЫЕ СЛЮДЯНЫЕ ОКНА ДЛЯ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ

На основе анализа основных причин недостаточной надежности паяных прямоугольных слюдяных волноводных окон сформулированы требования к материалу оправы паяных окон и припою. Получены экспериментальные образцы надежных паяных слюдяных окон с ниобиевой оправой для сантиметрового диапазона длин волн, выдержавшие испытания на термоциклирование.

#### 1. ВВЕДЕНИЕ

Вакуумноплотные волноводные окна из тонких слюдяных пластин используются в устройствах выводов энергии ЭВП СВЧ сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн. Главное их преимущество — уникальная широкополосность, практически определяемая шириной полосы используемого волновода. Наиболее сложным технологическим процессом при изготовлении таких окон является получение надежного и температуростойкого вакуумноплотного соединения слюдяной пластины с металлической оправой. Последующее вакуумноплотное присоединение оправы к фланцу волновода, например, способом сварки в защитной среде уже не составляет принципиальной трудности.

Важнейшим требованием, предъявляемым к волноводным окнам, является температуростойкость — способность сохранять вакуумную плотность при неоднократном нагреве не ниже чем до  $600^{\circ}\text{C}$  и последующем охлаждении. Удовлетворение этого требования позволяет использовать волноводные окна в современном производстве надежных ЭВП.

В работе [1] получено вакуумноплотное соединение естественной слюды (мусковит) с оправами из стали-8 и из сплава H47D5 при помощи легкоплавких стеклоэмалей. Таким способом удалось изготовить экспериментальные образцы слюдяных окон с круглыми и овальными контурами значительных размеров. Однако волноводные окна из мусковита с уплотнением на стеклоэмали не обладали достаточной температуростойкостью ( $300\text{—}500^{\circ}\text{C}$ ) и разрушались со временем из-за

«расстекловывания» стекломали. Поэтому параллельно разрабатывали и способы получения более температуростойких слюдяных волноводных окон путем применения температуростойкой синтетической слюды фторфлогопита и твердых активных припоев. Пайку проводили в вакууме, в качестве материала для оправы использовали титан, в качестве припоя — сплав титана с медно-серебряным эвтектическим припоем [2, 3]. Но надежная пайка волноводных окон из синтетического фторфлогопита с титановой оправой твердыми активными припоями удастся только в случае дисковых окон с малыми диаметрами (до 12 мм) и толщиной (до 100 мкм). Такие спаи используются в миллиметровом диапазоне длин волн. Попытки получить таким же способом прямоугольные слюдяные окна с размерами, пригодными для сантиметрового диапазона длин волн, успеха не имели: слюда расслаивалась, морщилась, покрывалась трещинами и вакуумная плотность окна не достигалась. Аналогичные дефекты спаев проявлялись и в случае использования медно-титанового припоя и оправ из сплава H47Д5 (рис. 1).

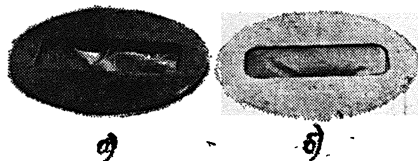


Рис. 1. Экспериментальные образцы паяного прямоугольного окна из фторфлогопита: с металлической оправой из сплава H47Д5 (а) и из титана (б).

Цель данной работы — получение надежных термостойких вакуумноплотных слюдяных окон для прямоугольных волноводов.

## 2. ПРИЧИНЫ НЕДОСТАТОЧНОЙ НАДЕЖНОСТИ ПАЯНЫХ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ СЛЮДЯНЫХ ОКОН

Множество причин, от которых зависит вакуумная плотность и термостойкость спаев различных по свойствам материалов, может быть разделено на три группы.

Первая группа причин связана с начальной проницаемостью используемых материалов и с изменением проницаемости в процессе пайки. Воздействие этой группы причин исключалось выбором предварительно обследованных на вакуумную плотность материалов и тщательным контролем качества деталей.

Вторая группа причин связана со свойствами применяемого припоя, в частности со смачиваемостью припоем спаиваемых материалов, прочностью сцепления припоя с поверхностью паяемых деталей и со структурой (проницаемостью) затвердевшего припоя. Предварительно поставленные эксперименты убедительно показали отличную смачиваемость активными серебряно-титановым и медно-титановым припоями как металлов, так и слюды. Те же эксперименты показали отличное сцепление активных припоев с металлами и вполне удовлетворительное сцепление со слюдой (лучше, чем сцепление между кристаллами слюды). Отсутствие газовой проницаемости через затвердевшие активные

припой было проверено на спаянных металлических трубках. Пайка активными припоями при исключении существенного перегрева обеспечивала надежную вакуумную плотность паяного соединения. При перегревах в отдельных случаях наблюдались нарушения вакуумной плотности. Вскрытие спаев и визуальное обследование под микроскопом показало, что нарушения вакуумной плотности спая могли быть следствием образования в расплаве припоя при перегреве значительного количества крупных кристаллов интерметаллидов и появление газовой проницаемости по их граням.

Третья группа причин связана с недостаточным качеством согласования спаиваемых материалов по коэффициенту температурного расширения (КТР). Ответ на вопрос о том, имеет ли решающее значение рассогласование по КТР на качество спая слюды с оправой из титана или из сплава Н47Д5 не очевиден. Металлов и сплавов, хорошо согласованных по КТР со слюдой в широком диапазоне температур к настоящему времени не существует.

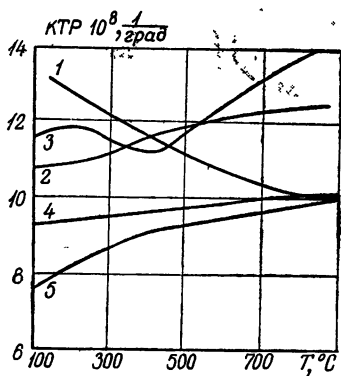


Рис. 2. Изменение КТР материалов, используемых для изготовления паяных «слюдяных» окон, в интервале температур пайки:

1 — фторфлогопит, 2 — титан, 3 — сплав Н47Д5, 4 — ниобий, 5 — сплав МД40Н.

Из известных металлических материалов титан и сплав Н47Д5 лучше, чем другие материалы, согласованы по КТР со слюдой (рис. 2). Но это согласование ограничивается средней точкой диапазона температур пайки (при выбранных припоях) и не распространяется на концы диапазона. Поэтому следует подробнее рассмотреть явления, связанные с имеющимся рассогласованием по КТР материалов оправы и слюды на концах температурного диапазона пайки.

Во-первых, отметим, что при температуре затвердевания припоя ( $850\text{--}860^\circ\text{C}$ ) вследствие существенного рассогласования КТР титана и сплава Н47Д5 с КТР слюды элементы оправы и слюдяной пластины находятся в движении относительно друг друга, препятствуя получению надежного вакуумноплотного спая. Во-вторых, титан и сплав Н47Д5 при температуре, превышающей  $450^\circ\text{C}$ , имеет КТР больше, а при температуре, меньшей  $450^\circ\text{C}$ , меньше, чем у слюды. Поэтому после фиксирования слюдяной пластины в оправе затвердевшим припоём в процессе остывания от точки плавления до температуры  $450^\circ\text{C}$  слюдяная пластина испытывает сжимающие, а при дальнейшем остывании растягивающие в плоскости кристаллов усилия, что может привести к появлению расслоений, складок и трещин в этой пластине. Из тщательного обследования образцов, полученных в результате экспериментальной пайки окон из синтетического фторфлогопита с оправками из титана и сплава Н47Д5 и имеющих, как правило, складки на слюде, можно предположить, что одной из основных причин появления дефектов слюдяных окон при их пайке с оправками являются воздействия сжимающих

усилий, возникающих в плоскости кристаллов слюды. Приведенный выше анализ показывает, что на пути достижения надежной вакуумной плотности и температуростойкости паяных слюдяных волноводных окон необходимо добиться соблюдения следующих условий:

— КТР оправы должен быть примерно равным КТР слюды при температуре плавления выбранного припоя,

— КТР оправы должен быть примерно равным или меньшим КТР слюды во всем интервале температур пайки.

Более точно определить допустимую степень рассогласования материала оправы и слюды можно на основе эксперимента, поставленного внутри сформулированных выше грубых условий.

### 3. ВЫБОР МАТЕРИАЛОВ. КОНСТРУКЦИЯ И ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ

Из известных к настоящему времени припоев, металлов и сплавов можно выбрать, пожалуй, только две комбинации, удовлетворяющие указанным условиям. Одна из них — комбинация медно-серебряно-палладий-титановый припой (Cu — 63%, Ag — 14%, Pd — 1,6%, Ti — 21,4%) [4], имеющий температуру плавления 850°С, и ниобий. Вторая комбинация — медно-титановый эвтектический припой (Cu — 7,6%, Ti — 24%), имеющий температуру плавления 880°С, и сплав МД40Н [5]. Как ниобий, так и сплав МД40Н согласованы по КТР с фторфлогопитом только при температуре плавления соответствующих припоев 800—900°С (рис. 2), а в интервале температур от 100 до 750°С наблюдается значительное рассогласование по КТР, причем КТР ниобия и сплава МД40Н меньше, чем КТР фторфлогопита.

В результате экспериментальных паяк, проведенных с обеими выбранными комбинациями припой — материал оправы, получены вакуумноплотные образцы, отличающиеся хорошим натягом слюды в окне без разрывов и других дефектов (рис. 3).

Таким образом, было выяснено, что синтетический фторфлогопит хорошо противостоит растягивающим усилиям, возникающим в слюдяном окне вследствие разницы КТР слюды и материала оправы, достигающей при нормальной температуре 40% от значения в точке согласования. Однако следует отметить, что в случае использования медно-серебряно-палладий-титанового припоя и ниобия выход годных образцов по вакуумной плотности спая слюды с оправой (при одинаковой конструкции и технологии изготовления) оказался почти вдвое большим, чем при использовании медно-титанового припоя и сплава МД40Н. Этот факт может быть объяснен не только меньшим рассогласованием

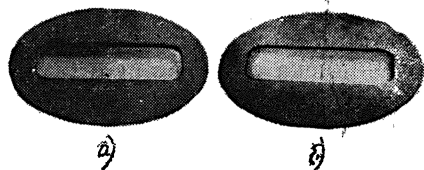


Рис. 3 Экспериментальные образцы паяного прямоугольного окна из фторфлогопита при правильно подобранной комбинации припой — материал оправы:

а — сплав МД40Н — медно-титановый припой; б — ниобий-медно-серебряно-палладий-титановый припой.

по КТР ниобия и слюды, но и, по-видимому, лучшим качеством медно-серебряно-палладий-титанового припоя. Более низкая температура плавления и небольшое содержание благородных металлов в этом припое способствуют замедлению образования зерен интерметаллидов в расплаве. Учитывая это важное преимущество, этап отработки конструкции и технологии изготовления проводился с медно-серебряно-палладий-титановым припоем и ниобием, хотя стоимость этой комбинации материалов выше, чем второй возможной для применения комбинации.

Конструкция волноводного слюдяного окна (рис. 4) состоит из следующих, последовательно соединенных деталей:

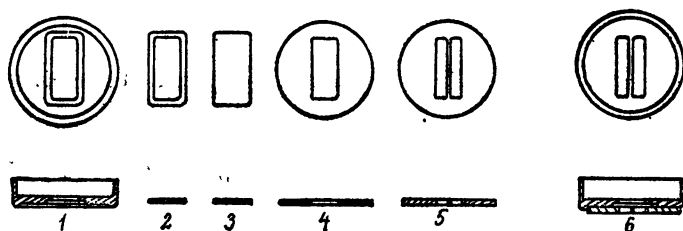


Рис. 4 Детали конструкции слюдяного волноводного окна:

1 — чашка; 2 — рамка припоя; 3 — пластина фторфлогопита; 4 — диск припоя, 5 — вкладыш; 6 — сборка

— ниобиевой, выдавленной холодным способом из листа чашки с буртиком для заварки во фланец волновода, прямоугольным окном и выемкой для припоя и слюдяной пластины;

— рамки припоя;

— прямоугольной с закругленными углами пластины из синтетического оптического фторфлогопита толщиной 100—200 мкм;

— диска припоя с прямоугольным окном;

— ниобиевого дискового вкладыша с прямоугольным окном и опорной неотражающей перегородкой, предназначенной для обеспечения механической прочности слюдяного окна при воздействии одностороннего атмосферного давления.

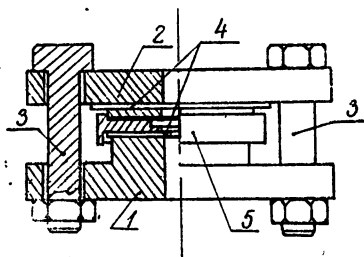


Рис. 5. Оправка для пайки:

1 — основание; 2 — крышка; 3 — стягивающие болты; 4 — прокладка; 5 — сборка деталей окна.

Для осуществления вакуумно-плотной пайки слюдяного окна предварительно очищенные детали собираются в специальной оправке, сжимающей сборку в процессе повышения температуры. Оправка (рис. 5) состоит из массивных, выполненных из нержавеющей стали 1Х18Н9Т основания и крышки, которые стягиваются четырьмя молиб-

деновыми болтами с гайками и имеют центральные отверстия для эвакуации воздуха. Сжатие сборки деталей происходит благодаря разности КТР стали 1Х18Н9Т и молибдена, из которых выполнены детали оправки. С целью предотвращения затекания припоя на детали оправ-

ки между ними и деталями волноводного окна помещают прокладки из тонкого щипаного фторфлогопита с отверстием в центре для эвакуации воздуха. Пайку проводят в вакууме с давлением остаточных газов не более  $5 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. при температуре  $850-865^\circ\text{C}$  с выдержкой 1—1,5 мин. Изготовленные слюдяные волноводные окна представлены на рис. 6.

