

МИНИСТЕРСТВО ЭЛЕКТРОННОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА

Научно-технический сборник

СЕРИЯ I

Электроника СВЧ

Выпуск

9

Год издания двадцать пятый

ЦНИИ «ЭЛЕКТРОНИКА»

МОСКВА — 1974 г.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

АЛЯМОВСКИЙ И. В., БАТЫГИН В. Н., БАЦЕВ В. И., БЕЛЯЕВ В. П., БЕЛЯКОВ Р. А., БРОДУЛЕНКО И. И., ВАСИНА Т. А., 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 621.385.632

Б. А. Безменов, Е. М. Ильина, А. М. Кац,
В. П. Кудряшов, В. И. Миркин, А. С. Калыпин

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУХ СИГНАЛОВ В ШИРОКОПОЛОСНОЙ ЛБВ

Изложены результаты экспериментального исследования двухчастотного режима работы широкополосной ЛБВ, когда один сигнал имеет частоту, близкую к удвоенной частоте другого сигнала. Такой режим позволяет улучшить энергетические характеристики ЛБВ и выгоден для ряда применений. Высказаны некоторые соображения об особенностях возбуждения в ЛБВ первой обратной гармоники

1. МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ

Исследование характеристик ЛБВ при одновременном воздействии на вход двух сигналов с частотами f_1 и $f_2 \sim 2f_1$ проводилось на октавной ЛБВ дециметрового диапазона длин волн с основными безразмерными параметрами на длинноволновом конце; $C = 0,13$;

$\gamma a = 0,72$; $q = 0,7$; $\frac{K_{c2}}{K_{c1}} = 0,24$;
 $\frac{P_{вх}}{CI_0 U_0} = -37,6$ дб; $b = 0,5$. При-

бор имел 6%-ную нормальную дисперсию в октавной полосе усиливаемых частот.

Спектр выходного сигнала ЛБВ анализировался с помощью резонансных фильтров. Блок-схема измерений приведена на рис. 1. Для точного отсчета частоты расстройки между сигналами $2f_1 - f_2 = F$ на выходе ЛБВ устанавливался видеодетектор, который позволял наблюдать эту частоту визуально. При расстройках, близких к нулевым, частота F

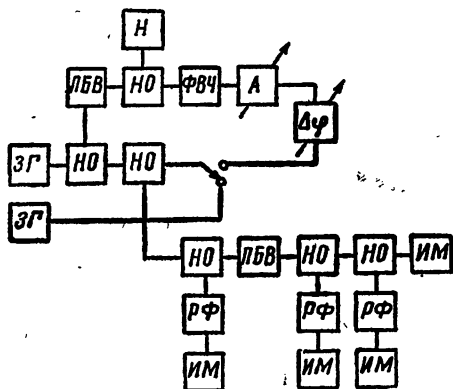


Рис 1. Блок-схема установки для измерения спектра выходного сигнала:

Н — нагрузка, НО — направленный ответвитель, ФВЧ — фильтр высших частот, А — аттенюатор, $\Delta\varphi$ — фазовращатель; ЗГ — задающий генератор; РФ — резонансный фильтр; ИМ — измеритель мощности.

становится нестабильной во времени из-за нестабильности частоты используемых стандартных генераторов.

Для оценки параметров ЛБВ в режиме малых расстройек использовалась следующая методика. Определялись характеристики ЛБВ в режиме одновременного воздействия на вход сигналов первой и второй гармоник за период изменения фазового сдвига между сигналами на входе ЛБВ. Сигнал частоты f_1 подавался с генератора на вход исследуемой ЛБВ и одновременно на вспомогательную ЛБВ, с выхода которой выделялся сигнал только второй гармоники и подавался через аттенюатор и фазовращатель на вход исследуемой ЛБВ. Были получены зависимости, которые позволили приблизительно найти основные составляющие спектра выходного сигнала. Предполагалось, что изменение фазового сдвига между гармониками на 2π идентично периоду частоты расстройки.

При малых расстройках можно считать, что на вход ЛБВ подаются сигналы первой и второй гармоник с переменной во времени фазой между ними. Это допущение справедливо, если на длине участка взаимодействия сдвиг фаз между сигналами на частотах $2f_1$ и f_2 изменяется незначительно (не больше чем на π). Если считать, что условия распространения сигналов на частотах $2f_1$ и f_2 идентичны, то максимальная частота расстройки, для которой справедлива предлагаемая методика, определяется величиной:

$$F \leq \frac{f_1}{2N}, \quad (1)$$

где N — число замедленных длин волн в приборе на частоте f_1 .

Амплитудно-модулированный выходной сигнал на частоте f_1 (рис. 2) может быть разложен в ряд по гармоникам частоты F . Используя известные соотношения [1]:

$$P_{\max} = P_1(1 + m)^2,$$

$$P_{\min} = P_1(1 - m)^2,$$

где m — коэффициент глубины модуляции,

можно определить мощность P_1 на частоте f_1 :

$$P_1 = \frac{P_0 M}{2m}, \quad (2)$$

Рис. 2. Экспериментальная зависимость мощности сигналов $P_{\text{вых}}/CI_0U_0$ основной f_1 и удвоенной $2f_1$ частот на выходе ЛБВ от сдвига фаз между ними $\Delta\varphi$ на входе;

$$\left(\frac{P_{2f_1}}{P_{f_1}}\right)_{\text{вх}} = 3 \delta\sigma, \text{ пунктир — } P_{2f_1} = 0.$$

где

$$M = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{2P_0}, \quad (3)$$

$$m = \frac{1 - \sqrt{1 - M^2}}{M}, \quad (4)$$

$$P_0 = \frac{P_{\max} + P_{\min}}{2}. \quad (5)$$

Мощность P_k на частотах $f_1 \pm F$ по [1] равна:

$$P_k = \frac{m^2}{4} P_1. \quad (6)$$

Амплитудно-модулированный сигнал на частоте f_2 может быть разложен в ряд по гармоникам частоты f_1 , для чего необходимо использовать зависимость выходной мощности на частоте $2f_1$ от уровня входного сигнала на частоте f_1 (рис. 3).

По вышеизложенной методике определялись составляющие спектра выходного сигнала для малых расстройк частот f_2 относительно $2f_1$ (менее 2,5%). При больших расстройках интенсивность составляющих спектра выходного сигнала измерялась непосредственно.

Наряду с экспериментальным исследованием, был проведен также расчет спектра выходного сигнала на ЭВМ М-220 по методике работы [2]. Расчетные параметры на частоте f_1 соответствовали длинноволновому краю полосы прибора, а для комбинационных составляющих они вычислялись с учетом зависимости сопротивления связи, параметров пространственного заряда и несинхронности от частоты. Предполагалось, что замедление волны $\frac{c}{v_\phi}$ меняется линейно с частотой, дисперсия — нормальная. В расчете учитывались все составляющие с частотами $f_1 \leq f \leq f_2$, комбинационные составляющие второго и третьего порядка, лежащие вне этого интервала, и частота $2f_1$.

2. УСИЛЕНИЕ ДВУХ СИГНАЛОВ В ЛБВ

Анализ спектра выходного сигнала ЛБВ показал, что в исследуемом режиме наиболее интенсивны составляющие на частотах f_1 , f_2 — $-f_1$, $2f_1$ и f_2 .

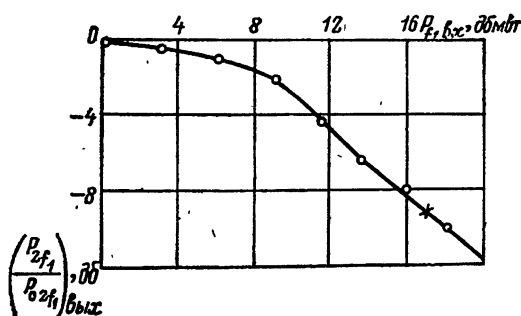


Рис. 3. Экспериментальная зависимость мощности второй гармоники на выходе ЛБВ от уровня входной мощности основного сигнала $P_{f1 вх}$:

× — рабочая точка, $P_{0 2f1}$ — мощность второй гармоники на выходе при $P_{f1 вх} = 0$.

На рис. 4,а приведены расчетные зависимости к. п. д. этих составляющих от частоты расстройки. Входной сигнал на частоте f_1 соответствовал насыщению выходной мощности на этой частоте. Уровень входного сигнала на частоте f_2 соответствовал максимальному значению выходной мощности на частоте f_1 в режиме одновременного воздействия на вход ЛБВ сигналов первой и второй гармоник (f_1 и $2f_1$).

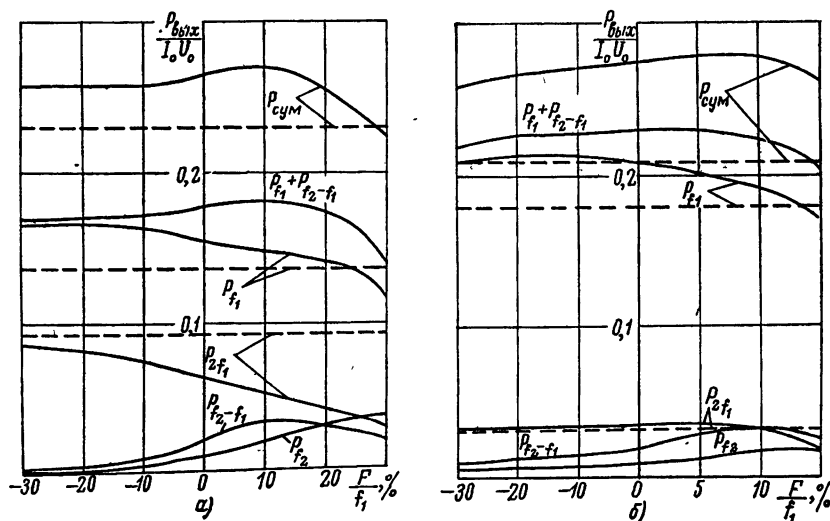


Рис. 4. Рассчитанная зависимость выходных мощностей $P_{\text{вых}}/I_0 U_0$ на частотах f_1 , f_2 , $f_2 - f_1$, $2f_1$ и суммарных выходных $P_{\text{сум}}$ и $P_f + P_{f_2 - f_1}$ мощностей от частоты расстройки $F = 2f_1 - f_2$ ($P_{\text{сум}}$ — полная суммарная выходная мощность); пунктир — $P_{f_2 \text{ вх}} = 0$):

а — 6%-ная нормальная дисперсия в октавной полосе частот; $C=0,13$; $\gamma a=0,72$; $q=0,7$; $b=0,5$; $K_{c2}/K_{c1}=0,24$; $\frac{P_{f_1 \text{ вх}}}{C I_0 U_0} = -37,6 \text{ дБ}$; $\left(\frac{P_{f_2}}{P_{f_1}}\right)_{\text{вх}} = -6 \text{ дБ}$; б — дисперсия отсутствует; $C=0,1$; $\gamma a=1$; $q=1$; $b=0,8$; $\frac{K_{c2}}{K_{c1}}=0,177$; $\frac{P_{f_1 \text{ вх}}}{C I_0 U_0} = -32,1 \text{ дБ}$; $\left(\frac{P_{f_2}}{P_{f_1}}\right)_{\text{вх}} = -6 \text{ дБ}$.

Из приведенных зависимостей видно, что подача сигнала с частотой $f_2 \approx 2f_1$ на вход ЛБВ приводит к возрастанию интегральной выходной мощности на 10—15%. Диапазон изменения частоты расстройки F , в котором достигается увеличение мощности на выходе ЛБВ, широк ($\frac{F}{f_1} > \pm 20\%$). Видно, что выходная мощность основного сигнала в этом режиме также возрастает. Уменьшение основного сигнала наблюдается лишь в области больших расстроек частот при $f_2 < 2f_1$.

На рассматриваемых частотах уровень сигнала и интегральная выходная мощность зависят от уровня входного сигнала на частоте f_2 (рис. 5) и от полосовых свойств прибора. На рис. 4,б приведена зависимость, аналогичная показанной на рис. 4,а, для системы без дисперсии с параметрами $C=0,1$; $\gamma a=1$; $q=1$; $\frac{K_{c2}}{K_{c1}}=0,177$; $\frac{P_{\text{вх}}}{C I_0 U_0} = -32,1 \text{ дБ}$;

$b=0,8$, из которой виден более плавный ход частотных зависимостей и большее приращение выходной мощности.

На рис. 6 приведены экспериментальные зависимости выходной мощности основного сигнала и комбинационных составляющих спектра при подаче на вход сигналов основной частоты f_1 и частоты f_2 , близкой к удвоенной, от расстройки $F=2f_1 - f_2$. Здесь же пунктиром показаны значения мощности сигналов первой и второй гармоник и суммарной мощности их на выходе в режиме усиления одного сигнала (частоты

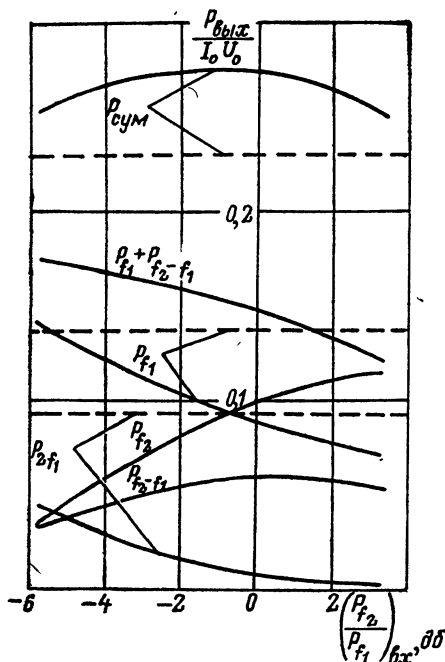


Рис. 5. Рассчитанная зависимость выходных мощностей на частотах f_1 , f_2 , $f_2 - f_1$, $2f_1$ и суммарных выходных мощностей от уровня входного сигнала на частоте f_2 . Параметры соответствуют рис. 4, а; пунктир — $P_{f_2 \text{ вх}} = 0$.

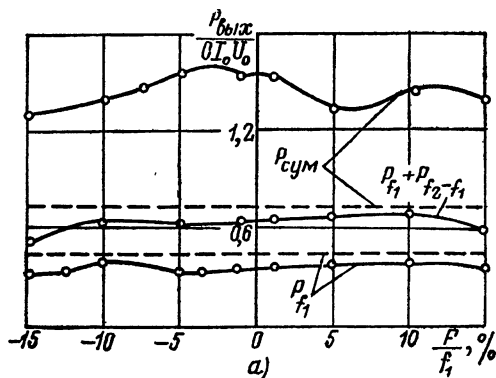


Рис. 6. Экспериментальные зависимости выходной мощности на частотах f_1 (а) и $2f_1$ (б) и суммарных выходных мощностей от частоты расстройки $F=2f_1 - f_2$; пунктир — $P_{f_2 \text{ вх}} = 0$; $P_{2f_1} + P_{2(f_2 - f_1)}$ — суммарная выходная мощность на частоте $2f_1$ и ближайшей к ней комбинационной составляющей $2(f_2 - f_1)$.

f_1). Видно, что интегральная мощность при усилении сигналов двух частот (f_1 и f_2) намного больше суммарной мощности первой и второй гармоник при усилении одного сигнала. При этом выходные мощности на частотах $f_2 - f_1$ и f_1 оказываются достаточно близкими между собой.

То обстоятельство, что выходные сигналы на частотах f_1 и $f_2 - f_1$ близки по уровню, может представить интерес для осуществления двух-частотного режима. Известно [3], что воздействие на вход ЛБВ сигналов двух близких частот приводит к уменьшению как интегральной вы-

ходной мощности, так и мощности на подаваемых на вход частотах по сравнению с режимом усиления одного сигнала, поскольку такой двух-частотный режим равнозначен усилению амплитудно-модулированного сигнала. Как уже отмечалось, исследуемый режим может быть представлен аналогично, только в данном случае амплитудная модуляция осуществляется за счет изменения сдвига фаз между сигналами на входе ЛБВ. Основное различие между этими режимами заключается в том, что исследуемый режим не приводит к уменьшению средней (за период частоты F) мощности. Уровень этой мощности, как правило, тем выше, чем больше значение выходной мощности в режиме усиления сигналов первой и второй гармоник при оптимальном фазовом соотношении между ними на входе ЛБВ. Это позволяет сделать вывод, что оптимальные режимы, обеспечивающие максимальную выходную мощность на частоте f_1 при $f_2 = 2f_1$, будут оптимальными и для режима $f_2 \approx 2f_1$. Как показывают расчеты, мощность на частоте $f_2 - f_1$

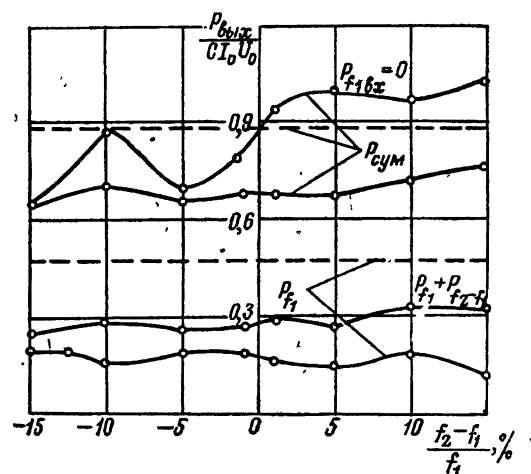


Рис. 7. Экспериментальные зависимости мощности на частоте f_1 и суммарных выходных мощностей от расстройки $f_2 - f_1$ при близких частотах воздействия f_1 и f_2 ; пунктир — $P_{f_1 \text{ вх}} = 0$.

достигается в основном за счет модуляции частоты f_2 частотой f_1 . В исследуемой ЛБВ к.п.д. на частоте f_2 в одночастотном режиме примерно вдвое выше, чем на частоте f_1 . Исследуемый режим, как правило, дает в точках полное подавление сигнала второй гармоники, следовательно, $m=1$. Используя соотношения (2) — (5), найдем, что $P_{f_2 - f_1} = P_{f_1}$. Из зависимостей рис. 6 следует, что суммарная мощность на частотах f_1 и $f_2 - f_1$ в 1,2 — 1,3 раза выше, чем на частоте f_1 в режиме усиления одного сигнала.

Для оценки эффективности рассматриваемого режима на рис. 7 приведены аналогичные зависимости в случае воздействия на вход

ЛБВ сигналов близких частот. Из сравнения зависимостей рис. 6 и 7 следует, что в режиме усиления близких частот суммарный к.п.д. вдвое меньше, чем в предложенном. К аналогичным выводам приводит и теоретическая оценка.

Влияние режимов работы на уровни основных составляющих выходного сигнала ЛБВ показано на рис. 8 — 10.

На рис. 8 приведены зависимости выходной мощности на частотах f_1 , $f_2 - f_1$ и $2f_1$ от уровня входного сигнала на частоте f_2 . Из рис. 8 видно, что с увеличением уровня входного сигнала на частоте f_2 выходная мощность на частоте $f_2 - f_1$ монотонно возрастает, достигая максимума

при входном сигнале, близком к сигналу насыщения в одночастотном режиме работы. При этом выходная мощность на частоте f_1 изменяется не больше чем на 25% при изменении входной мощности на частоте f_2 более чем на 14 дБ. Эта

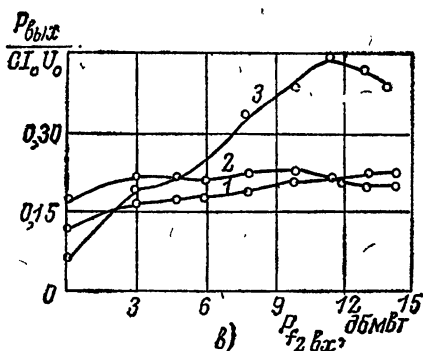
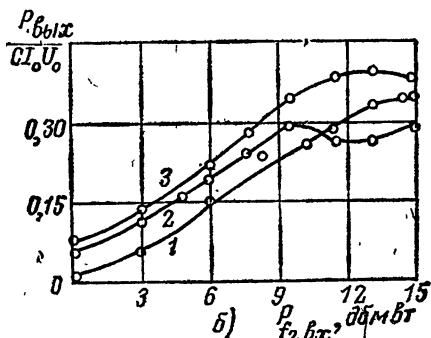
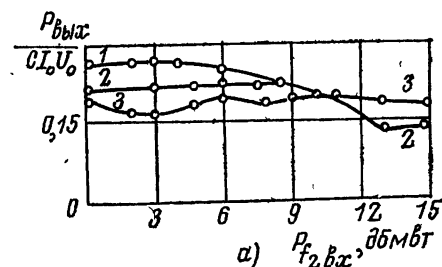


Рис. 8. Зависимость выходной мощности на частотах f_1 (а), $f_2 - f_1$ (б) и $2f_1$ (в) от уровня входного сигнала на частоте f_2 :

1 — $P_{f_1, вх} = P_{f_1, вх \text{ нас}}$; 2 — $P_{f_1, вх} > P_{f_1, вх \text{ нас}}$; 3 — $P_{f_1, вх} < P_{f_1, вх \text{ нас}}$.

особенность выгодно отличает рассматриваемый режим от обычного двухчастотного режима, при котором сигналы сильно влияют друг на друга. Следует также отметить, что увеличение входного сигнала на частоте f_2 приводит к тем меньшему возрастанию выходной мощности в области второй гармоники (на частотах $2f_1 \pm nF$, f_2), чем больше уровень входного сигнала на частоте f_1 .

На рис. 9 показаны зависимости выходной мощности на частотах f_1 и $f_2 - f_1$ от напряжения замедляющей системы. Эти зависимости подтверждают вывод о том, что оптимальный режим для случая одновременного воздействия на вход ЛБВ сигналов первой и второй гармоник частоты f_1 является оптимальным и для получения наибольшего к.п.д. на частотах f_1 и $f_2 - f_1$ в анализируемом режиме.

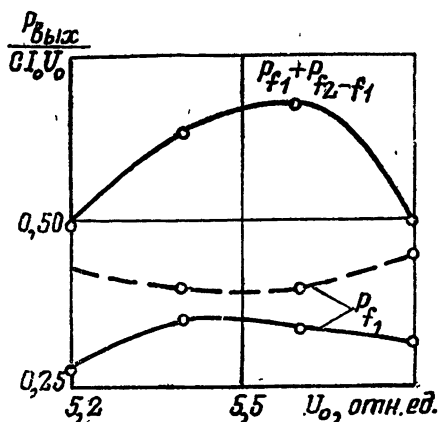


Рис. 9. Зависимость выходной мощности на частоте f_1 и суммарной выходной мощности на частотах f_1 и $f_2 - f_1$ от напряжения замедляющей системы; пунктир — $P_{f_1, вх} = 0$.

На рис. 10 показаны частотные характеристики ЛБВ при постоянной частоте расстройки, равной 5%. Обычно в ЛБВ выходная мощность в длинноволновой области частотного диапазона возрастает с увеличением частоты сигнала f_1 . В исследуемом режиме частотные характеристики выравниваются. Увеличение суммарной мощности на частотах f_1 и $f_2 - f_1$ по сравнению с одночастотным режимом наблюдалось во всем исследованном диапазоне длин волн.

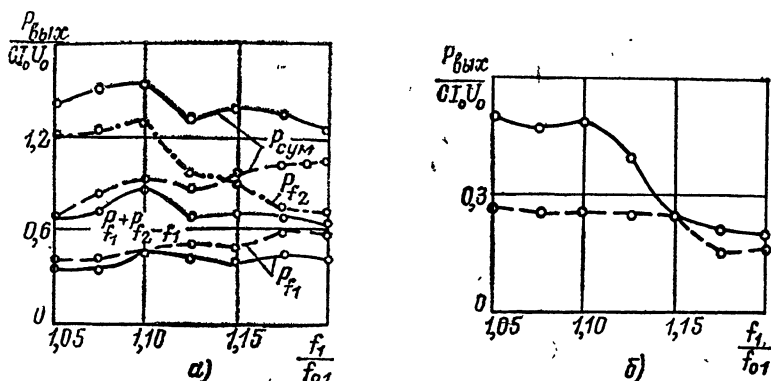


Рис. 10. Частотные характеристики ЛБВ при постоянной частоте расстройки ($\frac{F}{f_1} = 5\%$) (пунктир — $P_{f_2 \text{ вх}} = 0$; штрих-пунктир — $P_{f_1 \text{ вх}} = 0$):

а — выходные мощности на частотах f_1 , f_2 , суммарная выходная мощность на частотах f_1 и $f_2 - f_1$ и полная суммарная выходная мощность; б — выходная мощность на частоте $2f_1$.

3. ВОЗБУЖДЕНИЕ В ЛБВ ОБРАТНОЙ ГАРМОНИКИ

В мощных широкополосных ЛБВ сантиметрового диапазона существует вероятность возбуждения на первой обратной гармонике. При этом частота ее f_{-1} , как правило, близка к удвоенной частоте основного сигнала [4]. При возбуждении обратной гармоники в широкополосной ЛБВ происходят, по-видимому, те же процессы, что и в рассмотренном выше режиме.

Некоторые особенности работы ЛБВ при наличии паразитного возбуждения на обратной гармонике исследованы в работе [5].

Пользуясь указанной выше аналогией, можно предсказать следующее.

1. При переходе тока пучка к стартовому может наблюдаться скачкообразное увеличение выходной мощности как в диапазоне второй гармоники, так и в полосе основного сигнала. Поэтому в таких режимах для анализа энергетических параметров прибора необходимо использовать фильтры для выделения составляющих спектра выходного сигнала.

2. В режимах, когда $2f_1 \approx f_{-1}$, видеопульс выходного сигнала может иметь низкочастотные колебания на вершине, причем эти колебания могут иметь амплитуду, равную амплитуде импульса. Если в течение

ние импульса наблюдаются неустойчивости питающих напряжений, видеопульс выходного сигнала может приобретать разнообразные формы (меняется частота расстройки F).

3. В режимах, когда $2f_1 \approx f_{-1}$, облегчается возбуждение ЛБВ на первой обратной гармонике. Эта особенность может существенно осложнить борьбу с паразитным возбуждением. Эффективным методом в этом случае может быть улучшение согласования на частоте обратной гармонике, уменьшение радиуса пучка, введение скачка фазовой скорости, приводящего к ослаблению второй гармонике, затруднению возбуждения первой обратной гармонике и к большему разделению их частот [4].

4. ВЫВОДЫ

Исследование двухчастотного режима работы ЛБВ, при котором частота одного сигнала близка к удвоенной частоте другого сигнала, показало, что он характеризуется перекачкой мощности в область сигнала более низкой частоты, существенно улучшая в этой области энергетические характеристики ЛБВ.

Анализ исследованного режима показал, что на его основе могут быть более эффективно осуществлены модуляция основного сигнала или многочастотный режим работы.

Полученные результаты позволяют предсказать некоторые особенности возбуждения в широкополосной ЛБВ первой обратной гармонике.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дробов С. А., Бычков С. И. Радиопередающие устройства. «Советское радио», М., 1969.
2. Ильина Е. М., Кац А. М. Теоретическое исследование многочастотного режима работы ЛБВ. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1966, вып. 7, стр. 3—17.
3. Арделян Н. Г., Кац А. М. Расчет составляющих выходного сигнала ЛБВ при многосигнальном усилении. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, вып. 3, стр. 45—54.
4. Безменов Б. А., Ильина Е. М., Кац А. М., Кудряшов В. П., Цветков В. А. Устранение паразитного возбуждения ЛБВ на обратной гармонике. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1972, вып. 10, стр. 27—35.
5. Трифонов А. И. Экспериментальное исследование условий подавления генерации на первой обратной гармонике в ЛБВ. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1973, вып. 1, стр. 3—9.

Поступила в редакцию 10 августа 1973 г.,
после переработки — 19 марта 1974 г.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИБОРОВ

УДК 621.385.632

А. Е. Васильев, Б. С. Дмитриев, Ю. Д. Жарков, Б. И. Борисов**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СКАЧКА
СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ВЫХОДНЫЕ
ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛБВ О-ТИПА**

Предлагается экспериментальная методика, основанная на применении электронного зонда специальной конструкции, позволяющая проводить исследование влияния величины и места введения скачка скорости электронов на выходные характеристики СВЧ приборов О-типа. Описываются особенности конструкции данного электронного зонда. Приводятся результаты исследований ЛБВ со скачком скорости электронов, выполненных по предлагаемой методике. Найдены оптимальные значения величины и места введения скачка ускоряющего потенциала, при которых электронный к. п. д. ЛБВ может быть увеличен в 1,3—1,4 раза. Показано, что скачок скорости электронов с фиксированными параметрами приводит к увеличению выходной мощности ЛБВ в 10%-ной полосе частот.

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, ограничение максимальной выходной мощности и к. п. д. ЛБВ типа О связано, в частности, с нарушением в процессе взаимодействия благоприятных фазовых соотношений между электронными уплотнениями и полем бегущей волны.

Для преодоления этого ограничения используются различные методы дополнительной коррекции соотношения фазовой скорости волны и средней скорости электронов на выходном участке ЛБВ. С одной стороны, дополнительная коррекция может быть осуществлена плавным или скачкообразным изменением фазовой скорости бегущей волны и, с другой стороны, изменением ускоряющего потенциала по длине прибора.

Более полно исследован эффект подстройки фазовой скорости волны за счет изменения периода или других параметров замедляющей системы. Имеется ряд теоретических и экспериментальных работ, в которых анализируется влияние различных законов изменения фазовой скорости на выходные характеристики ЛБВ, исследуются основные закономерности работы таких приборов [1—6].

Характеристики ЛБВ, у которых ускоряющий потенциал изменяется вдоль длины взаимодействия, исследовались значительно меньше. При

реализации такой ЛБВ встречаются значительные конструктивные трудности, вызванные необходимостью разрыва замедляющей системы по постоянному току. Наиболее просто задача решается применительно к замедляющим системам резонансного типа.

Представленные в работах [7, 8, 13] результаты исследований показывают, что увеличение ускоряющего потенциала в выходной части линии замедления может привести к существенному увеличению максимального к. п. д. ЛБВ. Необходимым условием при этом является правильный выбор параметров ЛБВ, например, величины и места введения скачка. Однако вопрос этот достаточно полно не исследовался. Теоретический анализ, основанный на результатах численных расчетов на ЭВМ, не учитывает всех факторов, определяющих работу конкретного прибора. В связи с этим, значительный интерес представляют экспериментальные методы исследования и оптимизации характеристик ЛБВ со скачком потенциала.

Настоящая работа посвящена изучению влияния скачка скорости электронов на характеристики ЛБВ большой и средней мощности, проведенному с помощью электронного зонда специальной конструкции. Исследование проводилось по разработанной методике, позволяющей изменять в процессе измерений величину и место введения скачка без разрыва замедляющей системы прибора.

2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И КОНСТРУКЦИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ЗОНДА

Предлагаемая методика основана на использовании невакуумных макетов ЛБВ с электронным зондом специальной конструкции. В отличие от обычной схемы прибора колебательная система и электронный поток невакуумного макета разнесены и конструктивно не зависят один от другого. Электронный поток движется внутри вакуумной оболочки, прозрачной для ВЧ полей. Оболочка представляет собой тонкостенную стеклянную трубку, на внутренней поверхности которой закреплена спираль из проводящего материала. Спираль необходима для снятия электростатического заряда с внутренней поверхности стекла; потенциал ее определяет среднюю скорость электронов. Вакуумная оболочка вместе с помещенными в нее электронной пушкой и коллектором образует прибор, известный в литературе под названием «электронный зонд». Электронный зонд располагается вдоль оси внешней колебательной системы, так что высокочастотное электрическое поле последней взаимодействует с электронным потоком зонда. Возможность использования указанной методики для исследования выходных характеристик приборов СВЧ зависит от степени возмущения высокочастотных параметров колебательных систем оболочкой зонда.

Проведенное теоретическое и экспериментальное изучение этого вопроса показало, что возмущения дисперсии и сопротивления связи, обусловленные стеклянной трубкой и внутренним спиральным покрытием, по своему характеру противоположны и компенсируют друг друга. Это обстоятельство позволило создать электронный зонд с практически невозмущающей оболочкой в рабочей полосе частот [9].

Поскольку средняя скорость электронного потока определяется потенциалом внутренней спирали зонда, реализовать скачок скорости электронов в невакуумном макете ЛБВ можно без разрыва внешней замедляющей системы. Для этого необходимо внутреннюю спираль зонда разделить на два изолированных участка и на каждый из них подать свое значение потенциала. Величина скачка в этом случае будет определяться разностью потенциалов между участками внутренней спирали. Место введения скачка можно легко перемещать по длине взаимодействия, сдвигая внешнюю замедляющую систему вдоль электронного зонда. Таким образом, данная методика позволяет в одном эксперименте исследовать зависимость выходных характеристик ЛБВ от величины и места введения скачка скорости электронов. При этом в цепь высокочастотного сигнала не вносятся никаких дополнительных неоднородностей.

Для проведения исследований ЛБВ средней и большой мощности со скачком скорости электронов по предлагаемой методике были разработаны конструкция и технология изготовления электронных зондов двух типов, отличающихся диаметром пролетного канала и величиной ускоряющего напряжения.

Конструктивной особенностью этих зондов по сравнению с ранее разработанными и описанными [10] является наличие двух участков внутренней спирали, между которыми вводится разность потенциалов. Для исследования мощных ЛБВ предназначен электронный зонд с диаметром накала 5,8 мм и током свыше 2 а при ускоряющем напряжении до 15 кВ. Максимальная разность потенциалов между участками спирали 6 кВ. Для исследования ЛБВ средней мощности разработан электронный зонд с диаметром канала 2,5 мм, рассчитанный на ускоряющее напряжение до 5 кВ и ток 250—300 мА. Максимальная величина скачка потенциала 2—2,5 кВ. Электронно-оптическая система, а следовательно, и структура электронных потоков в обычной ЛБВ и в ее невакуумном макете, использующем электронный зонд, ничем не отличаются.

Методом диафрагмы с малым отверстием было проведено специальное исследование структуры электронного потока, движущегося в однородном магнитном поле, в области разрыва внутренней спирали зонда, где при введении разности потенциалов образуется электростатическая линза. Оказалось, что при расстоянии между участками, примерно равном диаметру спирали, введение разности потенциалов с относительной величиной скачка потенциала в пределах от $-0,2$ до $+0,4$ не приводит к существенному изменению структуры электронного потока. Эффект линзы в этом случае сводится к изменению в пределах 5—10% длины волны пульсаций и среднего радиуса пучка.

Исследование характеристик невакуумных макетов ЛБВ со скачком скорости электронов проводилось на установке, блок-схема которой показана на рис. 1. Режим работы установки — импульсный. Питание электронного зонда осуществляется от высоковольтного модулятора 3. Фокусирующее магнитное поле обеспечивается соленоидом 5. С помощью микрометрического винта замедляющая система может перемещаться вдоль оси электронного зонда. Дополнительный блок постоян-

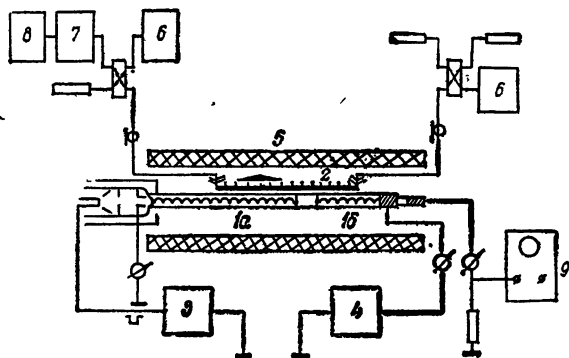


Рис. 1. Блок-схема измерительной установки:

1, а, 1, б — первый и второй участки электронного зонда, 2 — замедляющая система, 3 — высоковольтный модулятор, 4 — блок постоянного напряжения, 5 — соленоид, 6 — термисторный измеритель мощности, 7 — ЛБВ-усилитель, 8 — генератор стандартных сигналов, 9 — осциллограф.

ного напряжения 4 позволяет ввести скачок ускоряющего потенциала между участками внутренней спирали зонда. Импульсные величины тока и напряжения измеряются с помощью импульсного осциллографа 9. В процессе измерений распределение тока между участками внутренней спирали и коллектором зонда контролируется по стандартным измерительным приборам. ВЧ — мощность на вход исследуемого прибора подается от генератора стандартных сигналов 8 через ЛБВ-усилитель 7. Уровень ВЧ сигналов на входе и выходе прибора регистрируется с помощью термисторного измерителя мощности 6.

В невакуумных макетах ЛБВ использовались замедляющие системы типа «спираль в стержнях» и «кольцо—стержень».

