

Горький · 1989

ГИДРОТРОНЫ

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

ГИРОТРОНЫ

Сборник научных трудов

Горький — 1989

УДК 538 561

Гиротроны Сб науч. тр / ИФФ АН СССР Горький 1989 217 с

Сборник посвящен гиротронам — генераторам мощного когерентного электромагнитного излучения коротковолновой части СВЧ диапазона. Основной областью применения гиротронов в настоящее время является СВЧ нагрев квазистационарной плазмы с целью получения реакции управляемого термоядерного синтеза. Интересы данной области физики связаны с увеличением мощности, длительности импульсов и частоты излучения гиротронов. Сборник составлен из статей, отражающих результаты работ в этих направлениях и их перспективы.

Сборник предназначен для широкого круга специалистов, интересующихся вопросами генерирования и применения в физических и прикладных исследованиях мощного электромагнитного излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн, а также для аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

Ил 81 табл 5, библиогр 162 назв

Рецензенты

доктор физико-математических наук П С СТРЕЛКОВ,
доктор физико-математических наук Д И ТРУБЕЦКОВ

Ответственный редактор
В А ФЛЯГИН

Редколлегия

Г С НУСИНОВИЧ (зам отв редактора), А Л ГОЛЬДЕНБЕРГ,
В К ЮЛПАТОВ, Н А ГОРОДЕЦКАЯ (отв секретарь)

СОДЕРЖАНИЕ

Нусинович Г. С., Флягин В. А. Проблемы разработки гиротронов. (Вместо предисловия).....	7
Венедиктов Н.П., Запевалов В.Е., Куфтин А.Н. Мощный высокоэффективный гиротрон 3-миллиметрового диапазона.....	12
Гольденберг А.Л., Павельев А.Б., Хижняк В.И. Моделирование непрерывных мегаваттных гиротронов в условиях конкуренции мод в резонаторе.....	20
Гольденберг А.Л., Малыгин В.И., Павельев А.Б., Павельев В.Г., Пылин А.В., Цимринг Ш.Е. Мощный гиротрон на высоких модах связанных резонаторов с трансформацией мод.....	40
Лучинин А.Г., Нусинович Г.С. Гиротроны с импульсными магнитными полями.....	55
Глявин М.Ю., Гуртовник А.А., Нусинович Г.С., Панкратова Т.Б. Возбуждение высших мод в гиротронах, работающих на гармониках циклотронной частоты.....	73
Завольский Н.А., Нусинович Г.С., Павельев А.Б. Устойчивость одномодовых колебаний и нестационарные процессы в гиротронах со сверхразмерными низкодобротными резонаторами.....	84
Цимринг Ш.Е. Аксиально-симметричные волноводные переходы и трансформаторы.....	113
Власов С.Н., Шапиро М.А. Трансформация волн в квазиоптических волноводных линиях передачи....	133
Белоусов В.И., Колосова Е.В., Орлова И.М., Песков Н.Ю., Петелин М.И. Вспомогательные элементы квазиоптических волноводных трактов большой мощности.....	155

Бородачева Т.В., Гольденберг А.Л., Мануилов В.Н. О рекуперации в гиротроне.....	161
Сушилини П.Б., Фикс А.Ш., Паршин В.В. Перспек- тивы повышения пропускной способности окон вывода энергии гиротронов.....	181
Петелин М.И., Флягин В.А. Проблемы создания систем электронно-циклотронного нагрева плазмы.....	195

CONTENTS

G. S. Nusinovich, V. A. Flyagin. Problems of gyrotron development (Preface)	7
N. P. Venediktov, V. E. Zapevalov, A. N. Kuffin. A powerful high-efficiency 3 mm wavelength gyrotron.....	12
A. L. Gol'denberg, A. B. Pavelyev, V. I. Khizhnyak. Simulation of continuous- wave megawatt gyrotrons under the condi- tions of mode competition.....	20
A. L. Gol'denberg, V. I. Malygin, A. B. Pavelyev, V. G. Pavelyev, A. V. Pylin, Sh. E. Tsymring. A powerful gyro- tron at high modes of coupled resonators with mode conversion.....	40
A. G. Luchinin, G. S. Nusinovich. Gyrotrons with pulsed magnetic fields.....	55
M. Yu. Glyavin, A. A. Gurtovnik, G. S. Nusinovich, T. B. Pankratova. Excitation of high modes in gyrotrons ope- rated at cyclotron harmonics.....	73
N. A. Zavol'sky, G. S. Nusinovich, A. B. Pavelyev. Stability of single-mode oscillations and nonstationary processes in gyrotrons with oversized low-Q resona- tors.....	84
Sh. E. Tsymring. Axially symmetric waveguide tapers and transformers.....	113
S. N. Vlasov, M. A. Shapiro. Wave conversion in quasioptical waveguide trans- mission lines.....	133