Необходимо отметить, что применение слюдяных волноводных окон с ниобиевой оправой в ЭВП возможно только в том случае, если термообработка в процессе изготовления приборов предусмотрена в эвакуированной или наполненной чистым инертным газом камере, так как ниобий при нагреве активно реагирует с водородом и разрушается.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ НА ТЕМПЕРАТУРОСТОЙКОСТЬ

С целью определения возможности использования разработанных паяных волноводных слюдяных окон в ЭВП два образца (отдельное окно и окно, заваренное во фланец медного волновода) были подвергнуты циклическим нагреваниям и охлаждениям по следующему режиму:

- нагревание в вакууме с давлением остаточных газов  $10^{-3}$  мм рт. ст. до температуры  $600^\circ\text{C}$  в течение 2—3 ч;
- выдержка в вакууме при температуре  $600^\circ\text{C}$  в течение 15—20 ч;
- охлаждение до нормальной температуры в течение 3—4 ч;
- проверка на гелиевом течеискателе вакуумной плотности.

В результате испытаний отдельное окно выдержало без нарушения вакуумной плотности восемь циклов, а окно, заваренное во фланец волновода, — пять циклов. Испытания показали достаточную температуростойкость и надежность паяных волноводных слюдяных окон с ниобиевой оправой и пригодность их для применения в ЭВП.

#### 5. ВЫВОДЫ

1. Выяснены причины недостаточной надежности паяных слюдяных волноводных окон с оправками из титана и сплава Н47Д5.
2. Сформулированы требования к материалу оправы и припоя, позволяющие получить вакуумноплотный спай с синтетическим фторфлогопитом.
3. Сочетание оправы из ниобия и медно-серебряно-палладий-титанового припоя удовлетворяет необходимым условиям получения вакуумноплотного спая с синтетическим фторфлогопитом.

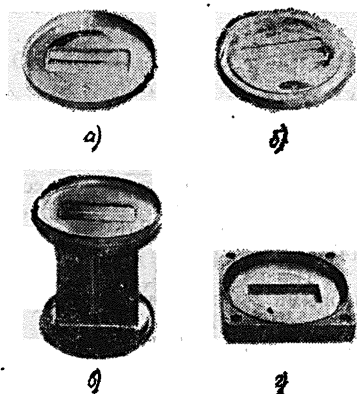


Рис. 6. Паяные слюдяные волноводные окна с ниобиевой оправой: а, б — окно в оправе; в — окно, заваренное в волновод; г — фланец для присоединения волновода.

4. Разработаны конструкция и технология изготовления прямоугольных вакуумноплотных волноводных окон из фторфлогопита в ниобиевой оправе для сантиметрового диапазона длин волн и показана их достаточная температуростойкость и надежность.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Карамышева Т. А. Вакуумные спай слюды с металлом. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1960, вып. 2, с. 3—10.
2. Шмелев А. Е. Пайка искусственной слюды с металлом активным способом. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1960, вып. 2, с. 11—12.
3. Головкин Е. В., Чаулин Ф. С. Вакуумноплотный термостойкий спай слюды с металлом. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 6, с. 145—148.
4. Паньшин В. В. Изготовление спиральной замедляющей системы с паяными тепловыми контактами. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1972, вып. 4, с. 95—97.
5. Рабкин В. Б., Козлова Р. Ф. Новые сплавы для спаев с высокоглиноземистой керамикой. «Вопросы радиоэлектроники», серия I, «Электроника», 1964, вып. 2, с. 107—116.

*Поступила в редакцию 18 декабря 1974 г.*

### == НОВЫЕ КНИГИ ==

**М. Г. ПАРНЕС. Механизация и автоматизация сборки и монтажа радиоаппаратуры.** М., «Энергия», 1975, 328 с. с ил.

Книга посвящена вопросам механизации и автоматизации сборочно-монтажных работ в производстве радиоаппаратуры. В ней приводятся основы автоматизации этих процессов, а также их качественная и экономическая оценка. Рассматриваются все виды сборочно-монтажных работ. Освещены способы сборки и монтажа, включая разъемную и неразъемную сборку, подготовку кабельных изделий, сборку навесных деталей на печатные платы.

Большое внимание уделяется проблемам комплексной механизации и автоматизации транспортных и складских работ в радиопромышленности, контролю изготавливаемой радиоаппаратуры.

Книга рассчитана на широкий круг инженерно-технических работников, связанных с монтажом и сборкой радиоаппаратуры.

УДК 543.42 : 658.46

В. М. Ипполитов, В. М. Перминова

## ОПТИМИЗАЦИЯ СПЕКТРАЛЬНОГО МЕТОДА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРИМЕСЕЙ В НЕКОТОРЫХ ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫХ МАТЕРИАЛАХ

В результате применения многофакторного эксперимента определены оптимальные условия спектрального анализа ряда материалов электронной техники. Показаны преимущества применения планирования экстремальных экспериментов по сравнению с традиционными приемами разработки методик спектрального анализа.

Возрастающие требования к чистоте химического состава материалов, применяемых в технологии СВЧ приборостроения, выдвигают задачу совершенствования методов анализа этих материалов, прежде всего в направлении обнаружения возможно меньших количеств примесей с использованием возможно меньшего количества анализируемого материала. В случае эмиссионного спектрального анализа, являющегося наиболее распространенным методом контроля микропримесей, эта проблема оказывается достаточно сложной, так как нижний предел обнаружения примеси, как правило, является функцией большого числа факторов, различных по своей природе [1].

Целью исследований являлась разработка методик спектрального анализа, обеспечивающих минимальные пределы обнаружения комплекса примесей в следующих материалах:

- сплав никель—рений—кальций, используемый для изготовления кернов катодов;
- порошок и пленки сульфида кадмия, применяемые в полупроводниковой электронике;
- угольный порошок, являющийся коллектором примесей при химико-спектральных методах анализа ряда особо чистых веществ (деионизованной воды, кислот, металлического рения, хлористого мышьяка и др.).

Для отыскания оптимальных условий проведения спектрального анализа, обеспечивающих минимальные пределы обнаружения примесей, было применено планирование экстремальных экспериментов [2]. В связи с применением фотографического способа регистрации спектра в качестве параметра оптимизации выбрана относительная плот-

ность почернения фотопластинки под действием излучения спектральной линии примеси:

$$\Delta S = S_{\lambda} - S_{\phi},$$

где  $S_{\lambda}$  — плотность почернения, соответствующая изображению спектральной линии на фотопластинке,

$S_{\phi}$  — плотность почернения, обусловленная фоном сплошного спектра.

Задача поиска оптимума была, таким образом, сведена к определению условий, при которых плотность почернения  $\Delta S$ , соответствующая постоянной концентрации примеси в пробе, достигает максимума.

На первом этапе эксперимента одновременно исследовалось от 4 до 7 факторов, таких, как ток дуги и время экспозиции, «буферные» (угольный порошок) и «ускоряющие» (NaCl) добавки к анализируемой пробе, величина щели и диафрагмы спектрографа и др. Для каждого конкретного материала исследовался свой набор факторов.

Использованная методика поиска оптимальных условий включала следующие этапы:

— реализацию планов дробного факторного эксперимента и построение линейной модели вида:

$$\Delta S = b_0 + b_1 x_1 + b_2 x_2 + \dots + b_n x_n, \quad (1)$$

где  $x_1, x_2, \dots, x_n$  — кодированные значения исследуемых факторов [2],  $b_0, b_1, \dots, b_n$  — выборочные значения коэффициентов регрессии;

— «отсевание» второстепенных и выбор оптимальных значений для части исследованных факторов на основе анализа линейной модели;

— исследование основных факторов в более широком диапазоне их изменения с применением планирования второго порядка, построение математической модели для каждого элемента примеси в форме полинома второго порядка:

$$\Delta S = b_0 + \sum_{i=1}^n b_i x_i + \sum_{i,j} b_{ij} x_i x_j + \sum_{i=1}^n b_{ii} x_i^2; \quad (2)$$

— представление математической модели в виде семейства изолиний  $\Delta S$  в пространстве двух основных факторов;

— определение оптимальных условий обнаружения всего комплекса примесей путем сопоставления графиков изолиний для различных элементов примеси.

Остановимся подробнее на особенностях исследования конкретных материалов.

При разработке методики анализа угольного порошка на примеси изучалось влияние силы тока дуги, времени экспозиции, ширины щели спектрографа и количества NaCl в пробе на величину  $\Delta S$ .

В результате первой серии опытов (был реализован план  $2^{4-1}$ ) удалось установить, что влияние ширины щели спектрографа мало и последняя может быть зафиксирована на любом уровне в пределах от 0,005 до 0,025 мм. Увеличение времени экспозиции заметно снижает величину  $\Delta S$ , поэтому время экспозиции было зафиксировано на нижнем уровне (10 с).

Серия опытов, проведенная для уточнения роли силы тока и концентрации NaCl (реализация плана второго порядка) при расширенных интервалах варьирования этих факторов (табл. 1), позволила построить адекватную квадратичную модель поверхности отклика  $\Delta S = f(x_1, x_2)$  и установить возможность существования максимума. В результате анализа изолиний  $\Delta S = \text{const}$ , построенных для каждого из элементов примеси к угольному порошку, было установлено, что все определяемые элементы по характеру зависимости  $\Delta S$  от исследуемых факторов можно разбить на две группы.

Таблица 1

Варьирование факторов при разработке методики обнаружения примесей в угольном порошке

| $X_i$ | Фактор               | Уровни факторов |    |    | Интервал варьирования |
|-------|----------------------|-----------------|----|----|-----------------------|
|       |                      | -1              | 0  | 1  |                       |
| $X_1$ | Ток, А               | 5               | 10 | 15 | 5                     |
| $X_2$ | Концентрация NaCl, % | 1               | 8  | 15 | 7                     |

Для первой группы элементов (Mg, Cr, Ti, Ni, Sb) характерно монотонное уменьшение  $\Delta S$  при уменьшении силы тока и увеличении концентрации NaCl. Оптимальные значения достигаются на границе

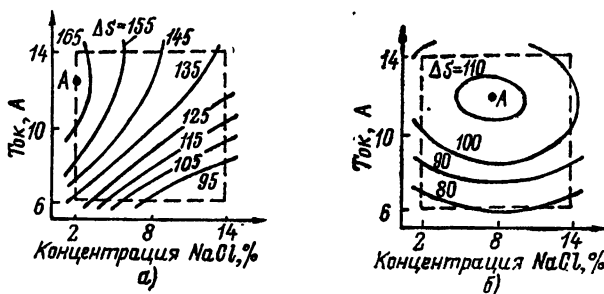


Рис. 1. Зависимость  $\Delta S$  спектральных линий магния (а) и меди (б) в угольном порошке от тока разряда и концентрации NaCl в пробе. Пунктиром ограничена область эксперимента.

области эксперимента при минимальной концентрации NaCl, равной 2%, и при токах 10—14 А (точка А, рис. 1, а).

Для второй группы элементов (Al, Ga, In, Mn, Fe, Sn, Bi, Pl, Cu) характерно наличие максимума  $\Delta S$  в пределах исследуемой области

(точка А, рис. 1,б). В области токов 10—14 А  $\Delta S$  близко к максимальному, сравнительно мало зависит от тока и почти не изменяется при варьировании концентрации NaCl в исследуемом диапазоне.

Установлено также, что для всех исследованных примесей, кроме сурьмы, полное исключение добавки NaCl в несколько раз снижает величину  $\Delta S$ .

При разработке методики определения примесей в пленках сульфида кадмия весом 20—30 мг в качестве варьируемых факторов были выбраны концентрация угольного порошка, концентрация хлористого натрия, сила тока и время экспозиции. В результате реализации плана второго порядка были получены математические модели вида (2) и установлено, что наибольшее влияние на параметр оптимизации  $\Delta S$

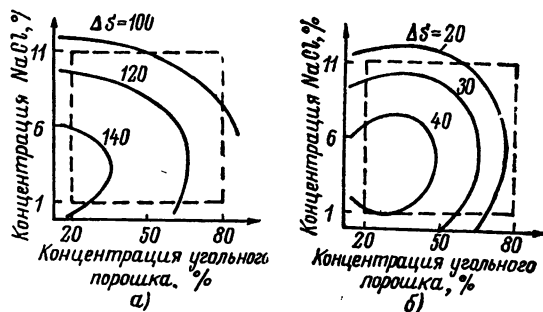


Рис. 2. Зависимость  $\Delta S$  спектральных линий магния (а) и титана (б) в тонких пленках сульфида кадмия от концентрации «буферной» (уголь) и «ускоряющей» (NaCl) добавок к пробе.

достигаются при концентрации угольного порошка 20—30% и концентрации NaCl 1—6%.

Аналогичные исследования были проведены при разработке методик анализа сплава Ni—Re—Са и порошка сульфида кадмия. Найденные оптимальные условия проведения спектрального анализа указанных материалов сведены в табл. 2.

Таблица 2

Оптимальные условия спектрального анализа комплекса микропримесей в электровакуумных материалах

| Исследованные факторы             | Объект анализа   |                            |        |                |        |
|-----------------------------------|------------------|----------------------------|--------|----------------|--------|
|                                   | угольный порошок | сплав никель-репей-кальций |        | сульфид кадмия |        |
|                                   |                  | ИСП-22                     | ДФС-13 | порошок        | пленка |
| Ток разряда, А                    | 10—11            | 12                         | 12     | 14             | 6      |
| Концентрация NaCl, %              | 2—3              | 0                          | 0      | 0              | 6      |
| Концентрация угольного порошка, % | 0                | 10                         | 10     | 0              | 20     |
| Время экспозиции, с               | 10               | 60                         | 120    | 20             | 20     |
| Ширина щели спектрографа, мм      | 0,015            | 0,01                       | 0,03   | 0,015          | 0,015  |

## ВЫВОДЫ

1. Построены адекватные математические модели, устанавливающие связи между параметром оптимизации  $\Delta S$  и исследуемыми факторами. На основе их анализа определены оптимальные условия обнаружения комплексов примесей (из 6—14 элементов) в исследуемых материалах (табл 2).