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Исследование влияния скачка скорости электронов на выходные характеристики ЛБВ было проведено на целом ряде невакуумных макетов средней и большой мощности, отличающихся выбором геометрических параметров замедляющих систем, параметрами и положением локального поглотителя. Представленные ниже экспериментальные результаты иллюстрируют некоторые общие закономерности, присущие работе всех исследуемых приборов. Исследование проводилось по следующим основным направлениям:

- перемещение места введения скачка потенциала вдоль замедляющей системы,
- изменение величины скачка,
- сравнение амплитудных и частотных характеристик однородной ЛБВ (величина ускоряющего потенциала не меняется по длине прибора) и ЛБВ со скачком скорости электронов.

На рис. 2 представлены характерные зависимости относительной выходной мощности прибора от длины секции с увеличенной скоростью электронов, полученные при перемещении места введения скачка в двух

режимах работы ЛБВ: в режиме максимального усиления (кривые 1, 3) и в режиме максимального к. п. д. (кривые 2, 4). В обоих случаях параметром кривых является относительная величина скачка потенциала. Каждая кривая имеет

четко выраженный максимум; однако это не позволяет еще установить оптимальное место введения скачка. Как следует из рисунка, для различных значений параметра несинхронности на первом участке и величины скачка потенциала максимум выходной мощности наблюдается при разных длинах участка с увеличенной скоростью электронов. Следует иметь в виду, что полная длина прибора в процессе измерений остается постоянной, следовательно, при перемещении места введения скачка потенциала меняются сразу два фактора. Во-первых, изменяется длина секции с увеличенной скоростью электронов и, во-вторых, положение начала этой секции относительно таких характерных точек по длине прибора, как точки насыщения ВЧ поля и первой гармоники сгруппированного тока. Длина участка взаимодействия, на которой достигается насыщение ВЧ поля или тока, зависит от уровня входного сигнала. Это позволяет предположить, что влияние второго фактора может быть в некоторой степени скомпенсировано соответствующим изменением входной ВЧ мощности. На практике величина входного сигнала подбиралась в каждой точке до получения максимума ВЧ мощности на выходе

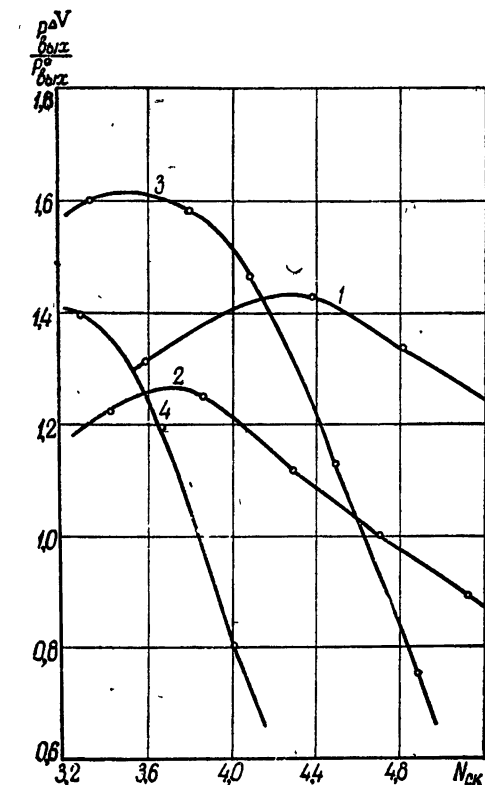


Рис. 2. Зависимость относительной выходной мощности ЛБВ от длины секции с увеличенной скоростью электронов, полученная в режимах максимального усиления (кривые 1, 3; $b_1=1,3$) и максимального к. п. д. (кривые 2, 4; $b_1=1,8$):

$$1 - \frac{\Delta V}{V_1} = 0,08; \quad 2 - \frac{\Delta V}{V_1} = 0,22; \quad 3 - \frac{\Delta V}{V_1} = 0,24;$$

$\frac{P_{\text{вых}}}{P_0} = 1,0$ соответствует максимальному уровню выходной мощности однородной ЛБВ в каждом режиме работы; $N_{\text{ск}} = \frac{l_{\text{ск}}}{\lambda} \frac{505}{\sqrt{V_1 + \Delta V}}$, где $l_{\text{ск}}$ — геометрическая длина выходной секции, $V_1 + \Delta V$ — значение ускоряющего потенциала на выходной секции.

(именно так были получены кривые на рис. 2). Полагая, что при перемещении места введения скачка точки насыщения ВЧ поля и тока каждый раз подгоняются под начало секции с увеличенной скоростью

электронов изменением уровня входного сигнала, можно заключить, что значения $N_{ск}$, при которых наблюдаются максимумы кривых рис. 2, соответствуют длинам насыщения выходного участка по ВЧ полю. Как следует из рис. 2, длина насыщения участка с увеличенной скоростью электронов возрастает с уменьшением начальной расстройки скорости электронов и фазовой скорости волны и с уменьшением глубины скачка потенциала.

Зависимость относительной выходной мощности прибора от величины скачка потенциала представлена на рис. 3 для значений параметра несинхронности входного участка, соответствующих режиму максимального усиления (кривая 1) и режиму максимального к.п.д. (кривая 2). Как следует из хода кривых, от режима работы входной секции зависит также и оптимальная глубина скачка. Кроме того, оптимальное значение глубины скачка потенциала существенно зависит от длины секции с увеличенной скоростью электронов, возрастая с уменьшением последней.

Таким образом, для достижения наилучших условий работы прибора необходим одновременный подбор как величины, так и места введения скачка при напряжении входного участка, соответствующего режиму максимального усиления. Результат такого подбора представлен на обобщающем графике рис. 4. Кривая 1 характеризует собой изменение оптимальной глубины скачка при перемещении места введения скачка по длине взаимодействия. Кривая 2 показывает наблюдаемое при этом изменение максимальной выходной мощности (в каждой точке подстраивается величина скачка и уровень входного сигнала). Помимо оптимальных значений величины и места введения скачка потенциала, приведенные зависимости позволяют установить, что максимальная выходная мощность прибора не является слишком критичной к выбору места введения скачка при условии, что глубина скачка будет выбрана правильно. По сравнению с максимальной мощностью однородной ЛБВ введение скачка скорости электронов в этом случае увеличивает выходную мощность прибора более чем в полтора раза.

Типичная зависимость к.п.д. ЛБВ со скачком потенциала от параметра несинхронности первого участка показана на рис. 5 (кривая 2). Для сравнения приведена аналогичная зависимость для однородной ЛБВ (кривая 1). Значения сопротивления связи и замедления, необхо-

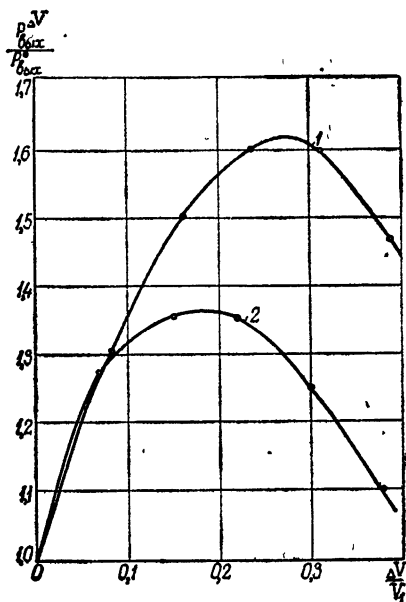


Рис. 3. Зависимости относительной выходной мощности ЛБВ от величины скачка потенциала $N_{ск}=3,2$:

1 — максимальное усиление, $\delta_1=1,3$; 2 — максимальный к.п.д., $\delta_1=1,8$; значения выходной мощности отнесены к максимальному уровню однородной ЛБВ в каждом режиме работы.

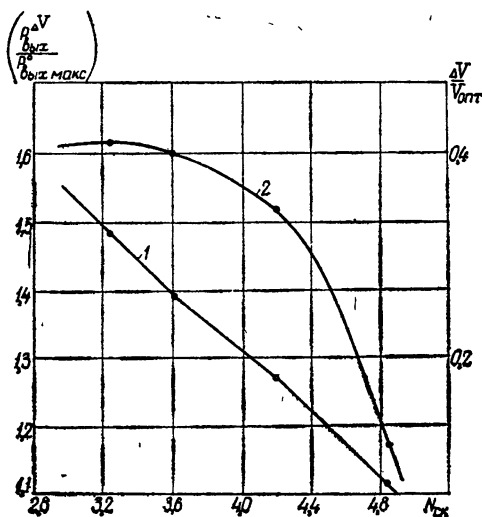


Рис. 4. Зависимости оптимальной величины скачка потенциала (кривая 1) и максимального значения выходной мощности прибора (кривая 2) от длины секции с увеличенной скоростью электронов; величина скачка потенциала в каждой точке выбрана оптимальной; параметр несинхронности первой секции $b_1=1,3$; уровень входного сигнала соответствует насыщению прибора.

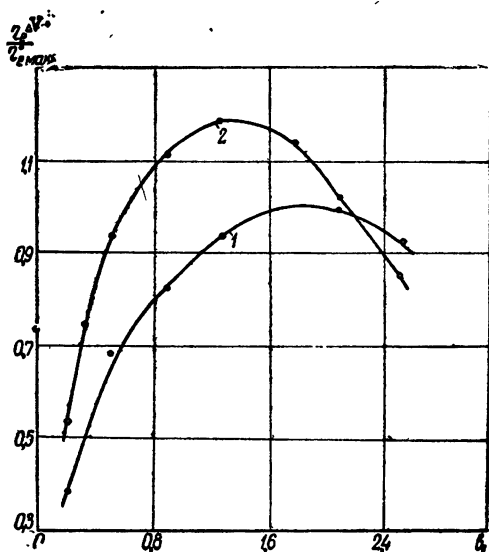


Рис. 5. Зависимость к. п. д. прибора от параметра несинхронности первой секции:

1 — однородная ЛБВ, $\frac{\Delta V}{V_1} = 0$; 2 — $\frac{\Delta V}{V_1} = 0,26$;
 $\frac{\eta_e \Delta V}{\eta_e^0} = 1,0$ соответствует максимальному значению к. п. д. однородной ЛБВ.

димые для расчета параметра несинхронности, получены экспериментально из условия полного подавления входного сигнала на данном макете [12].

В ЛБВ со скачком ускоряющего потенциала максимальные значения к. п. д. реализуются при меньшей начальной расстройке скорости электронов и фазовой работе скорости волны. Эта закономерность подмечена также авторами работ [7, 8, 13]. Согласно [13], с приближением ускоряющего потенциала входного участка к синхронному значению улучшается группировка электронного потока, что выражается в увеличении амплитуды первой гармоники ВЧ тока. Это обстоятельство имеет важное значение для обеспечения эффективной работы ЛБВ со скачком скорости электронов.

Существенное влияние на эффект введения скачка потенциала оказывает уровень входного сигнала. Как известно, механизм насыщения выходной мощности ЛБВ связан с тем, что, затормаживаясь в процессе взаимодействия, весь сгусток или часть его переходит в ускоряющую фазу поля. Введение скачка ускоряющего потенциала позволяет увеличить длину взаимодействия, на которой энергообмен между электронным пучком и полем замедляющей системы протекает в нужном направлении. Для этого требуется «подстегнуть» электронные сгустки в

той точке по длине прибора, где степень группировки (величина первой гармоники ВЧ тока) еще достаточно высока, но сами сгустки находятся уже на выходе из тормозящей фазы поля (сдвиг фаз между первой гармоникой тока и ВЧ поля приближается к $\pi/2$). Другими словами, начало секции с повышенным потенциалом должно лежать где-то между точкой насыщения первой гармоники ВЧ тока и точкой насыщения ВЧ мощности. Добиться этого можно либо изменением геометрической длины первого участка, либо изменением уровня входного сигнала.

Последнее обстоятельство проявляется в сравнении амплитудных характеристик однородной ЛБВ и ЛБВ со скачком потенциала (рис. 6). Как видно из хода кривых, для эффективной работы ЛБВ со скачком скорости электронов необходимо увеличение входного сигнала на 8—12 дБ относительно уровня насыщения однородного прибора. При меньшем значении входной мощности введение скачка лишь ухудшает выходные характеристики ЛБВ. На некоторых макетах, отличающихся параметрами и положением локального поглотителя, длиной секций и т. д., были получены амплитудные характеристики несколько иного вида. А именно, диапазон значений входного сигнала, при которых введение скачка приводит к росту выходной мощности, был значительно шире. По-видимому, это связано с различиями в процессе формирования электронных уплотнений в каждом случае, однако специального исследования этого вопроса не проводилось.

На рис. 7 показано изменение относительной выходной ВЧ мощности и некоторых безразмерных параметров ЛБВ с изменением частоты входного сигнала. Потенциал первой секции прибора соответствует режиму максимального к. п. д. в центре полосы. Как следует из рисунка, введение скачка потенциала приводит к увеличению выходной мощности примерно в 10%-ной полосе частот, причем максимум кривой смещается к длинноволновому краю. Последнее, по-видимому, может быть связано с изменением параметра несинхронности входного участка за счет наличия дисперсии замедляющей системы. В центре полосы $b_1=1,8$; с введением скачка значение параметра несинхронности на частоте наилучшего взаимодействия уменьшается до $b_1=1,2$. Аналогичный эффект был отмечен на рис. 5, где значение параметра несин-

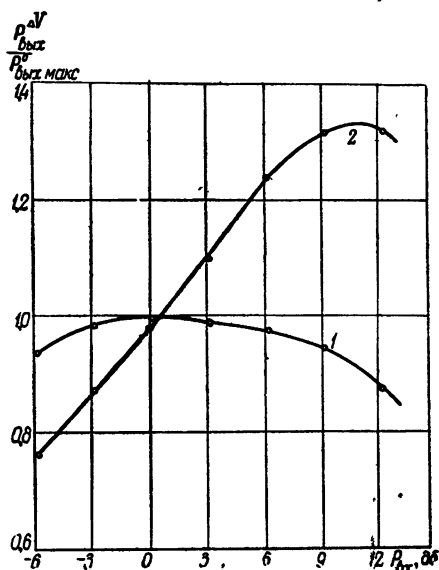
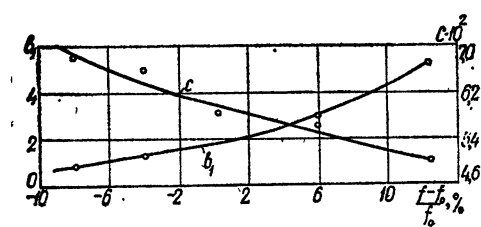


Рис. 6. Амплитудные характеристики однородной ЛБВ (кривая 1, $\frac{\Delta V}{V_1}=0$) и ЛБВ со скачком потенциала (кривая 2, $\frac{\Delta V}{V_1}=0,18$; $b_1=1,2$; $N_{ск}=3,8$).

хронности входного участка менялось за счет изменения ускоряющего напряжения на фиксированной частоте. Кроме того, ограничение поло-



сы, особенно на длинноволновом краю, может быть связано с тем, что с изменением частоты меняется электрическая длина выходного участка, что, в свою очередь, влечет за собой изменение оптимальной глубины скачка примерно так же, как это было показано на рис. 4.

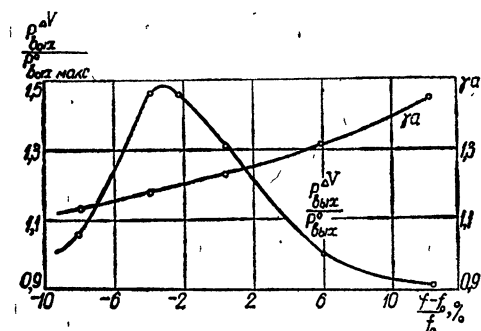


Рис. 7. Зависимости оптимальной выходной мощности ЛБВ со скачком потенциала $\frac{P^{\Delta V}_{\text{вых}}}{P^0_{\text{вых}}}$, параметра $\gamma a = \frac{2\pi a}{\lambda} \frac{c}{v_{\phi}}$, пара-

метра несинхронности первой секции b_1 , параметра усиления Пирса c от изменения частоты входного сигнала. Значение ускоряющего напряжения фиксировано и соответствует режиму максимального к. п. д

в центре полосы. Уровень $\frac{P^{\Delta V}_{\text{вых}}}{P^0_{\text{вых}}} = 1,0$ соответствует однородной ЛБВ.

родной ЛБВ. Выбор места введения скачка не является критичным; при изменении $N_{\text{ск}}$ в пределах 3,0—3,4 выходная мощность остается примерно на одном уровне. Оптимальная величина скачка меняется при этом от 18 до 14%. Введение скачка с фиксированными параметрами приводит к увеличению выходной мощности в 10%-ной полосе частот.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные результаты подтверждают высокую эффективность экспериментального метода исследования приборов СВЧ, основанного на использовании электронного зонда. Усовершенствование конструкции электронного зонда позволило экспериментально решать задачу выбора оптимальных значений параметров ЛБВ со скачком скорости электронов.

В ЛБВ средней мощности увеличение электронного к. п. д. в 1,45 раза достигается при увеличении средней скорости электронов на 16% на расстоянии $N_{\text{ск}} = 3,2$ от вывода ВЧ энергии. Параметр несинхронности первого участка соответствует режиму максимального усиления одно-

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Цейтлин М. Б., Кац А. М. Лампа с бегущей волной. «Советское радио», М., 1964.
2. Филимонов Г. Ф. Влияние изохронности на нелинейные режимы ЛБВ. «Вопросы радиоэлектроники», серия 1, «Электроника», 1963, вып. 11.

3. Rowe I. E., Bracket C. A. Velocity tapering in microwave amplifiers. IEEE Trans on El. Dev., 1965, vol. ED-12, No 8, pp. 441—447.
4. Pond N. U., Twiggs R. I. Improvement TWT Efficiency Through Period Tapering IEEE Trans on El. Dev, 1966, vol. ED-13, No 12, pp. 965—971.
5. Кац А. М., Рышкин Б. В. Особенности взаимодействия в ЛБВ при скорости электронов, значительно превышающей скорость волны. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, вып. 2, стр. 64—69.
6. Безменов Б. Л., Ильина Е. М., Кац А. М., Кудряшов В. П., Цветков В. А. Устранение паразитного возбуждения ЛБВ на обратной гармонике. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1972, вып. 10, стр. 27—35.
7. Niclas K. B., Gerchberg R. W. Efficiency Improvement of the Traveling Wave Interaction Process. IEEE Trans on El. Dev, 1968, vol. ED-15, No 2, pp. 49—59.
8. Победоносцев А. С., Ровенский Г. В., Малькова Н. А. Исследование ЛБВ со скачком скорости электронов и фазовой скорости волны в выходной части линии замедления. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 11, стр. 12—18.
9. Жарков Ю. Д., Рачков В. А. Учет систематической погрешности измерений с помощью электронного зонда дисперсии и сопротивления связи замедляющих систем ЛБВ средней и большой мощности. Аннотация и тезисы научной сессии НТОРЭ и связи имени А. С. Попова, посвященной Дню радио, 1971, стр. 22.
10. Борисов Б. И., Дмитриев Б. С., Жарков Ю. Д., Поляков И. Л. Электронный зонд для исследования и оптимизации выходных характеристик СВЧ — приборов типа О. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1972, вып. 3, стр. 22—26.
11. Дмитриев Б. С., Жарков Ю. Д., Поляков И. Л. Оптимизация выходных параметров мощных ЛБВ с помощью электронного зонда. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1972, вып. 11, стр. 37—42.
12. Дмитриев Б. С., Жарков Ю. Д. Об измерении сопротивления связи и дисперсии замедляющих систем с помощью электронного пучка. «Вопросы радиоэлектроники», серия VI, «Радиоизмерительная техника», 1965, вып. 8, стр. 83—91.
13. Сосинг О. Улучшение к.п.д. в ЛБВ О-типа. Переводы иностранной литературы, серия «Электроника СВЧ», 1968, № 27.

Поступила в редакцию 8 января 1974 г.

НОВЫЕ КНИГИ

О. В. ТОЗОНИ, И. Д. МАЕРГОЙЗ. Расчет трехмерных электромагнитных полей. «Техника», Киев, 1974, 352 стр., 49 рис., библи. — 111 назв.

Изложен метод расчета на ЭЦВМ статических и квазистационарных трехмерных полей в электромагнитных системах устройств электротехники и радиотехники. Этот метод позволяет автоматизировать проектирование новых конструкций электромагнитных систем и улучшить существующие. Сущность его заключается в замене поля в неоднородной среде эквивалентным в вакууме с помощью введения дополнительных вторичных источников в местах неоднородности среды. При этом расчет сводится к решению интегральных уравнений.

УДК 621.382.2.64

И. А. Иванченко, Ю. А. Цвирко

АНАЛИЗ АВТОКОЛЕБАНИЙ ГЕНЕРАТОРА ГАННА С РАСПРЕДЕЛЕННЫМ РЕЗОНАТОРОМ В РЕЖИМЕ С ЗАДЕРЖКОЙ ДОМЕНА

В результате исследования стационарного режима автоколебаний в условиях больших нелинейных искажений получено аналитическое выражение для стационарного решения. Исследована также устойчивость стационарного режима и вычислены энергетические характеристики генератора.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Известно, что к.п.д. генераторов Ганна значительно повышается, когда напряжение на диоде, как и ток через него, содержит несколько гармоник основной частоты, сравнимых по амплитуде с основной частотой [1, 2]. Особенно это существенно для генераторов Ганна, работающих на частотах, для которых время формирования домена сильного поля мало в сравнении с временем пролета и периодом основной частоты. Наивысшая из частот, присутствующих в системе, сравнима с обратным временем формирования домена.

В подобной ситуации исследование устойчивых стационарных режимов автоколебаний целесообразно проводить методом, разработанным А. А. Виттом [3] и М. Симулой [4] для распределенных линий с нелинейной нагрузкой. Ранее [5] рассматривался режим автоколебаний диода, включенного в короткозамкнутую линию, в режиме с задержкой домена. В отличие от приборов с N -характеристиками — типа туннельных диодов — работа диода Ганна в распределенной линии характеризуется добавочным параметром — временем пролета. Это делает возможным получить устойчивые полигармонические автоколебания генератора в разомкнутой линии, что впервые исследуется в настоящей работе для режима с задержкой домена.

2. МОДЕЛЬ И ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Пусть диод Ганна с параллельно включенной активной нагрузкой подсоединен к линии без потерь длиной l , которая разомкнута на противоположном конце. Источник напряжения смещения (выше порогово-

го значения) подключен к диоду через СВЧ фильтр. В стационарном режиме источник питания представляется генератором тока i_c с очень большим внутренним сопротивлением (рис. 1).

Уравнения тока и напряжения в линии имеют вид:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\zeta}{c} \frac{\partial i}{\partial t},$$

$$\zeta \frac{\partial i}{\partial x} = \frac{1}{c} \frac{\partial u}{\partial t}.$$

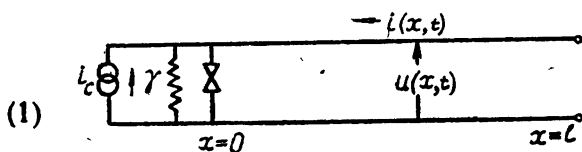


Рис. 1. Схема включения диода Ганна в разомкнутую линию без потерь.

Здесь u , i — напряжение и ток, отнесенные соответственно к пороговому напряжению и пороговому току диода,

$\zeta = \frac{z}{R_0}$ — характеристическое сопротивление линии, отнесенное к сопротивлению диода в слабом поле.

Диод Ганна представляется двухполюсником, который имеет кусочно-линейную вольтамперную характеристику (ВАХ) (рис. 2,а, пунктир):

$$i_d(u) = \begin{cases} u & (\text{диод без домена}); \\ i_m & (\text{диод с доменом}). \end{cases}$$

Предполагаем, что времена формирования и исчезновения домена, а также постоянная времени разряда емкости домена через суммарную проводимость кристалла и нагрузки малы в сравнении с временем пролета домена и периодом колебаний резонатора.

Таким образом, граничное условие при $x=0$ имеет вид:

$$i = f_{\alpha, \beta}(u) - i_c, \quad (2a)$$

где $f_{\alpha, \beta}(u)$ — суммарная ВАХ диода с нагрузкой (рис. 2,а, сплошная линия):

$$f_{\beta}(u) = (1 + \gamma)u \quad (\text{диод без домена}); \quad (26)$$

$$f_{\alpha}(u) = u\gamma + i_m \quad (\text{диод с доменом}),$$

где $\gamma = \frac{R_0}{R_n}$ — относительная проводимость нагрузки.

Граничные условия при $x=l$:

$$i = 0. \quad (3)$$

Условия периодичности:

$$\begin{aligned} u(x, t) &= u(x, t + T); \\ i(x, t) &= i(x, t + T), \end{aligned} \quad (4)$$

где $T = 2l/c$ — период колебаний в резонаторе.

3. ПОСТРОЕНИЕ СТАЦИОНАРНОГО РЕШЕНИЯ

В течение периода автоколебаний происходит один процесс формирования и один процесс исчезновения домена. Согласно методам [3, 4], эти быстрые переходные процессы изображаются скачками Хевисайда. В этом приближении волна напряжения в резонаторе имеет ступенчатый профиль. Он содержит два скачка Хевисайда, которые перемещаются со скоростью c либо к диоду, либо от него. Ищем решение в виде бесконечной суммы пар ступенчатых функций. Первый из членов порождается процессом формирования, а второй — процессом исчезновения домена. Поэтому между ними имеется сдвиг, равный времени пролета домена τ .

Выражаем напряжение и ток через суперпозицию волн, падающих на диод и отраженных от диода:

$$\begin{aligned} u(x, t) &= u^+(\eta) + u^-(\xi); \\ i(x, t) &= u^+(\eta) - u^-(\xi), \end{aligned} \quad (5)$$

где $\eta = x + ct$ — опережающий аргумент,
а $\xi = x - ct$ — запаздывающий аргумент.

Совместим начало отсчета с моментом появления домена. Тогда решение системы (1) имеет вид:

$$\begin{aligned} u^+(\eta) &= u_{\beta 0}^+ + \sum_{n=1}^{\infty} \{ (u_{\alpha n}^+ - u_{\beta(n-1)}^+) 1[\eta - 2l(n-1)] + \\ &+ (u_{\beta n}^+ - u_{\alpha n}^+) 1[\eta - c\tau - 2l(n-1)] \}; \\ u^-(\xi) &= u_{\alpha 0}^- + (u_{\beta 0}^- - u_{\alpha 0}^-) 1[-\xi - c\tau + 2l] + \\ &+ \sum_{n=1}^{\infty} \{ (u_{\alpha n}^- - u_{\beta(n-1)}^-) 1[-\xi - 2l(n-1)] + (u_{\beta n}^- - u_{\alpha n}^-) 1[-\xi - c\tau - 2l(n-1)] \} \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь и далее выражение вида $1[\eta]$ есть функция единичного скачка Хевисайда.

Для определения $u_{\alpha n}^+$, $u_{\beta n}^+$, $u_{\alpha n}^-$, $u_{\beta n}^-$ достаточно использовать наряду с граничными условиями условия периодичности.

Для этого уравнения (6) подставим в (5), а уравнения (5) — в (2), (3) и (4). Выберем для рассмотрения точку $x=0$ в момент времени $t=2ln/c - \epsilon$, где ϵ — малая положительная величина. Из уравнения (2) получим:

$$u_{\beta n}^+ - u_{\beta n}^- = \zeta f_{\beta} (u_{\beta n}^+ + u_{\beta n}^-) - \zeta i_c \quad (x=0; ct = 2ln - c\epsilon). \quad (7a)$$

Спустя время τ после этого момента

$$u_{\alpha(n+1)}^+ - u_{\alpha(n+1)}^- = \zeta f_{\alpha} (u_{\alpha(n+1)}^+ + u_{\alpha(n+1)}^-) - \zeta i_c \quad (x=0; ct = 2ln - c\epsilon + c\tau). \quad (7б)$$

Из уравнения (3) получим:

$$u_{\beta(n+1)}^+ - u_{\beta n}^- = 0 \quad (x=l; ct = 2l(n+1) - c\epsilon); \quad (7в)$$

$$u_{\alpha(n+2)}^+ - u_{\alpha(n+1)}^- = 0 \quad (x=l; ct = 2l(n+1) - c\epsilon + c\tau). \quad (7г)$$

Из уравнений (4)

$$u_{\beta(n+1)}^+ = u_{\beta n}^+; \quad u_{\beta(n+1)}^- = u_{\beta n}^-; \quad u_{\alpha(n+2)}^+ = u_{\alpha(n+1)}^+; \quad u_{\alpha(n+2)}^- = u_{\alpha(n+1)}^-. \quad (7д)$$

Из условий периодичности следует, что в соотношениях (7д) индексы можно опустить. Это позволяет написать (7в, г) в виде:

$$u_{\beta}^+ = u_{\beta}^-; \quad u_{\alpha}^+ = u_{\alpha}^-. \quad (8)$$

В результате решение системы уравнений (7), имеющее вид:

$$\begin{aligned} u_{\beta}^+ &= u_{\beta}^- = \frac{i_c}{2(1+\gamma)}; \\ u_{\alpha}^+ &= u_{\alpha}^- = \frac{i_c - i_m}{2\gamma}, \end{aligned} \quad (9)$$

можно изобразить пересечением прямой (3) и ВАХ (2), которые выражены в координатах u, i (рис. 2,а).

Переходя к напряжению на диоде, получим:

$$\begin{aligned} u_{\beta} &= u_{\beta}^+ + u_{\beta}^- = \frac{i_c}{1+\gamma}; \\ u_{\alpha} &= u_{\alpha}^+ + u_{\alpha}^- = \frac{i_c - i_m}{\gamma}. \end{aligned} \quad (10)$$

Эти величины дают нам уровни основания и вершины импульса длительности τ с частотой повторения $1/T$ (рис. 2,б).

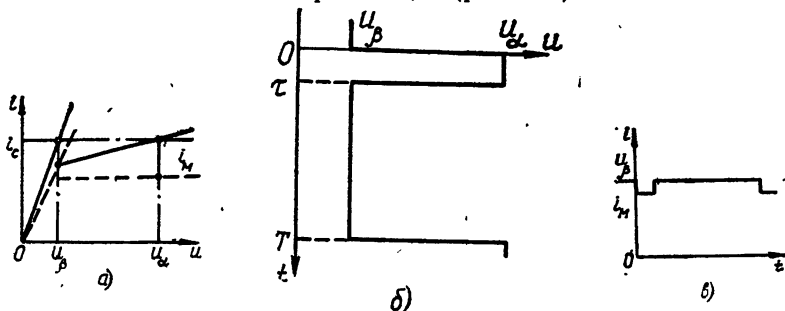


Рис. 2. Построение стационарного автоколебания:

а — ВАХ диода Ганна (---), суммарная ВАХ диода и нагрузки (—); б — импульс напряжения на диоде; в — импульс тока диода.

4. УСТОЙЧИВОСТЬ СТАЦИОНАРНОГО РЕЖИМА

Рассмотрим малое возмущение стационарного решения, определяемого равенствами (6), (8), (9) в виде пары импульсных функций, у которых фронты сдвинуты относительно момента появления домена. Эти сдвиги во времени соответственно равны t_{a1} и t_{b1} (рис. 3,б).

Пусть срезы этих импульсов наступают в моменты t_{a2} и t_{b2} . Мы полагаем для определенности:

$$0 < t_{a1} < t_{a2} < \tau < t_{b1} < t_{b2} < T - \tau;$$

Рис. 3. Исследование устойчивости стационарного автоколебания:

а — поведение малых возмущений вблизи стационарного решения; б — профиль возмущенной волны.

возмущенное решение может быть представлено так:

$$\begin{aligned} \tilde{u}^+(\eta) = & u^+(\eta) + \sum_{n=1}^{\infty} \delta u_{an}^+ \{ 1 [\eta - ct_{a1} - 2l(n-1)] - 1 [\eta - ct_{a2} - 2l(n-1)] \} + \\ & + \sum_{n=1}^{\infty} \delta u_{bn}^+ \{ 1 [\eta - ct_{b1} - 2l(n-1)] - 1 [\eta - ct_{b2} - 2l(n-1)] \}; \end{aligned} \quad (11a)$$

$$\begin{aligned} \tilde{u}^-(\xi) = & u^-(\xi) + \sum_{n=0}^{\infty} \delta u_{an}^- \{ 1 [-\xi - ct_{a1} - 2l(n-1)] - 1 [-\xi - ct_{a2} - 2l(n-1)] \} + \\ & + \sum_{n=0}^{\infty} \delta u_{bn}^- \{ 1 [-\xi - ct_{b1} - 2l(n-1)] - 1 [-\xi - ct_{b2} - 2l(n-1)] \}, \end{aligned} \quad (11b)$$

где $u^+(\eta)$, $u^-(\xi)$ — стационарное решение.

Выбирая соответствующие моменты времени и учитывая граничные условия (2) и (3), получим для возмущенного уравнения, определяющего величины $\delta u_{\alpha, \beta n}^+$, $\delta u_{\alpha, \beta n}^-$:

$$u_{\beta n}^+ + \delta u_{\beta n}^+ - u_{\beta n}^- - \delta u_{\beta n}^- = \zeta f_{\beta}(u_{\beta n}^+ + \delta u_{\beta n}^+ + u_{\beta n}^- + \delta u_{\beta n}^-) - \zeta i_c$$

$$(x = 0; ct = ct_{\beta 1} + 2l(n-1) + c\epsilon), \quad (12a)$$

$$u_{\beta(n+1)}^+ + \delta u_{\beta(n+1)}^+ - u_{\beta n}^- - \delta u_{\beta n}^- = 0 \quad (x = l; ct = ct_{\beta 1} + 2l(n-1) + c\epsilon). \quad (12б)$$

Аналогичные уравнения имеем для состояния α . Разложив функцию f_{β} вблизи стационарного значения аргумента $u_{\beta n}^+ + u_{\beta n}^- = u_{\beta}$, получаем:

$$\delta u_{\beta n}^+ - \delta u_{\beta n}^- = \zeta \frac{df_{\beta}}{du} (\delta u_{\beta n}^+ + \delta u_{\beta n}^-); \quad \delta u_{\beta(n+1)}^+ = \delta u_{\beta n}^-. \quad (13)$$

Введем коэффициенты отражения Γ_{β} , Γ_{α} :

$$\Gamma_{\beta} = \frac{1 - \zeta \left(\frac{df_{\beta}}{du} \right)}{1 + \zeta \left(\frac{df_{\beta}}{du} \right)}; \quad \Gamma_{\alpha} = \frac{1 - \zeta \left(\frac{df_{\alpha}}{du} \right)}{1 + \zeta \left(\frac{df_{\alpha}}{du} \right)}.$$

Тогда уравнения (13) и аналогичное уравнение с индексом α запишутся в виде:

$$\delta u_{\beta n}^- = \Gamma_{\beta} \delta u_{\beta n}^+, \quad \delta u_{\beta(n+1)}^+ = \delta u_{\beta n}^-, \quad \delta u_{\alpha n}^- = \Gamma_{\alpha} \delta u_{\alpha n}^+, \quad \delta u_{\alpha(n+1)}^+ = \delta u_{\alpha n}^-.$$

Для затухания начальной флуктуации требуется, чтобы оба коэффициента отражения были меньше единицы, что совпадает с критерием, полученным в [4] для короткозамкнутой линии. В рассмотренном здесь случае

$$\Gamma_{\beta} = \frac{1 - \zeta(1 + \gamma)}{1 + \zeta(1 + \gamma)} < 1 \quad \text{и} \quad \Gamma_{\alpha} = \frac{1 - \zeta\gamma}{1 + \zeta\gamma} < 1.$$

Следовательно, рассмотренный стационарный режим устойчив (рис. 3а).

5. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕНЕРАТОРА

Как видим, стационарный автоколебательный процесс полностью описывается тремя параметрами u_{β} , u_{α} и $\Theta = \frac{\tau}{T}$. Величины u_{β} и u_{α} однозначно выражаются через параметры цепи i_c , γ :

$$\gamma = \Theta \frac{u_{\beta} - i_m}{u_0 - u_{\beta}};$$

$$i_c = u_{\beta} (1 + \gamma),$$

где среднее напряжение на диоде

$$u_0 = u_{\alpha} \Theta + u_{\beta} (1 - \Theta).$$

Специальный выбор этих величин может оптимизировать режим работы генератора.