V. I. Belousov, E. V. Kuposova, I. M. Orlova, N. Yu. Peskov, M. I. Petelin. Auxiliary elements of high-power quasi-optical waveguide ducts.....	155
T. V. Borodachyova, A. L. Gol'denberg, V. N. Manuilov. On recuperation in gyrotron.....	161
P. B. Sushilin, A. Sh. Fix, V. V. Parshin. Perspectives of increasing the gyrotron output window capacity.....	181
M. I. Petelin, V. A. Flyagin. Problems in creation of microwave systems for electron cyclotron plasma heating.....	195

ПРОБЛЕМЫ РАЗРАБОТКИ ГИРОТРОНОВ

(Вместо предисловия)

Гиротроны являются электровакуумными СВЧ-приборами, в которых имеет место когерентное излучение электромагнитных волн потоками электронов, вращающихся во внешнем однородном магнитном поле, на частотах, близких к циклотронной частоте электронов или к ее гармоникам.

Вскоре после своего изобретения в 1966 г. *) гиротроны зарекомендовали себя как наиболее мощные приборы коротковолновой части СВЧ-диапазона, способные работать в режиме непрерывной генерации или длинных импульсов. Достигнутый гиротронами уровень СВЧ-мощности позволил уже в начале 70-х годов использовать эти приборы в качестве источников мощного электромагнитного излучения в проводимых по программе управляемого термоядерного синтеза экспериментах по нагреву квазистационарной плазмы в условиях электронно-циклотронного резонанса (так называемый электронно-циклотронный нагрев - ЭЦН - плазмы). До появления гиротронов возможности данного способа нагрева плазмы исследовались только теоретически.

Успехи первых экспериментов по ЭЦН плазмы при помощи гиротронов стимулировали интерес к этому методу нагрева плазмы и к постановке подобных экспериментов на целом ряде плазменных установок. Для проведения таких исследований понадобились гиротроны различных частотных диапазонов

* См.: Гапонов А. В., Гольденберг А. Л., Петелин М. И., Юлпатов В. К. Прибор для генерации см, мм и субмм волн: А. с. 223931 от 24.03.67 // Б. И. 1976. № 11. С. 200.

с высоким уровнем СВЧ-мощности и большой длительностью СВЧ-импульсов. Именно эта область исследований плазмы и определила основные тенденции разработки гиротронов на протяжении 70 – 80-х годов: укорочение рабочей длины волны, повышение мощности и длительности СВЧ-импульсов.

Освоение более коротковолновых диапазонов осложнялось тем известным обстоятельством, что по мере укорочения длины волны при работе на заданном типе колебаний резонансной системы происходит миниатюризация пространства взаимодействия, которая ведет к резкому падению генерируемой мощности. Чтобы сохранить уровень СВЧ-мощности при укорочении длины волны, необходимо развивать пространство взаимодействия, т. е. переходить к работе на высших модах.

По мере увеличения размеров резонатора, и соответственно перехода ко все более высоким модам, спектр собственных частот мод сгущается и все более проблематичной становится возможность селективного возбуждения и устойчивой высокоэффективной генерации рабочей моды, находящейся в окружении паразитных мод с близкими собственными частотами. В принципе, время пролета электронов через резонатор значительно превышает период ВЧ-колебаний, благодаря чему полоса циклотронного резонанса в гиротроне является достаточно узкой, так что обычно даже моды, частоты которых отличаются от частоты рабочей моды лишь на несколько процентов, оказываются вне этой полосы, что облегчает проблему селекции. Тем не менее, при увеличении диаметра резонатора D по сравнению с длиной волны λ до $D = (6 \dots 10) \lambda$ уже не удается избежать попадания частот паразитных мод в полосу циклотронного резонанса. В этой ситуации весьма эффективной мерой селекции является подбор радиуса тонкого трубчатого электронного пучка таким образом, чтобы обеспечить различия в эффективных импедансах связи электронов с полями рабочей и паразитной мод. Данный метод является вполне надежным, если удастся за счет уменьшения импедансов связи поднять стартовые токи всех паразитных мод выше величины, которая соответствует генерации рабочей моды с высоким КПД, – в этом случае присутствие в полосе циклотронного резонанса частот паразитных мод не препятствует высокоэффективной одномодовой генерации рабочей моды. Обычно такие условия могут