2. Разработаны методики определения содержания 14 примесей в угольном порошке и 9 примесей в сульфиде кадмия, позволяющие снизить пределы обнаружения примесей в 5—10 раз по сравнению с существующими методиками.

3. Разработаны методики определения содержания 9 примесей в пленках из сульфида кадмия и 6 примесей в сплаве никель—рений—кальций (последняя в двух вариантах — для спектрографа ДФС-13 и ИСП-22) с пределами обнаружения элементов  $10^{-4}$ — $10^{-3}\%$ .

4. В результате применения планирования эксперимента трудоемкость разработки методик спектрального анализа уменьшена в 2—3 раза.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Спектральный анализ чистых веществ. Под ред. Х. И. Зильберштейна, М., «Химия», 1971, с. 225.

2. Налимов В. В., Чернова Н. А. Статистические методы планирования экстремальных экспериментов. М., «Наука», 1965.

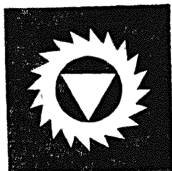
*Поступила в редакцию 24 июня 1974 г.,  
после переработки — 18 декабря 1974 г.*

## ===== НОВЫЕ КНИГИ =====

Д. В. ГАСКАРОВ, Т. А. ГОЛИНКЕВИЧ, А. В. МОЗГАЛЕВ-СКИЙ. Прогнозирование технического состояния и надежности радиоэлектронной аппаратуры. М., «Сов. радио», 1974, 224 с. ил., 168, библи. — 101 назв.

Излагаются общие основы прогнозирования, используемый математический аппарат, наиболее распространенные методы прогнозирования и примеры их применения при анализе радиоэлектронной аппаратуры. Рассмотрены вопросы обработки информации, методы аналитического прогнозирования многомерных процессов, вероятностное прогнозирование и прогнозирование на основе распознавания образов. Большое внимание уделяется вопросам анализа надежности радиоэлектронной аппаратуры и автоматизации процесса прогнозирования.

Книга рассчитана на широкий круг специалистов, работающих в области проектирования и испытаний радиоэлектронной аппаратуры, и может быть полезна специалистам других областей техники.



## ПРОИЗВОДСТВЕННО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ОПЫТ

УДК 621.791.8

А. И. Морозов, К. Л. Шнепст, Л. Г. Яковлева

### ИССЛЕДОВАНИЕ ЧИСТОТЫ ГАЗОВОЙ СРЕДЫ, ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ДЛЯ АРГОНО-ДУГОВОЙ СВАРКИ

#### 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Аргоно-дуговая сварка является заключительной сборочной операцией в технологическом процессе изготовления ЭВП, поэтому она не должна вносить в них загрязнений.

Одним из возможных источников загрязнений может быть недостаточно чистый аргон. Согласно паспортным данным (ГОСТ 10157-62), баллонный аргон марки А, используемый для сварки, содержит кислород в количестве до  $3 \cdot 10^{-3}$  об. % (30 ppm), пары воды в количестве до  $1 \cdot 10^{-3}$  об. % (10 ppm). Однако, по нашим измерениям, примеси кислорода и паров воды намного превышают эти значения. Кроме того, внутренняя арматура камеры установки при периодическом подъеме колпака соприкасается с атмосферой, вследствие чего кислород и пары воды адсорбируются на поверхностях, а затем выделяются в объем колпака при проведении процесса, что приводит к окислению сварочного шва и внутренних деталей ЭВП.

Авторами работы [1] было обнаружено наличие больших ко-

личеств паров масел в электровакуумных приборах, обусловленное откачкой камеры установки аргоно-дуговой сварки форвакуумным насосом.

Целью настоящей работы является исследование изменения содержания кислорода и паров воды в аргоне, а также степени загрязнения его аэрозольными частицами во время проведения аргоно-дуговой сварки корпусов ЭВП.

#### 2. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Чистота аргона измерялась в процессе сварки корпусов макетов ЭВП, изготовленных из меди вакуумной плавки с толщиной свариваемых кромок 1,5 мм на установке аргоно-дуговой сварки типа А-304-01 (рис. 1). Отбор газа на измерительные приборы — портативный измеритель микроконцентрации кислорода типа ИКГ-1 [2], влагомер типа КИВГл и анализатор частиц типа АЗ-2М — производился через штуцер, специально вмонтированный в верхнюю стенку колпака. С внешней стороны колпака к штуцеру вентиля подсоеди-

нялись измерительные приборы, а с внутренней стороны колпака при помощи трубки длиной 0,5 м к штуцеру подсоединялся штенгель

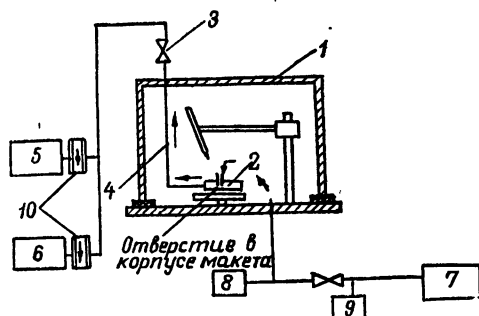


Рис. 1. Блок-схема установки аргоно-дуговой сварки для проведения исследований чистоты аргона под колпаком:

1 — колпак, 2 — макет прибора со штенгелем и отверстием в корпусе для обеспечения протока аргона через его внутренний объем (показано стрелками), 3 — клапан со штуцером, 4 — трубка, соединяющая объем макета прибора с клапаном колпака, 5 — измеритель микроконцентрации кислорода ИКГ-1, 6 — влагомер КИВГЛ, 7 — баллон с аргоном, 8 — вакуумметр, 9 — манометр, 10 — измерители расхода газа.

свариваемого макета прибора (в корпусе которого было сделано отверстие для обеспечения протока газа через его внутренний объем). После предварительной откачки форвакуумным насосом до давления  $1,5 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст. камера наполнялась аргоном от баллона до 1,1—1,2 атм.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Замена предварительной откачки камеры длительной продувкой аргоном не приводит к очистке внутренней поверхности камеры от загрязнений. После получасовой продувки камеры аргоном при расходе 500 л/ч содержание кислорода в аргоне на выходе камеры составляло 500 ppm (на входе аргон содержал 9 ppm кислорода). Увеличением же времени предва-

рительной откачки с 3 до 12 мин можно уменьшить содержание паров воды в аргоне на выходе камеры со 140 до 40 ppm (на входе в камеру аргон содержал 18 ppm воды).

На рис. 2 показано изменение содержания кислорода и водяных

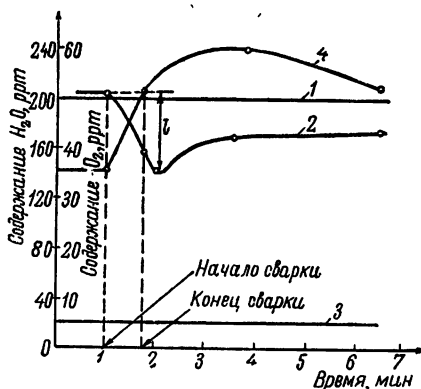


Рис. 2. Изменение содержания  $O_2$  (кривая 2) и  $H_2O$  (кривая 4) в аргоне, откачиваемом из объема свариваемого макета прибора. Содержание  $O_2$  и  $H_2O$  в исходном аргоне, подаваемом в камеру сварочной установки, соответствует кривым 1 (для  $O_2$ ) и 2 (для  $H_2O$ ).

паров в потоке аргона, проходящего через объем макета прибора в процессе сварки. Из рисунка видно, что сварка сопровождается резким уменьшением в аргоне содержания  $O_2$  (вызванного поглощением его нагретыми деталями и расплавленным швом металла) и возрастанием содержания  $H_2O$  (вызванного десорбцией их с поверхностей прибора и камеры при нагреве). Минимум и максимум кривых сдвинуты по времени вправо по отношению к периоду сварки, что объясняется тепловой инерцией всех деталей. При длительном протоке аргона через объем макета прибора и при достижении деталями теплового равновесия содержание  $O_2$  и  $H_2O$  в

газе возвращается к исходным значениям.

Аналогичный ход кривых для  $O_2$  и  $H_2O$  наблюдался и в том случае, когда отбор аргона производился непосредственно из колпака, однако уменьшение содержания  $O_2$  (или возрастание содержания  $H_2O$ ), вызванного сварочным процессом, было не столь резким.

Важно отметить, что величина спада содержания  $O_2$  в аргоне, обозначенная на рис. 2 через  $l$ , зависит от чистоты исходного аргона: чем оно выше, тем меньше величина  $l$  (табл. 1).

Таблица 1

Зависимость  $l$  от содержания  $O_2$  в исходном аргоне

| Номер опыта | Содержание $O_2$ в исходном аргоне ррм | Величина $l$ , ррм |
|-------------|----------------------------------------|--------------------|
| 1           | 12                                     | 10                 |
| 2           | 50                                     | 18                 |
| 3           | 77                                     | 33                 |

Из данных таблицы следует вывод о необходимости использования для аргоно-дуговой сварки аргона с возможно низким содержанием  $O_2$ , поскольку величина  $l$  пропорциональна количеству поглощенного деталями и сварочным швом кислорода.

В табл. 2 приведены результаты шести наблюдений (усредненные каждый раз для пяти макетов приборов) по количеству аэрозольных частиц в аргоне при сварке корпусов ЭВП. Из таблицы видно, что содержание аэрозольных частиц в исходном аргоне невелико; при проведении же сварки количество частиц возрастает до 7 500 частиц/литр (эта величина, по-видимому, занижена из-за большой длины газопроводящей трубы

от места сварки до анализатора частиц, в результате чего большое число частиц с высоким удельным весом могло оседать на ее стенках). Можно предположить, что основную долю аэрозольных частиц составляли медные частицы, образующиеся из-за высокой температуры электрической дуги. Подтверждением служит быстрая металлизация поверхности керамики А-995, когда ее помещали вблизи сварного шва.

Таблица 2

Количество частиц в аргоне диаметром более 0,5 мкм

| После откачки и напуска аргона в камеру, частиц/литр | Во время аргоно-дуговой сварки, частиц/литр |
|------------------------------------------------------|---------------------------------------------|
| 9                                                    | 1 500 и более                               |
| 3                                                    | 5 000 "                                     |
| 10                                                   | 7 500 "                                     |
| 7                                                    | 5 000 "                                     |
| 20                                                   | 5 000 "                                     |
| 4                                                    | 5 000 "                                     |

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показывают, что распространенная в электровакуумном производстве аргоно-дуговая сварка, используемая для герметизации ЭВП, не обеспечивает условий, при которых исключается окисление электродов и загрязнение их частицами. В связи с этим необходим поиск других методов для герметизации ЭВП, основанных, например, на использовании диффузионной или лазерной сварки.

До разработки и внедрения таких методов необходимо усовершенствовать существующую аргоно-дуговую сварку, в частности:

— ввести тонкую очистку аргона сорта А с целью снижения содержания в нем кислорода до 1 ppm ( $1 \cdot 10^{-4}$  об. %) и водяных паров до 2,5 ppm (температура точки росы  $-70^\circ\text{C}$ );

— проводить откачку камеры перед заполнением ее аргоном до давления не выше  $5 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. (с использованием маслоулавливающей ловушки) с одновременным ее прогревом при температуре  $300-400^\circ\text{C}$ .

Эти меры необходимо применять и в случае замены аргона азотом, предлагаемой в работе [3].

В конструкции ЭВП следует предусматривать экраны для защиты внутренней арматуры приборов от напыления частиц распыляемого металла.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лапшин С. А., Горохов А. В., Потоков М. Ф., Коноплев В. Е. Выделение серосодержащих газов из электровакуумных приборов при их откачке. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1973, вып. 9, с. 100.
2. Шнепст К. Л., Джуринский К. Б. Портативный измеритель концентрации кислорода в газах. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1974, вып. 2, с. 96.
3. Коноплев В. Е., Эфрос В. А. О влиянии защитной среды на вакуум в отпаянных ЭВП. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1974, вып. 11, с. 69.

*Поступила в редакцию 4 ноября 1974 г.  
после переработки — 13 марта 1975 г.*

УДК 621.3.032.94 : 621.385.3

А. П. Краснов, Б. И. Лянгович

## ВЛИЯНИЕ ОТКАЧКИ НА КАЧЕСТВО СВЧ ТРИОДОВ С МОЛИБДЕНОВЫМ КЕРНОМ КАТОДА

Применение паромасляных насосов вызывает загрязнение внутренних поверхностей вакуумных приборов парами рабочей жидкости и продуктами ее разложения [1]. Для исключения этих загрязнений применяют безмасляные средства откачки.

Титано-керамические лампы откачиваются через зазоры между титановыми и керамическими деталями их оболочек. Проводимость таких каналов откачки мала (менее  $3 \text{ см}^3/\text{с}$ ) [2]. При существующем способе бесштенгельной откачки эвакуация газов из лампы неэффективна. Влияние средств откачки

на формирование эмиссионной активности оксидных катодов с керном из молибдена в литературе не описано. В данной работе изложены результаты исследования этого влияния.