Колебания тока диода, имеющие импульсный характер, приведены на рис. 2,б. Из выражений для среднего тока

$$i_0 = i_m \Theta + u_{\beta} (1 - \Theta)$$

и амплитуд k -х гармоник напряжения A_k и тока B_k :

$$A_k = 2 \frac{\sin \pi k \Theta}{\pi k} (u_{\alpha} - u_{\beta}),$$

$$B_k = 2 \frac{\sin \pi k \Theta}{\pi k} (i_m - u_{\beta})$$

можно определить обычным способом к. п. д. генерации на k -й гармонике. Для 1-й гармоники имеем:

$$\eta_1 = -2 \frac{\sin^2 \pi \Theta}{\pi^2} \frac{(u_{\alpha} - u_{\beta}) (i_m - u_{\beta})}{[u_{\alpha} \Theta + u_{\beta} (1 - \Theta)] [i_m \Theta + u_{\beta} (1 - \Theta)]},$$

которое при заданном среднем напряжении на диоде u_0 приобретает вид:

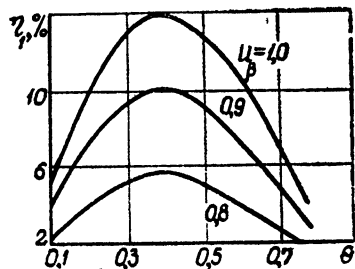


Рис. 4. Зависимость к. п. д. диода Ганна от относительного времени пролета ($u_0 = 10$, $i_m = 0,7$).

$$\eta_1 = 2 \frac{\sin^2 \pi \Theta}{\pi^2 \Theta} \frac{u_0 - u_{\beta}}{u_0} \frac{u_{\beta} - i_m}{u_{\beta} (1 - \Theta) + i_m \Theta}.$$

График η_1 в зависимости от параметров приведен на рис. 4.

Отношение мощности k -й гармоники к мощности 1-й гармоники, выделяемых на нагрузке, определяется выражением:

$$\frac{P_k}{P_1} = \frac{\sin^2 \pi k \Theta}{k^2 \sin^2 \pi \Theta}.$$

Хотя вклад некоторых гармоник может оказаться малым, но тем не менее коэффициент нелинейности сигнала оказывается значительным.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Режим прямоугольных импульсов в полуволновом резонаторе, на одном конце которого включен диод Ганна и нагрузка, а другой конец разомкнут, характеризуется следующими общими закономерностями.

1) К. п. д. оказывается выше достижимого при работе только с одной основной гармоникой.

2) Характеристики режима меандра совпадают с полученными ранее [1]. Отклонение от режима меандра приводит к тому, что для пары относительных времен пролета Θ_2 и $1 - \Theta$ переменные составляющие сигнала одинаковы. Однако вклад среднего напряжения на диоде в изменение к. п. д. делает более выгодной энергетически работу генератора при той величине Θ , которая меньше 0,5. Сказанное хорошо иллюстрируется значением $\Theta = \frac{1}{3}$ (когда в сигнале отсутствуют гармоники, кратные третьей), для которого $\eta_1\left(\frac{1}{3}\right) \approx 1,4\eta_1\left(\frac{2}{3}\right)$.

Описанная асимметрия проявляется также в том, что максимум к. п. д. имеет место при $\Theta = 0,4$. Это показывает, что для получения максимального к. п. д. обязательно присутствие второй и третьей гармоник.

3) В отличие от работы диода в короткозамкнутой линии, где возможны устойчивые колебания на ряде субгармоник основной частоты $c/4l$, включая полуцелые субгармоники [4], в разомкнутой линии режим автоколебаний с задержкой образования домена характеризуется устойчивой работой только на основной частоте. Это может оказаться полезным для исключения перескоков генерации на паразитные ненагруженные моды.

4) Вопрос устойчивости режима решается методом малых возмущений. Возмущение выбирается в виде ступенчатых волн напряжения и тока (скачки на диоде). Малость скачка означает нахождение в пределах $\delta u < 1 - u_\beta$, что для рассмотренных стационарных решений дает значения $0,01 < \frac{\delta u}{u_0} < 0,1$. Сходимость возмущенного решения к стационарному обусловлена положительным дифференциальным сопротивлением в областях u_α и u_β .

Отметим здесь, что для всех разумных значений волновых сопротивлений и сопротивлений нагрузки в рамках принятой модели устойчивость обеспечивается заданным ходом ВАХ диода с доменом, которая не имеет спадающего участка. Хотя при некоторых значениях уровня легирования может появиться небольшой участок отрицательного наклона [6], тем не менее, для рассматриваемых здесь условий формирования домена во всех случаях, представляющих практический интерес, $\gamma > 0,01$. Поэтому критерии устойчивости будут удовлетворяться.

5) Сравнивая рассмотренный метод анализа цепи с частотным методом анализа, следует отметить, что когда напряжение на диоде и ток через него имеют несколько гармоник, то необходимые условия существования автоколебаний, заключающиеся в согласовании импедансов на действующих гармониках, содержат одновременно амплитуды и фазы всех гармоник.

Эти величины выражаются через соответствующие параметры резонансных цепей. Число этих величин, необходимых для описания сигнала в случае n гармоник, составляет $2n-1$ (исключая основную частоту колебаний).

Преимущество применяемого здесь метода анализа заключается в выявлении общей взаимосвязи фазовых сдвигов и амплитуд многих действующих гармоник, относительная перестройка которых непосредственно связана с изменением параметров сигнала u_a , u_p и θ .

Вместе с решением задачи для короткозамкнутой линии [5] рассмотренное здесь решение описывает свойства простейших распределенных систем, в которых возможны устойчивые автоколебания генератора Ганна. Применение в этих условиях метода [4] может оказаться полезным при практическом конструировании генератора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Harrison R. J., Denker S. P., Berger H. A theoretical appraisal of the quenched multiple domain mode in GaAs microwave diodes. *The Radio and Electronic Engineer*, 1969, vol. 37, No 1, 11.
2. Kino G. S., Kuru J. High-efficiency operation of a Gunn-oscillator in the domain mode. *IEEE Transactions on Electron Device*, 1969, vol. ED-16, No 9, 735.
3. Витт А. А. К теории скрипичной струны. *ЖТФ*, 1936, т. 6, № 9, 1459.
4. Nagumo J., Shimura M. Self-oscillation in a transmission line with a tunnel diode. *Proc. IRE*, 1961, vol. 49, No 8, pp. 1281.
5. Иванченко И. А. Расчет стационарных колебаний резонансного типа, возбуждаемых диодом Ганна в линии с распределенными параметрами. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1969, вып. 5, стр. 100.
6. Хейнле В. Определение формы колебаний тока и к.п.д. диодов Ганна. Сб. Новые методы полупроводниковой СВЧ электроники. Эффект Ганна и его применение «Мир», 1968, с. 227. (Перевод статьи Heinle W., *Electron. Let.*, 1967, vol. 3, 52).

Поступила в редакцию 6 ноября 1973 г.

УДК 621.382.2.029.64

В. С. Буряк

НАСТРОЙКА ВОЛНОВОДНО-ШТЫРЕВЫХ ПЕРЕКЛЮЧАЮЩИХ УСТРОЙСТВ НА СВЧ ДИОДАХ

Рассмотрены условия и методы настройки коммутирующих и защитных устройств волноводно-штыревого типа с полупроводниковыми СВЧ диодами, при которых режимы максимального пропускания и запираания реализуются на одной частоте. Получены аналитические выражения, связывающие параметры диода с основными конструктивными размерами волноводно-штыревого устройства.

1. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СХЕМА ВОЛНОВОДНО-ШТЫРЕВОГО УСТРОЙСТВА

В прямоугольных волноводах, особенно в сантиметровом диапазоне длин волн [1—5], широко используются переключающие устройства волноводно-штыревого типа на СВЧ диодах. Однако конструирование таких устройств ведется на базе качественного рассмотрения условий их работы. Ниже приводится количественный анализ таких устройств.

Схема переключателя волноводно-штыревого типа представлена на рис. 1. Коммутирующий диод (ограничительный или *pin*-диод) располагается на конце коаксиального шлейфа (с волновым сопротивлением $Z_{шл}$), образованного продолжением центрального

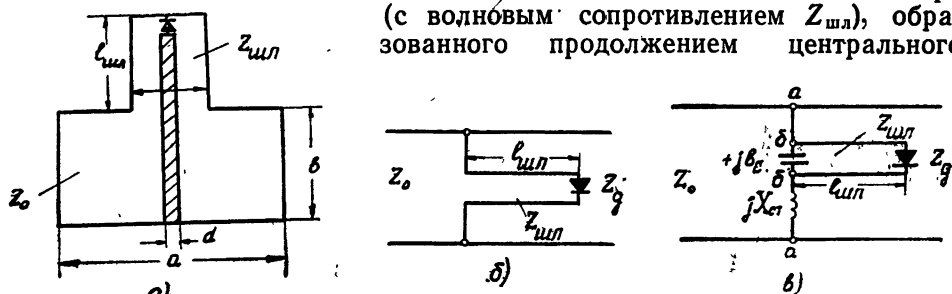


Рис. 1. Переключающее устройство волноводно-штыревого типа на СВЧ диоде (а), его упрощенная (б) и уточненная (в) эквивалентные схемы.

стержня диаметром d . Упрощенная эквивалентная схема устройства, в которой шлейф подключен параллельно основной линии с характеристическим сопротивлением Z_0 , показанная на рис. 1, б и часто приводит-

мая в литературе при объяснении работы переключателя (см., например, [3, 4]), не полностью отражает свойства волноводно-штыревого перехода.

Рассмотрим зависимость ослабления, создаваемого устройством, от длины шлейфа при замене диода короткозамыкающим поршнем. Согласно упрощенной эквивалентной схеме, полное прохождение сигнала достигается при длине шлейфа l_1 , равной четверти длины волны; полное запираание сигнала — при длине шлейфа l_2 , составляющей половину длины волны. При этом положение характерных точек l_1 и l_2 и их разнос $\Delta l = l_2 - l_{шл}$ не зависят ни от диаметра стержня, ни от волнового сопротивления шлейфа.

Реальная зависимость ослабления от длины короткозамкнутого шлейфа имеет вид, показанный на рис. 2, а. Полное прохождение сигнала имеет место при длине шлейфа, меньшей четверти длины волны;

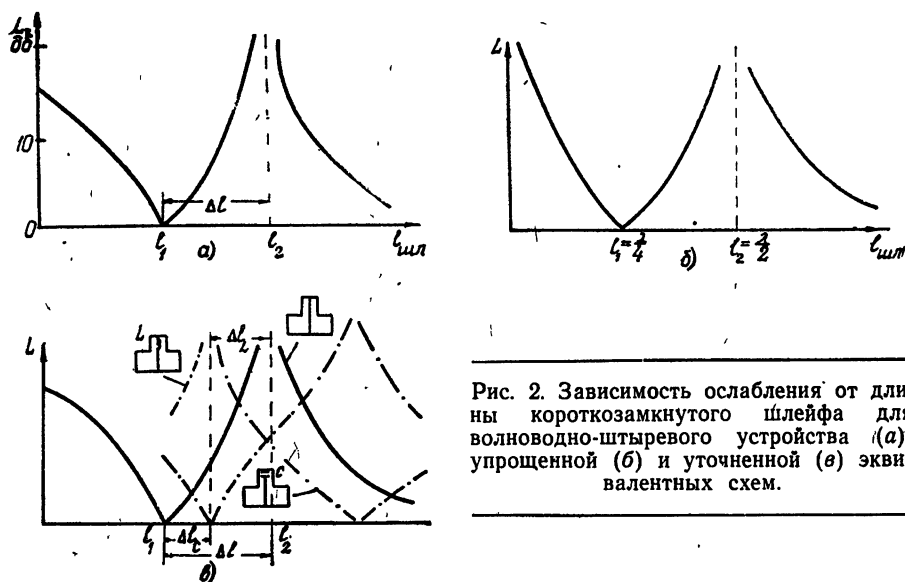


Рис. 2. Зависимость ослабления от длины короткозамкнутого шлейфа для волноводно-штыревого устройства (а), упрощенной (б) и уточненной (в) эквивалентных схем.

полное запираание сигнала наступает при длине шлейфа, меньшей половины длины волны, причем разнос характерных точек l_1 и l_2 существенно зависит от диаметра стержня и сопротивления шлейфа. Такая зависимость ослабления от длины шлейфа соответствует уточненной эквивалентной схеме волноводно-штыревого устройства, показанной на рис. 1, в [6]. Через $X_{ст}$ обозначено реактивное сопротивление центрального стержня в волноводе, величина которого может быть определена экспериментально из обсуждавшейся выше зависимости ослабления от длины шлейфа или рассчитана по [6]. Через B_c обозначена реактивная проводимость, характеризующая переход от коаксиальной линии шлейфа к прямоугольному волноводу с центральным стержнем. Экспериментальные исследования показали, что при

$\frac{\lambda}{a} = 1,3 \div 1,5$ в широких пределах изменения диаметра стержня ($\frac{d}{a} = 0,065 \div 0,17$) и волнового сопротивления шлейфа ($Z_{шл} = 20 \div 80 \text{ ом}$) величина $B'_c = \frac{B_c}{Y_{шл}}$ может быть принята равной 0,55.

Что произойдет, если на конце шлейфа расположить коммутирующий диод, импеданс которого меняется от мощности или от управляющего напряжения смещения? Можно показать, что входное сопротивление линии длиной Δl_c , нагруженной на емкость, равно нулю при выполнении условия

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi \Delta l_c}{\lambda} = \frac{1}{\omega C Z_{шл}}, \quad (1)$$

поэтому включение емкости на конце шлейфа приводит к смещению характеристики ослабления в сторону больших длин шлейфа, как показано на рис. 2,в. При включении индуктивности характеристика сдвигается в сторону меньших длин на величину Δl_L , связанную с индуктивностью соотношением:

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi \Delta l_L}{\lambda} = \frac{\omega L}{Z_{шл}}. \quad (2)$$

Из рис. 2,в видно, что при выполнении соотношения

$$\Delta l = \Delta l_c + \Delta l_L \quad (3)$$

условия полного пропуска и запираия выполняются на одной частоте. Ясно также, что волноводно-штыревое устройство позволяет реализовать как прямую, так и инверсную схему включения диода в линию в зависимости от длины шлейфа. В дальнейшем будем рассматривать только прямую схему включения, при которой режиму пропуска соответствует подача отрицательного смещения на *pin*-диод или режим малого уровня мощности в случае ограничительного диода, поскольку такая схема позволяет работать при больших мощностях волновода в режиме запираия [5, 7].

Перейдем к анализу работы волноводно-штыревого устройства, исходя из его эквивалентной схемы, приведенной на рис. 1,в. Основные параметры переключающего устройства — потери в режимах пропуска и запираия — зависят от сопротивления схемы в точках *a*—*a* и могут быть рассчитаны, как

$$L = 10 \lg \frac{P_{\text{вх}}}{P_{\text{вых}}} = 20 \lg \left| 1 + \frac{Z_0}{2Z_{\text{аа}}} \right| \delta \delta, \quad (4)$$

где Z_0 — характеристическое сопротивление волновода, равное:

$$Z_0 = \frac{2b}{a} \frac{377}{\sqrt{1 - \frac{\lambda^2}{4a^2}}}, \quad (5)$$

$$Z_{aa} = jX_{ст} + \frac{Z_{шл}}{jB'_c + Y'_{вх}}, \quad (6)$$

$$Z_{шл} = 138 \lg \frac{D}{d}, \quad (7)$$

$$Y'_{вх} = \frac{Y'_d + j \operatorname{tg} \frac{2\pi l_{шл}}{\lambda}}{1 + jY'_d \operatorname{tg} \frac{2\pi l_{шл}}{\lambda}}. \quad (8)$$

Здесь $Y'_d = Y_d Z_{шл}$ — относительная проводимость диода, величина которой в режимах пропускания и запираания определяется параметрами диода по известным выражениям [8].

Уравнения (4)—(8) полностью определяют потери устройства в режимах пропускания и запираания.

2. РЕЖИМ ПРОПУСКАНИЯ

Настройка переключателя для получения минимальных потерь на заданной частоте ν_0 достигается изменением длины шлейфа. Необходимая длина шлейфа $l_{шл}$ определяется из условия $Z_{aa} \rightarrow \infty$. Пренебрегая потерями в диоде, получим из (4)—(8):

$$l_{шл} = \frac{\lambda_0}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{B'_c + \omega_0 C_d Z_{шл}}{B'_c \omega_0 C_d Z_{шл} - 1}, \quad (9)$$

где $B'_c \approx 0,55$;

C_d — эффективная емкость диода на частоте ω_0 при отрицательном смещении.

Уравнение (9) позволяет рассчитать длину шлейфа для получения минимальных потерь в зависимости от емкости диода и волнового сопротивления шлейфа. Соответствующая расчетная зависимость представлена на рис. 3, из которого видно, что длина шлейфа изменяется в пределах $0,2 \div 0,4$ длины волны.

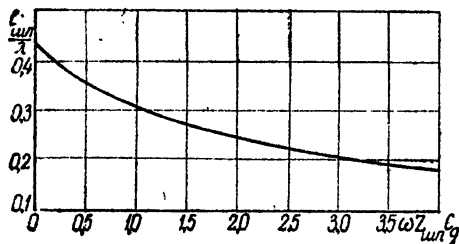


Рис. 3. Зависимость длины шлейфа, обеспечивающей минимальные потери, от емкости диода и волнового сопротивления шлейфа.

3. РЕЖИМ ЗАПИРАНИЯ

Настройка устройства в режиме записания соответствует получению максимального ослабления в схеме рис. 1, в. Это имеет место при минимальном сопротивлении в точках $a-a$. Пренебрегая активным сопротивлением диода, из условия $Z_{aa}=0$ получим:

$$X_{ст} = \frac{Z_{шл} \left(\frac{\omega_0 L_d}{Z_{шл}} + \operatorname{tg} \frac{2\pi l_{шл}}{\lambda_0} \right)}{B'_c \frac{\omega_0 L_d}{Z_{шл}} - 1 + \operatorname{tg} \frac{2\pi l_{шл}}{\lambda_0} \left(B'_c + \frac{\omega_0 L_d}{Z_{шл}} \right)}, \quad (10)$$

где L_d — эффективная индуктивность диода на частоте ω_0 при положительном смещении.

Уравнение (10) определяет величину реактивного сопротивления стержня $X_{ст}$, необходимую для получения максимальной развязки на заданной длине волны λ_0 , причем величина $X_{ст}$ однозначно связана с диаметром центрального стержня [6].

Таким образом, формулы (9) и (10) позволяют при заданных емкости и индуктивности диода и выбранном волновом сопротивлении шлейфа рассчитать длину шлейфа и диаметр центрального стержня, обеспечивающие настройку устройства, т. е. совмещение режимов максимальной развязки и минимальных потерь на одной частоте. Существует жесткая связь между параметрами диода и конструктивными размерами волноводно-штыревого устройства, при которой достигается настройка. Исключив из (9) и (10) $\operatorname{tg} \frac{2\pi l_{шл}}{\lambda_0}$, получим:

$$\begin{aligned} \omega_0^2 C_d Z_{шл} &= \\ &= \frac{X_{ст} (1 + B_c'^2) + \omega_0 L_d - B'_c Z_{шл}}{Z_{шл} + B'_c \omega_0 L_d - \frac{\omega_0 X_{ст} L_d}{Z_{шл}} (1 + B_c'^2)}. \end{aligned} \quad (11)$$

Пренебрегая в (11) для упрощения величиной $\omega_0 L_d$, имеем:

$$X_{ст} \approx 0,77 \omega_0^2 C_d Z_{шл}^2 + 0,42 Z_{шл}. \quad (12)$$

На рис. 4 представлена соответствующая зависимость для двух значений емкости диода. На рис. 5 построена зависимость диаметра стержня от волнового сопротивления шлейфа для диодов с различной емкостью. Из рисунков следует, что при увеличении емкости коммутиру-

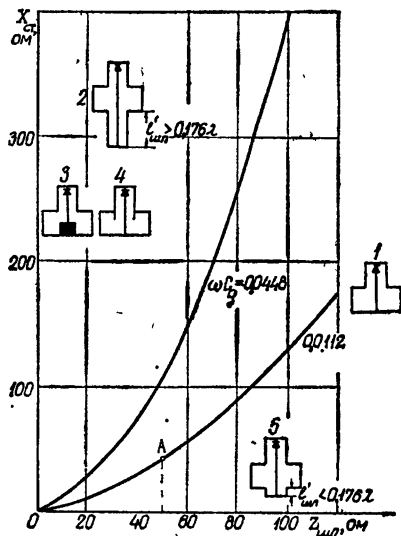


Рис. 4. Связь между волновым сопротивлением шлейфа и индуктивным сопротивлением стержня для достижения настройки ($L_d = 0$, $\frac{a}{b} = 2$, $\frac{\lambda}{a} = 1,4$).

На этом и рис. 5 1 — схема переключателя, для которого приведены характеристики; 2, 3, 4, 5 — схемы переключателей с подстроечными элементами.

ющего диода необходимо использовать центральный стержень меньшего диаметра. Учет индуктивности диода не меняет существенно рассматриваемые зависимости.

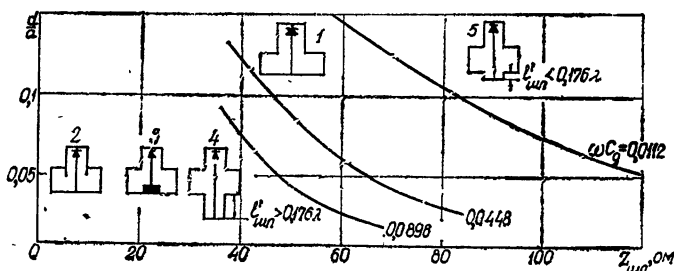


Рис. 5. Зависимость диаметра стержня от волнового сопротивления шлейфа при различных значениях емкости диода ($L_d = 0$, $\frac{a}{b} = 2$, $\frac{\lambda}{a} = 1,4$).

4. СПОСОБЫ НАСТРОЙКИ

Как показано выше, настройка имеет место только при выполнении условия (11). Таким образом, при выбранной конструкции устройства, диаметре стержня и диаметрах шлейфов для достижения настройки емкость диода должна быть строго определенной. Однако диоды, выпускаемые производством, имеют разброс основных параметров. Поэтому реальные конструкции переключателей должны иметь подстроечные элементы, обеспечивающие настройку при смене диода. Возможны различные способы подстройки волноводно-штыревых устройств [1—4]. Проанализируем некоторые из них.

Предположим, что конструкция волноводно-штыревого устройства рассчитана на достижение настройки на заданной частоте при определенной емкости диода, так что размеры стержня и шлейфа определяются точкой А на графике рис. 4. Если теперь в данное устройство включить диод с меньшей емкостью, то частоты, соответствующие максимальному ослаблению и минимальным потерям, не будут совпадать.

Согласно рис. 3 и 4, для достижения настройки на заданной частоте необходимо увеличить длину шлейфа, а также уменьшить величину реактивного сопротивления стержня. Последнее достигается, например, изменением его диаметра на некотором участке b' (как показано на рис. 6,а) или введением внешнего цилиндра шлейфа в волновод на некоторую величину h (как показано на рис. 6,б).

Таким образом, необходимо иметь два элемента настройки, один из которых обеспечивает подстройку режима минимальных потерь на заданную частоту, второй — подстройку режима максимального ослабления на ту же частоту.

Пусть в переключатель помещен диод с большей емкостью, чем расчетная. Для подстройки в этом случае нужно уменьшить длину шлейфа и увеличить реактивное сопротивление стержня. Уменьшить

диаметр стержня конструктивно трудно, поэтому увеличение сопротивления стержня целесообразно произвести за счет введения дополнительного шлейфа. Соответствующая конструкция и эквивалентная схема волноводно-штыревого устройства приведены на рис. 7. Изменением длины дополнительного шлейфа

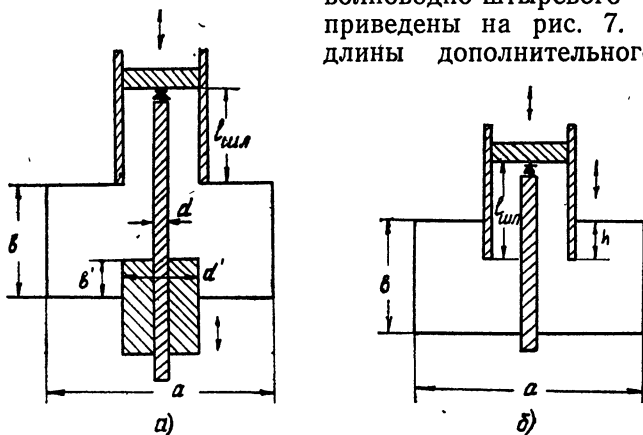


Рис. 6. Способы подстройки волноводно-штыревого устройства.

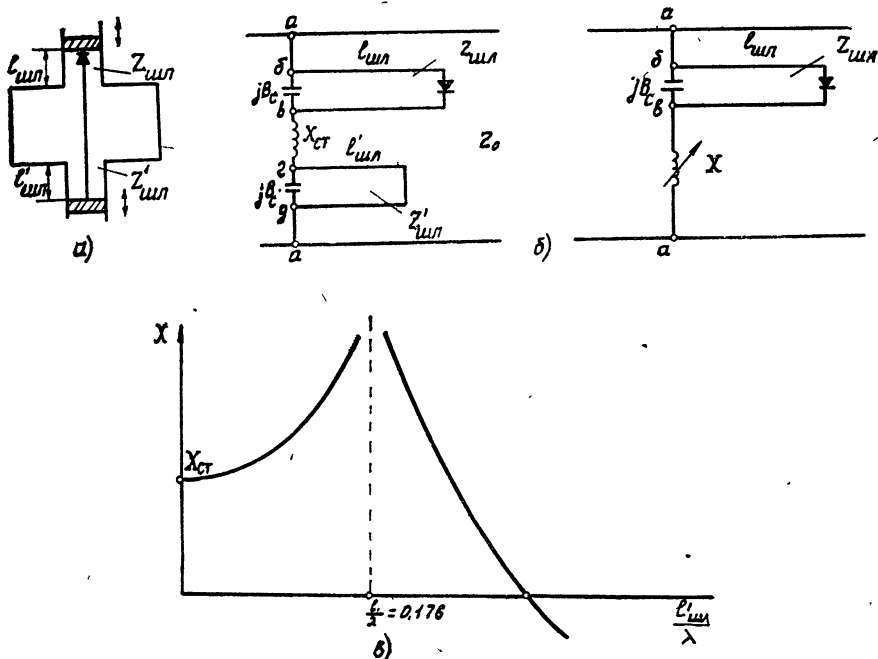


Рис. 7. Конструкция волноводно-штыревого коммутирующего устройства с двумя шлейфами (а) его эквивалентная схема (б) и зависимость эквивалентной индуктивности стержня от длины дополнительного шлейфа (в).

$Z'_{шл}$ можно регулировать величину эффективного реактивного сопротивления в любых пределах:

$$X = X_{ст} + \frac{Z'_{шл}}{-B'_c + \operatorname{ctg} \frac{2\pi l'_{шл}}{\lambda_0}}, \quad (13)$$

где $X_{ст}$ — реактивное сопротивление одиночного стержня без шлейфов, $B'_c = 0,55$,

$Z'_{шл}$ — волновое сопротивление дополнительного короткозамкнутого шлейфа.

На рис. 7, в показана зависимость эффективного реактивного сопротивления стержня от длины дополнительного шлейфа. Как видно из рисунка, при малой длине шлейфа эффективная реактивность стержня больше, чем у одиночного стержня. При увеличении длины дополнительного шлейфа эффективное сопротивление уменьшается и может стать емкостным. Очевидно, подстройка дополнительным шлейфом возможна и при уменьшении емкости диода.

5. ВЫВОДЫ

Проведенный анализ позволяет предсказать вид конструкции волноводно-штыревого устройства при выбранных диаметре стержня и волновом сопротивлении шлейфа для конкретного типа диода. Например, для диода емкостью $\omega_0 C_d = 0,0112$ с волновым сопротивлением шлейфа 60 ом (как видно из рис. 5) при относительном диаметре стержня $\frac{d}{a}$ до 0,15 достижение настройки возможно в одной из трех конструкций, показанных на рис. 5 внизу. При диаметре стержня $\frac{d}{a} = 0,15$ настройка реализуется в классическом варианте волноводно-штыревого устройства. В случаях больших диаметров стержня необходимо применять дополнительный шлейф.

Если использовать коммутирующие диоды с большой емкостью, то, как видно из рис. 5, настройка достигается в основном в конструкциях с дополнительным шлейфом. При малой емкости диода чаще всего настройка реализуется в конструкциях, изображенных на рис. 6.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mortenson K. Microwave Semiconductor Control Devices. Microwave Journal, 1964, No 5, pp. 48—58.
2. Tenenholz R. Recent Advances in Microwave Diode Switches and Limiters. Proc. of the Joint Symposium on Microwave Application of the Semiconductors. IERE Conf. Proc., No 5, 1965, London, pp. 1—10.

3. Baker T. Semiconductor Diode Waveguide Switch Electronic Technology, 1961, No 8, pp. 300—305.
4. Клич С. М. Проектирование СВЧ устройств радиолокационных приемников. М., «Советское радио», 1973.
5. Лебедев И. В., Годаев Е. В. Прямая и инверсная схемы включения полупроводниковых диодов в волноводных переключателях. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1973, вып. 7, стр. 113—116.
6. Справочник по волноводам. Перевод с англ. под ред. Я. Н. Фельда. М., «Советское радио», 1952.
7. Либерман Л. С., Сестрорецкий Б. В., Шпирт В. А., Якубеня Л. И. Полупроводниковые диоды для управления СВЧ мощностью. «Радиотехника», 1972, т. 27, № 5, стр. 9—24.
8. СВЧ полупроводниковые диоды и их применение. Сб. под ред. Г. Уотсона. Перевод с англ. под ред. В. С. Эткина. М., «Мир», 1972.

Поступила в редакцию 20 февраля 1974 г.

НОВЫЕ КНИГИ

А. Е. БАШАРИНОВ, В. А. БУГАЕВ, Е. Н. ЗОТОВА, И. Н. ЛУКИНОВ, В. М. ПОЛЯКОВ, В. Г. ТЕСТОВ. СВЧ излучение низкотемпературной плазмы. «Сов. радио», М., 1974, 256 стр., илл., библи.

Рассматриваются излучательные свойства плазмы в СВЧ диапазоне и излагаются методы экспериментальных исследований СВЧ излучений плазмы. Выбранный круг вопросов непосредственно относится к задачам СВЧ радиометрической плазменной диагностики, занимающей важное место среди неконтактных методов зондирования. Рассматриваемые вопросы тесно связаны с исследованиями процессов генерации когерентных и некогерентных СВЧ колебаний.

В теоретическом разделе книги обсуждаются основные модельные представления о физических процессах, определяющих СВЧ излучение плазмы, находящейся в равновесных и неравновесных условиях.

Значительное внимание уделяется описанию экспериментальных методик исследований СВЧ излучений плазмы и вопросам интерпретации результатов измерений, что должно способствовать формированию у читателей основных представлений о методах экспериментальной СВЧ радиометрии.

П. ХОКС. Электронная оптика и электронная микроскопия. Пер. с англ. «Мир», М., 1974, 320 стр., илл., библи. 87 назв.

Книга представляет собой введение в электронную оптику и электронную микроскопию на современном научно-техническом уровне. В этом очень лаконичном и удачно написанном пособии изложены основные сведения о просвечивающих, растровых и зеркальных электронных микроскопах, анализаторах энергии, высоковольтных микроскопах, сверхпроводящих линзах, пушках с автоэлектронной эмиссией и др.; рассмотрены теория передачи контраста, структура абберационных коэффициентов и коррекция аббераций.

МОДЕЛИРОВАНИЕ

УДК 621.3.032.266

С. П. Кузнецов, Д. И. Трубецков**ТЕОРИЯ РЕЗОНАНСНОГО ЛУЧЕВОГО АВТОГЕНЕРАТОРА
СО СКРЕЩЕННЫМИ ПОЛЯМИ**

Сформулированы уравнения нелинейной теории резонансного электронного генератора СВЧ (катод вне пространства взаимодействия) с трубчатым электронным потоком, вращающимся в скрещенных полях с частотой, близкой к циклотронной. Показано, что электроны могут отдавать ВЧ полю свою кинетическую энергию. Проведена линеаризация уравнений. Получено характеристическое уравнение и приводятся результаты его численного решения. Отмеченная аналогия рассматриваемого прибора с гиросинхротроном позволила использовать существующую теорию (приближение заданного поля) для анализа генератора.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Как известно, трубчатый электронный поток в продольном статическом магнитном поле, вращающийся с циклотронной частотой, представляет собой в нерелятивистском приближении ансамбль классических гармонических осцилляторов. При воздействии ВЧ поля на такую среду происходит процесс поглощения электронами ВЧ энергии. Присутствие радиального электрического статического поля приводит, в частности, к тому, что частоты обращения электронов по орбитам разных радиусов становятся различными. В этом случае поток можно рассматривать как ансамбль возбужденных ангармонических осцилляторов. Такая среда при определенных условиях отдает свою энергию ВЧ полю путем индуцированного излучения (см. [1] и приложение IX работы [2]). Представляет интерес изучение свойств подобной среды именно в том случае, когда электроны отдают энергию ВЧ полю. Это позволило бы говорить о принципиальной возможности создания резонансного лучевого прибора со скрещенными полями, в котором можно применять достаточно простые электродинамические системы (например, открытые резонаторы)*.

Рассмотрим упрощенную модель резонансного лучевого автогенератора со скрещенными полями, основанную на следующих допущениях:

* Это обусловлено тем, что в анализируемом случае возможно взаимодействие электронного потока с незамедленными электромагнитными волнами.

а) Электронный поток находится в резонаторе, где возбуждается высокочастотный собственный тип колебаний с отличными от нуля E_r , E_φ , B_z компонентами ВЧ поля (см. рис. 1). Предположим для простоты, что ВЧ поле однородно в области прохождения электронных траекторий.

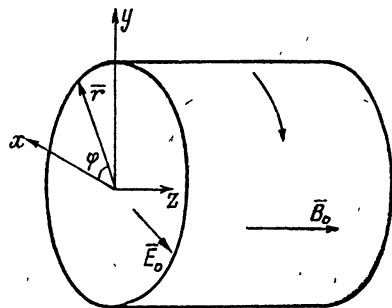


Рис. 1. Электронный поток в отсутствие ВЧ полей.

б) В невозмущенном состоянии электронный поток имеет форму тонкого полого цилиндра, вращающегося под действием скрещенных статических магнитного ($\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_z$) и электрического ($\vec{E}_0 = E_0 \vec{e}_r = \vec{e}_r \frac{A}{r}$) по-

лей с частотой, близкой к циклотронной. Условием этого служит малость электрического поля в обла-

сти электронного потока: $|E_0| \ll \frac{r|e|B_0^2}{4m}$. Электрическое поле указан-

ного вида может быть реализовано, если в резонатор поместить осевой металлический электрод и между ним и стенками резонатора приложить статическую разность потенциалов.

в) Электроны поступают в пространство взаимодействия равномерно распределенными по азимуту. Каждый электрон остается в пространстве взаимодействия в течение времени взаимодействия T после влета, а затем покидает его вследствие движения вдоль оси z , которое предполагается медленным по сравнению с поперечным движением.

г) Влияние сил пространственного заряда не учитывается.

д) Оседание электронов на электроды отсутствует.

е) Учитывается с точностью до $\frac{v^2}{c^2}$ релятивистская добавка к массе электрона и не учитывается влияние ВЧ магнитного поля на процесс взаимодействия (аналогичное предположение делается обычно при анализе гиromонотрона [2, 3]).

При сделанных допущениях нелинейная теория автогенератора представляет собой простое обобщение теории гиromонотрона в форме, данной в [2] и [3]*. В дальнейшем используются обозначения, принятые в [3].

2. УРАВНЕНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ПРОЦЕССОВ УСТАНОВЛЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ В РЕЗОНАНСНОМ ЛУЧЕВОМ АВТОГЕНЕРАТОРЕ СО СКРЕЩЕННЫМИ ПОЛЯМИ

Представим комплексное ускорение F , входящее в уравнение (8.07) работы [3] в виде**:

$$F = F_0 + F^+ e^{-i\Omega t} + F^- e^{i\Omega t}, \quad (1)$$

* В [3], в отличие от [2], нелинейные уравнения гиromонотрона получены с учетом конечного времени взаимодействия.