быть обеспечены для вращающихся (несимметричных) мод в резонаторах с диаметром до $D \approx 15 \lambda$. При дальнейшем увеличении диаметра приходится использовать более сложные резонаторы (например, коаксиальные резонаторы, резонаторы ступенчатого профиля, квазиоптические резонаторы и т. д.), обладающие улучшенными селективными свойствами; определенные возможности могут быть также связаны с нелинейными эффектами взаимодействия мод, благодаря которым первоначально возбуждавшаяся рабочая мода может успешно подавлять паразитные моды (эффект конкуренции мод).

Проблемы повышения мощности и длительности СВЧ-импульсов должны рассматриваться единым образом, поскольку само по себе увеличение СВЧ-мощности относительно просто достигается за счет увеличения рабочего напряжения (мощность релятивистских гиротронов миллиметрового диапазона составляет десятки – сотни мегаватт в импульсах наносекундной длительности). Основные затруднения возникают при попытках сохранить достигнутый уровень мощности по мере перехода к режиму длинных импульсов или непрерывной генерации. Как известно, при переходе к этим режимам становятся существенными тепловые нагрузки, возникающие

- в резонаторе, вследствие омических потерь СВЧ-мощности,

- на коллекторе, где оседает мощный электронный пучок,
- в выходном окне, поглощающем часть проходящей через него СВЧ-мощности.

В гиротронах коротковолновой части миллиметрового диапазона и диапазона субмиллиметровых волн наиболее серьезными являются тепловые нагрузки в резонаторе. При анализе этих нагрузок следует иметь в виду, что значительный нагрев резонатора может приводить к аксиально неравномерному изменению его внутренней поверхности, следствием чего могут быть не только уходы частоты колебаний, но и – при наличии остаточных термических деформаций – изменение добротности резонатора. Наиболее радикальным способом уменьшения плотности тепловых нагрузок в резонаторе, очевидно, является увеличение его поперечных размеров. Перспективы этого способа, как уже отмечалось, в свою очередь определяются возможностями селекции мод. Так, например, при использовании коаксиальных резонаторов в гиротронах 3-миллиметрового диапазона длин волн удается при уровне выходной СВЧ-мощности 2 МВт иметь плотность омических потерь около $1,5 \text{ кВт/см}^2$.

Принципиальная возможность создания пространственно развитого коллектора, как известно *), становится гораздо более легко реализуемой при использовании в выходной части лампы элементов, позволяющих разделить СВЧ-излучение и электронный пучок.

При этом целесообразно преобразовать рабочую моду гиротрона, обладающую весьма сложной пространственной структурой, в удобный для дальнейшей транспортировки волновой пучок с близкой к линейной поляризацией и малой угловой расходимостью. Обычно для данной цели используются различные квазиоптические преобразователи.

После развязки СВЧ-излучения и электронного пучка электроны могут быть направлены на коллектор достаточно больших размеров. При этом, чтобы обеспечить достаточно равномерное осаждение мощного электронного пучка на пространственно развитом коллекторе, обычно используются дополнительные соленоиды, подбор специальной конфигурации поверхности коллектора, очень точная юстировка лампы относительно оси соленоидов, экранировка от внешних магнитных полей и т. п. В этом отношении целесообразным является поиск систем, позволяющих обеспечить приемлемые нагрузки на коллекторе достаточно грубыми методами.

Пропускная способность выходных окон, очевидно, может быть увеличена за счет выбора материала окна, обеспечивающего достаточно малое поглощение СВЧ-мощности, а также за счет выбора подходящей структуры СВЧ-излучения гиротрона (последняя может быть сформирована при помощи соответствующего внутреннего преобразователя). Значительного понижения уровня поглощаемой СВЧ-мощности можно добиться за счет охлаждения окна до низких температур.