Установка безмасляной откачки и пайки была разработана на базе насоса типа НОРД-250. Насос соединялся с рабочим объемом при помощи углового клапана с металлическими прокладками с одним резиновым уплотнением по его тарелке. Вакуумная схема установки позволила получить в рабочем объеме без нагрева обрабатываемых приборов вакуум выше

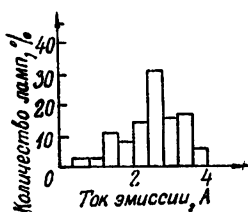
$1 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст., с нагревом —  $5 \cdot 10^{-6}$  мм рт. ст. и выше, а при температурах запайвания  $950^\circ\text{C}$ . —  $(1-1,5) \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст.

Опробование безмасляных средств откачки на лампе с никелевым керном положительно сказалось на эмиссионных и динамических параметрах титано-керамических ламп [2] (см. рисунок и табл. 1).

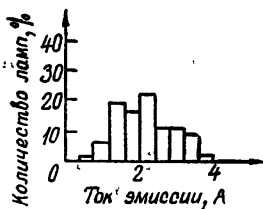
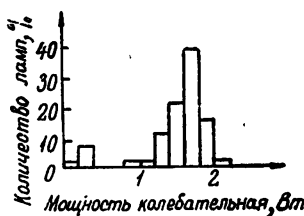
При испытании на долговечность повышается стабильность

параметров ламп с «безмасляной» откачкой [2].

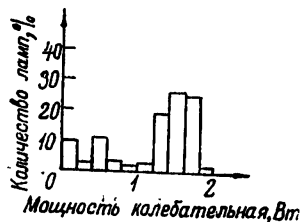
Лампы с безмасляной откачкой более устойчивы к повышенным нагрузкам на электроды. При увеличении мощности рассеяния на сетке  $P_g$  ламп типа ГС-13 до 0,2 Вт у 10,5% ламп (из 29 шт.), откачанных паромасляным насосом, наблюдалось падение тока эмиссии катода, а при дальнейшем увеличении мощности до 0,4 Вт падение тока эмиссии катода  $I_{eU}$  происхо-



а)



б)



Гистограммы распределения ламп по величине импульсного тока эмиссии катода ( $U_a = 60$  В) и колебательной мощности ( $U_f = 6,0$  В) ламп ГС-13, откачанных электроразрядным насосом (40 шт.) (а) и паромасляным (76 шт.) (б).

Таблица 1

Влияние средств откачки на качество титано-керамических ламп

| Тип лампы | Насос            | Количество ламп     |           | Брак по эмиссионным параметрам, % | Импульсный ток эмиссии катода, А |
|-----------|------------------|---------------------|-----------|-----------------------------------|----------------------------------|
|           |                  | смонтированных, шт. | годных, % |                                   |                                  |
| ГС-11     | Электроразрядный | 84                  | 63        | 7,2                               | 1,38                             |
|           | Паромасляный     | 94                  | 55,2      | 12,8                              | 1,19                             |
| 6С17К-В   | Электроразрядный | 170                 | 60,9      | 18,7                              | 1,44                             |
|           | Паромасляный     | 192                 | 56,2      | 24,5                              | 1,17                             |

дило практически у всех ламп. У ламп того же типа, откачанных безмасляным насосом (партия 29 шт.), наблюдалось падение  $I_{eU}$  только при  $P_g = 0,4$  Вт (у 20,5% ламп).

Более существенным оказалось влияние «безмасляной» откачки на лампы с малым временем готовности. Конструктивно-технологической особенностью этих ламп является использование в качестве материала керна катода не никелевых сплавов, а молибдена. Однако молибден обладает рядом недостатков: легкая окисляемость, возможность возникновения промежуточных слоев между керном и оксидным покрытием могут явиться причиной отслаивания оксида от керна и малого тока эмиссии катода.

Наиболее неблагоприятные условия создаются в случае проведения процесса разложения карбонатов и работы при низком вакууме. Так, после откачки и пайки лампы типа ГИ-31 (с керном из сплава НИВО-6) при вакууме в рабочем объеме  $10^{-4}$  мм рт. ст. наблюдается растрескивание и отслаивание оксида. При изготовлении титано-керамического триода с малым временем готовности (не больше 3 с) скалывание оксидного слоя наблюдается уже после операции пайки-откачки при вакууме  $2 \cdot 10^{-5}$  мм рт. ст. на установке с паромасляным насосом. У всех

вскрытых ламп керны катодов окислены (табл. 2).

Некоторые изменения режима пайки — медленный подъем и снижение температуры, увеличение времени выдержки на отдельных этапах, пайка с подачей напряжения накала — не привели к заметным улучшениям. Положительный эффект был получен при безмасляной откачке. Прочность сцепления оксидного слоя с керном катода вне прибора контролировалась по внешнему виду, методом перекрещивающихся линий и отслаивания покрытий с помощью клейкой ленты, в приборе — с помощью ультразвуковых колебаний. При «безмасляной» откачке уменьшается окисление керна, улучшаются качество сцепления оксида с керном и эмиссионные свойства катодов: на всех лампах хорошее состояние оксидного покрытия, незначительная степень окисления керна (табл. 2) и примерно в 2 раза большее значение тока эмиссии (табл. 3). Как видно из результатов, вакуумные условия пайки оказываются сильнее на лампах с молибденовым керном, чем на лампах с керном из никелевых сплавов.

Оценка влияния степени вакуума и скорости откачки в более широких пределах проводилась в экспериментальных стеклянных диодах. Обследование проводилось на установках с насосами типа Н-5С ( $10^{-5} - 10^{-6}$  мм рт. ст.) и

Таблица 2

Состояние оксидного покрытия катодов ламп, откачанных на разных установках

| Насосы      | Состояние оксидного покрытия по внешнему виду |        | Качество сцепления оксида с керном |        | Степень окисления |                |                       |
|-------------|-----------------------------------------------|--------|------------------------------------|--------|-------------------|----------------|-----------------------|
|             | хорошее                                       | плохое | хорошее                            | плохое | сильное           | незначительное | окисление отсутствует |
| Безмасляный | 16                                            | —      | 16                                 | —      | —                 | 8              | 8                     |
| Масляный    | 16                                            | —      | 4                                  | 12     | 10                | 6              | —                     |

Таблица 3

Зависимость тока эмиссии катода триодов с малым временем готовности, откачанных на разных установках, от степени вакуума

| Насос       | Минимальное давление, мм рт. ст. | Количество ламп, шт. | Ток эмиссии катода, А |         |              |
|-------------|----------------------------------|----------------------|-----------------------|---------|--------------|
|             |                                  |                      | минимальный           | средний | максимальный |
| Безмасляный | $5 \cdot 10^{-6}$                | 16                   | 1,4                   | 2,0     | 2,4          |
| Масляный    | $5 \cdot 10^{-5}$                | 15                   | 0,2                   | 0,4     | 1,0          |
| Масляный    | $5 \cdot 10^{-6}$                | 10                   | 1,0                   | 1,2     | 1,4          |

НОРД-250 ( $10^{-6}$  мм рт. ст.). Для обеспечения в системе вакуума не ниже  $5 \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст. рядом с откачиваемым прибором напайвался титановый насос ( $S=5$  л/с). Перепад давлений между системой и прибором без работы титанового насоса составлял один порядок, в то время как при его работе перепад отсутствовал. Как видно из табл. 4, эмиссионные свойства

таннх в вакууме  $2 \cdot 10^{-7}$  мм рт.ст., был светло-серый, на остальных — темно-серый, что свидетельствует о наличии окислов после обработки катода в вакууме ниже  $2 \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст.

Таким образом, средства откачки оказывают существенное влияние на качество титано-керамических ламп с керном катода из молибдена.

Таблица 4

Влияние вакуума на эмиссионные свойства катода в экспериментальных диодах

| Давление, мм рт. ст. |                   | Средний уровень тока эмиссии, А |                  | Состояние оксидного покрытия после тренировки |
|----------------------|-------------------|---------------------------------|------------------|-----------------------------------------------|
| в системе            | в приборе         | до тренировки                   | после тренировки |                                               |
| $2 \cdot 10^{-5}$    | $7 \cdot 10^{-4}$ | 0,28                            | 0,62             | Плохая адгезия, трещины крупные               |
| $2 \cdot 10^{-6}$    | $7 \cdot 10^{-5}$ | 0,4                             | 0,9              | Хорошее сцепление, трещины мелкие             |
| $2 \cdot 10^{-7}$    | $2 \cdot 10^{-7}$ | 0,5                             | 1,1              | Состояние покрытия и адгезия хорошие          |

катода повышаются с улучшением вакуумных условий его обработки: после активировки катода в вакууме  $7 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст. эмиссия катода почти в 2 раза ниже эмиссии катодов, обрабатываемых при давлении  $2 \cdot 10^{-7}$  мм рт. ст. Цвет керна катода (после снятия оксидного покрытия) на образцах, обрабо-

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Безмасляные средства откачки в сравнении с паромасляными насосами позволяют повысить качество титано-керамических ламп:

- улучшаются эмиссионные и динамические параметры,
- повышается стабильность

параметров при испытании на долговечность,

— возрастает выход годных ламп.

Безмасляные средства откачки имеют определяющее значение для ламп с молибденовым керном катода: уменьшается растрескивание и отслаивание оксидного покрытия; при одинаковом значении вакуума отсутствие органических загрязнений в рабочем объеме откачной установки заметно улучшает эмиссионную активность катода (она повышается почти в 2 раза).

При пайке ламп с молибденовым керном степень вакуума в откачной системе должна быть порядка  $10^{-7}$  мм рт. ст.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Черепнин Н. В. Основы очистки, обезгаживания и откачки в вакуумной технике М., «Советское радио», 1967.

2. Краснов А. П. Влияние вакуума и паров масла в откачной установке на качество титано-керамических ламп. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 8, с. 120—129.

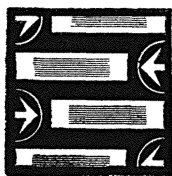
Поступила в редакцию 3 января 1975 г

### ===== НОВЫЕ КНИГИ =====

А. А. БАБАД-ЗАХРЯПИН, Г. Д. КУЗНЕЦОВ. Химико-термическая обработка в тлеющем разряде. М., «Атомиздат», 1975, с 175, ил. 70, табл. 9, библи. — 182 назв.

Книга посвящена новому интенсивно развивающемуся направлению в химико-термической обработке материалов — использованию ионизованных тлеющим разрядом газовых сред. Рассмотрена аппаратура для обработки материалов в тлеющем разряде и требования, предъявляемые к ней, способы проведения такой обработки. Проанализированы явления, сопровождающие азотирование, науглероживание, силицирование, алитирование и т. д. Особое внимание обращено на причины, приводящие к интенсификации этих процессов. Описан и обсужден эффект прекращения взаимодействия некоторых элементов внедрения с тугоплавкими металлами. Рассмотрены особенности нанесения покрытий разложением летучих соединений в средах, ионизованных тлеющим разрядом, а также причины интенсификации газопроницаемости металлов.

Книга рассчитана на инженеров и научных работников, занимающихся разработкой и практическим использованием химико-термической обработки материалов в газовых средах, изучением процессов диффузии в твердом теле, кристаллизацией из газовой фазы, разработкой новых приемов воздействия на свойства материалов.



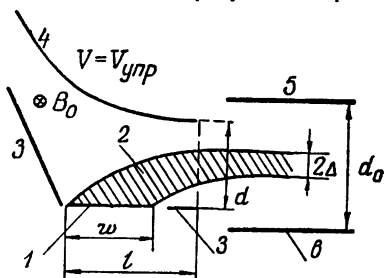
## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 621.3.032.269.1

М. Н. Куликов, Е. А. Сафарова, В. С. Стальмахов

### О МАКСИМАЛЬНОМ ТОКЕ ЛУЧА ЭЛЕКТРОННЫХ ПУШЕК ЛУЧЕВЫХ ПРИБОРОВ ТИПА М

В лучевых приборах типа М широко используются пушки Кайно [1], позволяющие формировать электронные потоки, близкие к прямолинейным бриллюэновским и обеспечивающие наилучшие динамические параметры приборов. Схематическое изображение пушки Кайно и основные принятые обозначения даны на рисунке. Современные



Схематическое изображение пушки Кайно: 1 — катод, 2 — электронный поток, 3 — фокусирующие электроды, 4 — управляющий электрод, 5 — анод, пространства взаимодействия, 6 — отрицательный электрод.

тенденции развития электронных СВЧ приборов, связанные со снижением веса и уменьшением габаритов приборов, снижением рабочих напряжений и т. д., приводят к необходимости увеличивать ток луча при сохранении или даже снижении рабочих напряжений. Так как в этом случае почти единственным способом увеличения тока луча является увеличение длины катода  $w$ , то представляется актуальной задача расчета тока электронных пушек Кайно в случае, когда длина катода  $w$  становится срав-

нимой с длиной пушки  $l$ , а также оценка максимального тока пушек Кайно, который может быть получен при заданном режиме работы.

При длинах катода  $w$ , сравнимых с длиной пушки  $l$ , толщина луча в выходной плоскости пушки  $2\Delta$  хотя и может оставаться малой по сравнению с расстоянием  $d_0$  анод-отрицательный электрод пространства взаимодействия, но оказывается сравнимой с расстояниями между электродами пушки  $d$ . В этом случае для связи тока луча с потенциалом управляющего электрода уже нельзя пользоваться соотношениями работы [1], которые были получены в предположении  $2\Delta \ll d$ , и необходимо их обобщение на случай конечной толщины луча.

Для длинной пушки Кайно, если рассматривать движение электрона на верхней границе луча и следовать работе [1], можно получить выражение, связывающее плотность тока на катоде  $j_0$  с остальными параметрами пушки:

$$j_0 = \frac{\epsilon_0}{2lB_0} E_+^2, \quad (1)$$

где  $E_+$  — напряженность электрического поля на верхней границе луча в выходной плоскости, т. е. максимальная напряженность поля в пушке.