** Рассматривается только основной резонанс $\omega = \Omega$, поскольку ВЧ поле предполагается однородным (см. также [3], стр. 9).

где F_0 характеризует действие на электрон статического электрического поля:

$$F_0 = \frac{e}{m} (E_{0x} + iE_{0y}) = \frac{e}{m} \frac{A}{z^*} = \frac{e}{m} \frac{A}{\alpha^* + \beta^* e^{i2t}}. \quad (2)$$

Считая, что $|\alpha| < |\beta|$ (это значит, что поток вращается с частотой, близкой к Ω), получим:

$$F_0 \approx \frac{eA}{m} \frac{e^{-i2t}}{\beta^*} \left(1 - \frac{\alpha^*}{\beta^*} e^{-i2t} + \dots \right); \quad \bar{F}_0 = 0; \quad F_0 e^{i2t} = \frac{eA}{m\beta^*}. \quad (3)$$

Из (3) следует, в частности, что $\dot{\alpha} = 0$, поэтому далее будем интересоваться только быстрым вращением, описываемым функцией β . Переходя к безразмерным величинам, использованным в работах [2, 3], запишем уравнение движения в виде:

$$\frac{\partial g}{\partial \zeta} - i\mu |g|^2 g - i \frac{\nu}{g^*} = f, \quad (4)$$

где $\nu = \frac{2eA}{m\omega_0^2 \Omega}$ — новый параметр, характеризующий величину электростатического поля.

Начальные условия для уравнения (4) имеют вид

$$g = -ie^{i\varphi_0} \quad \text{при} \quad \zeta = \zeta_0.$$

Уравнение возбуждения, очевидно, совпадает с полученным в [3] [первое из уравнений (8.68)]:

$$\frac{df}{d\zeta} - i\zeta f = -\frac{1}{\Delta\zeta} \int_{\zeta-\Delta\zeta}^{\zeta} \tilde{g} d\zeta_0. \quad (5)$$

Заметим, что начальные условия для уравнения (5), определяющего амплитуду поля f , должны быть записаны так же, как в случае уравнения с запаздывающим аргументом (см. [4]). Амплитуда поля должна быть задана как функция ζ (начальная функция) на начальном отрезке безразмерного времени: $f = \varphi(\zeta)$ при $\zeta \in [-\Delta\zeta, 0]$. Начальное условие $f = f_0$ при $\zeta = 0$ не определяет задачу полностью. Действительно, для того чтобы найти интеграл в правой части уравнения (5) при $\zeta > 0$, необходимо знать, как движутся электроны, имеющие время влета $\zeta_0 > -\Delta\zeta$. Однако движение электронов, влетевших при $\zeta \in [-\Delta\zeta, 0]$, не может быть определено из (4), если функция f не задана на указанном отрезке времени*.

Если в процессе взаимодействия электроны мало смещаются по радиусу, то

$$\frac{\nu}{g^*} = \frac{\nu g}{1 - (1 - |g|^2)} \approx \nu g (2 - |g|^2). \quad (6)$$

* Строго говоря, начальная функция определяется шумовыми явлениями в электронном потоке и резонаторе. Однако на практике при расчете режимов установления по (4) и (5) начальную функцию проще всего задавать в виде: $f = f_0$ при $\zeta \in [-\Delta\zeta, 0]$ или $f = 0$ при $\zeta \in [-\Delta\zeta, 0]$; $f = f_0$ при $\zeta = 0$. Это, разумеется, частный случай сформулированного выше начального условия. Сделанное замечание относится и к гириомонотрону.

Введем $\bar{g} = g e^{-2i\nu\zeta}$; $\bar{f} = f e^{-2i\nu\zeta}$; $\bar{\xi} = \xi - 2\nu$; $\bar{\mu} = \mu - \nu$, после чего (4) и (5) с учетом (6) можно преобразовать к виду:

$$\frac{\partial \bar{g}}{\partial \zeta} - i\bar{\mu} |\bar{g}|^2 \bar{g} = \bar{f}, \quad (7)$$

$$\frac{d\bar{f}}{d\zeta} - i\bar{\xi} \bar{f} = -\frac{1}{\Delta\zeta} \int_{\zeta-\Delta\zeta}^{\zeta} \bar{g} d\zeta_0. \quad (8)$$

Начальные условия для этих уравнений записываются так же, как для уравнений (4) и (5). Уравнения (7) и (8) совпадают по форме с уравнениями гиросинотрона (соотношения (8.68) работы [3]).

Известно, что существуют режимы работы гиросинотрона, в которых электроны отдают энергию полю, а прибор представляет собой СВЧ автогенератор. Из указанного выше совпадения уравнений следует, что анализируемая схема со скрещенными полями также может работать в автоколебательном режиме. Полезное взаимодействие в анализируемом приборе, как и в гиросинотроне, связано с неизохронностью обращения электронов по орбитам, которая обусловлена теперь двумя факторами: наличием электростатического поля вида $E_0 \sim \frac{1}{r}$

(характеризуется параметром ν) и релятивистской зависимостью массы электрона от скорости (характеризуется параметром μ). Неизохронность обращения электронов в приборе со скрещенными полями характеризуется параметром $\bar{\mu} = \mu - \nu$.

Если осевой электрод имеет положительный потенциал относительно стенок резонатора, то $\nu < 0$ и оба эффекта «помогают» друг другу (при этом $\bar{\mu} > 0$).

Поясним этот результат качественно. Рассмотрим группу электронов, которые под действием ВЧ поля переходят на орбиту с большим радиусом, увеличивая свою кинетическую энергию. Это приводит, во-первых, к соответствующему релятивистскому увеличению массы электрона, во-вторых, к уменьшению силы, действующей на электрон со стороны электростатического поля (оба эффекта слабы, и их можно считать независимыми). Указанные механизмы «помогают» друг другу в уменьшении частоты обращения рассматриваемой группы электронов, которую вскоре догонят электроны, уменьшившие свою кинетическую энергию и увеличившие частоту обращения. Так образуется фазовый сгусток, который отдает энергию ВЧ полю, если он сформирован в тормозящей фазе поля. Аналогичный механизм группировки имеет место в гиросинотроне, но там его возникновение обусловлено лишь одним из указанных эффектов — релятивистской зависимостью массы электрона от скорости (см., например, [5], стр. 552—553).

При отрицательном потенциале на осевом электроде $\nu > 0$, и оба эффекта «мешают» друг другу, причем при $\nu > \mu$ доминирует первый ($\bar{\mu} < 0$), а при $\nu < \mu$ — второй эффект ($\bar{\mu} > 0$). В этом случае качественная интерпретация механизма взаимодействия аналогична изложен-

ной выше с тем лишь отличием, что при $\bar{\mu} < 0$ электроны, увеличившие свою кинетическую энергию, вращаются с большей частотой и догоняют электроны, уменьшившие энергию. Таким образом, в отличие от гиromонотрона в приборе со скрещенными полями может быть реализована неизохронность обоих знаков. При $\bar{\mu} > 0$ результаты теории гиromонотрона переносятся на анализируемый прибор без изменений. Ими можно воспользоваться и при $\bar{\mu} < 0$. Действительно, применяя к уравнениям (7) и (8) операцию комплексного сопряжения, можно показать, что для этого достаточно изменить знаки перед $\bar{\mu}$, $\xi' = \text{Re } \xi$ и реактивными компонентами величин $\bar{f}$ и $\bar{g}$, рассчитанными по уравнениям (7) и (8) при $\bar{\mu} > 0$.

3. ЗАКОН СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ ДЛЯ РЕЗОНАНСНОГО ЛУЧЕВОГО ПРИБОРА СО СКРЕЩЕННЫМИ ПОЛЯМИ

Умножая обе части уравнения (5) на $2f^*$ и отделяя действительные и мнимые части, получим следующие соотношения:

$$\frac{d|f|^2}{d\zeta} + 2\xi'' |f|^2 = -P_{ea}, \quad (9)$$

$$\left(f \frac{df^*}{d\zeta} - f^* \frac{df}{d\zeta}\right) - 2\xi' |f|^2 = -P_{er}. \quad (10)$$

Величины P_{ea} и P_{er} имеют смысл активной и реактивной компонент безразмерной электронной мощности взаимодействия и определяются выражениями:

$$P_{ea} = \frac{2}{\Delta\zeta} \int_{\zeta-\Delta\zeta}^{\zeta} \text{Re}(f^* \tilde{g}) d\zeta_0; \quad P_{er} = \frac{2}{\Delta\zeta} \int_{\zeta-\Delta\zeta}^{\zeta} \text{Im}(f^* \tilde{g}) d\zeta_0. \quad (11)$$

В режиме стационарных колебаний ($f = f_0 e^{i\gamma\zeta}$, $f_0 = \text{const}$, $\gamma = \text{const}$) уравнения (9) и (10) превращаются в обычные выражения баланса мощностей (см. [2], стр. 42). Используя (4) и (11), преобразуем (9) к виду:

$$\frac{d|f|^2}{d\zeta} + 2\xi'' |f|^2 = -\frac{1}{\Delta\zeta} \int_{\zeta-\Delta\zeta}^{\zeta} \frac{d}{d\zeta_0} |\tilde{g}|^2 d\zeta_0, \quad (12)$$

совпадающему с формулой (8.70) работы [3].

Выражение (12) показывает, что рост амплитуды ВЧ поля и восполнение потерь в резонаторе (левая часть уравнения) происходят за счет уменьшения кинетической энергии электронов, которое сопровождается уменьшением радиусов их орбит. Изменение потенциальной энергии электронов не учитывается в (12). Это естественное следствие сделанного выше предположения о слабости поля E_0 , которое, очевидно, эквивалентно предположению о малости потенциальной энергии электронов в поле E_0 по сравнению с их кинетической энергией.

4. ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ПРОЦЕССОВ УСТАНОВЛЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ В АВТОГЕНЕРАТОРЕ СО СКРЕЩЕННЫМИ ПОЛЯМИ

Проведем линеаризацию уравнений (4) и (5) подобно тому, как это делается в [2] для случая одиночного электронного кольца ([2], стр. 184).

Введем новые функции f_1 и $\delta f = f_1 e^{i(\mu+\nu)\zeta}$; $g = -i \exp i[\varphi_0 + (\mu + \nu)\zeta + \delta]$, получим:

$$\frac{df_1}{d\zeta} - i\xi_1 f_1 = -\frac{1}{\Delta\zeta} \int_{\zeta-\Delta\zeta}^{\zeta} I d\zeta_0, \quad (13)$$

$$\frac{\partial^2 I}{\partial \zeta^2} = \frac{df_1}{d\zeta} + i\bar{\mu} f_1, \quad (14)$$

где $I = I(\zeta, \zeta_0) = e^{i\varphi_0} \tilde{v}$; $\xi_1 = \xi - \mu - \nu = \xi'_1 + i\xi''$.

При $\zeta = \zeta_0$ $I = 0$, $\frac{\partial I}{\partial \zeta} = f_1(\zeta_0)$. Последнее условие может быть легко получено из исходного уравнения движения (4); при $\zeta \in [-\Delta\zeta, 0]$ $f_1 = \varphi(\zeta)$.

Будем искать решение системы уравнений (13) и (14) в виде $f_1 = C e^{\delta\zeta}$; $\delta = \delta' + i\delta''$.

Тогда с учетом условий, наложенных на I , получим следующее трансцендентное характеристическое уравнение:

$$\delta - i\xi_1 = \frac{1}{\Delta\zeta} \left\{ -\frac{e^{-\delta\Delta\zeta} + \delta\Delta\zeta - 1}{\delta^2} + i\bar{\mu} \frac{2 - 2e^{-\delta\Delta\zeta} - \delta\Delta\zeta(1 + e^{-\delta\Delta\zeta})}{\delta^3} \right\}, \quad (15)$$

которое имеет бесконечное число корней*, причем в правой полуплоскости комплексного переменного δ может лежать лишь конечное число корней [4]. Покажем, что при достаточно больших $|\bar{\mu}|$ и $\Delta\zeta$ уравнение (15) имеет корень в правой полуплоскости (т. е. амплитуда малых колебаний нарастает во времени).

Для задачи с одиночным электронным кольцом мы получили бы характеристическое уравнение:

$$\delta^2 (\delta - i\xi_1) + \delta + i\bar{\mu} = 0, \quad (16)$$

которое заменой $\delta = i\eta$ сводится к уравнению (8.77) работы [2]. Как показано в [2], при $\xi'' = 0$ это уравнение имеет комплексные сопряженные корни, а значит, уравнение (16) имеет корень δ_1 , для которого $\text{Re } \delta_1 > 0$ при условии

$$\bar{\mu} > \frac{2}{27} \left[-\xi_1 \left(\xi_1^2 + \frac{9}{2} \right) + (\xi_1^2 + 3)^{3/2} \right] \quad (17, a)$$

или

$$\bar{\mu} < -\frac{2}{27} \left[\xi_1 \left(\xi_1^2 + \frac{9}{2} \right) + (\xi_1^2 + 3)^{3/2} \right]. \quad (17, b)$$

* Поэтому общее решение линеаризованных уравнений (13) и (14) представляет собой ряд $f = \sum_{n=1}^{\infty} C_n e^{\delta_n \zeta}$, коэффициенты которого должны быть определены из начального условия $f = \varphi(\zeta)$ при $\zeta \in [-\Delta\zeta, 0]$. В практически интересных режимах в правой полуплоскости находится один корень уравнения (15), и с точностью до затухающих членов можно считать $f = C_k e^{\delta_k \zeta}$. Данная особенность характерна для дифференциальных уравнений с отклоняющимся аргументом [4].

Условие (17.6) выполняется при отрицательных значениях $\bar{\mu}$.

Пусть одно из условий (17) выполнено. В окрестности точки δ' уравнения (15) и (16) различаются членами, стремящимися к нулю при $\Delta\zeta \rightarrow +\infty$ (здесь существенно, что $\operatorname{Re} \delta_1 > 0$). На основании теоремы Руше о нулях аналитических функций заключаем, что при достаточно большом $\Delta\zeta$ (т. е. если время взаимодействия электронов достаточно велико, но конечно) уравнение (15) имеет корень в окрестности δ_1 , действительная часть которого положительна (см. [4], стр. 134—135).

Данный вывод подтверждается результатами численного решения уравнения (15), графически представленными на рис. 2.

Из рис. 2,а видно, что при $\bar{\mu} = \text{const} > 0$, $\xi'' = 0$ нарастающие колебания возможны в некоторой области значений ξ_1 , которая расширяется с увеличением $\bar{\mu}$. Инкремент нарастания амплитуды достигает максимума примерно в середине этой области, при этом $\xi_1 < 0$. При фиксированном ξ_1 действительная часть корня увеличивается с увеличением $\bar{\mu}$.

На рис. 2,б приведены аналогичные кривые для случая $\xi'' = 0,354$. Сравнение рис. 2,а и 2,б показывает, что при прочих равных условиях инкремент нарастания амплитуды при $\xi'' > 0$ меньше, чем при $\xi'' = 0$. Кривая $\bar{\mu} = 1,41$ лежит полностью в области отрицательных значений δ' : в этом случае колебания могут только затухать. Эта кривая имеет

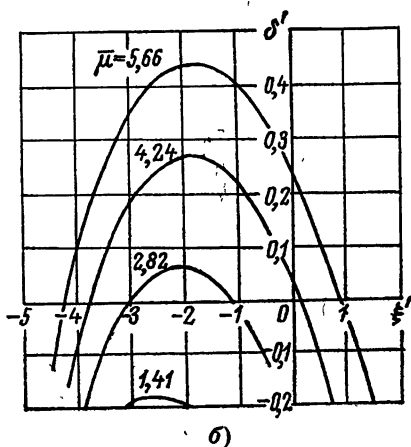
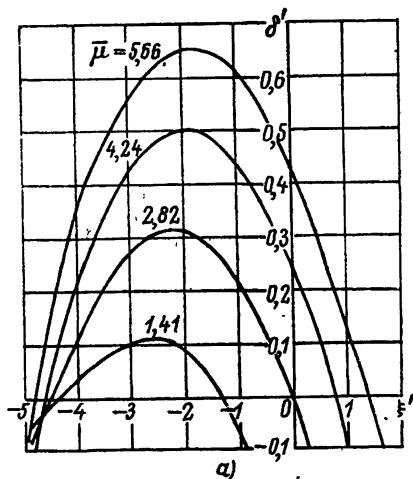


Рис. 2. Зависимость действительной части корня характеристического уравнения (15) δ' от расстройки ξ' при $\Delta\zeta = 1,41$:

а) $\xi'' = 0$; б) $\xi'' = 0,354$.

максимум, соответствующий наиболее медленному затуханию колебаний. В остальных кривых рис. 2,б носят тот же характер, что и кривые рис. 2,а.

5. ПУСКОВОЙ РЕЖИМ И РЕЖИМ СТАЦИОНАРНЫХ КОЛЕБАНИЙ ЛУЧЕВОГО АВТОГЕНЕРАТОРА СО СКРЕЩЕННЫМИ ПОЛЯМИ (метод заданного поля)

Предположим, что ВЧ поле имеет постоянную амплитуду и постоянную частоту. Решая уравнение движения и используя выражения (11), можно рассчитать мощность взаимодействия потока с ВЧ полем. Если

к тому же использовать уравнения баланса мощностей (9) и (10), то в рамках нелинейной теории можно исследовать режим стационарных колебаний, а в линейной — пусковой режим автогенератора.

Пусковой режим

Подставим в уравнение (14) $f_1 = e^{-i\eta\zeta}$, что соответствует заданному полю единичной амплитуды. Решение уравнения (14) с учетом условий, наложенных на I , подставим в (11).

Заметим, что в линейной теории $f = f_1 e^{i(\mu+\nu)\zeta}$, $\tilde{g} = I e^{i(\mu+\nu)\zeta}$.

Получим:

$$P_e = P_{ea} + iP_{er} = (\Delta\zeta) [-F_{\mu}(\Phi_0) - \bar{\mu}\Delta\zeta F_0(\Phi_0)], \quad (18)$$

где $\Phi_0 = \eta\Delta\zeta$, $F_{\mu}(\Phi_0) = \frac{e^{i\Phi_0} - i\Phi_0 - 1}{\Phi_0^2}$,

$$F_0(\Phi_0) = \frac{2 - 2e^{i\Phi_0} + i\Phi_0 + i\Phi_0 e^{i\Phi_0}}{\Phi_0^3}.$$

График зависимости активной составляющей электронной мощности взаимодействия от Φ_0 представлен на рис. 3. Из рисунка видно, что при $\bar{\mu} = 0$ $P_{ea} \geq 0$, т. е. поток поглощает энергию ВЧ поля. При $\bar{\mu} \neq 0$ появляются области отрицательных значений P_{ea} , где поток отдает энергию полю. При $\bar{\mu} > 0$ оптимальному режиму взаимодействия соответствует некоторое положительное значение Φ_0 , уменьшающееся с увеличением $\bar{\mu}$ (при этом область отрицательных значений P_{ea} расширяется). Таким образом, частота заданного поля в режиме оптимального взаимодействия должна быть несколько больше невозмущенной частоты обращения электронов. Напротив, при $\bar{\mu} < 0$ оптимальное взаимодействие достигается при $\Phi_0 < 0$, когда частота заданного поля меньше, чем частота обращения электронов. Аналогичный результат применительно к обобщенным ангармоническим осцилляторам с неизохронностью различных знаков обсуждался в работе [1].

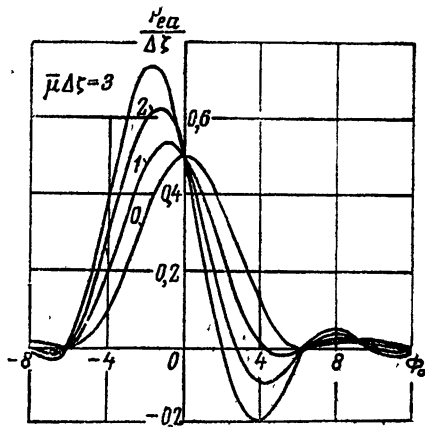


Рис. 3. Зависимость безразмерной активной мощности взаимодействия электронного потока с заданным полем $\frac{P_{ea}}{\Delta\zeta}$ от расстройки между частотой обращения электронов и частотой заданного поля Φ_0 .

Заметим во избежание недоразумений, что в электронике СВЧ используются две классификации типов взаимодействия.

1. В основе общепринятой классификации лежат энергетические соображения. Если ВЧ полю передается кинетическая энергия электронов, то говорят о взаимодействии О-типа, а если потенциальная — то о взаимодействии М-типа.

2. Вторая классификация, предложенная А. В. Гапоновым, заключается в следующем.

Если в линейной теории появляются выражения вида $F_0(\Phi_0)$, то говорят о взаимодействии О-типа, а если появляются члены вида $F_M(\Phi_0)$ — о взаимодействии М-типа.

Из сказанного ранее ясно, что в предлагаемом генераторе полезные эффекты описываются членом $F_0(\Phi_0)$ в формуле (18), соответствующим взаимодействию О-типа по классификации 2. Имеется, однако, и член вида $F_0(\Phi_0)$, описывающий поглощение энергии поля электронным потоком (взаимодействие М-типа по классификации 2)*.

С другой стороны, в принятом приближении изменение потенциальной энергии электронов не учитывается вообще [см. закон сохранения энергии (12)], и электроны отдают ВЧ полю только кинетическую энергию. Таким образом, по классификации 1 эффекты, связанные с взаимодействием М-типа, отсутствуют. Заметим, что аналогичная ситуация имеет место и в теории гиromонотрона. Сказанное выше означает лишь, что обе классификации совпадают не полностью.

С учетом (9), (10) и (18) пусковые условия автогенератора со скрещенными полями можно записать в виде:

$$2\xi'' = (\Delta\zeta) \operatorname{Re} [F_M(\Phi_0) + \bar{\mu}\Delta\zeta F_0(\Phi_0)], \quad (19)$$

$$2(\gamma + \xi_1') = (\Delta\zeta) \operatorname{Im} [F_M(\Phi_0) + \bar{\mu}\Delta\zeta F_0(\Phi_0)]. \quad (20)$$

Режим стационарных колебаний

Используя (12) и считая амплитуду и частоту поля постоянными, нетрудно получить выражение для к. п. д. автогенератора:

$$\bar{\eta} = 1 - |\tilde{g}|^2 = 2\xi'' |f|^2 \Delta\zeta. \quad (21)$$

Таким образом, для определения к. п. д. достаточно решить уравнение движения и воспользоваться соотношением (21). Применительно к гиromонотрону такая задача решалась в работе [8]. Как уже указывалось выше, результаты, полученные для гиromонотрона, могут быть отнесены и к прибору со скрещенными полями, если ограничиться случаем малых смещений электронов по радиусу, а следовательно, и случаем малых к. п. д. [уравнения (7) и (8)]. Для соответствия с линейной теорией зададим поле в виде $f = f_0 e^{i\mu\zeta - i\eta\zeta}$. Положим $\Delta\zeta = 1$, что не нарушает общности, поскольку уравнения стационарного режима всегда можно соответствующим образом перенормировать.

* Отметим, что исследуемый автогенератор существенно отличается от устройства со скрещенными полями, описанного в работах [6, 7], которое можно было бы называть прибором М-типа.

Результаты численного решения задачи, взятые из [8], представлены на рис. 4. Поскольку нет оснований ожидать хорошего совпадения решений уравнений (4), (5) и (7), (8) при значительных к. п. д., приведенные на рис. 4 значения к. п. д. ограничены величиной $\bar{\eta} = 0,2$. Из графиков видно, что при фиксированных f_0 и μ к. п. д. максимален при

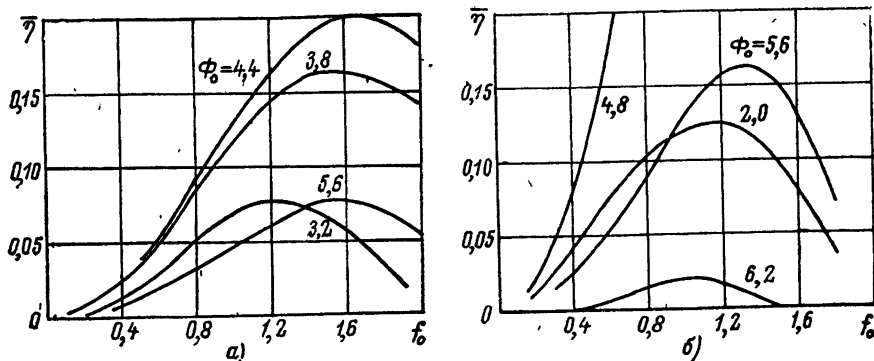


Рис. 4. Зависимость электронного к. п. д. генератора $\bar{\eta}$ от амплитуды заданного поля f_0 при $\mu=2$ (а) и $\mu=4$ (б).

некотором положительном значении Φ_0 (этого следовало ожидать, исходя уже из результатов линейной теории). При заданных μ и Φ_0 существует оптимальное по к. п. д. значение амплитуды поля f_0 . Характер зависимости к. п. д. от f_0 определяется, по-видимому, тем, что при малых f_0 электроны не успевают сгруппироваться и отдать полю заметную часть кинетической энергии за время взаимодействия, а при слишком больших f_0 электроны, влетевшие в разных фазах, приобретают значительный разброс скоростей вращения и не образуют фазового сгустка в течение более или менее продолжительного времени.

6. ВЫВОДЫ

1. Механизмы взаимодействия в рассмотренном приборе и в гиromонотроне до некоторой степени аналогичны. В обоих случаях полезные эффекты обусловлены неизохронностью обращения электронов по орбитам разных радиусов (однако различны физические причины появления неизохронности). Взаимодействие сопровождается передачей ВЧ полю кинетической энергии электронов. Уравнения, описывающие процессы в обоих приборах, совпадают в случае малых к. п. д. Это позволяет, в частности, использовать готовые результаты численного решения уравнений гиromонотрона.

С другой стороны, некоторые результаты, изложенные в данной работе, представляют интерес применительно к гиromонотрону. Это в особенности относится к линейной теории с учетом конечного времени пролета электронов.

2. Интересна в теоретическом отношении возможность использования в подобных задачах электроники СВЧ математического аппарата теории дифференциальных уравнений с отклоняющимся аргументом. Применительно к рассмотренному выше случаю представляются важными, во-первых, правильная формулировка на основании этой теории начальных условий для уравнений, описывающих процессы установления колебаний в СВЧ генераторе, во-вторых, использование ее методов для исследования трансцендентного характеристического уравнения линейной теории.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гапонов А. В., Петелин М. И., Юлпатов В. К. Индуцированное излучение возбужденных осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике. «Известия ВУЗов», серия «Радиофизика», 1967, т. X, № 9—10, стр. 1414—1453.
2. Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М., «Советское радио», 1973.
3. Вайнштейн Л. А. Основы сверхвысокочастотной электроники. Курс лекций в 1-ой зимней школе-семинаре инженеров по теоретической электронике СВЧ, Саратов, 1970.
4. Эльсгольц Л. Э., Норкин С. Б. Введение в теорию дифференциальных уравнений с отклоняющимся аргументом. М., «Наука», 1971.
5. Шевчик В. Н., Трубецков Д. И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ, гл. VIII, М., «Советское радио», 1970.
6. Соколов А. А., Павленко Ю. Г. К квантовой теории индуцированного излучения электронов в скрещенных полях. Письма в ЖЭТФ, 1965, т. 2, № 9, стр. 449—450.
7. Павленко Ю. Г., Гальцов Д. В. Классическое рассмотрение индуцированного излучения электронов в скрещенных полях. Известия ВУЗов, серия «Радиофизика», 1966, т. IX, № 6, стр. 1232—1233.
8. Жураховский В. А. Нелинейные колебания электронов в магнитонаправляемых потоках. Киев, «Наукова думка», 1972.

Поступила в редакцию 27 февраля 1974 г.

===== НОВЫЕ КНИГИ =====

Л. А. РАСТРИГИН. Системы экстремального управления. «Наука», М., 1974, 632 стр., 312 рис., библи. — 263 назв.

Книга посвящена введению в проблему оптимизации и экстремального управления сложными объектами в обстановке неопределенности.

В ней рассматриваются и анализируются поисковые алгоритмы решения экстремальных задач различного вида: одно- и многопараметрических, статических, динамических, одно- и многоэкстремальных, одно- и многокритериальных и т. д. Анализируются регулярные и статистические алгоритмы поиска. Исследуются процессы поиска оптимального состояния в экстремальных объектах различного рода и предлагаются пути улучшения алгоритмов поиска, учитывающих специфику объектов. Описаны конструкции экстремальных регуляторов и оптимизаторов.

ЭЛЕКТРОННАЯ ОПТИКА

УДК 621.3.032.266

В. И. Олейников, В. В. Пензяков

РАСЧЕТ МАГНИТНОЙ ФОКУСИРОВКИ ЛЕНТОЧНЫХ ПУЧКОВ КОНЕЧНОЙ ШИРИНЫ

Дан вывод параксиальных уравнений, описывающих изменение ширины, толщины и угла поворота ленточного пучка конечной ширины вдоль его продольной оси. В качестве примера приведен анализ фокусировки пучка однородным и периодическим магнитными полями.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Тенденция к миниатюризации и удешевлению приборов СВЧ приводит, в частности, к использованию в ЛБВ ленточных электронных пучков [1]. Наибольшую трудность в теории формирования ленточных пучков представляет анализ поведения электронов на краях пучка. С этой целью разработаны методы моделирования ленточных пучков на ЭВМ [2]. Если аппроксимировать границу поперечного сечения пучка эллипсом с большим эксцентриситетом, то удастся получить параксиальные уравнения, описывающие поведение границы ленточного пучка конечной ширины в произвольных электрических и магнитных полях. Выведенные уравнения используются для анализа фокусировки пучка однородным и периодическим магнитными полями.

2. ВЫВОД ПАРАКСИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО ПУЧКА

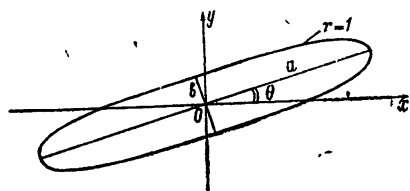
Введем обобщенную цилиндрическую систему координат (r, φ, z) , связанную с декартовой следующим образом:

$$\begin{aligned}x &= a(z)r \cos \varphi \cos \theta(z) - b(z)r \sin \varphi \sin \theta(z), \\y &= a(z)r \cos \varphi \sin \theta(z) + b(z)r \sin \varphi \cos \theta(z), \\z &= z.\end{aligned}\tag{1}$$

В формулах (1) функции $a(z)$, $b(z)$, $\theta(z)$ означают большую, малую полуоси эллиптического сечения пучка и его угол поворота соответственно (рис. 1).

Граница пучка соответствует значению $r=1$, координата φ изменяется в пределах $0 \leq \varphi \leq 2\pi$.

Функция Лагранжа для частицы, движущейся в статическом электрическом поле с потенциалом U и магнитном поле с векторным потенциалом $\vec{A}$, имеет, как известно [3], следующий вид:



$$L = eU - e(\vec{v}\vec{A}) + \frac{mv^2}{2}, \quad (2)$$

Рис. 1. К определению координатной системы.

где $\vec{v}$ — скорость электрона, e и m — его заряд и масса соответственно.

Потенциал U электростатического поля внутри пучка в параксиальном приближении равен [4]:

$$U(x, y, z) = \Phi(z) - \frac{1}{4} \left(\Phi''(z) - \frac{\rho}{\epsilon_0} \right) \left[x^2 + y^2 - \frac{a-b}{a+b} (x^2 - y^2) \right], \quad (3)$$

где $\Phi(z)$ — потенциал на оси пучка,

ρ — плотность пространственного заряда пучка, принимаемая в параксиальном приближении постоянной по его сечению,

ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума.

Компоненты векторного потенциала магнитного поля приближенно равны:

$$A_x \cong -\frac{1}{2} B(1 + \gamma)y, \quad (4)$$

$$A_y \cong \frac{1}{2} B(1 - \gamma)x.$$

Здесь B — продольная компонента магнитного поля на оси пучка, γ — параметр «эллиптичности» магнитного поля.

Для аксиально-симметричного магнитного поля $\gamma=0$, для плоско-симметричного $\gamma=1$. Отметим, что необходимое для фокусировки ленточного пучка конечной ширины распределение магнитного поля ($0 < \gamma < 1$) можно приближенно создать, используя, например, прямоугольные полюсные наконечники (см. Приложение).

Подставим выражения (1)–(4) в уравнения движения Лагранжа:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{r}} \right) = \frac{\partial L}{\partial r}, \quad (5)$$

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}} \right) = \frac{\partial L}{\partial \varphi}.$$

(Здесь и ниже точками обозначено дифференцирование по времени).

Полагая в полученных соотношениях $r=1$, $\dot{r}=0$ и приравнявая в них слагаемые, не зависящие от координаты φ , а также коэффициенты при $\cos 2\varphi$ и $\sin 2\varphi$, получаем искомую систему уравнений, описывающих изменение полуосей эллипса a , b и угла поворота θ :

$$\ddot{a} + \frac{1}{2} \eta \dot{\gamma} \dot{B} a \sin 2\theta - \dot{\varphi}^2 a - 2\dot{\varphi} b \dot{\theta} + \eta B a \dot{\theta} + \eta B \dot{\varphi} b + \eta \left(\Phi'' - \frac{\rho}{\epsilon_0} \right) \frac{ab}{a+b} = 0; \quad (6)$$

$$\ddot{b} - \frac{1}{2} \eta \dot{\gamma} \dot{B} b \sin 2\theta - \dot{\varphi}^2 b - 2\dot{\varphi} a \dot{\theta} + \eta B b \dot{\theta} + \eta B \dot{\varphi} a + \eta \left(\Phi'' - \frac{\rho}{\epsilon_0} \right) \frac{ab}{a+b} = 0; \quad (7)$$

$$\ddot{\theta} (a^2 - b^2) + 2\dot{\theta} (a\dot{a} - b\dot{b}) + 2\dot{\varphi} (a\dot{b} - \dot{a}b) + \frac{1}{2} \eta \dot{\gamma} \dot{B} (a^2 + b^2) \cos 2\theta - \\ - \frac{1}{2} \eta \dot{B} (a^2 - b^2) - \eta B (a\dot{a} - b\dot{b}) = 0, \quad (8)$$

а также выражение, являющееся обобщением теоремы Буша для пучков с эллиптическим поперечным сечением:

$$\dot{\varphi} (a^2 + b^2) + 2\dot{\theta} ab = \eta B ab - \eta B_k a_k b_k. \quad (9)$$

Здесь $\eta = \frac{e}{m}$, а индекс «к» означает величины, вычисленные на катоде.

При выводе уравнений (6)–(9) опущены слагаемые, пропорциональные квадратам величин a , b , θ , которые предполагаются малыми.

3. ФОКУСИРОВКА ЛЕНТОЧНОГО ПУЧКА КОНЕЧНОЙ ШИРИНЫ ОДНОРОДНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Применим полученные уравнения к анализу фокусировки ленточного пучка однородным магнитным полем $B = B_k$ в пространстве дрейфа с потенциалом $\Phi = \Phi_0$.

Линеаризируем уравнения (6)–(8), полагая, что

$$a = a_k (1 + \Delta_a + \delta_a), \quad \Delta_a, \delta_a \ll 1, \\ b = b_k (1 + \Delta_b + \delta_b), \quad \Delta_b, \delta_b \ll 1 \\ \theta \ll 1. \quad (10)$$

Здесь $a_k(1 + \Delta_a)$ и $b_k(1 + \Delta_b)$ — равновесные значения полуосей эллиптического пучка.

Отметим, что для широкого пучка величина $q = \frac{b_k}{a_k} \ll 1$, и для упрощения решения системы уравнений (6)–(8) слагаемые, пропорциональные степеням q , выше первой, опускались.

Приравнивая в полученных уравнениях постоянные слагаемые, имеем:

$$B^2 = \frac{I_0}{\epsilon_0 \sqrt{2\Phi_0} \gamma^{3/2} a_k b_k (1 + \Delta_a + \Delta_b)}, \quad \Delta_a = q \Delta_b, \quad (11)$$

где I_0 — ток пучка.

Приближенное решение системы уравнений (6)–(8), описывающих пульсации границы пучка и угла поворота θ , имеет вид:

$$\delta_a \approx \delta_{a0} \cos \omega_c t + \frac{\dot{\delta}_{a0}}{\omega_c} \sin \omega_c t, \quad (12)$$

$$\delta_b \approx \delta_{b0} \cos \omega_c t + \frac{\dot{\delta}_{b0}}{\omega_c} \sin \omega_c t, \quad (13)$$

$$\theta \approx \theta_0 + \omega_c \Delta_a t + \delta_{a0} \sin \omega_c t - \frac{\dot{\delta}_{a0}}{\omega_c} \cos \omega_c t, \quad (14)$$

где $\omega_c = \eta B$ — циклотронная частота.