Важную роль в разработке СВЧ-комплексов играет также минимизация потерь СВЧ-мощности при преобразовании и транспортировке излучения от гиротронов к плазменным установкам.

*) См. например: Gaponov A.V., Flyagin V.A., Gol'denberg A.L., Nusinovich G.S., Tsimring Sh.E., Usov V.G., Vlasov S.N. Powerful millimeter-wave gyrotrons // *Int.J.Electronics*: 1981. V.51, N4. P.277-302.

Основные результаты исследований в перечисленных направлениях разработок гиротронов отражены в составляющих данный сборник статьях. В него также включены две статьи по гиротронам, представляющим интерес в качестве источников зондирующего сигнала для активной диагностики плазмы.

Г.С. Нусинович,
В.А. Флягин

МОЩНЫЙ ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЙ ГИРОТРОН 3-МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Н.П.Венедиктов, В.Е.Запевалов, А.Н.Куфгин

При разработке гиротронов, способных работать в режиме длинных импульсов или непрерывной генерации, серьезной проблемой является обеспечение интенсивного теплоотвода от стенок резонатора, нагревающихся из-за омических потерь СВЧ-мощности. Эти удельные тепловые нагрузки понижаются при создании гиротронов с развитым пространством взаимодействия. В свою очередь, по мере увеличения размеров резонатора возрастают трудности селекции мод [1], поэтому выбор рабочего типа колебаний в длинноимпульсном гиротроне обычно является результатом компромиссного решения проблем селекции мод и омических нагрузок в резонаторе. Примером решения этих проблем является описанный в настоящей статье мощный гиротрон с длиной волны излучения $\lambda = 3,6$ мм.

Данный гиротрон предназначен для получения выходной мощности 0,5 – 1 МВт при длительности импульса $\tau \approx 1$ с, рабочем напряжении пучка $U_0 \approx 70$ кВ. Гиротрон был рассчитан на работу в магнитном поле, создаваемом стандартной криомагнитной системой, разработанной для СВЧ-комплексов токамаков Т-10 и Т-15.

Предварительный анализ показал, что целесообразным является выбор в качестве рабочей моды $H_{m,p,1}$ с радиальным индексом $p = 3$, поскольку у мод с $p = 1, 2$ велики омические потери в резонаторе, а при работе на модах с $p \geq 4$ велико провисание потенциала пучка в области взаимодействия (при условии, что для обеспечения электронной селекции пучок вводится вблизи каустики).

Ниже приводится расчет гиротрона, описывается его конструкция и излагаются результаты экспериментов.

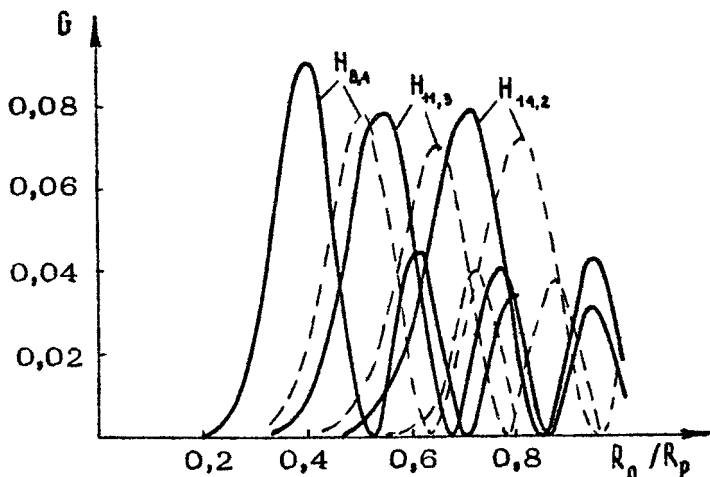
РАСЧЕТ ГИРОТРОНА

При заданных выходных параметрах гиротрона была выбрана в качестве рабочей мода $H_{11,3,1}$. В этом случае радиус резонатора, определяемый соотношением

$$R_0 = \frac{\nu \lambda}{2\pi}$$

(где $\nu_{m,p}$ — p -й корень уравнения $J'_m(\nu) = 0$, λ — длина волны), равен 12,3 мм. Средний радиус пучка соответствует максимуму структурного фактора G , определяющего связь электронного пучка с рабочей модой. Зависимости G от относительного радиуса пучка приведены на рис. 1 для рабочей моды $H_{11,3}$ и двух ближайших $H_{14,2}$ и $H_{8,4}$.