Тогда ток луча

$$I = \frac{1}{2} \epsilon_0 h \left( \frac{w}{l} \right) \frac{E_+^2}{B_0}, \quad (2)$$

где  $h$  — ширина катода в направлении магнитного поля.

Для короткой пушки Кайно, используя приведенное в [1] приближенное соотношение для связи длины пушки и угла пролета электрона, для плотности тока на катоде находим:

$$j_0 = \frac{\epsilon_0}{\pi} \omega_m \left( E_+ - \frac{B_0 \omega_m}{2\pi} l \right), \quad (3)$$

$$\text{где } \omega_m = \eta B_0, \quad \eta = \frac{|e|}{m}.$$

При этом ток луча

$$I = \frac{\epsilon_0}{\pi} h \omega_m \left( \frac{w}{l} \right) \left( E_+ l - \frac{B_0 \omega_m}{2\pi} l^2 \right). \quad (4)$$

Из условия  $\frac{\partial I}{\partial l} = 0$  при  $\left( \frac{w}{l} \right) = \text{const}$  находим оптимальную длину пушки:

$$l_{\text{opt}} = \pi \frac{E_+}{B_0 \omega_m}, \quad (5)$$

которая соответствует углу пролета электрона на верхней границе луча  $\omega_m t_+ = 2\pi$ .

Полагая в (4)  $l = l_{\text{opt}}$ , получаем выражение для тока луча в оптимальной короткой пушке Кайно:

$$I = \frac{1}{2} \epsilon_0 h \left( \frac{w}{l} \right) \frac{E_+^2}{B_0}, \quad (6)$$

которое точно совпадает с выражением (2) для длинной пушки Кайно.

Напряженность поля на верхней границе луча в выходной плоскости  $E_+$  рассчитаем как напряженность поля на верхней границе прямолинейного бриллюэновского электронного потока, движущегося между плоскими электродами с потенциалами  $V_a = V_{\text{упр}}$  и  $V_{0z} = 0$ , расстояние между которыми равно  $d$ . Используя соотношения работы [2] и методику их приближенного решения, предложенную в [3], находим:

$$E_+^2 \approx \frac{V_{\text{упр}}^2}{d^2} \left( 1 + \frac{I}{\epsilon_0 h \omega_m V_{\text{упр}}} \right). \quad (7)$$

Подставляя (7) в (2) или (6) и решая полученное уравнение относительно  $I$ , получаем выражение:

$$I = \frac{1}{2} \epsilon_0 h \left( \frac{w}{l} \right) \frac{V_{\text{упр}}^2}{B_0 d^2} \left[ 1 + \frac{1}{2} \left( \frac{w}{l} \right) \frac{V_{\text{упр}}}{\omega_m B_0 d^2} \right], \quad (8)$$

которое определяет ток луча длинной и оптимальной короткой пушек Кайно.

Поскольку одним из оптимальных путей повышения выходной мощности приборов со скрещенными полями является увеличение тока луча, представляет интерес оценка максимального тока, который может быть получен в электронных пушках лучевых приборов типа М. Эмиссионную способность катода будем считать неограниченной. Очевидно, что максимальный ток будет достигнут тогда, когда катод займет всю длину пушки, т. е. при условии  $(w/l) = 1$ . В этом случае для максимального тока пушек Кайно из (2) или (6) имеем:

$$I_{\text{max}} = \frac{1}{2} \epsilon_0 h \frac{E_+^2}{B_0}. \quad (9)$$

При использовании результатов работы [2] можно показать, что (9) точно совпадает с выражением для тока луча прямолинейного бриллюэновского электронного потока в плоском магнетронном диоде. Таким образом, максимальный ток луча пушек Кайно оказывается равным току пушек с плоскими электродами и протяженным катодом [4] при одинаковой максимальной напряженности электрического поля на верхней границе луча.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кайно. Новый тип электронной пушки со скрещенными полями. Сб. «Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями». т. I, ИЛ, 1961, с. 145—156.
2. Пиз. Введение луча в пространство взаимодействия мощных приборов со скрещенными полями. Сб. «Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями». т. I, ИЛ, 1961, с. 127—135.
3. Куликов М. Н. К расчету статистических характеристик прямолинейных электронных потоков, движущихся в скрещенных полях. Известия ВУЗов. «Радиофизика», 1967, т. X, с. 1776—1778.
4. Leblond A. F. Study of the Electron Trajectories in Guns for M-type Tubes. Proc. IRE, 1958, vol. 105, B., Suppl. No 12, pp. 1021—1023.

Поступило в редакцию 3 апреля 1974 г.,  
после переработки — 15 января 1975 г.

## ЭЛЕКТРОННАЯ НАГРУЗКА РЕЗОНАТОРА МОДУЛИРОВАННЫМ ПОТОКОМ ПРИ БОЛЬШИХ АМПЛИТУДАХ СВЧ НАПЯЖЕНИЯ

Для обеспечения эффективной работы резонаторного ускорителя электронов, используемого для формирования и ускорения коротких электронных импульсов, необходима вполне определенная степень связи резонатора с внешним СВЧ трактом — нагруженная добротность резонатора. Оптимальное значение добротности зависит от электронной нагрузки резонатора. Правильно выбранная нагрузка резонатора, создает условия, при которых электронный поток поглощает СВЧ энергию без отражения в тракт в заданном режиме ускорения. В работе [1] приведен расчет параметров ускорителя методом заданного поля, однако не рассматривается вопрос обеспечения этого режима. Известный метод расчета электронной проводимости [2] для немодулированного электронного потока при ограничении на величину СВЧ напряжения в данном случае неприменим, так как резонаторы ускорителя нагружаются модулированным электронным потоком при амплитудах СВЧ напряжения, в 5—10 раз превышающих начальное ускоряющее напряжение (на инжекторе)  $U_0$ .

В настоящей работе описан метод и приведены результаты расчета нагрузки резонатора модулированным электронным потоком при произвольных амплитудах СВЧ напряжений.

Анализ взаимодействия электронного потока с СВЧ полем резонатора в режиме ускорения проводится методом крупных зарядов при следующих допущениях:

— на входе в зазор электронный ток имеет форму прямоугольных импульсов длительностью  $\tau$  радиан без разброса скоростей,

— распределение электрического поля соответствует плоскому зазору шириной  $d$  радиан,

— поле пространственного заряда отсутствует.

При этих допущениях движение  $i$ -го заряда в зазоре описывается уравнением:

$$\ddot{Z}_i = \frac{\xi}{2d} \sin \theta \quad (1)$$

с начальными условиями:

$$\text{при } \theta = A_i, \quad Z_i = 0, \quad \dot{Z}_i = 1,$$

где  $\xi = U/U_0$  — нормированная по  $U_0$  амплитуда СВЧ напряжения на зазоре,  
 $Z_i$  — текущая координата, рад,

$$A_i = \varphi + \frac{\tau}{N} i - \frac{\tau}{2} \quad \text{— фаза влета в зазор } i\text{-го заряда,}$$

$$i = 0, 1, 2, \dots, N-1,$$

$$N \quad \text{— число зарядов в импульсе,}$$

$$\varphi \quad \text{— фаза влета центра сгустка в зазор.}$$

Энергия взаимодействия  $i$ -го заряда с СВЧ полем и скорость заряда на выходе из зазора определяются с помощью предварительно найденного времени пребывания заряда в зазоре взаимодействия  $t_i$ .

Поскольку в рассматриваемом случае амплитуда  $\xi$  велика и возможно обратное движение зарядов, то время  $t_i$  пребывания электронного сгустка в зазоре находится из условия:

$$[Z_i(t_i) - d] Z_i(t_i) = 0. \quad (2)$$

Это условие (2) отличается от обычно используемого в методе крупных зарядов условия  $Z_i(t_i) - d = 0$ , что позволяет отделить и правильно учесть роль отраженных электронов. Корни уравнения (2), обращающие в нуль множитель  $Z_i$ , соответствуют отраженным зарядам.

Проводимость, имитирующая потребление мощности электронным лучом, определяется формулой:

$$\frac{G_{эл}}{G_0} = \frac{I}{\xi} + J \frac{J}{\xi} = g_{эл} + j b_{эл}, \quad (3)$$

где  $G_0$  — проводимость луча по постоянно-му току,  $I$  и  $J$  действительная и мнимая части амплитуды наведенного тока, вычисляе-

мые после определения  $t_l$  по следующим соотношениям:

$$I = \frac{1}{N} \sum_i \int_{A_i}^{A_i+t_i} \frac{2}{d} \dot{Z}(\theta) \sin \theta d\theta, \quad (4)$$

$$J = \frac{1}{N} \sum_i \int_{A_i}^{A_i+t_i} \frac{2}{d} \dot{Z}(\theta) \cos \theta d\theta, \quad (5)$$

где  $\dot{Z}(\theta) = -\frac{\xi}{2d} (\cos \theta - \cos A_i) + 1$ .

Расчет значений  $I$  и  $J$  и, следовательно, электронной проводимости проводится в режиме максимального ускорения электронного потока, определяемого тем значением фазы влета сгустка в зазор, при котором  $J=0$ . Средняя скорость сгустка после прохождения резонатора определяется по формуле:

$$\bar{V} = \frac{1}{N'} \sum_i \dot{Z}_i (A_i + t_i), \quad (6)$$

где  $N'$  — число зарядов, прошедших зазор в прямом направлении (суммирование в (6) проводится только по таким зарядам).

Величина  $G_{эл}$ , рассчитанная по (3), позволяет определить нагруженную добротность резонатора, обеспечивающую согласование генератора с электронным лучом:

$$Q_{н.р} = \frac{1}{\rho g_{эл} G_0},$$

где  $\rho$  — волновое сопротивление резонатора.

Величина  $I$ , рассчитанная по (4), определяет нормированную по  $P_0 = U_0 I_0$  мощность, потребляемую электронным лучом в режиме ускорения:

$$P = \frac{1}{2} \xi I(\xi). \quad (7)$$

На основании приведенных выше соотношений была составлена программа для БЭСМ-6, позволявшая для заданных амплитуд ускоряющих напряжений  $\xi$  рассчитать электронную нагрузку резонатора, потребляемую СВЧ мощность в режиме ускорения и кинетическую энергию электронного импульса в зависимости от ширины зазора и степени предварительной группировки электронного потока.

Программа производит автоматический поиск фазы  $\varphi$ , соответствующей режиму максимального ускорения.

На рис. 1 приведены рассчитанные зависимости нормированной электронной нагрузки  $g_{эл} = \frac{\text{Re } G_{эл}}{G_0}$  от длительности импульса

для ряда значений амплитуды СВЧ напряжения  $\xi$  при ширине зазора (угле пролета)  $d = \pi/2$ . При достаточно больших  $\xi$  и  $\tau$  ( $\tau > \pi$ ) не все электроны проходят зазор в прямом направлении. Пунктир на рисунке выделяет область значений  $\tau$  и  $\xi$ , где наблюдается отражение электронов СВЧ полем. При  $\tau = 2\pi$  значения  $g_e$  соответствуют немодулированному электронному потоку. Кривые рис. 1 показывают существенную зависимость электронной проводимости от  $\tau$  и  $\xi$ .

Зависимость электронной проводимости от ширины зазора (угла пролета) для различных значений  $\xi$  и  $\tau$  приведена на рис.

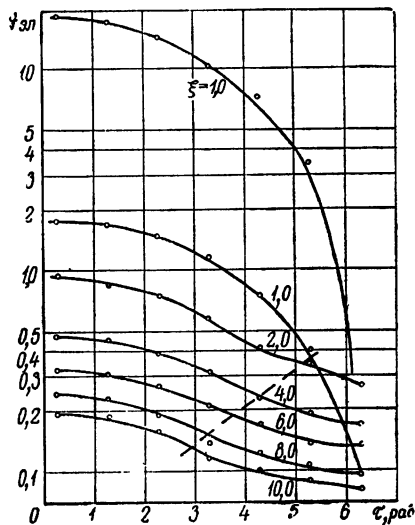


Рис. 1. Зависимость электронной нагрузки  $g_{эл}$  от длительности импульса для различных значений амплитуды СВЧ напряжения на зазоре шириной  $\pi/2$  рад ( $\xi = U \sim U_0$ ,  $d = 1,57$ ).

2, а, б, в. Зависимости электронной проводимости для немодулированного потока от  $\xi$  и  $d$ , приведенные на рис. 3, 4, показывают, что учет отраженных электронов приводит к результатам, отличающимся от известных по работе [2], в частности, наличием максимума при  $\xi \approx 2,0$ .

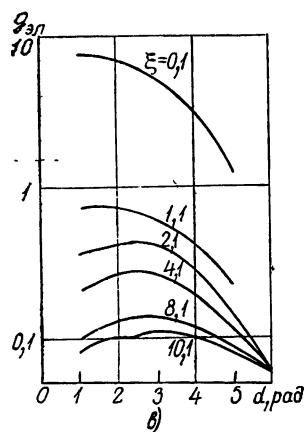
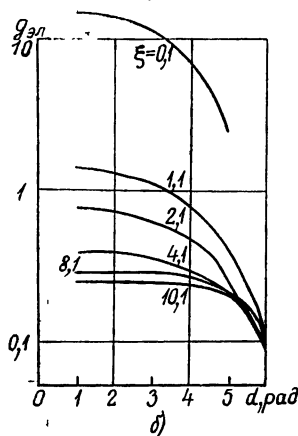
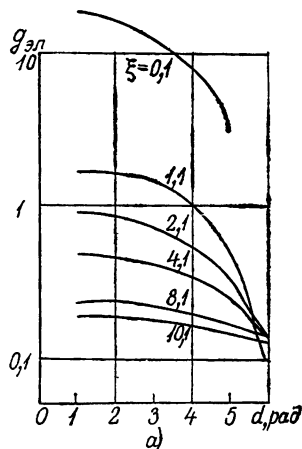


Рис. 2. Зависимость электронной проводимости от ширины зазора  $d$  для различных значений амплитуды  $\xi$  СВЧ напряжения на зазоре и длительности импульса  $\tau = 0,28$  (а),  $2,28$  (б) и  $4,28$  (в)

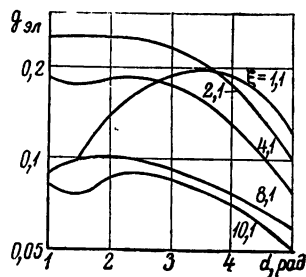


Рис. 3 Зависимость электронной проводимости от ширины зазора для немодулированного пучка при различных значениях СВЧ напряжения на зазоре и  $\tau = 2\pi$ .