Здесь нулевыми индексами обозначены начальные значения соответствующих величин.

Наличие в выражении (14) члена, пропорционального t , вызывает неограниченное нарастание со временем угла поворота пучка θ . Однако при достаточно большой величине магнитного поля и небольшой длине пролетного канала эта неустойчивость пучка по углу θ несущественна.

4. ФОКУСИРОВКА ЛЕНТОЧНОГО ПУЧКА КОНЕЧНОЙ ШИРИНЫ ПЕРИОДИЧЕСКИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Предположим, что $\Phi = \Phi_0$, а магнитное поле на оси пучка равно:

$$B = B_0 \cos Z, \quad Z = \frac{2\pi}{L} z, \quad B_k = 0, \quad (15)$$

где L — период фокусирующей системы.

Введем следующие обозначения:

$$\alpha = \frac{\eta B_0^2 L^2}{64\pi^2 \Phi_0} \text{ — параметр магнитного поля,}$$

$$\beta = \frac{I_0 L^2}{16\pi^3 \epsilon_0 a_0^2 \Phi_0 \sqrt{2\eta \Phi_0}} \text{ — параметр пространственного заряда,}$$

$$a = a_0 (1 + \delta_a), \quad b = b_0 (1 + \delta_b), \quad q = \frac{b_0}{a_0} \ll 1, \quad \delta_a, \delta_b \ll 1.$$

Линеаризируя уравнения (6)–(8) и приравнявая в них постоянные слагаемые, находим:

$$\beta \approx 2q\alpha\gamma, \quad (16)$$

$$\gamma \approx 1 - \sqrt{2q} + q \left(1 - \frac{\sqrt{2q}}{4} \right). \quad (17)$$

Далее, из уравнения (8) следует, что

$$\theta \approx \theta_0 + \theta'_0 Z + \sqrt{2\alpha} (1 - \gamma) \sin Z, \quad (18)$$

где θ_0 и θ'_0 — начальные значения угла θ и его производной соответственно.

Решения уравнений (6)–(7) относительно δ_a и δ_b не приводятся из-за их громоздкости. Отметим, что в выражениях для δ_a и δ_b присутствуют члены, пропорциональные величине $\theta'_0 Z \sin Z$.

Таким образом, для уменьшения «расплывания» пучка необходимо стремиться, чтобы $\theta_0 = 0$.

5. В Ы В О Д Ы

1. Дан вывод параксиальных уравнений, описывающих изменение ширины, толщины и угла поворота ленточного пучка, основанный на аппроксимации границы поперечного сечения пучка эллипсом с большим эксцентриситетом.

2. На основании выведенных уравнений проведен анализ фокусировки ленточного пучка однородным и периодическим магнитными полями.

3. Обнаружена неустойчивость пучка при этих типах магнитной фокусировки.

П Р И Л О Ж Е Н И Е

Получим распределение магнитного поля в МПФС, состоящей из набора постоянных магнитов с полюсными наконечниками, в поперечном сечении представляющих собой прямоугольники со сторонами $2c$ и $2d$.

Скалярный магнитный потенциал $\varphi_m(x, y, z)$, удовлетворяющий уравнению Лапласа

$$\frac{\partial^2 \varphi_m}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_m}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi_m}{\partial z^2} = 0 \quad (\text{П. 1})$$

и краевым условиям

$$\varphi_m|_{x=\pm c} = \varphi_m|_{y=\pm d} = \varphi_0 \cos \beta z, \quad (\text{П. 2})$$

имеет вид:

$$\frac{\varphi_m(x, y, z)}{\varphi_0} = \left\{ \frac{x^2}{c^2} + \frac{2}{c^3} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{\lambda_n^3} \left[2 + \frac{\beta^2 c^2 \lambda_n^2}{\beta^2 + \lambda_n^2} \left(\frac{\text{ch}(\sqrt{\beta^2 + \lambda_n^2} y)}{\text{ch}(\sqrt{\beta^2 + \lambda_n^2} d)} - 1 \right) \right] \cos \lambda_n x \right\} \cos \beta z, \quad (\text{П. 3})$$

где $\lambda_n = \frac{(2n+1)\pi}{2c}$, $\beta = \frac{2\pi}{L}$,

L — период фокусирующей системы.

Пример расчета магнитного поля по формуле (П.3) приведен на рис. 2 для значений $\frac{d}{c} = 0,4$; $\frac{L}{c} = 3$; $z = 0$. Как видно из рисунка, эквипотенциали скалярного магнитного потенциала в поперечном сечении x, y представляют собой эллипсы, на границе переходящие в прямоугольник. На рис. 3 показано изменение эксцентриситета ϵ данных эллипсов от величины $\frac{x}{c}$. Из этого рисунка видно, что эксцентриситет эллипсов в диапазоне $0 < x < c$ изменяется не более чем на 6%.

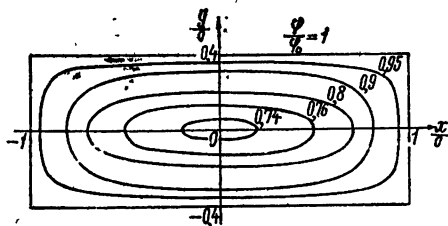


Рис. 2. Эквипотенциали скалярного магнитного потенциала в поперечном сечении МПФС при $\frac{d}{c} = 0,4$, $\frac{L}{c} = 3$; $z = 0$.

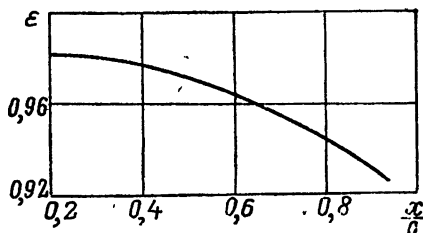


Рис. 3. Зависимость эксцентриситета эквипотенциалей ϵ от величины $\frac{x}{c}$.

Зная значение γ из (17), получаем эксцентриситет эквипотенциалей скалярного магнитного поля по формуле:

$$\epsilon = \sqrt{\frac{2\gamma}{1+\gamma}}. \quad (\text{П. 4})$$

Отсюда с помощью (П.3) находится требуемое отношение $\frac{d}{c}$ для фокусировки заданного пучка

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Electronics Design, December, 1972, No 21, pp. 28—30.
2. Баранцева О. Д. Некоторые вопросы выбора оптимальной длины пространства взаимодействия ЛБВ с ленточным пучком. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1967, вып. 12, стр. 98.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., «Наука», 1973.
4. Капчинский И. М. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях, М., Атомиздат, 1966.

Поступила в редакцию 6 ноября 1973 г.,
после переработки — 7 мая 1974 г.

ИЗМЕРЕНИЯ. АППАРАТУРА

УДК 621.385.632

Г. А. Козлов, Н. Б. Лернер**ПРИНЦИПИАЛЬНАЯ ВОЗМОЖНОСТЬ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ
ТРЕХСЕКЦИОННОЙ ЛБВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СДВИГОВ
ФАЗ СВЧ СИГНАЛОВ С МЕНЯЮЩЕЙСЯ АМПЛИТУДОЙ**

Теоретически показано, что при определенных условиях с помощью трехсекционной ЛБВ можно измерять сдвиги фаз СВЧ сигналов с меняющейся амплитудой.

Теоретический расчет погрешности измерения фазы трех- и двухсекционной ЛБВ при одинаковых изменениях амплитуды исследуемого сигнала доказывает преимущества трехсекционного прибора.

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно [1], что ЛБВ с предварительной модуляцией электронного потока (двухсекционная ЛБВ) при определенных условиях является фазочувствительным устройством и может быть использована для измерения сдвигов фаз в СВЧ диапазоне. Однако эта ЛБВ может быть применена для измерения только в том случае, если амплитуда исследуемого сигнала постоянна. Из приведенных в работе (1) формул и амплитудно-фазовых характеристик двухсекционной ЛБВ видно, что изменение амплитуды исследуемого сигнала приводит к нарушению условий подавления и увеличивает погрешность измерения сдвига фазы.

В настоящей работе для устранения указанного недостатка предлагается усложнить конструкцию фазочувствительной ЛБВ введением дополнительной секции, в результате чего появляется возможность компенсации изменения амплитуды исследуемого сигнала изменением разности фаз двух других сигналов, подаваемых на входы прибора. Проводятся теоретический анализ трехсекционной ЛБВ и расчет погрешности измерения фазы меняющегося по амплитуде исследуемого сигнала. Для сравнения даны расчеты погрешности измерения, даваемой двухсекционной ЛБВ при тех же изменениях амплитуды исследуемого сигнала.

**2. УСЛОВИЯ ПОДАВЛЕНИЯ ВЫХОДНОГО СИГНАЛА
В ТРЕХСЕКЦИОННОЙ ЛБВ**

Анализируемая схема приведена на рис. 1. Предполагается, что сигналы, подаваемые на входы прибора, имеют одну и ту же частоту.

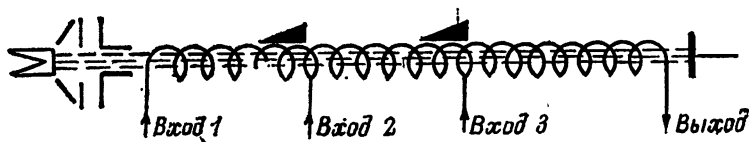


Рис. 1. Схема трехсекционной ЛБВ.

С помощью дисперсионного уравнения можно получить выражение для суммарного поля на выходе прибора в режиме слабых сигналов в следующем виде:

$$F(\xi) = F_{01} e^{-j\psi_1} G_1 e^{-j\varphi_1} + F_{02} e^{-j\psi_2} G_2 e^{-j\varphi_2} + F_{03} e^{-j\psi_3} G_3 e^{-j\varphi_3}.$$

Здесь F_{01} , F_{02} , F_{03} , ψ_1 , ψ_2 , ψ_3 — безразмерные амплитуды и начальные фазы сигналов на входах прибора;

$$G_1 e^{-j\varphi_1} = \sum_{i, j, k} \frac{\delta_i^2 + q_3}{(\delta_i - \delta_j)(\delta_i - \delta_n)} \left\{ \sum_{n, m, r} \frac{\delta_j \delta_k - \delta_j \delta_n - \delta_k \delta_n - q_3}{(\delta_n - \delta_m)(\delta_n - \delta_r)} e^{(\delta_n + j/C_2) \xi_2} \times \right. \\ \left. \times \left[\sum_{p, i, n, q} \frac{\delta_m \delta_r - \delta_m \delta_p - \delta_r \delta_p - q_2}{(\delta_p - \delta_h)(\delta_p - \delta_q)} e^{(\delta_p + j/C_1) \xi_1} \right] \right\} e^{\delta_i \xi_3},$$

$$G_2 e^{-j\varphi_2} = \sum_{i, j, k} \frac{\delta_i^2 + q_3}{(\delta_i - \delta_j)(\delta_i - \delta_k)} \left\{ \sum_{n, m, r} \frac{\delta_j \delta_k - \delta_j \delta_n - \delta_k \delta_n - q_3}{(\delta_n - \delta_m)(\delta_n - \delta_r)} e^{(\delta_n + j/C_2) \xi_2} \right\} e^{\delta_i \xi_3},$$

$$G_3 e^{-j\varphi_3} = \sum_{i, j, k} \frac{\delta_i^2 + q_3}{(\delta_i - \delta_j)(\delta_i - \delta_k)} e^{\delta_i \xi_3},$$

$G_1 e^{-j\varphi_1}$, $G_2 e^{-j\varphi_2}$, $G_3 e^{-j\varphi_3}$ — соответственно коэффициенты усиления всей лампы при $F_{02}=F_{03}=0$, второй и третьей секций вместе при $F_{01}=F_{03}=0$ и третьей секции прибора при $F_{01}=F_{02}=0$,

$\delta_p, \delta_h, \delta_q, \delta_n, \delta_m, \delta_r, \delta_i, \delta_j, \delta_k$ — корни дисперсионных уравнений, определяемые соответственно параметрами первой, второй и третьей секций,

q_2, q_3, C_2, C_3 — параметры пространственного заряда и усиления Пирса соответствующих секций,

ξ_1, ξ_2, ξ_3 — приведенные электрические длины соответствующих секций.

Как следует из выражения (1), полное поле в трехсекционной ЛБВ зависит от соотношения амплитуд и фаз трех входных сигналов и режима работы каждой из секций. Соответствующим выбором амплитуды и фазы входных сигналов можно получить полное подавление сигнала на выходе трехсекционной ЛБВ аналогично тому, как это делается в двухсекционном приборе [1].

Условия полного подавления выходного сигнала в трехсекционной ЛБВ можно получить, если приравнять нулю суммарное поле на выходе

прибора. После несложных преобразований эти условия будут выглядеть так:

$$F_{03d1p} = \frac{1}{G_3} \sqrt{F_{01}^2 G_1^2 + F_{02}^2 G_2^2 + 2F_{01}F_{02}G_1G_2 \cos(\varphi_1 + \varphi_1 - \varphi_2 - \varphi_2)}, \quad (2)$$

$$\psi_{3d1p} = \arctg \frac{F_{01}G_1 \sin(\psi_1 + \varphi_1) + F_{02}G_2 \sin(\psi_2 + \varphi_2)}{F_{01}G_1 \cos(\psi_1 + \varphi_1) + F_{02}G_2 \cos(\psi_2 + \varphi_2)} - \varphi_3. \quad (3)$$

Из соотношения (2) следует, что изменение амплитуды любого из входных сигналов приводит к нарушению амплитудного условия подавления. Это нарушение можно восстановить, подстраивая соответствующим образом разность фаз входных сигналов $(\psi_1 - \psi_2)$ или коэффициент усиления одной из секций.

3. КОМПЕНСАЦИЯ ИЗМЕНЕНИЯ АМПЛИТУДЫ ИССЛЕДУЕМОГО СИГНАЛА В ТРЕХСЕКЦИОННОЙ ЛБВ

Вид соотношения (2) упрощается, если амплитуды входных сигналов первой и второй секций удовлетворяют соотношению:

$$F_{01}G_1 \equiv F_{02}G_2. \quad (4)$$

Можно показать, что при выполнении соотношения (4) зависимость амплитудного условия подавления от разности фаз входных сигналов или коэффициентов усиления получается наиболее резкой и описывается следующим выражением:

$$F_{03d1p} = \frac{F_{02}G_2}{G_3} 2 \cos \frac{\psi_1 + \varphi_1 - \psi_2 - \varphi_2}{2}. \quad (5)$$

Формула (5) позволяет найти сдвиг фаз $\pm \Delta\psi$, необходимый для восстановления амплитудного условия подавления при изменении амплитуды исследуемого сигнала на некоторую величину $\pm \Delta F$. Этот сдвиг определяется соотношением:

$$\frac{F_{02} \pm \Delta F}{F_{02}} = \frac{\cos \theta_0}{\cos(\theta_0 \pm \frac{\Delta\psi}{2})}, \quad (6)$$

где θ_0 — начальный сдвиг фаз:

$$\theta_0 = \frac{\psi_{10} + \varphi_{10} - \psi_{20} - \varphi_{20}}{2}.$$

Использованное при выводе (5) и (6) выражение (4) является амплитудным условием полного подавления сигнала на выходе трехсекционной ЛБВ при нулевом входном сигнале третьей секции. Это условие можно реализовать, если исследуемый сигнал с меняющейся амплитудой подавать одновременно на входы первой и второй секций с соответствующим ослаблением.

Следует отметить, что при восстановлении амплитудного условия подавления изменением разности фаз входных сигналов или коэффициентов усиления меняется фаза поля, наводимого в третьей секции сгруппированным потоком. Это приводит к нарушению фазового условия подавления (3) и к появлению ошибки в измерении фазы. Согласно формуле (3), абсолютная величина ошибки в режиме, определяемом соотношением (4), составляет половину дополнительного сдвига фаз $\Delta\psi$, необходимого для восстановления амплитудного условия подавления.

Из формулы (6) видно, что значение $\Delta\psi$ и соответственно ошибка измерения фазы трехсекционной ЛБВ малы, если начальный сдвиг фаз θ_0 близок к $(2n+1)\pi$. При этих значениях начального сдвига фаз

и при малых изменениях амплитуды исследуемого сигнала величина $\Delta\psi$ зависит от величины ухода амплитуды исследуемого сигнала ΔF практически линейно.

Рассчитанные по формуле (6) зависимости ошибки измерения фазы $\delta\psi_x = \frac{\Delta\psi}{2}$ от начального сдвига фазы приведены на рис. 2.

Отношение $\frac{F_{02} \pm \Delta F}{F_{02}}$ полагалось

при расчетах равным ± 1 дб, что соответствует относительному изменению амплитуды исследуемого сигнала на $\pm 12,2\%$. Из рисунка видно, что начальный сдвиг фаз между сигналами первых двух секций действительно существенно

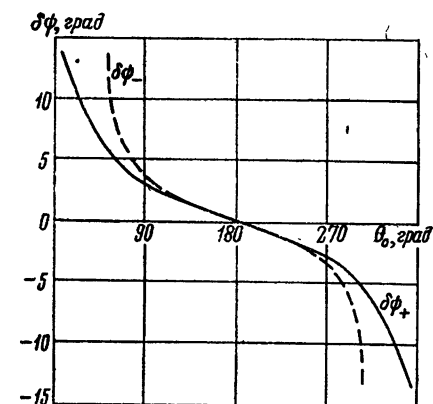


Рис. 2. Зависимость абсолютной погрешности измерения фазы трехсекционной ЛБВ от начального сдвига фаз, рассчитанная по формуле (6):

сплошная кривая — положительные значения, пунктир — отрицательные.

влияет на погрешность измерения фазы при рассматриваемом методе.

Следует подчеркнуть, что, при данном изменении амплитуды исследуемого сигнала и при заданном начальном сдвиге фаз θ_0 , абсолютная погрешность измерения не зависит от абсолютного значения измеряемого сдвига фаз ψ_x , а относительная погрешность уменьшается с ростом этого сдвига.

4. СРАВНЕНИЕ ТОЧНОСТЕЙ ИЗМЕРЕНИЯ СДВИГА ФАЗЫ ТРЕХ- И ДВУХСЕКЦИОННОЙ ЛБВ

Чтобы выяснить, дает ли какой-либо выигрыш в точности измерения фазы трехсекционная ЛБВ по сравнению с двухсекционной, необходи-

мо оценить погрешность измерений последней при тех же значениях изменения амплитуды исследуемого сигнала.

В двухсекционной фазочувствительной ЛБВ изменения амплитуды исследуемого сигнала приводят к нарушению амплитудного условия подавления и, следовательно, к изменению вида амплитудно-фазовой характеристики.

Естественно, что расчет сдвига фаз ψ_x , проводимый по градуировочной кривой, снятой при выполнении амплитудного условия подавления (кривая 1 рис. 3), будет давать значения ψ_x с некоторой ошибкой, так как при изменении амплитуды исследуемого сигнала выходной сигнал определяется другой градуировочной кривой (кривая 2, рис. 3). Величину ошибки $\pm \delta\psi_x$ можно определить из условия равенства амплитуд выходных сигналов при нарушенном за счет изменения амплитуды исследуемого сигнала условии подавления:

$$F_{\text{вых}}(F_{02} \pm \Delta F, \psi_x - \psi_3) = F_{\text{вых}}(F_{02}, \psi_x - \psi_3 \pm \delta\psi_x).$$

С учетом (1) последнее выражение перепишем так:

$$\cos(\psi_x - \psi_3 \pm \delta\psi_x) = -0,5 \frac{\Delta F^2}{F_{02}^2} \pm \frac{\Delta F}{F_{02}} + \frac{\Delta F}{F_{02}} \cos(\psi_x - \psi_3) + \cos(\psi_x - \psi_3). \quad (7)$$

На рис. 4 приведены рассчитанные по формуле (7) зависимости абсолютной $\delta\psi$ и относительной погрешности $\frac{\delta\psi}{\psi_x}(\%)$ от величины измеряемой фазы. Здесь же для сравнения построены аналогичные характеристики для трехсекционной ЛБВ, соответствующие начальному сдвигу фаз $\theta_0 = 170^\circ$.

В отличие от трехсекционной ЛБВ погрешности измерения фазы двухсекционной лампы, как абсолютная, так и относительная, сильно зависят от значения измеряемой фазы ψ_x .

Анализ кривых рис. 4 позволяет утверждать, что в трехсекционной ЛБВ можно достаточно эффективно подавлять паразитные изменения амплитуды исследуемого сигнала и тем самым значительно повысить точность измерения фазы ψ_x .

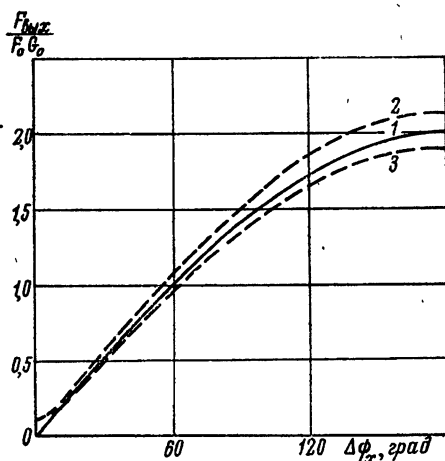


Рис. 3. Амплитудно-фазовые характеристики двухсекционной ЛБВ, взятые из работы [1]:

1 — выполнено амплитудное условие подавления, 2 — амплитуда входного сигнала больше необходимой для подавления, 3 — амплитуда входного сигнала меньше необходимой для подавления.

Следует отметить, что при работе с трехсекционной ЛБВ нет необходимости включать в схему измерителя разности фаз отдельный фазовращатель для изменения сдвига фаз сигналов, подаваемых на первый и второй входы лампы. Для изменения указанного сдвига фаз можно менять напряжение на замедляющей системе первой или второй секции трехсекционной ЛБВ. Легко показать, что аналогично двухсекционной ЛБВ в трехсекционной ЛБВ можно перестраивать фазу сгруппированного тока на выходе первой секции, практически не меняя глубину его модуляции, в довольно широких пределах изменяя напряжение замедляющей системы. В связи с вышесказанным схему измерителя фазы можно представить такой, какой она изображена на рис. 5.

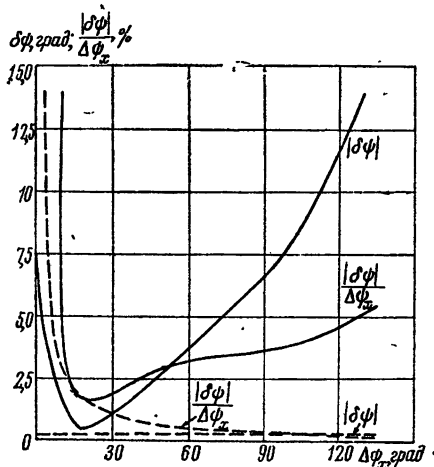


Рис. 4. Зависимости абсолютной $\delta\psi$ и относительной $\frac{\delta\psi}{\Delta\psi_x}$ погрешностей от величины измеряемой фазы $\Delta\psi_x$: сплошные кривые — для двухсекционной ЛБВ, пунктир — для трехсекционной ЛБВ.

Таким образом, проведенный выше анализ показал, что трехсекционная ЛБВ позволяет достаточно эффективно подавлять паразитные изменения амплитуды исследуемого сигнала и тем самым значительно повышать точность измерения фазы сигналов с меняющейся амплитудой.

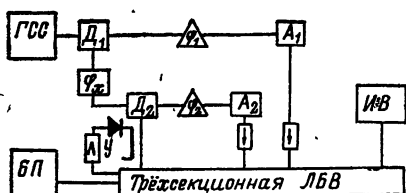


Рис. 5. Блок-схема экспериментальной установки измерения фазы СВЧ сигналов с меняющейся амплитудой:

ГСС — генератор стандартных сигналов, D_1 , D_2 — делители СВЧ напряжения, Φ_1 , Φ_2 — фазовращатели, Φ_x — устройство, сдвиг фазы выходного сигнала которого подлежит измерению, A_1 , A_2 — переменные аттенюаторы, БП — блоки питания ЛБВ, ИВ — индикатор выходного сигнала ЛБВ, У — устройство, детектирующее часть изменяющегося по амплитуде измеряемого сигнала и модулирующее напряжение на замедляющей системе ЛБВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Козлов Г. А., Цикин Б. Г. Фазочувствительная лампа бегущей волны. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып. 11, стр. 76—87.

Поступила в редакцию 28 января 1974 г.

ТЕХНОЛОГИЯ

УДК 666.775 : 621.3.032.21

Г. А. Семенов, А. Г. Рабодзей, Л. А. Крапивина

ВЛИЯНИЕ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ОПЕРАЦИЙ ПРИ ИЗГОТОВЛЕНИИ МПФС РАЗЪЕМНОГО ТИПА НА СВОЙСТВА КОЛЬЦЕВЫХ МАГНИТОВ ИЗ САМАРИЕВО-КОБАЛЬТОВОГО СПЛАВА

Приведены результаты исследования влияния раскалывания маркировки и размагничивания на свойства кольцевых магнитов из самариево-кобальтового сплава. После раскалывания кольцевых магнитов индукция в центре кольца необратимо уменьшается до 28%; величина относительной поперечной составляющей индукции увеличивается в 5—15 раз. Маркировка снижает индукцию до 8%, величина относительной поперечной составляющей индукции остается неизменной. После размагничивания магнитов (для подбора наименьшей разницы амплитудных значений индукции в МПФС) более чем на 40% величина относительной поперечной составляющей возрастает более чем в 4 раза. Повторное намагничивание магнитов полем $H \geq 23\,000$ э восстанавливает эти величины до первоначальных значений.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Для некоторых магнитных периодических (МПФС) применяются кольцевые магниты из сплава (сплав SmCo_5), состоящие из полуколец. Полукольца можно получить двумя способами: резкой электроискровым разрядом или раскалыванием. Способ резки электроискровым разрядом подробно описан в [1]. Способ раскалывания основан на быстром разогреве узкой зоны магнита под воздействием пропускаемого электрического тока (рис. 1). При резком разогреве зоны магнита 1, находящейся между контактами 2, возникают механические напряжения, вызывающие появление трещины, в результате чего магнит разделяется на два полукольца.

Резка магнитов электроискровым разрядом производится с большой точностью и сопровождается незначительным нагревом магнитов. Недостаток способа — высокая трудоем-

фокусирующих систем самариево-кобальтового

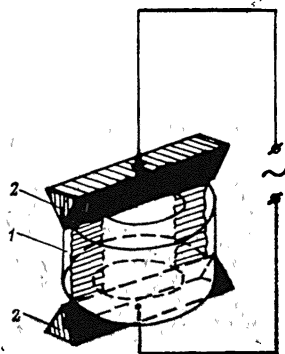


Рис. 1. Схема установки для раскалывания магнитов: 1 — кольцевой магнит, 2 — контакты.

кость операции (2—3 ч) и, следовательно, ее высокая стоимость. В собранном кольцевом магните получаются зазоры между полукольцами шириной до 80 мкм.

К преимуществам способа раскалывания относится малая продолжительность операции (1,5—2 мин) и значительно меньшие зазоры (~10—20 мкм) между полукольцами в собранном кольцевом магните. Недостаток способа — сильный нагрев магнитов и невозможность получения ровного края в месте соприкосновения. Перед резкой или раскалыванием на магниты наносятся номера в двух диаметрально противоположных местах торцевой или образующей поверхности. Нанесение номеров производится медным электрическим карандашом. При таком способе маркировки номер, нанесенный на магнит, хорошо сохраняется при всех последующих операциях, проводимых с магнитом. Однако в процессе маркировки магнит нагревается.

Известно, что при нагревании в магнитах происходят обратимые и необратимые изменения магнитных свойств. Обратимые изменения магнитных свойств характери-

зуются температурными коэффициентами намагниченности и коэрцитивной силы. На практике достаточно знать значение температурного коэффициента обратимых изменений индукции в центре кольца, чтобы определить поведение магнита при изменении температуры окружающей среды.

Необратимые изменения магнитных свойств происходят вследствие изменения структуры материалов (структурное старение) или необратимого уменьшения намагниченности под воздействием размагничивающего поля (магнитное старение). При наличии структурного старения после намагничивания до насыщения магнитные свойства магнитов не восстанавливаются до их первоначальных значений. Что касается магнитного старения, то величина его зависит от положения рабочей точки магнита на кривой размагничивания (рис. 2), магнитных свойств магнитов и температуры нагревания. У магнитов, подвергшихся магнитному старению, магнитные свойства восстанавливаются до первоначальных значений после намагничивания их до насыщения [2].

При нагревании магнитов из сплава SmCo_5 до температуры ~400°С наблюдается необратимое изменение магнитных свойств, обусловленное структурным старением; при более высокой температуре наблюдается структурное старение [3].

МПФС должна иметь заданное распределение амплитудных значений магнитной индукции вдоль оси системы. Для получения заданного распределения магнитной индукции при сборке системы применяется частичное размагничивание тех магнитов, которые создают амплитудное значение индукции на оси системы выше допустимого. Частичное размагничивание магнитов в этом случае осуществляется путем воздействия на магнит магнитного поля обратной полярности.

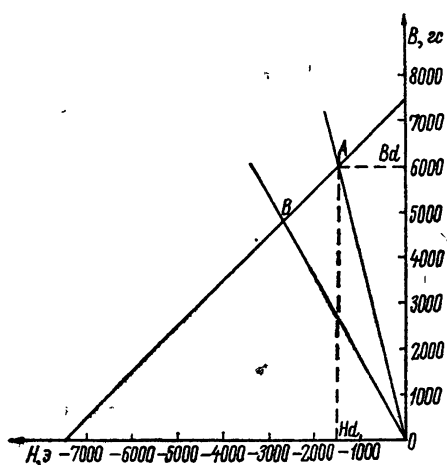


Рис. 2. Кривая размагничивания сплава SmCo_5 и рабочие точки исследуемых кольцевых магнитов:

А — рабочая точка магнита. $\phi_{\text{нар}} = 16 \text{ мМ}$, $\phi_{\text{вн}} = -12 \text{ мМ}$; $h = 5,0 \text{ мМ}$; В — рабочая точка магнита: $\phi_{\text{нар}} = 12 \text{ мМ}$; $\phi_{\text{вн}} = 5 \text{ мМ}$, $h = 2,5 \text{ мМ}$.

Целью данной работы являлось исследование влияния операций маркировки, резки электронисковым разрядом, раскалывания магнитов на индукцию в центре кольцевого магнита $B_{ц.к}$ и на величину относительной поперечной составляющей индукции $\beta_{\perp}$. Кроме того, исследовалось влияние частичного размагничивания на величину $\beta_{\perp}$ (величина $\beta_{\perp}$ характеризует неоднородность магнитных свойств магнита).

После намагничивания постоянным полем не менее 23 000 э или импульсным полем напряженностью до 60 000 э (длительность импульса 3 мксек) величина относительной поперечной составляющей индукции $\beta_{\perp}$ у магнитов из сплава SmCo_5 находится в пределах 0,5—3,5%, причем у 80% магнитов величина $\beta_{\perp}$ не превышает 2%. У магнитов из платино-кобальтового сплава $\beta_{\perp}$ достигает 20%, причем количество магнитов с $\beta_{\perp}$ не более 2,5% составляет около 25% [4]. Таким образом, магниты из самариево-кобальтового сплава, помимо высоких магнитных свойств и отсутствия в их химическом составе платины, отличаются более высокой однородностью магнитных свойств, чем магниты из платино-кобальтового сплава.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследовались кольцевые магниты с наружным диаметром 14 и 12 мм, внутренним диаметром 10 и 5 мм, высотой 5 и 2,5 мм соответственно. Магниты имели следующие магнитные свойства: остаточная индукция $B_r = 7400 \div 8200$ гс, коэрцитивная сила по индукции $BH_c = 6500 \div 8800$ э, коэрцитивная сила по намагниченности $JH_c = 16000 \div 31000$ э, максимальная магнитная энергия $(BH)_{\text{макс}} = (14 \div 16,5) \cdot 10^6$ гс · э. Магниты поставлялись заводом в намагниченном состоянии (первичное намагничивание).

У всех исследуемых магнитов до и после проведения технологических операций измерялись индукция в центре кольцевых магнитов с относительной погрешностью не более $\pm 3\%$ и величина относительной поперечной составляющей индукции с относительной погрешностью не более $\pm 5\%$. Поперечная составляющая измерялась на установке с датчиком Холла. Методика измерения ее описана в [4].

3. ВЛИЯНИЕ МАРКИРОВКИ

Измерения индукции $B_{ц.к}$ и $\beta_{\perp}$ до и после маркировки магнитов медным электрическим карандашом показали, что эта технологическая операция вызывает незначительное снижение индукции. Величина снижения индукции зависит от положения рабочей точки на кривой размагничивания, которое характеризуется отношением $\frac{B_d}{H_d}$ (рис. 2). Так, у магнитов с $\phi_{\text{нар}} = 16$ мм, $\phi_{\text{вн}} = 12$ мм, $h = 5$ мм, $\frac{B_d}{H_d} = 4,0$ (точка А, рис. 2) снижение индукции не превышает 4,5%, а у магнитов с $\phi_{\text{нар}} = 12$ мм, $\phi_{\text{вн}} = 5$ мм, $h = 2,5$ мм, $\frac{B_d}{H_d} = 1,8$ (точка В, рис. 2) снижение индукции доходит до 8%. Снижение индукции при маркировке обусловлено только магнитным старением. После намаг-

ничивания промаркированных магнитов индукция их полностью восстанавливается до первоначальной величины. Маркировка не оказывает влияния на величину $\beta_{\perp}$.

4. ВЛИЯНИЕ РЕЗКИ ЭЛЕКТРОИСКРОВОМ РАЗРЯДОМ И РАСКАЛЫВАНИЯ

Измерения индукции $B_{ц.к}$ и $\beta_{\perp}$ до и после операций резки электроискровым разрядом и раскалывания показали, что резка магнитов электроискровым разрядом не оказывает влияния на индукцию $B_{ц.к}$ и $\beta_{\perp}$.

Таблица 1
Влияние операции на индукцию в центре кольцевого магнита

Геометрические размеры, мм			$\frac{B_d}{H_d}$	Изменение индукции после раскалывания, %
$\phi_{нар}$	$\phi_{вн}$	h		
16	12	5	4	3,5—7,0
12	5	2,5	1,8	16—28*

* Измерения проводились Пустынниковой Л. А.

После раскалывания магнитов индукция их уменьшается (табл. 1). Величина снижения индукции зависит от положения рабочей точки на кривой размагничивания, т. е. от отношения $\frac{B_d}{H_d}$.

Различная величина снижения индукции магнитов с одинаковым отношением $\frac{B_d}{H_d}$ после раскалывания объясняется большим разбросом величины коэрцитивной силы по намагниченности JH_c у них. Известно, что именно эта характеристика определяет устойчивость магнитов к воздействию температуры: чем выше величина JH_c , тем меньше необратимое снижение индукции при изменении температуры окружающей среды [5].

Таблица 2

Влияние раскалывания и намагничивания на относительную поперечную составляющую индукции $\beta_{\perp}$

Номер образца	Относительная поперечная составляющая индукции $\beta_{\perp}$, %		
	до раскалывания	после раскалывания	после намагничивания полем $H=60000$ э
385	0,53	7,4	1,65
368	0,69	10,6	0,93
410	0,84	6,0	1,17
374	1,18	10,5	1,61
364	1,20	7,45	1,62
366	2,41	13,8	1,82

Снижение индукции у магнитов после раскалывания связано только с магнитным старением, так как после намагничивания собранных из полуколец магнитов индукция их восстанавливается до первоначального значения.

После раскалывания у магнитов увеличивается значение $\beta_{\perp}$ в 5—15 раз (табл. 2).

Увеличение $\beta_{\perp}$ объясняется тем, что при раскалывании магнит нагревается неравномерно. Наибольший нагрев наблюдается в местах приложения контактов. На этих участках происходит большее снижение индукции за счет магнитного старения. Это подтверждается измерением индукции на торцах магнитов. На участках, прилегающих к месту раскалывания, индукция резко уменьшается, а в отдельных случаях даже изменяется

ее полярность. После повторного намагничивания магнитов, собранных из полуколец, полем не менее 23 000 э той же полярности, что и при первичном намагничивании магнитов, величина $\beta_{\perp}$ уменьшается до значений, близких к первоначальному (табл. 2).