Выходная мощность гиротрона определяется следующим выражением:



Р и с. 1. Структурные факторы рабочей и ближайших мод в зависимости от отношения радиуса пучка к радиусу резонатора (сплошные линии — одинаковые направления вращения электронов и мод, штриховые — встречные направления вращения)

$$\rho = \left(1 - \frac{Q_{\text{диф}}}{Q_{\text{ом}}}\right) \cdot t_{\perp} \eta_{\perp} U_0 I,$$

где $Q_{\text{диф}}$ и $Q_{\text{ом}}$ - дифракционная и омическая добротности резонатора, t_{\perp} - отношение осцилляторной энергии электронов пучка к полной кинетической энергии, η_{\perp} - поперечный электронный КПД гиротрона, U_0 и I - напряжение и ток электронного пучка.

Как показали исследования электронно-оптических систем, в данном диапазоне длин волн можно достаточно надежно формировать винтовые электронные пучки с относительной величиной осцилляторной энергии до $t_{\perp} \approx 0,6$, что соответствует значениям пичч-фактора $q = v_{\perp} / v_{\parallel} \approx 1,2 [t_{\perp} = q^2 / (1 + q^2)]$

Для предварительных оценок поперечного КПД η_{\perp} целесообразно использовать аксиально-симметричную модель гиротрона с тонким моноскоростным грубчатым пучком, концентрическим с резонатором, продольную структуру высокочастотного поля которого можно считать фиксированной и задавать в виде гауссовой функции

$$f(z) = \exp[-(2z/L)^2]$$

В этом случае поперечный электронный КПД, оптимизированный по расстройке магнитного поля $\Delta = (2/\beta_{\perp}^2)(1 - \omega/\omega_{\text{н0}})$, где $\beta_{\perp} = v_{\perp}/c$, ω - частота рабочей моды, $\omega_{\text{н0}}$ - релятивистская гирочастота электронов на входе в резонатор, является функцией двух безразмерных параметров I_0 и μ [2]:

$$I_0 = 0,06(Q \cdot 10^{-3})(\pi q)^4 (L/\lambda)^3 G I$$

- безразмерный параметр тока (где $Q = (Q_{\text{ом}}^{-1} + Q_{\text{диф}}^{-1})^{-1}$ - добротность резонатора, G - структурный фактор (см. рис.1), I - ток пучка в амперах;

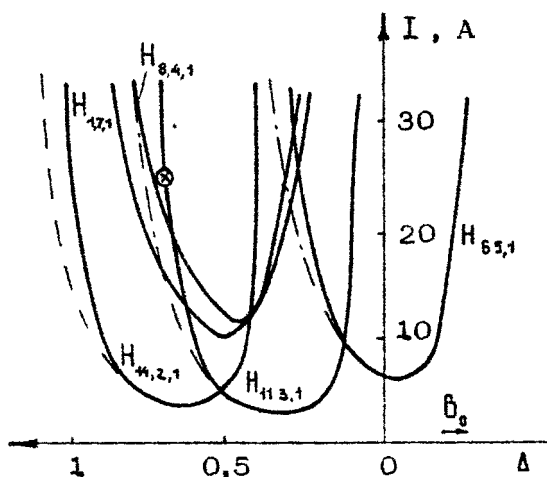
$$\mu = \pi \left(\frac{L}{\lambda}\right) q \beta_{\perp}$$

- параметр неизохронности.

Выбрав точку в той области плоскости (μ, I_0) , где согласно расчетам [2] достигается приемлемое значение поперечного КПД ($\eta_{\perp} \approx 0,6$), получаем значения основных физических параметров гиротрона. Отсюда, зная омическую добротность резонатора, можно определить полную мощность омических потерь и плотность этих потерь в резонаторе $\rho_{\text{ом}}$. Для рабочей моды $H_{1,3,1}$ при выходной мощности 0,5 МВт

получаем $\rho_{\text{ом}} \approx 1,2 \text{ кВт/см}^2$. Такое значение плотности потерь при хорошей системе охлаждения является вполне приемлемым.