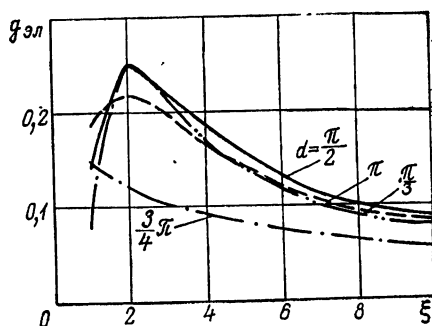


Рис. 4 Зависимость электронной проводимости от амплитуды СВЧ напряжения на зазоре для немодулированного пучка при различных значениях угла пролета и  $\tau = 2\pi$ .

Разработанная методика анализа взаимодействия электронного потока с СВЧ полем резонатора с учетом отраженных электронов позволила рассчитать электронную проводимость резонатора как в случае модулированного, так и в случае немодулированного электронного потока при больших амплитудах СВЧ напряжений на зазоре.

Показана существенная зависимость электронной проводимости от степени группировки электронного потока и величины СВЧ напряжения.

Результаты расчета позволяют определить степень связи резонатора с внешним СВЧ трактом, необходимую для обеспечения требуемого режима работы электронного СВЧ усилителя.

Авторы выражают благодарность Д. М. Петрову за интерес к работе и ценную консультацию.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1 Захарова А. Н., Олихов И. М., Петров Д. М., Самородова Г. А. Результаты теоретического анализа ускорителя, формирующего короткие импульсы тока для накачки различных сред. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1973, вып. 9, с. 24—31.

2. Зырин С. С., Петров Д. М. Электронная нагрузка зазора резонатора немодулированным потоком при больших амплитудах СВЧ напряжения «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 5, с. 26—34

Поступило в редакцию 15 августа 1974 г.

УДК 621.372.824

Ю. А. Колосов

## РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ОТ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ОКОН В КОАКСИАЛЬНОЙ ЛИНИИ

Диэлектрические окна в коаксиальной линии применяются в ЭВП дециметрового диапазона средней мощности. Расчет коэффициента отражения от диэлектрических окон в форме шайбы рассмотрен в работе [1]. В данной работе в предположении, что в коаксиальной линии распространяется ТЕМ-волна, предложен метод расчета коэффициента отражения от произвольного диэлектрического окна, расположенного в этой линии. Приближенный характер метода заключается в том, что он не учитывает высшие типы волн, возникающих при изменении волнового сопротивления линии [1], а также в том, что волновое сопротивление линии, частично заполненной диэлектриком, рассчитывается в квазистатическом приближении.

Зависимость волнового сопротивления отрезка коаксиальной линии, содержащей диэлектрическое окно, от координаты  $z$  показана на рис. 1. Коэффициент отраже-

ния от отрезка неоднородной линии удовлетворяет уравнению Риккати [3]:

$$\frac{d\Gamma}{dz} + 2j\beta(z)\Gamma - N(z)(1 - \Gamma^2) = 0. \quad (1)$$

Запишем комплексную функцию  $\Gamma(z)$  в виде:

$$\Gamma(z) = \Gamma_1(z) + j\Gamma_2(z). \quad (2)$$

Подставляя (2) в уравнение (1) и выделяя вещественные и мнимые части, получим систему:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\Gamma_1}{dz} - 2\beta(z)\Gamma_2 - N(z)(1 - \Gamma_1^2 + \Gamma_2^2) &= 0 \\ \frac{d\Gamma_2}{dz} + 2\beta(z)\Gamma_1 + 2N(z)\Gamma_1\Gamma_2 &= 0 \end{aligned} \right\}, \quad (3)$$

где  $N(z)$  — функция местных отражений, определяемая выражением [3]:

$$N(z) = \frac{1}{2} \frac{d\rho/dz}{\rho(z)}, \quad (4)$$

$\beta(z)$  — постоянная распространения ТЕМ-волны в коаксиальной линии, частично заполненной диэлектриком.

Если диэлектрик заполняет отрезок коаксиальной линии  $0 \leq z \leq l$ , то для однозначного определения решений системы

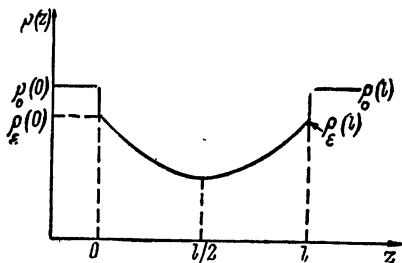


Рис. 1. Зависимость волнового сопротивления  $\rho$  коаксиальной линии с симметричным диэлектрическим окном от координаты  $z$ .

уравнений (3) необходимо задать граничные условия при  $z=l$  [4]:

$$\Gamma(l) = \frac{\rho_0(l) - \rho_e(l)}{\rho_0(l) + \rho_e(l)}, \quad (5)$$

где  $\rho_0(l)$  и  $\rho_e(l)$  — волновые сопротивления линии без диэлектрика и с диэлектриком.

$$\Gamma = \frac{\Gamma_0 + \Gamma(0)}{1 + \Gamma_0 \Gamma(0)} \quad \text{при } z=0, \quad (6)$$

$$\text{где } \Gamma_0 = \frac{\rho_0(0) - \rho_e(0)}{\rho_0(0) + \rho_e(0)},$$

а  $\Gamma(0) = \Gamma_1(0) + j\Gamma_2(0)$  — коэффициент отражения от диэлектрического окна.

В общем случае функции  $\beta(z)$  и  $N(z)$  имеют сложный вид, поэтому систему уравнений (3) удобно решать численно. Ниже рассмотрены примеры численного анализа коэффициента отражения для некоторых типов диэлектрических окон в коаксиальной линии.

Рассмотрим симметричное коническое окно в виде пробки в коаксиальной линии (рис. 2). В этом случае зависимость радиуса от координаты  $z$  можно записать в виде:

$$r(z) = \begin{cases} a_0 + \left(\frac{b-a_0}{l_1}\right)z & \text{при } 0 \leq z \leq l_1 \\ b & \text{при } l_1 \leq z \leq l_2 \\ b - \frac{(b-a_0)(z-l_2)}{(l-l_2)} & \text{при } l_2 \leq z \leq l. \end{cases}$$

Волновое сопротивление  $\rho(z)$  и постоянная распространения  $\beta(z)$  для линии, частично заполненной диэлектриком, определяются выражениями [2]:

$$\rho(z) = 60 \sqrt{\frac{(\epsilon-1) \ln(b/r(z)) + \ln(b/a)}{\epsilon} \ln\left(\frac{b}{a}\right)}, \quad (9)$$

$$\beta(z) = k \sqrt{\epsilon_{\text{эКВ}}} = k \sqrt{\frac{\epsilon \ln(b/a)}{(\epsilon-1) \ln(b/r(z)) + \ln(b/a)}}. \quad (10)$$

Функция местных отражений при условии (9) принимает вид:

$$N(z) = -\frac{1}{4} \frac{(\epsilon-1) \frac{r'(z)}{r(z)}}{(\epsilon-1) \ln(b/r(z)) + \ln(b/a)}. \quad (11)$$

Система уравнений (3) решалась численно на ЭВМ М-220. Полученные в ре-

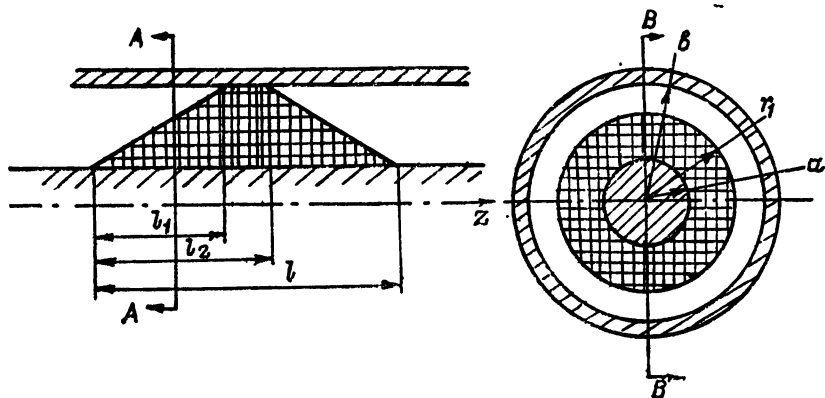


Рис. 2. Симметричное коническое диэлектрическое окно в виде пробки в коаксиальной линии.

зультате расчета зависимости КСВН от относительной длины волны  $\lambda/b$  при различных относительных длинах диэлектрической пробки  $l/b$  для коаксиальных линий с волновым сопротивлением представлены на рис. 3.

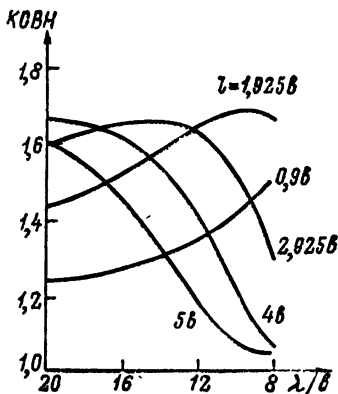


Рис. 3. Зависимость КСВН от длины волны  $\lambda/b$  для окна в форме симметричной диэлектрической пробки при различных ее относительных длинах  $l/b$  и  $\epsilon=2$ .

Диэлектрическое окно в форме чечевицы показано на рис. 4. Для определения радиусов  $r_0(z)$  и  $r_1(z)$ , указанных на рисунке, из элементарной математики можно получить выражения.

$$r_0(z) = b_1 - \sqrt{R_1^2 - z^2}, \quad -\frac{d}{2} \leq z \leq \frac{d}{2}, \quad (12)$$

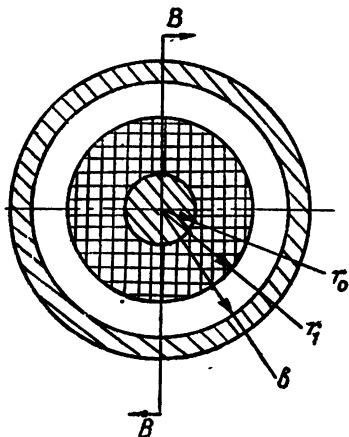
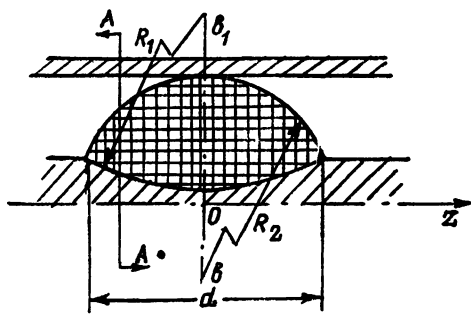


Рис. 4. Диэлектрическое окно в форме чечевицы.

$$r_1(z) = b_2 + \sqrt{R_2^2 - z^2}, \quad -\frac{d}{2} \leq z \leq \frac{d}{2}, \quad (13)$$

где

$$R_1 = \frac{1}{2} \left\{ \frac{d^2}{4[r_0(0) - r_0(d/2)]} + r_0(0) - r_0\left(\frac{d}{2}\right) \right\}, \quad (14)$$

$$R_2 = \frac{1}{2} \left\{ \frac{d^2}{4[b - r_0(0)]} + b - r_0(0) \right\}, \quad (15)$$

$$b_1 = R_1 + r_0\left(\frac{d}{2}\right), \quad (16)$$

$$b_2 = -R_2 + b,$$

а  $r_0(d/2)$ ,  $r_0(0)$ ,  $d$ ,  $b$  — параметры, определяющие форму чечевицы, обозначенные на рис. 3.

Функция местных отражений  $N(z)$  и постоянная распространения  $\beta(z)$  в рассматриваемом случае определяются выражениями:

$$N(z) = -\frac{1}{4} \times \frac{\left[ (\epsilon-1) \frac{r_1'}{r_1} + \frac{r_0'}{r_0} \right] \ln\left(\frac{b}{r_0}\right) + \left[ (\epsilon-1) \ln\left(\frac{b}{r_1}\right) + \ln\left(\frac{b}{r_0}\right) \right] \frac{r_0'}{r_0}}{\left[ (\epsilon_1-1) \ln\left(\frac{b}{r_1}\right) + \ln\left(\frac{b}{r_0}\right) \right] \ln\left(\frac{b}{r_0}\right)} \quad (17)$$

$$\beta(z) = k \sqrt{\frac{\epsilon \ln\left(\frac{b}{r_0}\right)}{(\epsilon - 1) \ln\left(\frac{b}{r_1}\right) + \ln\left(\frac{b}{r_0}\right)}} \quad (18)$$

где величины  $r_0(z)$ ,  $r_1(z)$ ,  $r'_0(z)$  и  $r'_1(z)$  находятся с помощью формул (12)–(16).