Отсюда следует, что после раскаливания собранные кольцевые магниты необходимо намагничивать магнитным полем не менее 23 000 э.

5. ВЛИЯНИЕ ОПЕРАЦИИ ЧАСТИЧНОГО РАЗМАГНИЧИВАНИЯ

После частичного размагничивания наблюдается повышение относительной поперечной составляющей индукции. Величина ее зависит от степени размагничивания магнита и не зависит от способа размагничивания (табл. 3). Степень размагничивания определялась, как отношение разности индукции в центре кольцевого магнита до и после размагничивания к индукции в центре кольцевого магнита до размагничивания.

Из табл. 3 видно, что существенное повышение величины $\beta_{\perp}$ (в 4 и более раза) наблюдается после размагничивания магнитов более чем на 40%.

Увеличение $\beta_{\perp}$ указывает на возрастание неоднородности магнитных свойств в объеме магнитов после размагничивания. Это связано с тем, что в магнитах, наряду с соединением SmCo_5 , могут образовываться химические соединения Sm_2Co_7 и $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$, отличающиеся по магнитным свойствам от соединения SmCo_5 . Эти соединения могут получаться при плавке сплава, спекании магнитов и неоптимальном режиме охлаждения магнитов после спекания [6, 7, 8, 9].

При размагничивании магнитов в полях 8 000—10 000 э (степень размагничивания до 30%) происходит частичная разориентация доменов во всем объеме магнита, приводящая к уменьшению индукции без существенного изменения относительной поперечной составляющей индукции $\beta_{\perp}$.

Размагничивание магнитов на 40% и больше производится в полях выше 14 000 э. В этом случае происходит размагничивание или перемагничивание в обратном направлении отдельных макроучастков магнита, имеющих значение коэрцитивной силы по намагниченности $H_c \leq 14 000$ э. При этом уменьшается не только индукция, но и увеличивается $\beta_{\perp}$.

Кроме того, при размоле сплава не все частицы порошка получают оптимальной величины [9, 10, 11]. Это также может быть причиной

Таблица 3
Влияние частичного размагничивания на относительную поперечную составляющую индукции $\beta_{\perp}$

Номер образ-ца	Снижение индукции после размагничивания, %	Относительная поперечная составляющая индукции $\beta_{\perp}$, %	
		до размагничивания	после размагничивания

Размагничивание в электромагните

830	76	1,33	9,60
410	43	1,17	6,42
385	31	1,65	1,72
829	10	1,75	1,94
826	7	1,60	1,66

Размагничивание на импульсной установке

228	81	0,90	9,0
659	56	1,84	7,2
872	37	1,30	2,5
877	27	1,18	1,6

повышения неоднородности магнитных свойств при размагничивании магнитов.

Следовательно, конструирование систем и разработка технологии их изготовления должны производиться таким образом, чтобы требуемая для подбора магнитов в системы степень размагничивания магнитов не превышала 40%.

6. ВЫВОДЫ

1. Резка магнитов на полукольца электроискровым разрядом не оказывает влияния на индукцию и относительную поперечную составляющую индукции кольцевых магнитов, собранных из полученных полуколец.

2. После раскалывания кольцевых магнитов на полукольца происходят снижение индукции до 28% за счет магнитного старения и увеличение относительной поперечной составляющей в 5—15 раз. После повторного намагничивания магнитов, собранных из полуколец, в магнитном поле напряженностью не менее 23 000 э индукция и β_1 восстанавливаются до первоначального значения.

3. После маркировки магнитов электрическим карандашом происходит снижение индукции до 8% за счет магнитного старения; после повторного намагничивания магнитов ее величина восстанавливается до первоначального значения. Маркировка не оказывает влияния на величину относительной поперечной составляющей магнитной индукции.

4. При частичном размагничивании магнитов более чем на 40% относительная поперечная составляющая индукции увеличивается в 4 и более раза.

Авторы благодарят Тимофеева А. Ф., Мусолину Л. Д., Нечепуренко И. С. за оказанную помощь при проведении экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лазаренко Б. Р., Лазаренко Н. И. Электроискровая обработка металлов. М.-Л., Госэнергоиздат, 1950.
2. Dietrich H. Contribution à l'étude de l'influence de la température sur les propriétés des matériaux pour aimants permanents. Cobalt, 1967, No 35, pp. 78—97.
3. Martin D. L., Benz M. G. Magnetization changes for cobalt-rare earth permanent magnet alloys when heated up to 650°C. IEEE Transaction on Magnetics, 1972, vol. MAG—8, No 1, pp. 35—41.
4. Рабодзей А. Г., Новокрещенова В. Б., Тимофеев А. И., Крапивина Л. А., Куранов А. А. Неоднородность магнитных свойств магнитов из платино-кобальтового сплава. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1973, вып. 7, стр. 90—97.
5. Das D. K. Characterization of samarium-cobalt TWT Magnets. IEEE Transactions on Magnetics 1971, vol. MAG—7, No 2, pp. 281—285.
6. Becker Joseph J. Technology development for transition metal rare earth high-performance magnetic materials. AFML—TR—71—31, 1971. General Electric Company, New York USA.
7. Benz M. G., Martin D. L. Cobalt-samarium permanent magnets prepared by liquid phase sintering. Appl. Phys. Let., 1970, vol. 15, p. 176.

8. Gerd Schäfer, Hermann Dietrich. Magnetisierungsvorgänge bei kobalt—seltenerden Dauermagneten. DEW—Technische Berichte, 1972, 12 Band, Hf. 4, S. 241—246.

9. Johnson R. E., Fellows C. J. Simplification du mode d'élaboration des aimants permanents cobalt—terres rares. Cobalt, 1971, No 53, pp. 191—196.

10. Becker Joseph J. Permanent magnets based on materials with high crystal anisotropy. IEEE Transactions on magnetics, 1968, vol. MAG—4, No 3, pp. 239—249.

11. Becker J. I. Rare-earth-compound permanent magnets. Journ. of Applied Physics, 1970, vol. 41, No 3, March, pp. 1055—1062

Поступила в редакцию 5 марта 1974 г.

НОВЫЕ КНИГИ

Б. А. МИНИН. СВЧ и безопасность человека. «Сов. радио», М., 1974, 352стр., 144 рис., 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.

УДК 666.593.7 : 621.385.6

А. М. Решетников, Р. А. Самохина, Г. А. Пáрилова, А. С. Трифонов

МЕТАЛЛИЗАЦИЯ АЛЮМООКСИДНОЙ КЕРАМИКИ ТИПА А-995

Разработан технологический процесс металлизации керамики типа А-995, используемый в производстве СВЧ приборов. Состав металлизационной пасты включает 70% Мо и 30% четырехкомпонентного (Al_2O_3 , SiO_2 , MnO , TiO_2) стекла СТ-1. Режимы термической обработки следующие: максимальная температура вжигания $1350 \pm 20^\circ\text{C}$, время выдержки 0,5 ч, подъем температуры и снижение 3 ч. Газовая среда — смесь газов $\text{N}_2 : \text{H}_2 = 2 : 1$.

Керамический материал типа А-995, изготовленный на основе чистых окислов, по своим свойствам приближающийся к свойствам сапфира, находит все более широкое применение в качестве сверхвысоко-частотных и высокотемпературных элементов электронных приборов. Вместе с тем, отсутствие в материале А-995 стекловидной фазы требует специального подхода к разработке металлизационных составов и технологических режимов металлизации.

В работе [1] указывалось, что при металлизации керамики А-995 с целью получения прочных и вакуумноплотных спаев в состав металлизационной пасты следует вводить такие добавки к молибдену, которые при вжигании образуют на границе керамика—металлизационный слой стекловидную или жидкую фазу. В работе [2] было показано, что не любые добавки к молибдену, образующие жидкую и стекловидную фазы, обеспечивают получение вакуумноплотных и термостойких спаев с керамикой А-995. Важно, чтобы вводимые добавки, образуя жидкую фазу, не расходовались бы в результате реакции с керамикой и испарения, а заполняли бы промежутки между зернами молибдена. В этом смысле марганец и борид молибдена, использованные в качестве добавок к молибдену в металлизационном составе $\text{Mo—Mn—Mo}_2\text{B}_5$ [3], не обеспечивали получение термостойких спаев. Термостойкость образцов, спаянных медью, после 10 термоциклов ($20\text{—}700\text{—}20^\circ\text{C}$ в среде водорода) не превышала 60—80%. Некоторые усовершенствования $\text{Mo—Mn—Mo}_2\text{B}_5$ состава покрытия путем введения в него добавки глазури БВ-22 несколько улучшили качество спаев. При пайке медью были достигнуты хорошие результаты: прочность 15 кг/мм^2 , термостойкость 100% после десяти термоциклов. При пайке медно-серебряным эвтектическим припоем (ПСр72В) высокой термостойкости в спаях получить не удалось; она составляла не более 60—70% и обуславлива-

лась значительной (40—50%) сквозной пористостью металлизационных слоев.

Последующий опыт работы с составом ПМБ-2 и исследования, проведенные ранее в работах [1, 2], позволили нам сформулировать основные требования, которым должны удовлетворять добавки к молибдену при выборе состава металлизационного покрытия. Эти требования сводятся к следующему.

1) В процессе вжигания добавки должны образовывать жидкую фазу.

2) Жидкая фаза должна обладать хорошей смачивающей способностью по отношению к молибдену и керамике.

3) Химическое взаимодействие жидкой фазы с керамикой не должно быть интенсивным — образующийся в результате взаимодействия с керамикой переходный слой должен быть тонким (5—6 мкм).

4) Необходимо, чтобы жидкая фаза кристаллизовалась в процессе вжигания в керамику металлизационных слоев на стадии охлаждения.

5) Количество жидкой фазы должно быть таким, чтобы она заполняла все промежутки между частицами молибдена, обеспечивая тем самым вакуумную плотность металлизационного слоя и прочную связь его с керамикой.

Исходя из этих требований была разработана новая металлизационная паста (ПСТ-1) для металлизации керамики А-995. В качестве добавки было использовано алюмомарганцевое стекло, близкое по составу к межмолибденовой прослойке, образующейся при металлизации керамики 22ХС молибдено-марганцевой пастой. Стекла близкого состава были рекомендованы в качестве добавки к молибдену в работе [4]. Однако, как показали эксперименты, применение этого стекла в составе металлизационной пасты не во всех случаях является удовлетворительным. При достаточно хорошей термостойкости прочность спаев, паянных припоями медь МОб и ПСр72В, не превышает 11,5 кг/мм². Кроме того, при пайке медью припой почти полностью вытесняет стекло (межмолибденовую прослойку) из металлизационного покрытия.

В связи с этим применять стекло указанного состава в технологической практике мы сочли нецелесообразным. Было решено ввести в состав стекла еще один окисел, который бы способствовал кристаллизации стекла в металлизационном слое в процессе вжигания и улучшил бы адгезию к частицам молибдена. В качестве такой добавки была использована двуокись титана TiO_2 в количестве от 0,5 до 2%. Изменение количества двуокиси титана в указанных пределах в составе стекла незначительно сказывается на свойствах спаев (табл. 1). Наиболее высокие значения прочности и термостойкости спаев были получены для 1% TiO_2 . Это количество было принято при разработке технологического процесса металлизации керамики типа А-995. Наличие двуокиси титана в стекле способствует его кристаллизации при вжигании металлизационного слоя в керамику. В процессе кристаллизации в стекле выпадают кристаллы алюмомарганцевой шпинели ($MnAl_2O_4$) и тефрита ($MnSiO_4$), которые фиксируются рентгенографически (рис. 1). При металлизации керамики пастой ПСТ-1 образуется тонкий (не более 5—6 мкм) переходный (шпинельный) слой (рис.

Таблица 1

Механическая прочность и термостойкость образцов-спаев керамики А-995 в зависимости от содержания TiO_2 в стекло-добавке

Содержание TiO_2 в стекле, вес. %	Припой Си		Припой ПСр72В	
	Механическая прочность спаев на изгиб, $\sigma_{\text{изг}}$, кг/мм ²	Количество вакуумноплотных спаев после 10 термоциклов, %	Механическая прочность спаев на изгиб, $\sigma_{\text{изг}}$, кг/мм ²	Количество вакуумноплотных спаев после 10 термоциклов, %
0	11,4	100	11,5	100
0,5	11,5	93	15,0	100
1,0	17,6	100	16,0	100
1,5	13,8	63	14,2	100
2,0	10,9	38	16,0	92

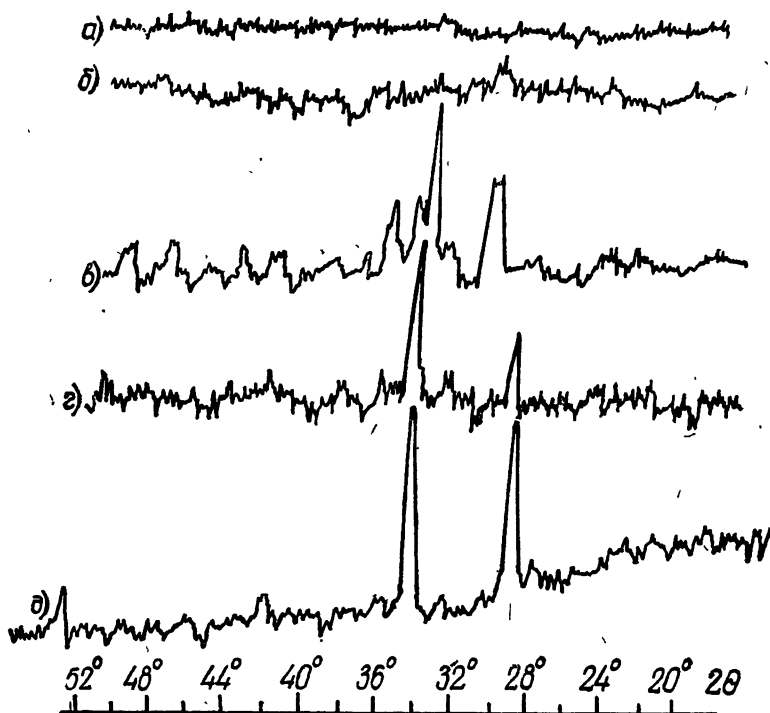


Рис. 1. Рентгенограммы алюмомарганцевого стекла:

а) стекло без добавки TiO_2 , б) стекло с добавкой 1% TiO_2 , в) стекло с добавкой 1% TiO_2 , отожженное при 1000° С, г) стекло с добавкой 1% TiO_2 , отожженное при 1350° С, д) межмолибденовое вещество.

2,а), так как MnO находится в стекле в связанном состоянии. При металлизации пастой ПМТ, в которой окислы MnO , SiO_2 и TiO_2 до вжигания находятся в свободном состоянии, толщина образующегося переходного слоя составляет 15—20 мкм (рис. 2,б).

При отработке состава пасты важно было определить количество вводимого стекла.

При температуре вжигания ($1350^\circ C$) молибденовые порошки обычно спекаются до 60—70% плотности. Для достижения вакуумной плотности металлизационных слоев необходимо, чтобы межмолибденовое пространство (30—40 об. %) было занято добавкой стекла. Поскольку в процессе вжигания стеклодобавки реагируют с керамикой и частично испаряются, то для экспериментального определения оптимального количества вводимого стекла были проведены следующие опыты. Образцы, металлизированные пастами, содержащими 10, 20, 30, 40, 50 вес. % или 25, 43, 56, 67, 75 об. %) стекла СТ-1, соединялись друг с другом термокомпрессионным способом [5] через медную прокладку. Вакуумная плотность сваренных образцов контролировалась на гелиевом теческисателе ПТИ-7. При таком способе соединения исключалось проникновение припоя в металлизационный слой, а вакуумная плотность сварного шва характеризовала также и вакуумную плотность слоя металлизации. Эксперименты показали, что металлизационные слои из паст с содержанием до 20 вес. % стекла СТ-1 (43 об. %) являются невакуумноплотными. Тридцать весовых процентов стекла (56 об. %) в составе металлизационного слоя обеспечивают получение вакуумноплотных спаев (табл. 2).

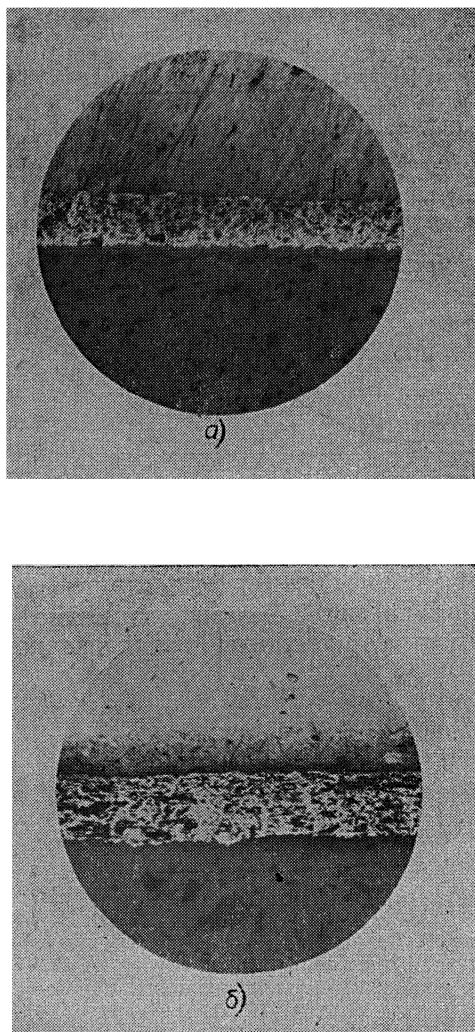


Рис. 2. Микрофотография аншлифов спаев керамики А-995, металлизированной составами ПСТ-1 (а) и ПМТ (б).

Большее количество стекла в составе металлизационного покрытия по сравнению с расчетным (30—70 об. %) является нежелательным, так как в этом случае в процессе вжигания наблюдается пузырение металлизационного слоя. Природа этого явления аналогична пузырению

Таблица 2

Зависимость механической прочности спаев керамики А-995 от количества стекла в металлизационной пасте

Количество стекла в пасте		Механическая прочность спаев на изгиб, кг/мм ²
вес. %	об. %	
10	25	12,0
20	43	17,8
30	56	17,7
40	67	21,3
50	75	21,3

ПРИМЕЧАНИЕ. После вжигания наблюдается пузырение металлизационного покрытия на образцах, металлизированных пастами с содержанием стекла 40 и 50 вес. %.

заны на рис. 3. Из рисунка видно, что прочность спаев практически не зависит от толщины металлизационного слоя (в пределах исследованных толщин 20—80 мкм).

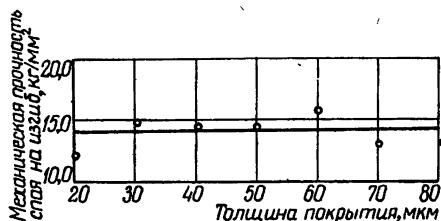


Рис. 3. Зависимость механической прочности образцов-спаев керамики А-995 от толщины металлизационного покрытия ПСТ-1.

металлизационных слоев на подложках из керамики А-995 и металлического молибдена (определялся процент усадки покрытия в зависимости от температуры вжигания, рис. 4). Как видно из рисунка, наиболее интенсивный процесс усадки слоя наблюдается при температуре 1250°С, что обуславливается жидкофазным спеканием частиц стекла СТ-1. Частицы молибдена до этой температуры разобщены и спекание их до 1250°С практически не происходит. Поэтому при определении оптимальной температуры вжигания исследования были проведены в температурном интервале 1250—1450°С. Результаты этих исследова-

глазурных или стеклоэмалевых покрытий, наблюдающемуся при их оплавлении.

Большой объем стеклодобавки в составе пасты по сравнению с расчетным, необходимый для получения вакуумноплотных спаев, обусловлен тем, что часть стекла ($\frac{1}{3}$ объема) после вжигания располагается на границе керамика — металлизационный слой, и только $\frac{2}{3}$ объема стекла заполняют поры между зернами молибдена.

Для отработки технологического процесса металлизации керамики необходимо было также выяснить влияние толщины металлизационных слоев и температуры вжигания на прочность и термостойкость спаев.

Результаты изучения влияния толщины металлизационных слоев на механическую прочность спаев показаны на рис. 3. Из рисунка видно, что прочность спаев практически не зависит от толщины металлизационного слоя (в пределах исследованных толщин 20—80 мкм).

Для практических целей удобнее использовать толщины покрытий 55—65 мкм, так как после вжигания толщина слоя оказывается такой же, как и в случае Мо—Мп металлизационного покрытия на керамике 22ХС (одинаковые размеры на керамических деталях под металлизацию).

При выборе оптимальной температуры вжигания пасты ПСТ-1 были использованы результаты исследования процесса спекания ме-

ний приводятся в табл. 3, из которой видно, что наиболее высокая прочность и термостойкость достигаются при температуре вжигания слоев 1350—1450°С. В производственных условиях удобно было использовать тот же режим вжигания, который применяется в печи ПВТ-6 при металлизации керамики 22ХС, т. е. температуру вжигания 1350—1370°С.

Вжигание пасты ПСТ-1 как в сухих (т. р. $-20 \div -25^\circ\text{C}$), так и в увлажненных (т. р. $+25 \div +30^\circ\text{C}$) газовых средах дает примерно одинаковые результаты по прочности и термостойкости спаев. Пайка различными твердыми припоями дает хорошие результаты, которые можно видеть в табл. 4.

Таким образом, для металлизации керамики типа А-995 разработаны состав пасты и технологический процесс металлизации.

Состав пасты: Мо — 70 вес.%, стекло СТ-1 — 30 вес. %	
Температура вжигания	1350 + 20°С
Время подъема температуры	1,54 ч
Время охлаждения	1,5 ч
Время выдержки при максимальной температуре	0,5 ч
Газовая среда	смесь газов $\text{N}_2 : \text{H}_2 = 2 : 1$ с увлажнением или без увлажнения
Толщина металлизационного покрытия	55—65 мкм

Таблица 3

Механическая прочность и термостойкость спаев керамики А-995 в зависимости от температуры вжигания металлизационного покрытия состава ПСТ-1

Температура вжигания, °С	Механическая прочность $\sigma_{\text{изг.}}$, кг/мм ²	Количество вакуумноплотных спаев после 10 термоциклов, %
1250	11,3	83
1300	16,7	73
1350	17,7	100
1400	16,0	92
1450	16,0	100

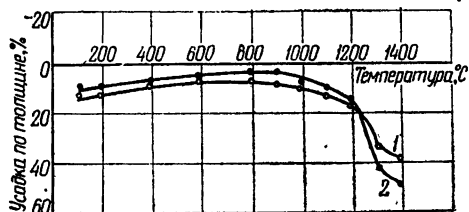


Рис. 4. Зависимость усадки металлизационного покрытия ПСТ-1 на керамике А-995 от температуры вжигания:

1 — влажный формирующий газ (температура точки росы $+25^\circ\text{C}$), 2 — сухой водород (температура точки росы -25°C).

Таблица 4

Механическая прочность и термостойкость спаев керамики А-995 с металлами. Керамика металлизирована пастой ПСТ-1

Марка припоя	Механическая прочность спаев на изгиб $\sigma_{\text{изг.}}$, кг/мм ²	Количество вакуумноплотных спаев после 10 термоциклов, %
Медь МО6	17,0	100
Медно-серебряный ПСр72В	16,0	100
Медно-золотой ПзЛ35М	18,2	100
Медно-германиевый № 432	22,4	100
Медно-германиевый № 439	19,8	100

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Самохина Р. А., Решетников А. М. Миграция стеклофазы высокоглиноземистых керамических материалов в металлизационный слой и разработка составов паст с учетом этого явления. Труды конференции по электронной технике, вып. 1, 1966, стр. 41—50.
2. Решетников А. М., Самохина Р. А., Кускова В. С. Металлизация алюмооксидной керамики А-995, ч. I. «Электронная техника», серия 14, «Материалы» (неорганические диэлектрики), 1970, вып. 7, стр. 51—71.
3. Батыгин В. Н., Котюргина О. А. Алюмооксидная керамика А-995 и ее спай с металлами. «Электронная техника», серия 14, «Материалы» (неорганические диэлектрики), 1968, вып. 7 (15), стр. 62—72.
4. Fulrath R. M., Hollar E. L. Manganese glassmolybdenum metallizing ceramics. Amer. Ceram. Soc. Bull., 1968, No 47, vol. 5, p. 493.
5. Метелкин И. И., Макаркин А. Я., Павлова М. А. Технология сварки керамики с металлами термокомпрессионным способом. Труды конференций по электронной технике, 1966, № 1, стр. 156—165.

Поступила в редакцию 23 апреля 1974 г.

═══════ НОВЫЕ КНИГИ ═══════

В. И. СТРИХА. Теоретические основы работы контакта металл-полупроводник. «Наукова думка», Киев, 1974, 263 стр., илл., библи.

В монографии изложены основы теории контакта металл—полупроводник, в которой учтены наличие диэлектрического зазора между металлом и полупроводником, а также поверхностные электронные состояния контакта. Рассматриваются вольтамперные характеристики, эквивалентная схема, фотоэлектрические и шумовые свойства контакта. При этом учитываются туннельный эффект, силы изображения, нарушение функции распределения проходящим током и т.п. Особое внимание уделяется контактам с барьером Шоттки и омическим контактам. Основные выводы теории сравниваются с экспериментальными результатами. Изложенная теория применима также и для структур металл—тонкий диэлектрик—полупроводник.

ПРОИЗВОДСТВЕННО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ОПЫТ

УДК 621.3.019.3

М. Ф. Воскобойник

НАДЕЖНОСТЬ РАБОТЫ ПРИБОРОВ В ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ

Разработчикам импульсных ЭВП СВЧ известны случаи неудовлетворительного поведения этих приборов при большой частоте следования импульсов. Отдельные их узлы, стойко выдерживающие приложение большого постоянного или импульсного напряжения малой частоты следования, начинают коронировать и пробиваться при переходе к импульсному режиму с большей частотой следования импульсов.

На рис. 1 изображена конструкция катодной ножки импульсного магнетрона. Слой металлизации на вакуумной стороне керамического цилиндра выполнял роль электростатического экрана. Такая конструкция удовлетворительно работала при импульсном напряжении с длительностью импульсов 10 мксек, но при переходе в режим коротких частых импульсов (при сохранении скважности) быстро разрушалась из-за разогрева слоя металлизации и растрескивания керамики*).

На рис. 2 представлена конструкция ножки импульсного клистрона. Ввод управляющего напряжения нормально выдерживал постоянное отрицательное напряжение смещения в несколько киловольт, но в некоторых случаях (после не-

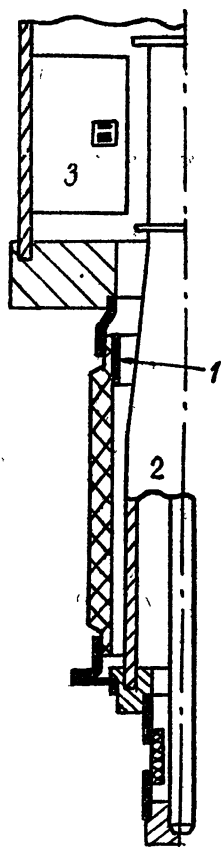


Рис. 1. Схема конструкции катодной ножки магнетрона:

1 — металлизация на керамическом цилиндре, 2 — вывод катода, 3 — анод.

* Указанное явление наблюдалось Л. Г. Некрасовым.

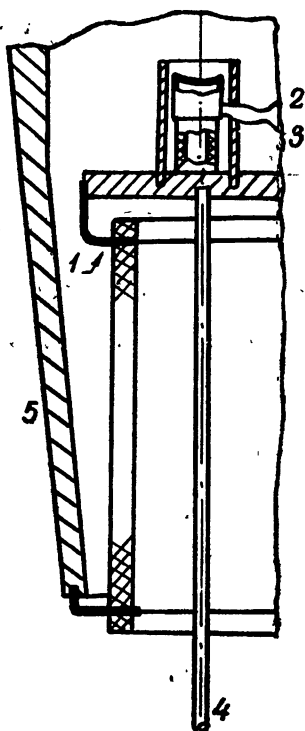


Рис. 2. Схема конструкции катодной ножки клистрона:

1 — кольцевой спай с керамикой, 2 — вывод катода, 3 — вывод накала, 4 — вывод управляющего электрода, 5 — корпус.

скольких часов или десятков часов работы при подаче положительных управляющих импульсов с частотой следования порядка 100 кГц) начал пробиваться. После этого пробой возникали даже при значительном уменьшении амплитуды импульсов и частоты их следования. В процессе обследования таких приборов обнаруживались следы распыления припоя в окрестности спаев 1 (см. рис. 2), хотя температура спаев во время работы не превышала 180°С и следов пробоя на близлежащем участке корпуса не было замечено.

Причину этих явлений может иллюстрировать следующий при-

мер. На рис. 3 изображен в увеличенном масштабе промежуток между двумя электродами, нанесенны-

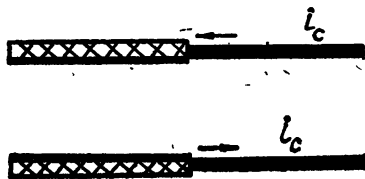


Рис. 3. Конденсаторный промежуток, образованный пленкой металла на диэлектрических пластинах.

ми на керамические пластины, который выдерживает постоянное напряжение требуемой величины.

Предположим, что к промежутку подводится импульсное напряжение. В этом случае через него в моменты нарастания и спада импульса напряжения потечет ток i_c — заря-

да и разряда. Так как $i_c = C \frac{dU_c}{dt}$

(C — емкость промежутка, U_c — напряжение на нем), то при крутых фронтах импульса величина тока i_c может быть значительной даже при небольших величинах емкости промежутка (в случае $C=10$ пф, $\frac{dU_c}{dt} = 500$ кв/мксек, $i_c = 5$ а). Ток

i_c , протекая по поверхности электродов, может вызвать их нагрев. При больших токах перезаряда, частотах следования импульсов и значительных протяженностях тонкого слоя металлизации слой разогреется до высокой температуры, произойдет газовыделение и пробой. Это явление наблюдалось в вышеприведенном примере (см. рис. 1).

При меньших значениях тока перезаряда и частоты следования импульсов средняя температура металлизации будет не столь большой, но тепловые удары в течение импульса могут привести к растрескиванию и отслаиванию отдельных

участков металлизации и затем уже к пробоям как из-за искрений на тонких трещинах металлизации, так и вследствие возрастания температуры на отслоившихся участках. Последнее явление, вероятно, имело место в конструкции, показанной на рис. 2. Тонкая пленка металла в окрестностях спаев *1* могла напыляться как во время пайки, так и в процессе работы прибора.

Те же «усталостные» явления могут наблюдаться и на тонких остриях припоя в спае, через который в процессе работы прибора проходят интенсивные токи перезаряда.

Из изложенного следует, что при конструировании и изготовлении импульсных приборов, предназначенных для работы при большой частоте следования импульсов и

большой крутизне их фронтов, необходимо избегать нанесения тонких пленок на диэлектрик (металлизация, напыление), по которым во время работы прибора могут протекать емкостные токи перезаряда. Целесообразно также увеличивать промежутки, к которым прикладываются импульсные напряжения. В трудных случаях рекомендуется переходить к диффузионной сварке керамики с металлом, чтобы избежать напылений припоя, неизбежных при пайке.

Автор благодарит В. Ф. Коваленко за замечания, высказанные при обсуждении рукописи.

*Поступила в редакцию 24 декабря 1973 г.,
после переработки — 15 мая 1974 г.*

УДК 621.365.52

П. В. Бацев, А. С. Зусмановский, Л. Ф. Михайлов

ПРОМЫШЛЕННАЯ СВЧ ПЕЧЬ ДЛЯ ГРУППОВОЙ ОБРАБОТКИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

Применение камерных СВЧ печей (называемых также печами групповой обработки) в промышленности позволяет коренным образом усовершенствовать технологию производства многих диэлектрических материалов.

Зарубежными фирмами созданы и применены в промышленности СВЧ печи групповой обработки [1]. Так, английская фирма Rotax выпустила серию СВЧ печей

MH/1500-MH/4500 с мощностью от 1,5 до 4,5 кВт, предназначенных для предварительного нагрева заготовок резиновых изделий перед вулканизацией.

Фирма Toshiba (Япония) выпускает мощную (12 кВт) СВЧ печь типа ТМВ 9207 для обработки химических продуктов. Эти печи снабжены вращающимися столами, способствующими повышению равно-

мерности нагрева материала по объему.

Английские печи имеют поднимающуюся дверь типа заслонки в направляющих, японская — обычные двустворчатые двери с замком и блокировкой.

Источник питания печей фирмы Rotax расположен в одном корпусе с рабочей камерой, у японской печи, имеющей очень большие габариты, блок питания представляет собой самостоятельный блок.

Названные печи обладают, по нашему мнению, следующими недостатками:

- невысокая равномерность нагрева из-за использования одиночного ввода энергии с диссектором (применение подвижного стола не может полностью устранить неравномерность),

- высокий уровень утечки СВЧ энергии,

- неудобство загрузки и выгрузки материала,

- отсутствие системы подачи в камеру горячего воздуха и недостаточно эффективный отсос газов,

- отсутствие систем плавного регулирования мощности в широких пределах и возможности управления режимом нагрева по заданной программе.

В настоящем сообщении описывается промышленная СВЧ печь камерного типа мощностью 10 кВт.

Стремление избежать указанных недостатков определило конструктивные особенности разработанной печи, общий вид которой показан на рис. 1, а блок-схема — на рис. 2. Печь состоит из следующих основных узлов: рабочей камеры, четырех блоков питания, четырех СВЧ блоков, механизма подъема нижней плиты, механизма перемещения стола, калорифера и корпуса печи с панелью управления.

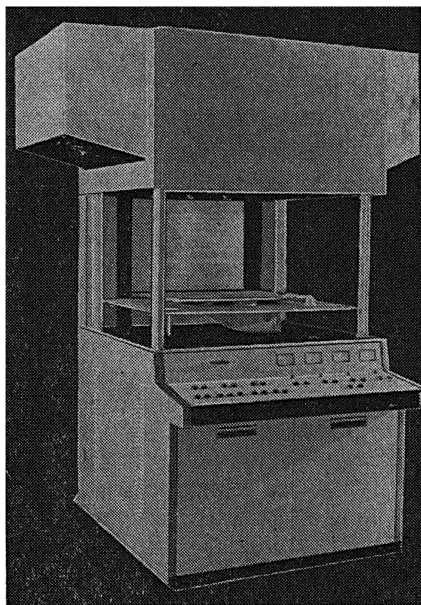


Рис. 1. Внешний вид печи.

На верхней и двух боковых стенках рабочей камеры, размеры которой выбирались в соответствии с методикой, описанной в [2], расположены четыре многощелевых волноводных ввода энергии, связанных с четырьмя СВЧ головками. Обе пары вводов, будучи взаимно перпендикулярными, обеспечивают существование в рабочей камере колебаний с взаимно перпендикулярными плоскостями поляризации, что в сочетании с распределенным возбуждением камеры повышает равномерность нагрева и уменьшает связь между щелями системы возбуждения.

Рабочая камера представляет собой прямоугольный каркас, сваренный из уголков и герметично обшитый по внутренней поверхности листовой нержавеющей сталью.

Питающие волноводы из нержавеющей стали (45×90 мм) прива-

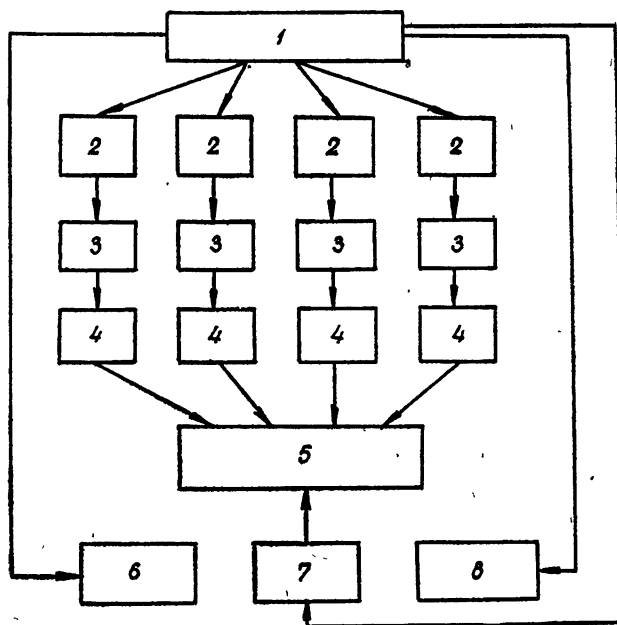


Рис. 2. Блок-схема печи:

1 — пульт управления, 2 — блок питания модуля, 3 — СВЧ блок модуля, 4 — система возбуждения, 5 — рабочая камера печи, 6 — механизм подъема нижней стенки камеры, 7 — калорифер, 8 — механизм перемещения рабочего стола.