Результаты расчета зависимости КСВН от относительной длины волны для этого типа диэлектрического окна представлены на рис. 4. Как следует из расчетов и экспериментальных данных, полученных в работе [5] и приведенных на рис. 5, правиль-

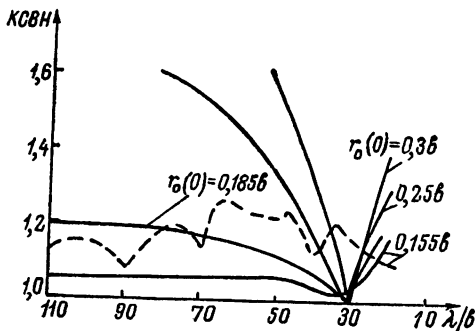


Рис. 5. Зависимость КСВН от длины волны для окна в форме чечевицы при различных радиусах  $r_0(0)$  и  $\epsilon=5$ . Сплошные кривые — теория, пунктир — эксперимент.

но изготовленное окно в форме чечевицы обладает низким коэффициентом отражения в широкой полосе частот. Результаты расчета дают более низкий КСВН, чем эксперимент. Это связано с тем, что измерить коэффициент отражения с достаточной точностью в широкой полосе частот (свыше пяти октав) очень сложно. Кроме

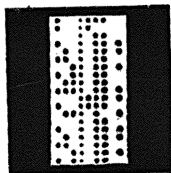
того, как показывают расчеты, чечевицеобразное окно критично к точности изготовления. Это значит, что КСВН возрастает, если форма диэлектрического окна выполнена неточно.

Таким образом, предложенный в работе метод позволяет рассчитать коэффициент отражения от диэлектрического окна любой конфигурации. Построенные алгоритмы позволяют анализировать КСВН для симметричных конических пробок и для окон в форме чечевицы. Результаты численного расчета, выполненные методом Рунге-Кутты на ЭВМ М-220, показывают, что чечевицеобразное окно обладает низким КСВН в широкой полосе частот, но оно критично к неточностям изготовления.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Денисов Д. С. К расчету компенсированных опорных шайб в коаксиальных линиях. «Вопросы радиоэлектроники», серия «Радиоизмерительная техника», 1969, вып. 6, с. 60–65.
2. Карташов В. Г. Распространение основной волны в коаксиальной линии с неоднородным диэлектрическим заполнением. «Радиотехника и электроника», июнь 1965, т. X, вып. 6, с. 1057–1064.
3. Фельдштейн А. Л., Явич Л. Р. Синтез четырехполосников и восьмиполосников на СВЧ. М., «Связь», 1965.
4. Завадский В. Ю. Вычисление волновых полей в открытых областях и волноводах. М., «Наука», 1972.
5. Nunn W. M., Paul L. E. A broad band glass-to-metal coaxial vacuum seal. IRE Trans., 1961, vol. MTT-9, No 3, pp. 248–249.

Поступило в редакцию 10 июня 1974 г.,  
после переработки — 23 октября 1974 г.



## МАШИННОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ

УДК 681.3.06 : 621.372.832 811

В. В. Любимов, А. М. Любомиров, Ю. А. Отмахов

### ПРОГРАММА РАСЧЕТА ШИРОКОПОЛОСНОГО У-ЦИРКУЛЯТОРА НА СИММЕТРИЧНОЙ ПОЛОСКОВОЙ ЛИНИИ

На основе метода расчета полосковых У-циркуляторов, изложенного в работе [1], создана программа расчета основных конструктивных размеров широкополосных циркуляторов. Метод расчета основан на решении краевой электродинамической задачи для нагруженного резонатора с «магнитными» стенками, который является моделью реального циркулятора.

В результате решения этой задачи составляется выражение для модуля коэффициента отражения циркулятора, который в дальнейшем принимается за функцию цели. Математически задача сводится к отысканию минимума этой функции.

Программа поиска минимума функции цели состоит из двух подпрограмм:

- подпрограммы случайного поиска, которая обеспечивает просмотр области пространства с заданными числом шагов и выдает четыре наиболее глубоких минимума из всех просмотренных;

- подпрограммы поиска методом градиентов, уточняющей эти четыре минимума.

Эти подпрограммы составлены применительно к данной задаче на основе работ [2, 3].

Программа написана на языке АЛГОЛ-60 (транслятор ТА1-М для ЭВМ М-222).

Для расчета У-циркулятора необходимо задать длину волны, диэлектрическую проницаемость феррита и материала заполнения трансформаторов, толщину пакета, число трансформаторов У-циркулятора, рабочую полосу частот, верхние и нижние границы искомых параметров.

В результате расчета определяются намагниченность феррита\*, магнитное поле, радиус ферритовых дисков, длины и характеристические сопротивления трансформаторов, максимальное значение коэффициента отражения в заданной полосе частот.

Время расчета на ЭВМ М-222 одного варианта зависит от числа трансформаторов У-циркулятора и составляет 40—50 мин для циркулятора с одним и двумя трансформаторами и 2,5—3 ч для циркуляторов с тремя трансформаторами.

\* Намагниченность феррита может быть включена в число заданных параметров.

По программе проведено большое число расчетов. Полученные результаты использованы при конструировании широкополосных У-циркуляторов, что позволило улучшить характеристики циркуляторов и сократить время настройки (в 10—15 раз).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузнецова И. Д., Любимов В. В., Любомиров А. М., От-

махов Ю. А. Расчет полосковых У-циркуляторов на ЭВМ. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1975, вып. 4.

2. Коротаева В. П., Панишев А. Г. Программа нахождения глобального экстремума функции многих переменных. Сб. «Алгоритмы и программы случайного поиска», под ред. Л. А. Растргина. «Зинатне», Рига, 1969.

3. Малькова Н. Я.; Победоносцев А. С., Борсденко В. Г. Оптимизация на ЭЦВМ выходных параметров электронных приборов СВЧ. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 1, с 3—18.

### ===== НОВЫЕ КНИГИ =====

**Б. Б. ТРУТОВСКИЙ. НОТ инженерно-технических работников и создание новой техники.** М., «Экономика», 1974, 254 с.

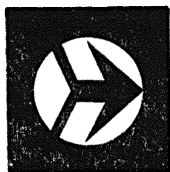
В монографии изложена комплексная система совершенствования организации инженерного труда и процессов ускоренного проектирования и изготовления новых изделий. В ней обобщен передовой опыт организации труда инженерно-технических, научных и руководящих работников, конструкторов и технологов. Основное внимание в ней уделено выявлению и использованию резервов экономии общего времени при проектировании и изготовлении новых машин и приборов.

Книга рассчитана на широкий круг специалистов, руководящих, научных и инженерно-технических работников.

**Голография. Методы и аппаратура.** Под редакцией В. М. Гинзбург и Б. М. Степанова. М., «Сов. радио», 1974, 376 с. с ил.

Обобщен многолетний опыт коллектива авторов по практическому применению голографии. Рассматриваются теоретические вопросы, связанные с проектированием голографической аппаратуры в оптическом и СВЧ диапазонах.

Книга предназначена для инженеров, аспирантов и научных работников, занимающихся разработкой голографических методов и приборов, а также для специалистов, интересующихся применением голографии в различных областях науки и техники.



## ИНФОРМАЦИЯ

### ПРОДОЛЖАЮТСЯ РАЗРАБОТКИ ГИБРИДНЫХ ПРИБОРОВ (EBS)

В прошедшем 1974 г. в зарубежной периодической печати появилось большое количество статей о гибридных приборах (EBS). Новые сведения, содержащиеся в этих статьях, относятся прежде всего к испытаниям приборов на долговечность и надежность, проведенным рядом фирм. Сообщается также о новых параметрах EBS, достигнутых в лабораторных условиях.

Новые серийные приборы в 1974 г. не рекламировались. Продолжали рекламироваться EBS серийного выпуска, выполняющие функции высоковольтных и высоко-точных модуляторов.

#### Испытания на долговечность

В течение ряда лет проблемы надежности тормозили разработки EBS. Усиленные работы по повышению надежности EBS, проведенные в последние годы, привели к значительным успехам в этом направлении.

В таблице приведены результаты испытаний на долговечность EBS ВЧ усилителей мощности (с модуляцией электронного пучка по смещению в пространстве) и высоковольтных модуляторов (с модуляцией электронного пучка по плотности), проведенных фирмой «Уоткинс—Джонсон» и лабораторией «Эванс» при Управлении электронных систем Армии США.

Среднее время наработки на отказ испытуемых приборов составило 77950 ч при доверительном уровне 60% и 30500 ч при доверительном уровне 90%.

Общая продолжительность испытаний диодов, используемых в усилителях (два диода в приборе) составила 140314 ч, что соответствует среднему времени наработки на отказ 155900 ч и 61000 ч при доверительных уровнях соответственно 60 и 90%.

Ко времени получения приведенных результатов ни один прибор не

Данные об испытаниях на долговечность \*  
ВЧ усилителей непрерывного режима [2].

| Тип прибора                              | Количество испытуемых приборов, шт. | Продолжительность испытаний, ч | Плотность рассеяния мощности на диоде, квт/см <sup>2</sup> |
|------------------------------------------|-------------------------------------|--------------------------------|------------------------------------------------------------|
| ONR                                      | 1                                   | 12592                          | 2                                                          |
|                                          | 1                                   | 11211                          | 2                                                          |
|                                          | 2                                   | 5000                           | 2                                                          |
|                                          |                                     | 4412                           | 3,5                                                        |
| WJ-3650-3                                | 1                                   | 5400                           | 2,5                                                        |
|                                          |                                     | 2472                           | 3,5                                                        |
|                                          | 1                                   | 6150                           | 2,5                                                        |
|                                          |                                     | 2472                           | 3,5                                                        |
|                                          | 1                                   | 5518                           | 3                                                          |
|                                          | 1                                   | 5000                           | 3                                                          |
|                                          |                                     | 518                            | 4                                                          |
| Суммарная продолжительность испытаний, ч |                                     | 70157                          |                                                            |

\* Данные получены 24 июня 1974 г., испытания продолжаются.

вышел из строя, не отмечалось ухудшения характеристик ни приборов, ни их полупроводниковых мишеней.

Параметры приборов, приведенных в таблице, не указаны, однако известны параметры ВЧ усилителя WJ-3650. В диапазоне от 0 до 300 МГц он имеет выходную мощность 50 Вт в непрерывном режиме или 200 Вт в импульсном. Если его использовать в качестве импульсного видеоусилителя, то он выдаст выходной импульс в  $\pm 100$  В на 50-омной нагрузке с временем нарастания импульса 1 нс [3].

Данные об испытаниях на долговечность импульсных модуляторов (испытывались по одному прибору каждого типа) [2].

| Тип прибора                              | Продолжительность испытаний, ч | Выходной сигнал (В) на нагрузке (Ом) | Примечания              |
|------------------------------------------|--------------------------------|--------------------------------------|-------------------------|
| WJ-3653                                  | 7652                           | 350<br>100                           | Испытания продолжаются* |
|                                          | 7015                           | 375<br>117                           |                         |
|                                          | 3980                           | 350<br>100                           |                         |
|                                          | 3700                           | 400<br>115                           | Диод вышел из строя     |
|                                          |                                |                                      | Испытания закончены     |
| Суммарная продолжительность испытаний, ч | 22347                          |                                      |                         |

\* Данные получены 24 июня 1974 г.

Среднее время наработки модуляторов на отказ составляет 10900 ч при доверительном уровне 60% и 5770 ч при доверительном уровне 90%.

Серийный EBS типа WJ-3653 фирмы «Уоткинс—Джонсон» выполняет функции переключения и модуляции. Он обеспечивает выходной сигнал 400 В на 100-омной нагрузке при входном сигнале 10 В, времени нарастания импульса 3 нс и интервалом между входным и выходным импульсами 6 нс. Коэффициент заполнения 0,04, масса прибора — 1 кг, габариты — 11,5×6,6 см [6]. Прибор может применяться как активный элемент в модуляторах для ЛПД в режимах IMPATT и TRAPATT, а также для ЛБВ и клистронов с сеточным управлением. Модуляторы для ЛБВ уже разработаны, они соответствуют таким применениям, как усилители помех РПД, импульсные РЛС и двухрезонансные системы РПД.

Специалисты отмечают, что испытания на долговечность были проведены на реальных приборах, пригодных для эксплуатации.

### Последние достижения по параметрам ВЧ усилителей, полученные на экспериментальных образцах [4, 5]

Хотя основное внимание в последнее время уделялось вопросам долговечности гибридного прибора, зарубежные специалисты добились успехов и в улучшении его параметров.

Максимальная выходная мощность ВЧ усилителей EBS в непрерывном режиме составляет в настоящее время 95 Вт. Наиболее широкую полосу от 1 до 2,6 ГГц имеет усилитель импульсного режима с выходной мощностью 6 Вт. Его мишень представляет собой диодную решетку.

Специалисты считают, что главные технические трудности в создании EBS уже преодолены. Однако появление серийных приборов, превосходящих по параметрам конкурирующие классы, например, ЛБВ и транзисторные усилители, или предлагающих совершенно новые возможности, ожидается в течение ближайших 5—10 лет. Существует мнение, что успех гибридных приборов зависит не столько от совершенствования их параметров, сколько от правильного выбора области применения приборов. В конкурентной борьбе с другими приборами будут учитываться стоимость, габариты и способность работать в различных внешних условиях.

EBS, по всей вероятности, будут применяться в качестве высоковольтных или сильноточных сверхбыстродействующих модуляторов, линейных видеоусилителей для генерирования коротких импульсов, модуляторов для систем передачи информации, линейных ВЧ усилителей с выходной мощностью в несколько сотен ватт в непрерывном режиме или 1—2 кВт в импульсном режиме на частотах ниже 2 ГГц.

Разработкой EBS в США занято несколько фирм и исследовательских организаций: «Уоткинс—Джонсон», «Нортроп», «Рэйтеон», RCA, Массачусетский технологический институт и др. Многие разработки субсидируются и поддерживаются военными учреждениями — Управлением электронных систем Армии, Научно-исследовательским центром ВВС (г. Ром), Управлением электронных систем ВМС.