рены к передней и задней стенкам камеры (2 волновода) и к верхней стенке камеры (2 волновода). Щели связи волноводов с камерой (по 8 щелей в каждом волноводе) выполнены непосредственно в стенках камеры.

По периметру нижней части камеры располагаются запредельные трубки для подачи в камеру горячего воздуха. На верхней стенке камеры предусмотрен прямоугольный экранированный канал для крепления шибера, обеспечивающего выпуск воздуха и газов из камеры. Чтобы исключить попадание в волноводы газообразных продуктов, выделяющихся при нагреве материалов, в торцы каждого волновода подается часть горячего воздуха из общего канала, а выводы энергии

магнетрона защищены диэлектрическими вкладышами.

Нижняя стенка рабочей камеры, на которой расположен рабочий стол, сделана подвижной и имеет электромеханический привод подъема-опускания. Такое конструктивное решение позволило обеспечить легкий доступ к рабочему столу, так как обе боковые стороны печи могут быть использованы для загрузки и выгрузки обрабатываемых деталей. Высота рабочего стола при нижнем положении плиты составляет 1200 мм.

Рабочий стол, имеющий размеры 750×600×15 мм, с помощью электромеханической системы передачи может совершать плоскопараллельное движение по сложной

траектории, что значительно повышает равномерность нагрева загруженного материала.

Предусмотрен сменный стол, совершающий простое круговое движение.

По периметру нижней плиты располагается четвертьволновая ловушка, представляющая собой замкнутый короб сложной формы, выполненный из листовой нержавеющей стали. За ловушкой по периметру плиты расположены две параллельные канавки, в которые уложены контактные элементы, выполненные в виде упругих резиновых жгутов в металлической оплетке. При подъеме плиты жгуты входят в соответствующие канавки нижней плоскости рабочей камеры и перекрывают возможные пути утечки СВЧ энергии, просачивающейся через четвертьволновую ловушку. Окончательно энергия утечки улавливается окружающими плитку по внешнему контуру блоками твердого поглотителя типа М51.

Калорифер с центробежным вентилятором расположен в нижней части установки. Предусмотрена возможность регулирования его мощности в пределах от 1 до 7 кВт.

Заслонка шиберы камеры открывается с помощью электромагнита, управляемого с пульта управления печью.

СВЧ блок представляет собой прямоугольный корпус с размерами $230 \times 250 \times 350$ мм, в котором расположен магнетрон М571 с электромагнитом, накальный трансформатор и система воздушного охлаждения. В боковых стенках корпуса расположены вывод энергии (45×90 мм) со стандартным фланцем, разъемы для подключения питания и штуцеры системы охлаждения магнетрона.

Четыре СВЧ блока подключаются к волноводам непосредственно

на рабочей камере и поддерживаются специальными кронштейнами.

Блок питания вместе с СВЧ блоком образует СВЧ модуль на магнетроне М571, предназначенный для питания СВЧ нагревательных установок промышленного применения различных типов. Максимальная СВЧ мощность модуля 2,5 кВт. Модуль снабжен тиристорным регулятором и блоком автоматического управления, позволяющими регулировать выходную мощность генератора в широких пределах, стабилизировать ее при колебаниях напряжения сети и управлять режимами нагрева по заданной программе. Конструкция и принцип действия СВЧ модуля подробно описаны в [3].

Корпус печи представляет собой каркас, обшитый объемными панелями и имеющий четыре двери, открывающие доступ к основным узлам, расположенным внутри печи.

Внутри нижней части каркаса располагаются механизм подъема, блоки питания, центробежный вентилятор для подачи воздуха в калорифер, элементы коммутации, реле программного управления работой СВЧ модулей.

Рабочая камера закреплена на четырех вертикальных стойках, соединенных с нижней частью каркаса. Передняя стенка каркаса переходит в наклонную панель управления, на которой расположены все оперативные элементы управления печью и стрелочные приборы индикации уровней мощности СВЧ блоков, устанавливаемых независимо для каждого блока с помощью ручек управления, введенных на панель.

Большая мощность, возможность управлять режимами нагрева, малая занимаемая площадь, простота управления и технического обслуживания позволяют применять промышленную СВЧ печь групповой обработки диэлектриче-

ских материалов для интенсификации производственных процессов во многих отраслях промышленности.

Основные технические характеристики СВЧ печи.

Рабочая частота	2375 Мгц $\pm 2\%$
Максимальная СВЧ мощность	10 кВт
Максимальная потребляемая мощность	30 кВт
Питание печи от 3-фазной сети 380/220 в	50 гц
Мощность калориферов	1+2+4 кВт
Количество генераторов модульного типа	4
Пределы регулирования мощности каждого генератора	0,5—2,5 кВт
Расход воды	8—10 л/мин
Габариты рабочей камеры	750×600×600 мм

Авторы выражают благодарность Р. А. Бубнову, принявшему участие в художественном конструировании печи.

В настоящее время описанная СВЧ печь успешно применяется для исследований повышения эффективности технологических процессов в резиновой промышленности за счет предварительного объемного разогрева изделий перед их вулканизацией в прессах.

Проведены также успешные эксперименты по использованию печи в пищевой промышленности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. The Journal of Microwave Power, 1971, vol. 6, No 3, p. 193.
2. Зусмановский А. С., Лейбин Ю. В. Расчет и конструирование прямоугольных резонаторных камер. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1968, вып. 6.
3. Бацев П. В., Зусмановский А. С. СВЧ модуль промышленного применения с электронной системой регулирования мощности. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1974, вып. 8.

Поступила в редакцию 4 мая 1974 г.

НОВЫЕ КНИГИ

Н. М. НАУМОВ, П. Г. МИКЛЯЕВ. Резистометрический неразрушающий контроль деформируемых алюминиевых сплавов. «Металлургия», М., 1974, 200 стр., 127 рис., библи. — 70 назв.

Изложены теоретические и экспериментальные основы резистометрического неразрушающего метода контроля. Рассмотрено влияние химического состава, деформации и термической обработки на электропроводность. Показана корреляция между электропроводностью и механическими свойствами алюминиевых сплавов. Приведены результаты исследований анизотропии электропроводности прессованных изделий из алюминиевых сплавов. Описаны способы неразрушающего контроля структуры и свойств деформируемых алюминиевых сплавов.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 621.375.142

А. Н. Гордеев, О. И. Сенатов

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ
В МОДЕЛИ РАСПРЕДЕЛЕННОГО УСИЛИТЕЛЯ

При разработке и использовании электронных СВЧ приборов приходится сталкиваться с проблемой множественности генерируемых ими частот [1]. Так как строгое теоретическое исследование многочастотных колебаний в некоторых типах приборов связано со значительными трудностями, известный интерес представляет использование модели распределенного усилителя с n степенями свободы [2]. Такая модель применима для исследования процессов возбуждения и подавления нежелательных видов колебаний в усилителях М-типа с поперечным взаимодействием.

На рис. 1 представлена электрическая схема, состоящая из n контуров, связанных через взаимные индуктивности M . Индук-

$$V_k = -L \frac{di_k}{dt} + M \frac{di_{k+1}}{dt}, \quad (1)$$

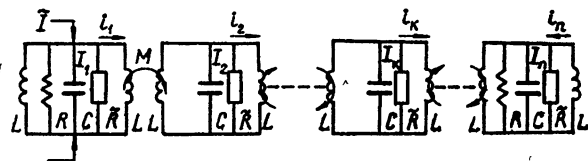
$$k = 1, 2, \dots, n-1,$$

$$V_n = +L \frac{di_n}{dt},$$

где i_k — токи через контура,
 α, β — постоянные величины.

Через первый контур задан внешний ток $\tilde{I}$, выполняющий в модели роль входного сигнала

$$\tilde{I} = I_0 \cos \omega_c t. \quad (2)$$

Рис. 1. Электрическая схема с n степенями свободы.

тивности L и емкости C всех контуров идентичны; R — нелинейные сопротивления, через которые протекают токи I_k ; R — активные сопротивления. В дальнейшем ограничимся двумя членами разложения тока по степеням напряжения:

$$I_{k'} = -\alpha V_{k'} + \beta V_{k'}^3,$$

$$k' = 1, 2, \dots, n,$$

Вводим следующие обозначения:

$$\kappa = \frac{M}{2L}; \quad \delta = \frac{1}{2RC}; \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{2}{LC}},$$

$$p = \frac{\omega}{\omega_0}; \quad p_c = \frac{\omega_c}{\omega_0}; \quad \tau = t\omega_0; \quad x \equiv i. \quad (3)$$

Система уравнений для токов в этих обозначениях имеет следующий вид*:

* В уравнениях опущены члены, пропорциональные x^2 .

$$\ddot{x}_1 + x_1 + \kappa \ddot{x}_2 + \frac{\kappa}{2} \dot{x}_2 = F_1,$$

$$\ddot{x}_m + x_m + \kappa \ddot{x}_{m+1} + \frac{\kappa}{2} (x_{m+1} - x_{m-1}) = F_m,$$

$$\ddot{x}_n + x_n + \kappa \ddot{x}_{n-1} + \frac{\kappa}{2} x_{n-1} = -F_n,$$

$$m = 2, 3, \dots, n-1,$$

$$F_1 = -2\kappa \dot{x}_1 - 2\kappa \dot{x}_2 + \frac{\omega_0^2}{2} \tilde{T} + \frac{\omega_0^2}{2} I_1, \quad (4)$$

$$F_m = \frac{\omega_0^2}{2} I_m,$$

$$F_n = 2\kappa \dot{x}_n - 2\kappa \dot{x}_{n-1} + \frac{\omega_0^2}{2} I_n.$$

В настоящей работе исследовался случай $n=10$, $\kappa=0.2$. Величина R выбиралась равной характеристическому сопротивлению линейризованной системы. Уравне-

ния (4) интегрировались методом Рунге-Кутты 4-го порядка на БЭСМ-4. Шаг интегрирования $\Delta\tau=0.1$.

Для анализа временных зависимостей токов в контурах использовалось понятие мгновенного амплитудного спектра [3].

Вычислялись величины:

$$S_{1k}(p) = \frac{1}{\tau_2 - \tau_1} \int_{\tau_1}^{\tau_2} x_k \sin p\tau d\tau,$$

$$S_{2k}(p) = \frac{1}{\tau_2 - \tau_1} \int_{\tau_1}^{\tau_2} x_k \cos p\tau d\tau, \quad (5)$$

$$S_k(p) = \sqrt{S_{1k}^2(p) + S_{2k}^2(p)}.$$

Выбор величины $\tau_2 - \tau_1$ определяется скоростью изменения амплитуд во времени. При этом необходимо иметь в виду, что интервал $\tau_2 - \tau_1$ ограничен снизу величиной $\delta\tau$, характеризующей возможность разрешения двух колебаний с разностью частот δp ($\delta p < \frac{\Delta p}{2}$, где Δp — полоса пропускания системы).

На рис. 2 приведены кривые $S(p)$, вычисленные при $\tau_2 - \tau_1 = 120$ ($p_c = 1$). Сплош-

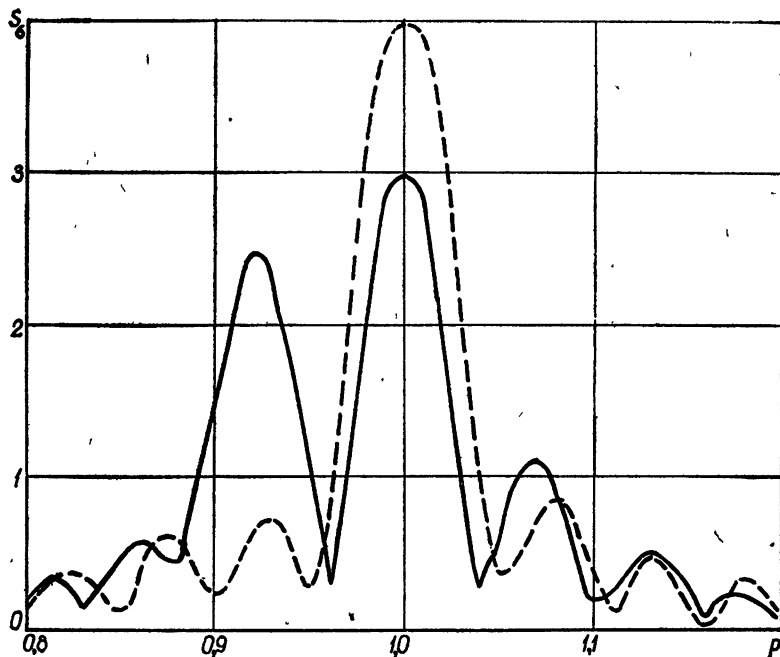


Рис. 2. Спектры колебательного процесса в схеме рис. 1:

пунктирная кривая — одночастотный режим, сплошная кривая — случай самовозбуждения на частотах границ полосы пропускания.

ная кривая соответствует трехчастотному режиму, который реализуется при самовозбуждении на частотах границ полосы пропускания. На этих частотах характеристическое сопротивление системы максимально. При увеличении входного сигнала доминирующим становится колебание с основной частотой, а генерация нежелательных видов подавляется (пунктирная кривая на рис. 2).

На рис. 3 приведены распределения амплитуд основного и двух нежелательных

видов колебаний, вычисленные для трех последовательных интервалов времени.

(Пользуясь этими диаграммами, можно проанализировать процесс установления многочастотного режима. Сначала устанавливаются колебания основного вида, а интенсивные колебания нежелательного вида с частотой $p=0,92$ возникают со значительным запаздыванием.

Изложенным выше методом можно исследовать и более сложные модели распределенных усилителей.

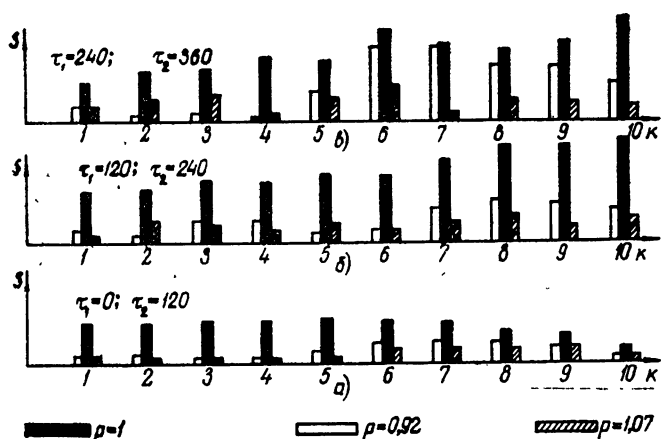


Рис. 3. Распределение амплитуд основного и двух нежелательных видов колебаний, вычисленные для трех последовательных интервалов времени:

k — порядковый номер контура.

Авторы выражают благодарность М. И. Хворову за внимание к данной работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вайнштейн Л. А. Общая теория резонансных автогенераторов. «Электроника больших мощностей», сборник 6, «Наука», М., 1969, стр. 84—129.

2. Сенатов О. И. Одночастотные и многочастотные—состояния— модели электронного усилителя с n степенями свободы. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1970, вып. 3, стр. 26—35.

3. Харкевич А. А. Спектры и анализ. Физматгиз, М., 1962.

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

УДК 621.3.032.269.1

Г. П. Егоров, С. В. Королев, Г. В. Курилов, Я. И. Местечкин,
М. В. Мордовичева, В. Н. Новиков

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОЛУЧЕВОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПУШКИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В настоящее время наиболее удобным и надежным способом исследования электронных пушек является их изучение с помощью вакуумных установок — анализаторов электронных пучков [1]. Это объясняется тем, что их расчет на ЭВМ вызывает значительные трудности из-за ограниченной оперативной памяти ЭВМ [2].

В работе [1] при помощи анализатора исследованы особенности формирования пучков в многолучевых пушках как при отсутствии магнитного поля в области пушки, так и погруженных в однородное магнитное поле.

В данной работе приведены результаты исследования с помощью анализатора многолучевой электронной пушки, катод которой экранирован от магнитного поля. При исследованиях измерительный зонд, состоящий из диафрагмы с отверстием и расположенным за ней коллектором, перемещался в вакуумной камере как вдоль пучка, так и в его поперечном сечении, занимая соответственно положение у каждого из девятнадцати индивидуальных электронных пучков пушки. Режим работы катода импульсный (длительность импульса $\tau = 5$ мксек, скважность 3000), вакуум в камере $2 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст.

Объектом исследования являлась пушка с первансом $p = 2 \cdot 10^{-6}$ а/в^{3/2}. Основные геометрические размеры пушки приведены на рис. 1. Характерная особенность конструкции — использование сферических катодов для создания девятнадцати индивидуальных электронных пучков в отличие от электронной пушки [1], где для формирования таких пучков применялись плоские катоды. Применение сферических катодов в пушке такого типа способствует более равномерному отбору тока с катода.

Определялись следующие параметры пучка за анодом электронной пушки как в однородной части распределения магнитного поля (рис. 2), так и без него:

— распределение плотности тока по диаметру пучка,

— изменение диаметра пучка вдоль его длины (пульсации пучка),

— координаты максимальной плотности тока в различных сечениях пучка (рис. 3).

Пучки по характеру движения электронов в магнитном поле можно разделить на две группы: к первой группе относятся пучки, расположенные по наружному кольцу анода пушки (пучки 1—12, рис. 1), ко второй группе — пучки, находящиеся внутри наружного кольца (пучки 13—19). Максимальная плотность тока для пучков первой группы меньше, чем для второй. Обе группы пучков имеют идентичное распределение плотности тока — колоколообразное, которое сохраняется по всей длине пучка, длина волны пульсаций пучков в каждой группе совпадает с циклотронной, максимальная плотность тока соответствует минимальному диаметру пучка (рис. 4).

Диаметры пучков в наружной группе на 15% больше диаметра пучков внутренней группы. Поперечное сечение пучков наружной группы может иметь асимметричную форму, пучки внутренней группы более симметричны (рис. 4, в).

В процессе измерений в поперечном сечении пучка на различных расстояниях от анода определялись координаты максимальной плотности тока для пучков, расположенных в центре анода пушки («центральный пучок» — пучок 19), на его краю («крайний пучок» — пучок 4), а также для пучков, расположенных между центральным и крайним пучками (пучок 14).

Радиус вращения максимальной плотности тока пучков первой группы больше радиуса вращения пучков второй группы примерно в два раза. Вращение максимальной плотности тока происходит не симметрично относительно центра пучка (рис. 3).

При изменении распределения магнитного поля в пушке (рис. 2 и 5) радиусы вращения максимальной плотности тока наружной и внутренней групп пучков ста-

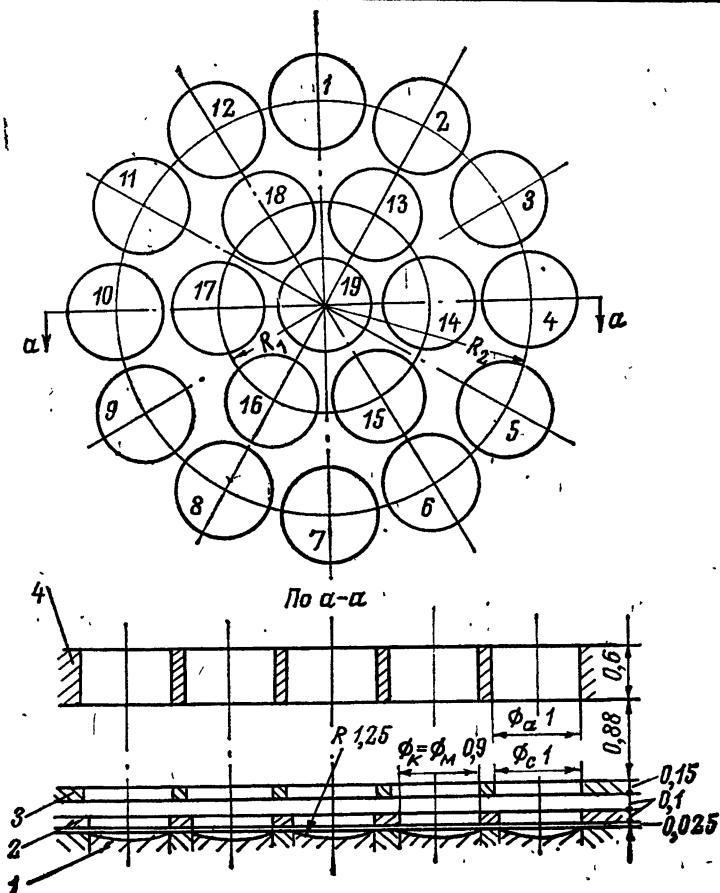


Рис. 1. Схема многолучевой электронной пушки ($R_1=1,125\phi_a$, $R_2=2,25\phi_a$):
1 — катод, 2 — маска, 3 — сетка, 4 — анод.

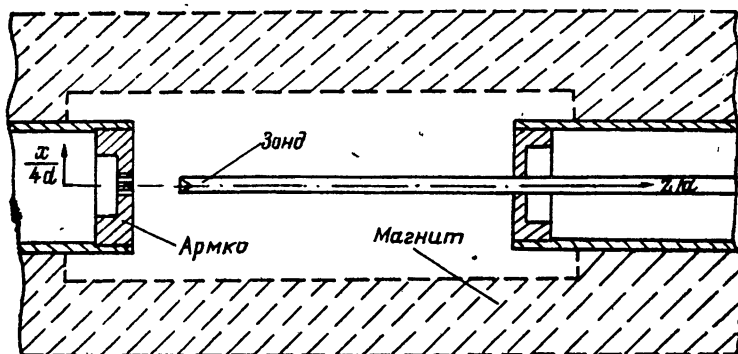


Рис. 2а.

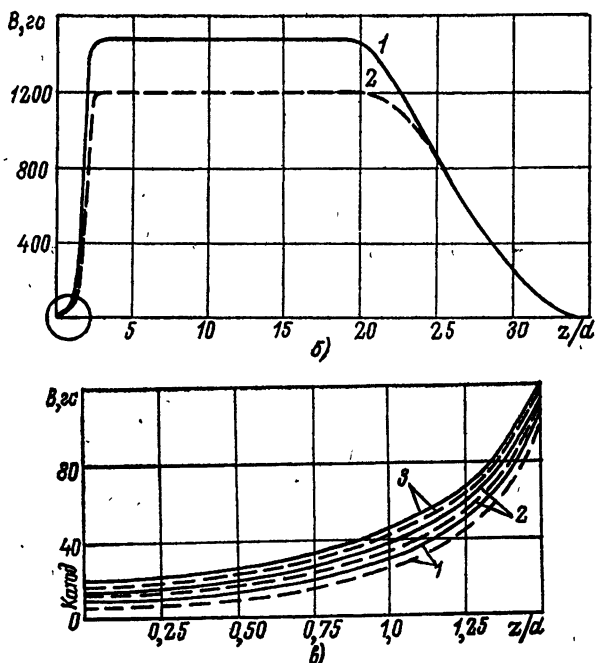


Рис. 2. Распределение магнитного поля в пушке ($d = \phi_a$):

а — эскиз магнитной системы, б — область дрейфа (1 — $B_{0дн} = 1500$ э, 2 — $B_{0дн} = 1200$ э), в — область вблизи катода, обозначенная на рис. 2, б окружностью (1 — на радиусе R_1 , 2 — на радиусе R_1 , 3 — на $R=0$; — — — $B_{0дн} = 1500$ э, — — — $B_{0дн} = 1200$ э).

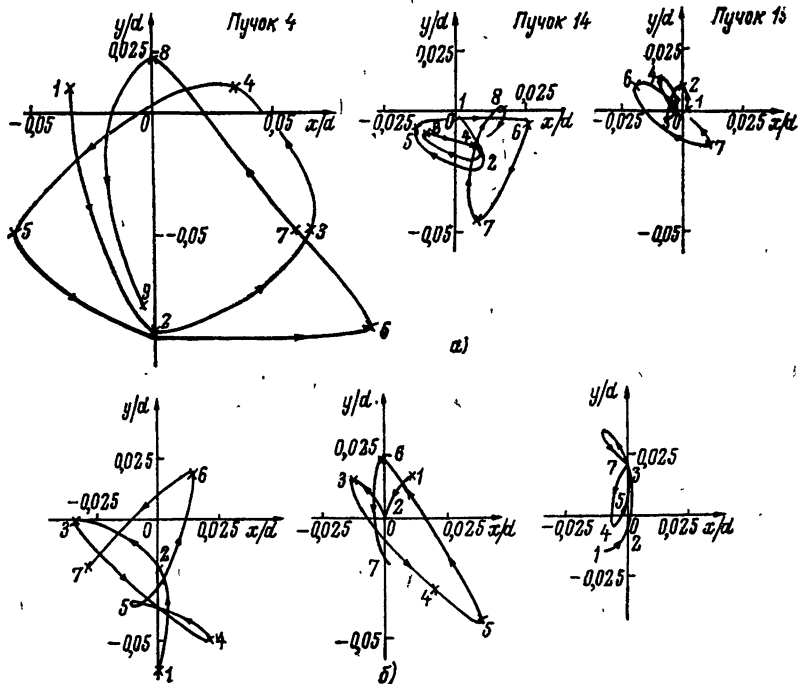


Рис. 3. Изменение координаты максимальной плотности тока в поперечном сечении пучка на различных расстояниях от анода при $B = 1500$ э (а) и 1200 э (б) и $z = 3,5d$ (1), $5d$ (2), $6,5d$ (3), $8d$ (4), $10d$ (5), $11,5d$ (6), $12,5d$ (7), $14d$ (8) и $16d$ (9).

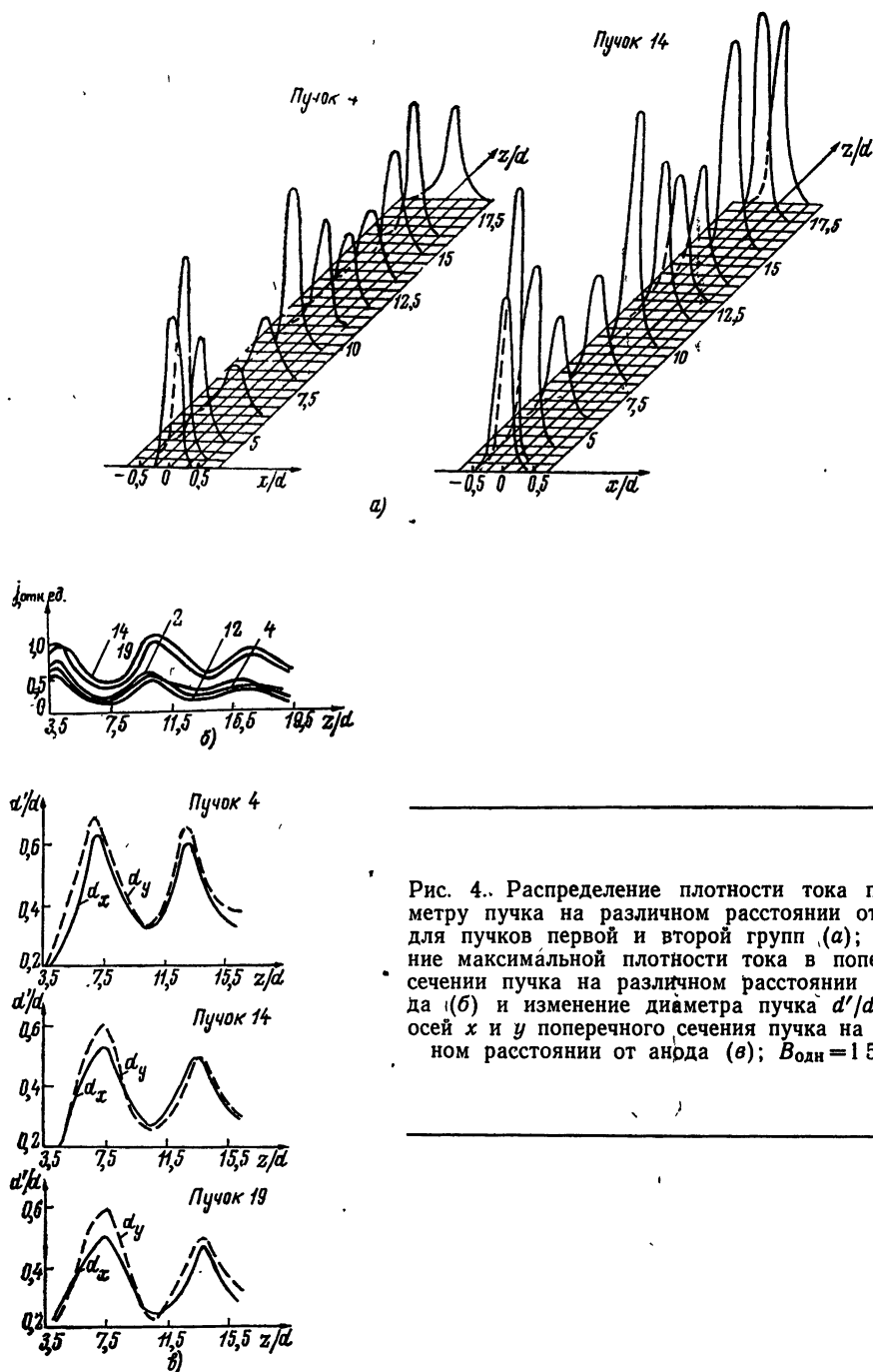


Рис. 4. Распределение плотности тока по диаметру пучка на различном расстоянии от анода для пучков первой и второй групп (а); изменение максимальной плотности тока в поперечном сечении пучка на различном расстоянии от анода (б) и изменение диаметра пучка d'/d вдоль осей x и y поперечного сечения пучка на различном расстоянии от анода (в); $V_{\text{одн}} = 1500$ э.

новятся примерно одинаковыми (рис. 3).

Поперечные сечения пучков наружной группы становятся более симметричными и приближаются по форме к внутренней группе, максимальная плотность тока и пульсации пучков в каждой группе отличаются друг от друга в меньшей степени (рис 5).

Разный характер движения лучков в однородном магнитном поле, по-видимому,

объясняется различными условиями формирования пучков каждой из групп многолучевой пушки, обусловленными электростатическим взаимодействием пучков и различным характером распределения магнитного поля для каждой из групп пучков в области пушки.

Исследование пучков, формируемых пушкой без магнитного поля, показало, что диаметры пучков в пушке имеют 15%-ный

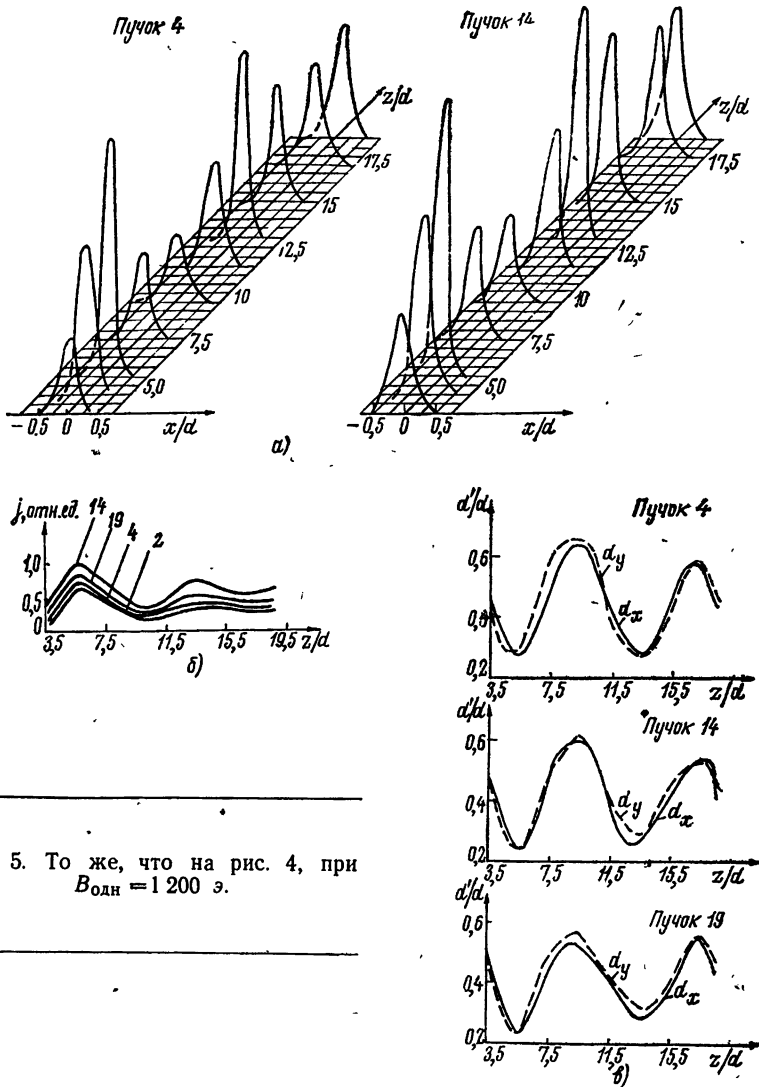


Рис 5. То же, что на рис. 4, при $B_{одн} = 1200$ э.

разброс, вызванный конструктивно-технологическими отклонениями при сборке и не характерный для групп пучков. Можно полагать, что при первенстве индивидуальных пучков $p=0,1 \cdot 10^{-5} a/v^3/2$ и указанных геометрических размерах пушки электростатическое взаимодействие пучков незначительно.

Измерение распределения магнитного поля (рис. 2) показало, что распределение поля 2 отличается от 1 уменьшенным значением поперечной составляющей магнитного поля в области пушки (примерно в два раза). Указанное изменение характера магнитного поля способствует более идентичному формированию пучков в многолучевой пушке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Егоров Г. П., Королев С. В., Курилов Г. В., Местечкин Я. И., Новиков В. Н. Исследование электронных пучков, сформированных многолучевой электронной пушкой. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1972, вып. 11, стр. 61—65.
2. Блейвас И. М., Голубцов Б. И., Ильин В. П., Попова Г. С., Свешников В. М. Комплекс программ для решения на БЭСМ-6 широкого класса задач статической электроники (компилирующая система КСИ-БЭСМ). В сб. «Методы расчета электронно-оптических систем», ч. II, ВЦ СО АН СССР, Новосибирск, 1973, стр. 3—20.

Поступило в редакцию 12 апреля 1974 г.

НОВЫЕ КНИГИ

Микроэлектроника. Сб. статей. «Советское радио», М., 1974, 256 стр., илл., библи.

В сборнике публикуются статьи отечественных авторов по следующим вопросам: общие проблемы и физические основы микроэлектроники; полупроводниковые интегральные схемы; интегральные гибридные и пленочные схемы; основы технологии интегральных схем; микросхемотехника; методы контроля и измерительная аппаратура; проектирование микроэлектронной аппаратуры и технология ее изготовления; оптоэлектроника; новые направления микроэлектроники.

МАШИННОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ

УДК 621.375.142

А. Н. Захарова, С. С. Зырин, Д. М. Петров, Г. А. Самородова**КОМПЛЕКС ПРОГРАММ ДЛЯ РАСЧЕТА УСИЛИТЕЛЬНЫХ
МНОГОРЕЗОНАТОРНЫХ КЛИСТРОНОВ**

В зависимости от конкретной задачи комплекс программ позволяет проводить:

— оптимизацию к.п.д. или коэффициента качества в полосе частот по произвольному набору варьируемых параметров на основе аналитической теории группирования электронов,

— последовательный анализ в полосе частот в приближениях аналитической теории и одномерной дисковой модели электронного потока,

— оптимизацию с последующим контрольным расчетом выходных характеристик в оптимальной точке по более точной одномерной дисковой модели.

Комплекс имеет девять режимов, отличающихся целевыми функциями, нулевыми приближениями, методами минимизации, распределением контрольных точек в полосе частот и т.д. Каждый режим задается входной информацией.

В комплекс входят:

— программа расчета амплитудно-частотных характеристик, реализующая уравнения нелинейной аналитической теории группирования электронов [1];

— программа расчета методом самосогласованного поля выходных характеристик на основе одномерной дисковой модели электронного потока [2];

— три программы пересчета переменных из одной системы в другую;

— программы автоматической настройки, оптимизации на произвольно заданный набор варьируемых параметров;

— программа, реализующая оптимизацию к.п.д. или коэффициента качества в полосе частот при выполнении ограничения на усиление в полосе частот;

— программа, управляющая режимом расчета, указанным во входной информации;

— программа, определяющая нулевое приближение для расстройек и добротностей резонаторов при заданной полосе и неравномерности усиления.