1. Proc. of the IEEE, 1974, No 8, pp. 1119—1158.
2. IEEE Trans. on ED, 1974, No 11, pp. 734—735.
3. Solid State Technology, 1974, july, pp. 31—35.
4. Electronics, 1974, No 15, pp. 85—88.
5. Electronics, 1974, No 25, p. 71.
6. Microwaves, 1974, No 11, p. 8.

Ю. Ч.

## ДАЛЬНЕЙШЕЕ РАЗВИТИЕ КЛИСТРОНОВ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН

Канадское отделение фирмы «Вариан» — ведущее по разработке и производству генераторных клистронов миллиметрового диапазона повышенной мощности. Только оно выпускает клистроны непрерывного режима мощностью 150 Вт на частоте 32 ГГц, 50 Вт — на 50 ГГц и 10 Вт — на 140 ГГц. С 1974 г. фирма гарантирует 1000-часовой срок службы этих клистронов.

Параметры ВЧ усилителей, достигнутые в ходе разработок (I)

| Диапазон частот, МГц | $P_{\text{вых}}$ , Вт |
|----------------------|-----------------------|
| 0—160                | 200 (имп.)            |
| 0—320                | 50 (непр.)            |
| 0—320                | 100 (имп.)            |
| 1000—2000*           | 500 (имп.)            |
| 3000**               | 20 (имп.)             |

\* Усилитель этого диапазона имеет следующие параметры:  $K_{\text{заполн}} = 0,001$ ;  $K_{\text{ус}} = 23$  дБ в режиме насыщения и 29 дБ на малом сигнале; ширина полосы равна 106 МГц (на уровне 3 дБ); время восстановления напряжения 6 нс при токе 200 А и 10 нс при токе 400 А.

\*\* Мишень этого усилителя содержит один диод.

С 1975 года фирма начнет выпускать еще более коротковолновые клистроны на частоту 280 ГГц ( $\lambda = 1,07$  мм) с выходной мощностью 1 Вт в непрерывном режиме и 10 Вт в импульсном.

Microwave Journ., 1974, vol. 17, No 11, pp. 23, 66.

М. Б.

## РАЗРАБОТКИ В ОБЛАСТИ ПП И ЭВП СВЧ В АНГЛИИ

Январский номер английского журнала Electronic Engineering за 1975 г. знакомит читателей с мнением десяти крупнейших английских специалистов в области радиоэлектроники о проблемах ее сегодняшнего дня и о ее наиболее перспективных направлениях. Ниже приведены некоторые из этих мнений, касающиеся ЭВП и ПП СВЧ.

### Полупроводниковые приборы

Ожидается большой рост рынка ПП СВЧ и подсистем. Многие новые системы могут быть реализованы только на базе полупроводников, например системы охранной сигнализации, некоторые ракетные системы, РЛС наблюдения за полем боя и обзорные.

Для удовлетворения требований новых РЛС будут улучшены параметры диодов Ганна импульсного режима и ЛПД. Успехи в создании ЛПД в режиме TRAPATT с высоким к. п. д. диапазона 8—12 ГГц создают условия для расширения работ в области РЛС с ФАР среднего уровня мощности ближнего радиуса действия.

Другое направление, в котором ожидается развертывание работ, это генераторы на ЛПД в режиме IMPATT миллиметрового диапазона. Они найдут применение в системах с высокой разрешающей способностью ближнего радиуса действия, а также в устройствах подкачки параметрических усилителей.

Прошедший год подтвердил перспективность применения фосфида индия в качестве материала для СВЧ генераторов и усилителей. Исследования английских специалистов показали, что на частотах выше 12 ГГц фосфид индия обеспечивает лучшие характеристики для маломощных полупроводниковых усилителей. Американским ученым не удалось продвинуться в этой области в той мере, в какой это удалось англичанам.

Наиболее значительной разработкой 1975 г., возможно, будут усилители на полевых транзисторах из арсенида галлия. Работы в этой области ведутся во всем мире. Поэтому у изготовителей маломощных ЛБВ есть основания для беспокойства. Усилители на полевых транзисторах из арсенида галлия разработаны в диапазоне до 12 ГГц. Усилитель фирмы «Плесси», например, имеет коэффициент усиления 42 дБ. Ожидается достижение октавной ширины полосы за счет усовершенствования конструкции несимметричной полосковой ИС.

Фирма «Плесси» идет и по другому пути создания широкополосных усилителей: она разрабатывает схемы с сосредоточенными постоянными в диапазоне до 12 ГГц. Цель этой разработки — снижение коэффициента шума и повышение мощности до 1 Вт в диапазоне 8—12 ГГц. Для выполнения этой разработки требуется превосходная технология эпитаксиальных материалов, а также усовершенствование системы теплоотвода.

## СВЧ приборы для РЛС

В отношении выходной мощности (импульсной и средней) ЭВП СВЧ в настоящее время удовлетворяют большинству требований РЛС. Что касается полупроводниковых генераторов для передатчиков, то они применяются в определенных системах ближнего радиуса действия. Нет сомнения, что в ближайшем будущем они найдут более широкое применение. Вообще говоря, выходная импульсная мощность полупроводниковых генераторов уменьшается в 100 раз с увеличением частоты в 10 раз.

Генератор Ганна обычно имеет выходную импульсную мощность 10 Вт на частоте 10 ГГц, однако приборы с ограниченным накоплением пространственного заряда, имеющие более высокий к. п. д., возможно, будут иметь выходную импульсную мощность в несколько сотен ватт на той же частоте.

Для приемников РЛС созданы неохлаждаемые параметрические усилители с коэффициентом шума 1—3 дБ в большинстве диапазонов, в которых работают обзорные РЛС аэропортов. Так что в этом направлении дальнейшие достижения могут быть минимальными. Однако благодаря использованию биполярных и полевых транзисторов открывается возможность снижения стоимости обеспечения таких высоких параметров.

Electronic Engineering, 1975, january, pp. 37—39.

Ю. Ч.

## ОГРАНИЧИТЕЛЬ С ВРЕМЕНЕМ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ОТ 5 ДО 50 НС

Система РЗП — ограничитель осуществляет две основные функции:

- уменьшает мощность, просачивающуюся в приемник в течение зондирующего импульса до уровня, который не повредит приемник или не поставит его временно в условия нечувствительности;
- в момент приема сигнала ограничитель обеспечивает прохождение его в приемник с минимальными вносимыми потерями.

На протяжении последних нескольких лет появился ряд РЛС с высокой частотой повторения импульсов, требующих, чтобы система РЗП—ограничитель выдерживала мощности порядка сотен киловатт при вносимых потерях около 0,5 дБ и временах восстановления менее 50 нс. Такая малая величина времени восстановления является одним из основных требований, обеспечивающих высокую чувствительность приемника.

Используя явление вторично-электронного (мультипакторного) резонанса, в большинстве случаев нежелательного, можно удовлетворить эти требования.

Цель защиты приемника состоит из ступени высокого уровня мощности (мультипакторного переключателя), ограничивающего мощность до нескольких ватт, и ступени низкого уровня мощности (твердотельного ограничителя), который, в свою очередь, уменьшает мощность до милливатт.

В основном мультипакторный переключатель предполагает защиту в трех потенциально опасных ситуациях.

Когда передатчик включен, из-за рассогласования импеданса антенны может отразиться до 10% передаваемой мощности (250 кВт). Поэтому мультипакторный переключатель должен ограничить приблизительно 25 кВт отраженной мощности до уровня 8 Вт.

Когда в антенне развивается мощный дуговой разряд, при котором отражается до 80% мощности, возникает более серьезная проблема ограничения мощности: мультипакторный переключатель должен ослабить мощность 200 кВт до уровня 8 Вт.

В обоих случаях падающая мощность поглощается в результате вторично-электронного процесса и выделяющееся при этом тепло устраняется охлаждением за счет проводимости.

Ограничение мощности происходит также при наличии сигналов от посторонних РЛС. ВЧ схема мультипактора по существу представляет собой полоснопропускающий фильтр, поэтому любые сигналы вне его полосы будут отражаться и поглощаться.

Мультипакторный переключатель не требует синхронизации. Первый полупериод падающей ВЧ мощности является возбудителем мультипакторного процесса (физика его подробно описана в анализируемой статье). Параметры некоторых мультипакторных переключателей фирмы Hughes Electron Dynamics Division приведены в таблице.

Т а б л и ц а

Параметры мультипакторных переключателей 3-см диапазона

| Тип переключателя | Полоса, % | $P_{\text{имп}}$ , кВт | $P_{\text{ср}}$ , Вт | $P_{\text{прос.тах}}$ , Вт | $t_{\text{восст.тах}}$ , нс | Максимальные потери, дБ | Максимальная энергия пика, эрг |
|-------------------|-----------|------------------------|----------------------|----------------------------|-----------------------------|-------------------------|--------------------------------|
| 721Н              | 8         | 0,5                    | —                    | 10                         | 50                          | 0,8                     | 0,2                            |
| 1314Н             | 8         | 10                     | 500                  | 8                          | 50                          | 0,8                     | 0,2                            |
| 8707Н*            | —         | 250                    | 3 000                | 8                          | 5                           | 0,4—0,5                 | 0,2                            |

\* Фактическая типовая долговечность этого переключателя 10 000 ч, цена 6 000 долл.

Каталог фирмы

Microwaves, 1974, No 7, pp. 52, 53, 55.

Hughes Electron Dynamics Division, 1972, p. 4.

И. Х.

## ===== НОВЫЕ КНИГИ =====

Н. М. ЗЕНКИН, М. Н. КАЗАНСКИЙ, Е. Л. МАКЕЕВ, Н. П. ФИНЕШИН. Инженеру об изобретении. М., Атомиздат, 1974, 280 с.

В книге рассматривается понятие изобретения и описываются признаки изобретения, методика его выявления в технических разработках, касающихся прежде всего нестандартного оборудования, оформление заявки на выдачу авторского свидетельства, а также комплекс правовых вопросов, связанных с получением и защитой прав изобретателей.

**Физика явлений в электронных приборах**

- Муравьев В. В., Савельев В. Я., Ткаченко Ф. А.* — Исследование колебаний в генераторе на диоде Ганна миллиметрового диапазона . . . . . 3

**Конструирование**

- Зырин С. С.* — Оптимизация электрического режима стабилизированного клистронного генератора . . . . . 14
- Петроченков В. И.* — К анализу рабочих характеристик дематрона. Ч II. Оптимизация основных характеристик . . . . . 19
- Тагер А. С.* — Оптимальная емкость ЛПД и ее зависимость от частоты, электрического режима и условий применения диода . . . . . 29
- Лазерсон А. Г., Манькин И. А., Школьников В. Г.* — Влияние погрешностей изготовления спиральной замедляющей системы на выходные характеристики ЛБВО . . . . . 43

**Моделирование**

- Шепсенвол М. А., Кухтин Э. С., Смирнов Б. Н.* — Методика определения плотности тока катода при моделировании электронно-оптических систем в динамических режимах . . . . . 48\*
- Ильина Е. М., Кац А. М., Кудряшов В. П., Миркин В. И.* — Высшие гармонические составляющие в широкополосных ЛБВ . . . . . 57

**Измерения. Аппаратура**

- Ештокин В. Н., Копылов А. В., Орешкин А. С., Сергеев В. К.* — Об одном методе электрического контроля замедляющих систем и их элементов . . . . . 69
- Мещанов В. П., Кибирский Ю. В., Бунимович Б. Ф.* — Направленные ответвления из отрезков связанных линий с произвольными длинами . . . . . 73
- Николаев П. В., Орлов М. В., Шулика С. Д.* — Коаксиальный бесконтактный многоканальный СВЧ переключатель . . . . . 81

**Применение**

- Арделян Н. Г., Архангельский Ю. С.* — Исследование камер СВЧ с бегущей волной при термообработке диэлектриков с изменяющимися параметрами . . . . . 88

**Технология**

- Паньшин В. В.* — Паяные слюдяные окна для прямоугольных волноводов . . . . . 99
- Ипполитов В. М., Перминова В. М.* — Оптимизация спектрального метода определения примесей в некоторых электровакуумных материалах . . . . . 103

**Производственно-технический опыт**

- Морозов А. И., Шнейст К. Л., Яковлева Л. Г.* — Исследование чистоты газовой среды, используемой для аргоно-дуговой сварки . . . . . 108
- Краснов А. П., Лянгевич Б. И.* — Влияние откачки на качество СВЧ триодов с молибденовым керном катода . . . . . 111

**Краткие сообщения**

- Куликов М. Н., Сафарова Е. А., Стальмахов В. С.* — О максимальном токе луча электронных пушек лучевых приборов типа М . . . . . 115
- Зимин С. Ф., Олихов И. М.* — Электронная нагрузка резонатора модулированным потоком при больших амплитудах СВЧ напряжения . . . . . 118
- Колосов Ю. А.* — Расчет коэффициента отражения от диэлектрических окон в коаксиальной линии . . . . . 121

**Машинное проектирование**

- Любимов В. В., Любимов А. М., Отмахов Ю. А.* — Программа расчета широкополосного Y-циркулятора на симметричной полосковой линии . . . . . 125

- Информация.** 1. Продолжаются разработки гибридных приборов (EBS). — 2. Дальнейшее развитие клистронов миллиметрового диапазона волн. — 3. Разработки в области ПП и ЭВМ СВЧ в Англии. — 4. Ограничитель с временем восстановления от 5 до 50 нс . . . . . 127—132

Редактор Жукова В. Ф.

Корректор Белкова Н. И.

Т-09142 Подписано к печати 29/V 1975 г. Заказ № 734 Формат 70×108<sup>1</sup>/<sub>16</sub>  
 Печатн. лист. 8,5 Усл. печ. л. 11,6 Учетн. изд. 13,6 Тираж 1500 Цена 97 коп.