Комплекс программ работает как единая программа и настраивается автоматически на заданный режим. Малое время расчета амплитудно-частотной характеристики на основе аналитической теории позволяет проводить оптимизацию при большом числе варьируемых

параметров, набор которых произволен и указывается исследователем во входной информации. Оптимизация осуществляется в две ступени: сначала производится оптимизация, обеспечивающая выход в область выполнения заданной неравномерности усиления в полосе частот, затем найденное решение используется как нулевое приближение для оптимизации к.п.д. или коэффициента качества с учетом достигнутого ограничения.

Такая ступенчатая оптимизация позволяет получать оптимальное решение, удовлетворяющее нелинейному ограничению на неравномерность усиления.

Для минимизации на каждой ступени может быть использован либо метод оврагов*, либо модифицированный градиентный метод.

Уравнения движения электронных дисков, записанные в интегродифференциальной форме, в программе расчета выходных характеристик решаются численным пошаговым методом Рунге-Кутты, а функция влияния пространственного заряда и первая гармоника конвекционного тока, выраженные через определенный интеграл, рассчитываются методом Симпсона. Точность решения уравнений движения определяется шагом интегрирования и количеством электронных дисков, данные о которых задаются во входной информации.

Для расчета и оптимизации прибора необходимо задать: число резонаторов, число варьируемых при оптимизации переменных**, число электронных лучей прибора, неравномерность усиления в полосе, относительную полосу частот,

первеанс луча, ускоряющее напряжение, радиусы луча и трубы дрейфа, редуцированную плазменную частоту, входную мощность, число электронных дисков на период СВЧ колебаний, шаг интегрирования уравнений движения, длины труб дрейфа, длины зазоров резонаторов, волновое сопротивление, расстройку, «холодную» добротность, проводимость электронной нагрузки каждого резонатора. Необходимо также указать из числа всех параметров те, которые должны варьироваться при оптимизации, и диапазон их допустимых изменений.

В результате расчета и оптимизации определяются амплитудно-частотные характеристики для исходного комплекса параметров, оптимальный комплекс параметров и соответствующие ему амплитудно-частотные характеристики, рассчитанные на основе аналитической теории и дисковой модели электронного потока.

Время расчета и оптимизации в полосе частот на основе аналитической теории в зависимости от числа резонаторов и количества контролируемых точек в полосе частот составляет 1—3,5 ч.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Захарова А. Н., Зырин С. С. Оптимизация на ЭВМ многорезонаторного клистрона в полосе частот. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1973, вып. 8, стр. 44—54.
2. Захарова А. Н., Петров Д. М., Самородова Г. А. Расчет ускорителей клистронного типа и пролетных клистронов. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1971, вып. 4, стр. 47—62.

* Стандартная программа минимизации методом оврагов составлена Мальковой-Ханимовой Н. Я.

** Максимальное число резонаторов 16, максимальное число варьируемых параметров 32.

УДК 621.385.6 : 681.32

А. Н. Захарова, Г. Ф. Зырина, С. С. Зырин, О. В. Логинов

ПРОГРАММА ОПТИМИЗАЦИИ НА ЭВМ МНОГОЧАСТОТНЫХ РЕЗОНАТОРНЫХ СИСТЕМ СВЧ ПРИБОРОВ

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ДЛЯ ЭВМ

В основу математической модели положены уравнения самосоглазованного режима многоконтурной системы, связывающие затухания α_r , парциальные частоты ω_{0r} , волновые проводимости σ_r контуров, коэффициенты связи между ними K_{rs} с комплексными амплитудами возбуждающих токов $\dot{I}_r$ и напряжений $\dot{U}_r$ на контурах (1):

$$\left[\alpha_r + j \left(\frac{\omega}{\omega_{0r}} - \frac{\omega_{0r}}{\omega} \right) \right] \dot{U}_r + \frac{1}{\sigma_r} \dot{I}_r + \sum_{\substack{s=1 \\ s \neq r}}^{s=N} K_{rs} \left(\frac{\sigma_s}{\sigma_r} \right)^{1/2} \left(\frac{\omega_{0r}}{\omega_{0s}} \right)^{1/2} \times \\ \times \left[\left(\alpha_s + j \frac{\omega}{\omega_{0s}} \right) \dot{U}_s + \frac{1}{\sigma_s} \dot{I}_s \right] = 0, \quad (1)$$

где ω — текущая круговая частота, N — число контуров, $r, s = 1, 2, 3, \dots, N$.

Синтезируется частотная характеристика нормированной входной проводимости системы, $y = \frac{\dot{I}_1}{\sigma_1 \dot{U}_1} =$

$= g + jb$ (g и b — активная и реактивная составляющие входной проводимости системы), пересчитанной к произвольному ((активному) первому контуру, при условии, что внешние возбуждающие токи в остальных контурах отсутствуют ($\dot{I}_r = 0$ при $r \neq 1$)).

Наименьшие значения входной проводимости в режиме сильных связей между контурами соответствуют резонансным частотам системы, когда $b=0$, а потери, вносимые системой, минимальны.

Поэтому в составленной программе минимизируется функция

$$F = \sqrt{\sum_{i=1}^{i=N} b_i^2}, \quad (2)$$

где $i = 1, 2, 3, \dots, N$,

b_i — значение входной реактивной проводимости системы на заданной резонансной частоте $Z_i = \frac{\omega_i}{\omega_{cp}}$,

ω_{cp} — средняя частота эффективной полосы системы*.

Оптимизация функции (2) производится при двух ограничениях, соответствующих требованию близких по величине усилений и полос

*. При синтезе многоконтурных систем со связями между контурами, близкими к критическим, целесообразно в функции (2) вместо b_i брать модуль комплексной проводимости $|y_i|$.

пропускания вблизи заданных частот:

$$G = \frac{||y_i| - |y_k||_{\max}}{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |y_i|} \leq \mu, \quad (i, k = 1, 2, \dots, N), \quad (3)$$

$$H = \left| \frac{Q_{\text{эл}}}{Q_0} - 1 \right| \leq \nu \quad (i=1, 2, \dots, N), \quad (4)$$

где $||y_i| - |y_k||_{\max}$ — максимальная величина разности значений модулей комплексной входной проводимости системы на различных заданных частотах Z_i, Z_k ,

$Q_{\text{эл}} = \frac{\sigma_{\text{эл}}}{g_i}$ — эквивалентная добротность колебательной системы на частоте Z_i ,

$\sigma_{\text{эл}} = \left[\frac{Z}{2} \frac{d}{dz} (\text{Im } y) \right]_{z=Z_i}$ — эквивалентная волновая проводимость системы.

Входная проводимость системы и ее активная и реактивная составляющие рассчитываются через комплексные определители системы уравнений (1):

$$y = g + jb = \frac{\Delta}{\Delta_i}, \quad (5)$$

где

$$\Delta = \begin{vmatrix} A_{11} & A_{12} & \dots & A_{1N} \\ A_{21} & A_{22} & \dots & A_{2N} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ A_{N1} & A_{N2} & \dots & A_{NN} \end{vmatrix},$$

Δ_i — определитель, получаемый заменой i -го столбца в Δ столбцом

$$\begin{vmatrix} C_{11} \\ C_{12} \\ \vdots \\ C_{1N} \end{vmatrix},$$

$$g_i = \text{Re} [(y)_{z=Z_i}],$$

$$b_i = \text{Im} [(y)_{z=Z_i}],$$

$$A_{ii} = \alpha_i \delta_i Z + j(Z^2 - \delta_i^2),$$

$$A_{is} = K_{is} Z \left(\frac{\delta_i}{\delta_s} \right)^{3/2} (\alpha_s \delta_s + jZ),$$

$$K_{is} = K_{si},$$

$$C_{11} = Z \delta_1,$$

$$C_{ii} = K_{ii} Z \frac{\delta_i^{3/2}}{\delta_1^{1/2}},$$

$$Z = \frac{\omega}{\omega_{\text{ср}}}.$$

Входные параметры

N — число контуров,

$Z_i = \frac{\omega_i}{\omega_{\text{ср}}} \quad (i=1, 2, \dots, N)$ — частоты, соответствующие центрам заданных полос пропускания системы,

$Q_0 = \frac{f_{\text{ср}}}{\Delta f}$ — среднее значение эквивалентной добротности системы, характеризующее полосу пропускания вблизи заданных частот,

- μ — допустимый разброс модуля входной проводимости системы, определяющий разницу в величине усиления на различных частотах,
- ν — допустимый разброс эквивалентной добротности системы, характеризующий разницу в величинах полос пропускания вблизи заданных частот.

Варьируемые параметры

- K_{rs} — коэффициенты связи между контурами r и s ,
- $\delta_r = \frac{\omega_0 r}{\omega_{cp}}$ — расстройки контуров от средней частоты эффективной полосы системы,
- $\alpha_r = \frac{1}{Q_r}$ — нагруженные затухания контуров.

Задаются интервалы изменения варьируемых параметров.

Дополнительно выводятся на печать нормированные эквивалентные волновые проводимости $\frac{\sigma_{\partial 1}}{\sigma_1}$ и добротности системы $Q_{\partial 1}$, коэффициенты обратной связи $K_{11} = \frac{\Delta i}{\Delta_1} = \frac{U_1 \sigma_1^{1/2}}{U_1 \sigma_1^{1/2}}$ на заданных частотах Z_1 и частотная характеристика системы $10 \lg X \times \left(\frac{|y|}{|y|_{Z=Z_1}} \right)$ в заданной полосе изменения частоты $Z = \frac{\omega}{\omega_{cp}}$.

Принципиальная блок-схема разработанной программы представлена на рис. 1.

В программе оптимизация производится многоступенчатым способом. Сначала варьируются параметры с целью входа в область, где выполняется ограничение (3), затем автоматически совершается переход к оптимизации, приводящей к одно-

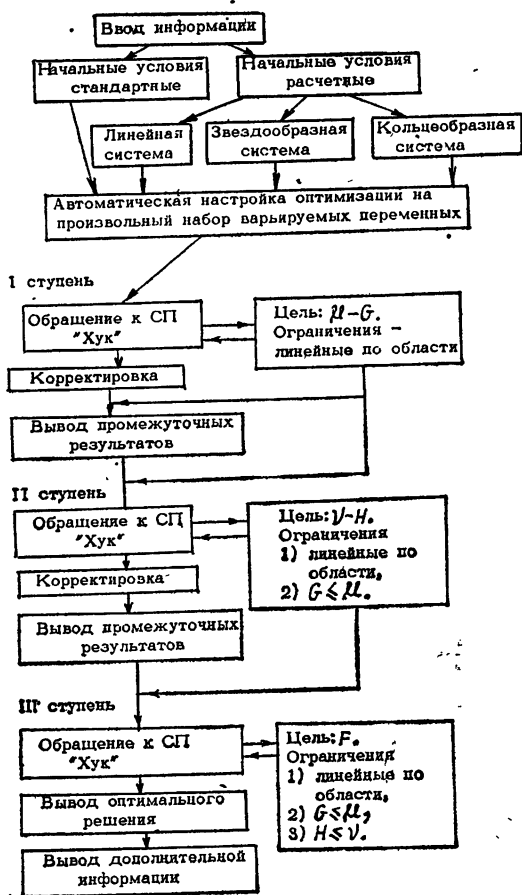


Рис. 1. Блок-схема программы расчета резонаторной системы с многополосной частотной характеристикой.

временному выполнению условий (3) и (4). Наконец, в области варьируемых параметров, где выполняются ограничения (3) и (4), осуществляется минимизация целевой функции (2).

Для выполнения оптимизации на каждой из рассмотренных ступеней используется стандартная программа, основанная на методе прямого поиска*.

* Стандартную программу минимизации многомерной функции методом прямого поиска составила Н. Я. Малькова.

Минимизируемые функции (2) — (4) имеют много экстремумов. Отсутствие стандартных программ поиска глобального оптимума таких функций в случае большого числа варьируемых параметров делает очень важным вопрос выбора начального приближения.

В составленной программе для систем с числом контуров $N \leq 5$ введен расчет начального приближения по аналитическим формулам работы [1]. При $N > 5$ начальное приближение находится путем экстраполяции начальных приближений систем с меньшим числом контуров.

Время выполнения оптимизации многополосной частотной характеристики в зависимости от числа контуров, эффективной полосы частот и числа варьируемых параметров составляет 0,1—1 ч на ЭВМ М-220.

2. ПРИМЕРЫ РАСЧЕТА

По разработанной программе выполнен ряд расчетов многочастотных колебательных систем при оптимизации по нескольким группам варьируемых параметров, разных значениях эффективной полосы частот и расстановках заданных частот в этой полосе. Приведем некоторые результаты расчета.

На рис. 2 представлена оптимизированная по коэффициентам связи и расстройкам характеристика системы, состоящей из 6 контуров, связанных в незамкнутую цепочку для заданных частот: $Z_1=1,01033$, $Z_2=1,00619$, $Z_3=1,00207$, $Z_4=0,99793$, $Z_5=0,9938$, $Z_6=0,98966$ при параметрах контуров $K_{12}=0,01628$, $K_{23}=0,01263$, $K_{34}=0,01084$, $K_{45}=0,00877$, $K_{56}=0,00933$, $\delta_1=0,9991$, $\delta_2=0,9997$, $\delta_3=1$, $\delta_4=1,0002$, $\delta_5=\delta_6=1$.

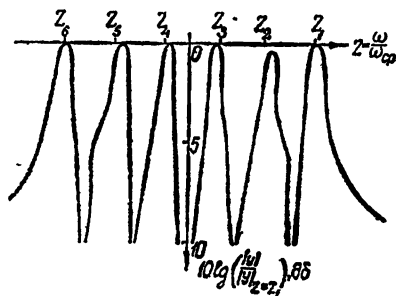


Рис. 2. Оптимизированная частотная характеристика цепочки из шести связанных контуров. Максимальная неоднородность частотной характеристики равна 0,8 дБ.

Результаты оптимизации четырехчастотной системы типа «кольцо» и «звезда» по коэффициентам связи и расстройкам представлены на рис. 3 и в таблице. Расчет выполнялся при $Q_0=1500$, $\nu=0,2$, $\mu=0,2$. Кривые на рис. 3,а соответствуют случаю, когда заданные частоты расположены на равных интервалах друг от друга ($Z_1=1,015$, $Z_2=1,005$, $Z_3=0,995$, $Z_4=0,985$), а кривые на рис. 3,б — случаю смещенных частот от центра эффективной полосы системы ($Z_1=1,0119$, $Z_2=1,0084$, $Z_3=0,9916$, $Z_4=0,9881$).

На рис. 3,в, г и в таблице приведены результаты синтеза четырехчастотной системы типа «звезда» для эффективной полосы 3% ($Z_1=1,02$, $Z_2=1,01$, $Z_3=1$, $Z_4=0,99$ (рис. 3,в) и 6% ($Z_1=1,04$, $Z_2=1,02$, $Z_3=1$, $Z_4=0,98$) (рис. 3,г). Оптимизация проводилась по коэффициентам связи и расстройкам для прежних значений $Q_0=1500$, $\nu=0,2$, $\mu=0,2$.

Сравнение характеристик рис. 3,в и 3,г подтверждает выводы теоретического анализа о том, что расширение эффективной полосы частот в рассматриваемых многочастотных системах практически не приводит к увеличению потерь (значения Q_{s1} и σ_{s1}/σ_1 для обеих

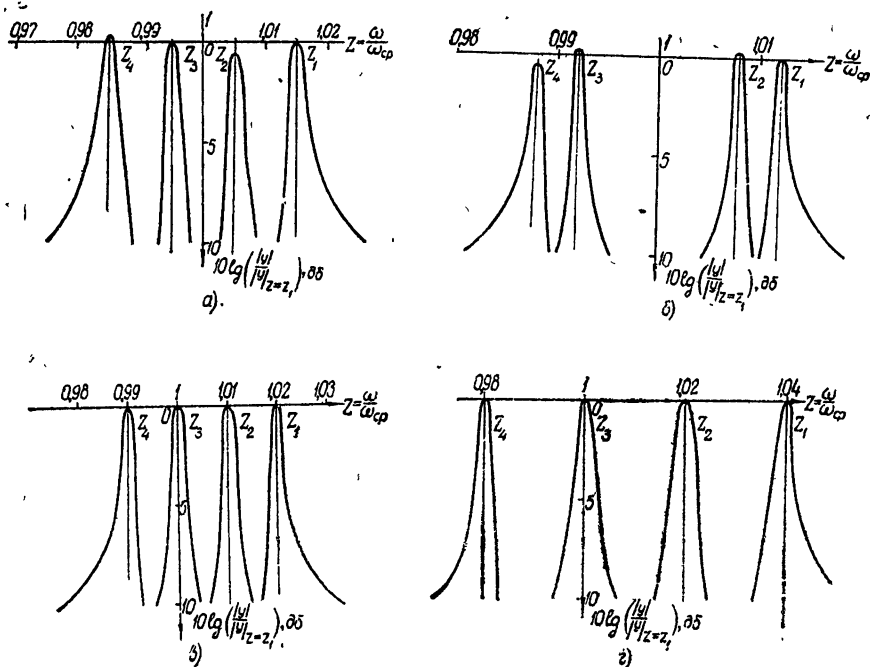


Рис 3. Оптимизированные частотные характеристики четырехконтурной системы типа «кольцо» (а, б) и «звезда» (в, г) при расстановке заданных частот на равных (а) и неравных (б) интервалах друг от друга при эффективной полосе 3% (в) и 6% (г) в случае оптимизации коэффициентов связи и расстроек контуров. На рис. 3, а, б максимальная неоднородность частотной характеристики равна 0,7 дБ, на рис. 3, в, г — 0,1 дБ.

характеристик близки, хотя полоса увеличена вдвое).

Полученные результаты расчета свидетельствуют о том, что многочастотные системы рассмотренных типов могут быть достаточно точно синтезированы на ЭВМ с помощью созданной программы, которая также может быть применена для анализа систем произвольного типа, представляющих собой комбинации рассмотренных систем.

Составленная программа оптимизации многочастотных колеба-

тельных систем различного типа совместно с программами оптимизации на ЭВМ характеристик СВЧ приборов дает возможность выполнять комплексную оптимизацию параметров прибора с многополосной частотной характеристикой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зырин С. С. Колебательные системы из связанных контуров для многочастотных клистронов. «Электронная техника», серия I, «Электроника СВЧ», 1972, вып. 3, стр. 53—61.

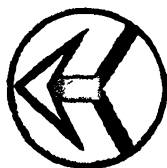
Оптимальные параметры системы резонаторов
типов «кольцо» и «звезда»

Вид оптимизации	Оптимизация по K_{lr} , δ_l		Оптимизация по K_{lr} и δ_l при измененном положении частот	
	рис. 3, а	рис. 3, в	рис. 3, б	рис. 3, г
K_{12}	0,021	0,0133	0,02002	0,02797
K_{13}	—	0,0135	—	0,0244
K_{14}	—	0,0127	—	0,02474
K_{23}	0,0102	—	0,0037	—
K_{34}	0,0187	—	0,02004	—
K_{41}	0,0094	—	0,00343	—
δ_1	0,9985	1,005	1,0011	1,0095
δ_2	1,0067	1,005	0,9986	1,01
δ_3	1,0003	0,9938	0,9996	0,9876
δ_4	1	1,0152	1	1,0323
α_1	0,0012	0,0012	0,0012	0,0012
α_2	0,0005	0,0005	0,0005	0,0005
α_3	0,0005	0,0005	0,0005	0,0005
α_4	0,0005	0,0005	0,0005	0,0005
$Q_{э1}$	1 511	1 388	1 434	1 535
$Q_{э2}$	1 569	1 526	1 423	1 518
$Q_{э3}$	1 499	1 486	1 479	1 470
$Q_{э4}$	1 323	1 480	1 471	1 412
$\sigma_{э1}/\sigma_1$	4,2	3,13	3,71	4,43
$\sigma_{э2}/\sigma_1$	5,08	4,53	3,5	4,35
$\sigma_{э3}/\sigma_1$	4,29	4,1	4,22	3,96
$\sigma_{э4}/\sigma_1$	2,83	4,14	4,48	3,5

НОВЫЕ КНИГИ

И. Ф. КОЛПАКОВ. Электронная аппаратура на линии с ЭВМ в физическом эксперименте. Атомиздат, М., 1973, 232 стр., 83 рис., библи. — 311 назв.

Рассмотрены вопросы использования электронной аппаратуры, применяемой в физических экспериментальных установках на линии с электронной вычислительной машиной. Рассмотрена электронная аппаратура третьего поколения для физических экспериментов с применением сцинтилляционных счетчиков, проволочных камер на линии с ЭВМ. Основное внимание уделено устройствам связи детекторов и электронной аппаратуры с ЭВМ, внешним устройствам, и непосредственно ЭВМ, используемым в экспериментах и для управления и контроля физическими установками. Показано, что система САМАС является основой электроники третьего поколения для физических экспериментов. Приведены примеры электронной аппаратуры физических установок, выполненных в этой системе.



СОВРЕМЕННЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ РАЗРАБОТОК ЛБВ

В декабре 1973 г. в Вашингтоне состоялся Международный конгресс по электронным приборам. На нем было представлено 16 докладов по ЛБВ.

Четыре доклада посвящены проблемам разработок двухрежимных ЛБВ. Рассмотрены вопросы конструирования электронных пушек, в частности конструкция пушки с двумя управляющими электродами (стр. 171—174), обеспечивающей следующие параметры.

П а р а м е т р ы	Режим работы	
	импульсный	непрерывный
Ток, <i>a</i>	4,8	1,5
Микропервеанс	0,8	0,25
Плотность тока, <i>a/cm²</i>	2,2	0,7
Управляющее напряжение первой сетки, <i>b</i>	220	220
Управляющее напряжение второй сетки, <i>b</i>	220	—100
Сходимость пучка	64	45

Ведутся разработки двухоктавных двухрежимных ЛБВ. Разработана ЛБВ 10-см диапазона с выходной мощностью 450 и 900 вт, усилением 26 и 32 дБ, к.п.д. 21 и 23% в импульсном и непрерывном режимах соответственно (стр. 175—178). Расширение полосы в этой ЛБВ достигнуто методом инжекции гармоник основного сигнала, имеющих необходимую фазу и амплитуду. Разработана также двухоктавная ЛБВ с перепадом мощностей в импульсном (1 200 вт) и в непрерывном режиме (200 вт), достигающим 7,8 дБ (стр. 179—181). Полоса в две октавы получена путем применения замедляющей системы с отрицательной дисперсией (спираль с несимметричной нагрузкой). Диапазон частот ЛБВ не указан.

Работы по двухрежимным ЛБВ ведутся также в направлении повышения выходной мощности. В диапазоне 2—4 Гц получены следующие результаты (стр. 182—185).

импульсная мощность	5 квт
мощность в непрерывном режиме	2 квт
к.п.д. в импульсном режиме	38%
к.п.д. в непрерывном режиме	45%

Эти результаты представляют значительное техническое достижение.

Ряд докладов посвящен разработкам ЛБВ для космических бортовых применений. Разработаны ЛБВ с выходной мощностью 100 Вт, к.п.д. 40% в диапазоне частот 5,9—6,4 ГГц (стр. 399) и с выходной мощностью 200 Вт, к.п.д. 50% на частоте 12 ГГц (стр. 400—403). Для повышения к.п.д. в этих ЛБВ использованы многоступенчатые коллекторы. Разработаны также ЛБВ для спутников в диапазоне частот 60 ГГц с полосой 100 МГц, выходной мощностью 10 Вт, общим к.п.д. 20% (стр. 408—410).

Доклады по мощным импульсным ЛБВ посвящены:

— вопросам расширения рабочей полосы частот до 45% в ЛБВ с уровнем мощности 20 кВт (стр. 404), повышения среднего уровня мощности до 2 кВт в ЛБВ с сеточным управлением и импульсной мощностью 40 кВт на частоте 10 ГГц (стр. 406—407);

— разработке ЛБВ на печатных схемах в 10-см диапазоне с выходной мощностью 2 кВт (стр. 521—524);

— разработке высокоэффективной ЛБВ с импульсной выходной мощностью 30 кВт, средней мощностью 600 Вт, полосой частот 16%, к.п.д. 50% на частоте 1,3 ГГц (стр. 529—532).

Сообщается о разработке мощной ЛБВ непрерывного действия с выходной мощностью 1 кВт в верхней части К-диапазона (20—40 ГГц) с полосой 4% и электронным к.п.д. 12% для самолетной аппаратуры. В ЛБВ применена самарий-кобальтовая магнитная система (стр. 411).

International Electron Devices Meeting, 1973, Washington. D. C.

З. Г.

КОНФЕРЕНЦИЯ, ПОСВЯЩЕННАЯ СВЧ ТРАНЗИСТОРАМ

В декабре 1972 г. в Англии проходил colloquium специалистов в области СВЧ транзисторов. Организаторами его были Институт физики и Институт инженеров-электриков. В 11 докладах, прочитанных на конференции, рассматривались следующие вопросы.

1. СВЧ полевые транзисторы из арсенида галлия.
2. Конструкция и изготовление мощного транзистора диапазона 2 ГГц.
3. СВЧ транзисторы п-р-п типа импульсного действия.
4. Последние достижения в области малошумящих кремниевых биполярных транзисторов.
5. Влияние эффекта сильного легирования на емкость эмиттер—база и прогнозирование произведения коэффициента усиления на ширину полосы пропускания в СВЧ транзисторах.
6. Сравнение расчетных параметров СВЧ транзисторов с экспериментальными результатами.
7. Моделирование схемы биполярных транзисторов, работающих в режиме слабого сигнала.
8. Сравнение биполярных транзисторов из кремния с транзисторами из арсенида галлия с помощью машинного моделирования.
9. Достижения в области технологии кремниевых биполярных транзисторов.
10. Проблемы массового производства и характеристика СВЧ транзисторов.
11. Преодоление недостатков стандартного корпуса мощных транзисторов.

В заключении конференции сделаны выводы:

— несмотря на значительные успехи, в области СВЧ транзисторов остается еще много неисследованных вопросов;

- можно ожидать появления биполярных транзисторов диапазона 8—12 ГГц;
- происходящие сейчас серьезные изменения в технике СВЧ транзисторов, возможно, приведут к тому, что полевые транзисторы заменят биполярные;
- требуются дальнейшие углубленные исследования для решения проблем конструкции и технологии СВЧ кристалла,

Colloquium on Microwave Transistors, march 1973.

Ю. Ч.

РАЗРАБОТКА МНОГОКАТОДНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ПУШКИ (заключительный отчет фирмы Watkins-Johnson по контракту с NASA)

Разработана многокатодная электронная пушка вакуумного электронного прибора, в которой возможна автоматическая смена катода по команде извне. Это позволит увеличить долговечность ЭВП СВЧ до 50—100 лет.

Пушка представляет собой вращающуюся платформу, на которой монтируется несколько катодных узлов. Вращением платформы достигается постановка одного из катодных узлов в рабочее положение.

В отчете описываются конструкция и результаты испытаний многокатодной пушки.

STAR, 1974, vol. 12, No 1, p. 1201.

О. Б.

ДЕЯТЕЛЬНОСТЬ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО ЦЕНТРА ВВС США В ОБЛАСТИ СВЧ

Научно-исследовательский центр ВВС США (RADC) — одно из крупнейших исследовательских учреждений военного ведомства США. Бюджет центра в 1973 г. составил 126 млн. долл. Тематика исследований и разработок очень широкая. Часть работ проводится совместно с такими университетами, как Корнельский, Мичиганский, Станфордский, другие работы передаются фирмам. Среди них важное место занимают работы по ПП и ЭВП СВЧ.

В разработках ЛПД, полевых транзисторов, диодов Ганна применяется машинное проектирование. Большое внимание уделяется диодам Рида, для которых исследуются различные структуры и профили концентрации примесей. Идет работа по изучению фосфида индия с целью применения его в полупроводниковых приборах. Исследуются методы расширения динамического диапазона на ЛПД в режиме IMPATT.

Изучается возможность получения мощности порядка 10—30 вт на полевом транзисторе из арсенида галлия в режиме усиления. Усилитель диапазона 3 ГГц будет использовать многоячеистую структуру.

Разрабатываются ЛПД в режиме TRAPATT диапазонов 3 и 5 ГГц. Отмечается необходимость изучения природы тепловой чувствительности приборов и взаимодействия прибора со схемой.

Среди разработок по ЭВП СВЧ следует отметить создание мощных приборов для РЛС, имеющих высокий к. п. д. и ширину полосы 10% и более: Большое вни-

мание уделяется системам РПД. Для них разрабатываются двухрежимные ЛБВ с октавной шириной полосы.

Для компенсации изменений первеанса ЭВП в рабочих условиях разрабатывается метод удлинения или укорочения зоны взаимодействия на основе переключающих диодов.

С помощью ЭВМ изучаются твистроны для РЛС мегаваттной мощности с шириной полосы 10%. Ставится задача разработки таких приборов с к.п.д., равным 50%.

Разрабатываются ЛБВ средней мощности (~ 10 вт) для спутников с продолжительным сроком службы (до 10 лет).

RADC ведет разработки сеточных ламп (триодов, тетродов и т. д.), переключающих устройств (тиратронов, разрядников и др.) и радиолокационных передатчиков. Цель одной из последних разработок — создание усилителей для ФАР диапазона 400 Мгц со сложными видами импульсной модуляции. Изучается применение тетродов для переключения.

Центру поручено провести переработку справочника по надежности (раздел ЭВП СВЧ), который охватит приборы диапазона от 100 до 10 мвт.

Интересная работа проводится по фазовращателям различных типов, в частности фазовращателей на основе жидкостных диэлектриков с переменной диэлектрической проницаемостью для работы на более высоких уровнях мощности по сравнению с ферритовыми приборами. Такие фазовращатели обеспечивают меньшие вносимые потери ($\sim 0,2$ дБ). Фазовращатели на основе МИП (металл—изолятор—полупроводник)-диодов предназначены для уменьшения тока при любом переключении. Эти фазовращатели предполагается применить на входе мощных СВЧ усилителей. На нынешней стадии разработки вносимые потери превышают потери аналогичных устройств. Фазовращатели обоих типов исследуются на частоте 2—4 Гц.

В направлении работ по надежности специалисты изучают влияние сложно модулированных сигналов и изменений коэффициента заполнения на полупроводники. Цель другой программы — испытания генераторов на эффекте Ганна для связанных систем с целью определения воспроизводимости приборов и количественных отклонений от нормы.

Крупные габариты и сложность мощных модуляторов вызвали необходимость поиска путей уменьшения габаритов модуляторов и комплектующих компонентов. Проводится анализ стоимости ФАР на твердотельных приборах. Исследуются модули для ФАР диапазона 1—2 Гц, имеющие выходную мощность 1 квт.

The Microwave Journ., 1974, No 3, pp. 28, 30, 32.

СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ СО СВЕРХПРОВОДЯЩИМ РЕЗОНАТОРОМ

Использование сверхпроводящих резонаторов (СПР) позволяет создать микроволновые стандарты частоты на основе твердотельных и вакуумных генераторов.

Стабильность стандартов частоты в значительной мере определяется добротностью входящих в них резонирующих элементов. В кварцевых генераторах добротность электромеханического резонатора составляет 10^6 , в цезиевых или водородных часах добротность атомных резонаторов составляет 10^8 — 10^9 . СПР имеют добротность 10^9 — 10^{11} . В настоящее время в СВЧ диапазоне легко можно изготовить СПР с добротностью 10^9 — 10^{10} .

Исследовались генераторы со СПР на основе ЛБВ, отражательных клистронов, туннельных диодов, диодов Ганна, монотронов.

Измеренная методом биений стабильность генератора на диоде Ганна, работающего на частоте 8,6 ГГц и стабилизированного с помощью ниобиевого резонатора с добротностью 10^9 , составила $1,5 \cdot 10^{-14}$ за 100 сек. Измеренная спектральная плотность флуктуаций фазы на 1 Гц от несущей достигла 29 дБ/Гц, выходная мощность составила от 5 до 80 мВт.

Кратковременная стабильность генераторов с СПР выше, чем у кварцевых, цезиевых и рубидиевых стандартов. Оптимизация рассматриваемых генераторов позволит выйти на уровень стабильности 10^{-15} .

Генераторы с СПР, обладающие одновременно значительной мощностью и высокой стабильностью, могут быть использованы в дальней связи, доплеровской радиолокации и особенно в метрологии. Национальное бюро стандартов рассматривает возможность использования сверхпроводящих эталонов в качестве опорных генераторов в ближайшем поколении цезиевых часов.

Electron Fis. Apl., vol. 16, No 2, 1973, pp. 173—184

Н. Ш.

НОВЫЕ КНИГИ

В. ЭРЛЕР, Л. ВАЛЬТЕР. Электрические измерения неэлектрических величин полупроводниковыми тензорезисторами. Пер. с нем. «Мир», М., 1974, 285 стр., илл.

Монография посвящена новой и весьма перспективной области измерительной техники, связанной с преобразованием физических величин в электрические на основе полупроводниковых чувствительных элементов.

В книге описаны системы для измерения деформаций, перемещений, ускорений, сил, давления.

Изложенные в монографии вопросы, несомненно, вызовут интерес у широкого круга специалистов, работающих в области измерительной техники и приборостроения.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр
Физика явлений в электронных приборах	
Безменов Б. А., Ильина Е. М., Кац А. М., Кудряшов В. П., Миркин В. И., Каляпин А. С. — Взаимодействие двух сигналов в широкополосной ЛБВ	3
Характеристики приборов	
Васильев А. Е., Дмитриев Б. С., Жарков Ю. Д., Борисов Б. И. — Экспериментальное исследование влияния скачка скорости электронов на выходные характеристики ЛБВ О-типа	12
Иванченко И. А., Цвирко Ю. А. — Анализ автоколебаний генератора Ганна с распределенным резонатором в режиме с задержкой домена	22
Буряк В. С. — Настройка волноводно-штыревых переключающих устройств на СВЧ диодах	31
Моделирование	
Кузнецов С. П., Трубецков Д. И. — Теория резонансного лучевого автогенератора со скрещенными полями	40
Электронная оптика	
Олейников В. И., Пензяков В. В. — Расчет магнитной фокусировки ленточных пучков конечной ширины	51
Измерения. Аппаратура	
Козлов Г. А., Лернер Н. Б. — Принципиальная возможность использования трехсекционной ЛБВ для измерения сдвигов фаз СВЧ сигналов с меняющейся амплитудой	57
Технология	
Семенов Г. А., Рабодзей А. Г., Крапивина Л. А. — Влияние технологических операций при изготовлении МПФС разъемного типа на свойства кольцевых магнитов из самариево-кобальтового сплава	63
Решетников А. М., Самохина Р. А., Парилова Г. А., Трифионов А. С. — Металлизация алюмооксидной керамики типа А-995	70
Производственно-технический опыт	
Воскобойник М. Ф. — Надежность работы приборов в импульсном режиме	77
Бацев П. В., Зусмановский А. С., Михайлов Л. Ф. — Промышленная СВЧ печь для групповой обработки диэлектрических материалов	79
Краткие сообщения	
Гордеев А. Н., Сенатов О. И. — Теоретическое исследование многочастотных колебаний в модели распределенного усилителя	84
Егоров Г. П., Королев С. В., Курилов Г. В., Местечкин Я. И., Мордовичева М. В., Новиков В. Н. — Экспериментальное исследование многолучевой электронной пушки в магнитном поле	87
Машинное проектирование	
Захарова А. Н., Зырин С. С., Петров Д. М., Самородова Г. А. — Комплекс программ для расчета усилительных многорезонаторных клистронов	93

Информация. 1. Современные направления разработок ЛБВ. — 2. Конференция, посвященная СВЧ транзисторам. — 3. Разработка многокатодной электронной пушки. — 4. Деятельность научно-исследовательского центра ВВС США в области СВЧ. — 5. Стандарты частоты со сверхпроводящим резонатором 101—105

Редактор *В. Ф. Жукова*

Корректор *В. И. Логинова*

Т-12562 Подписано к печати 28/VIII 1974 г. Заказ № 1167 Формат 70×108¹/₁₆
Печатн. лист. 6³/₄ Усл. п. лист. 9,25 Учетн. изд. 10,8 Тираж 1500 Цена 85 коп.