Расчетная область генерации гиротрона, построенная для полученных значений физических параметров, изображена на рис. 2. Сплошной линией обозначены зоны самовозбуждения



Р и с. 2. Область генерации гиротрона (расчет)

мод, вычисленные по линейной теории. Штрих-пунктиром обозначены границы устойчивости жестких режимов. Кружочком отмечен режим, оптимальный по КПД, который попадает в зону самовозбуждения нескольких мод ($H_{8,4,1}$, $H_{11,3,1}$, $H_{17,1}$ и $H_{14,2,1}$), что делает необходимым изучение их конкуренции.

Анализ взаимодействия мод, проведенный по методике [3 - 5], показал, что соседние моды не оказывают влияния на устойчивость стационарной генерации рабочей моды $H_{11,3,1}$ практически во всей зоне ее генерации. Поэтому в рамках рассмотренной модели условия для одномодовой генерации рабочей моды с высоким КПД можно считать выполненными.

Уточнение продольных распределений высокочастотного и магнитостатического полей и параметров электронного потока в расчетной модели не приводит к существенным количественным изменениям характеристик гиротрона. Так, экспериментальное исследование характеристик электронных пучков показало, что если в типовых пушках $\tau_1 \approx 0,6$, то в лучших

образцах пушек вполне реальным является достижение $t_1 \approx 0,7$ ($q = 1,5$) и более. В этом случае при неизменных параметрах резонатора расчетный КПД превышает 45 %.

Малую неоднородность продольного распределения магнитостатического поля в рабочем пространстве легко учесть, представив $B(x)$ в виде $B(x) = B_0 \cdot f(x)$, $f(x) = 1 - \delta(x)$, где $0 \leq \delta(x) \ll 1$.

В этом случае изменение магнитного поля слабо влияет на параметры электронного пучка и достаточно учесть его только в параметре расстройки Δ :

$$\Delta = \Delta_0 \left[1 - \delta(x) \right] + \frac{2}{\beta_{\perp}^2} \delta(x) \approx \Delta_0 + \frac{2}{\beta_{\perp}^2} \delta(x)$$

В реальной криомагнитной системе распределение поля в рабочем пространстве хорошо аппроксимируется параболой и при изменении магнитного поля на краях резонатора на $0,5$ %, согласно проведенным расчетам, КПД снижается не более чем на 5 %. Аналогично учет отличия продольного распределения высокочастотного поля от гауссовой функции, заметного только на последней четверти резонатора, не приводит к существенным изменениям КПД.

ЭЛЕМЕНТЫ КОНСТРУКЦИИ

На основе проведенных расчетов был спроектирован импульсный гиротрон, выполненный в виде разборной системы, что позволяло производить замену отдельных элементов с целью оптимизации. Резонатор гиротрона был выбран простейшей формы с регулярной цилиндрической частью, входным закритическим сужением и коническим раскрывом, переходящим в выходной волновод. Оптимизация резонатора проводилась путем изменения длины регулярной части и угла раскрыва конического участка.

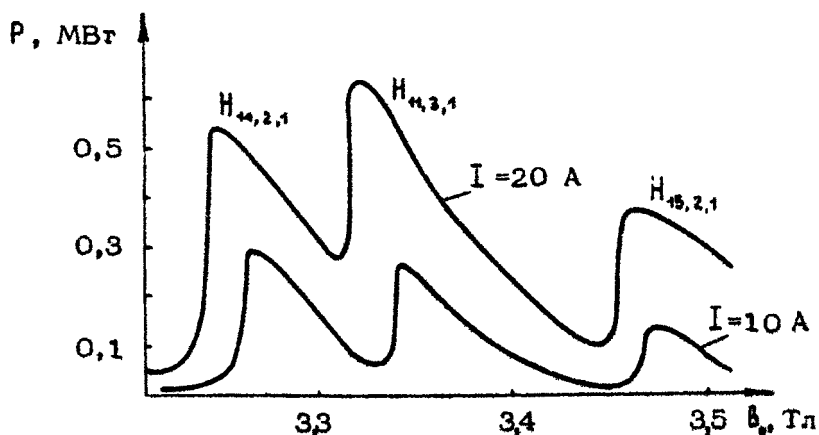
Конструкция гиротрона допускала замену катода и анода. По результатам электронно-оптических измерений для экспериментов с гиротроном был выбран вариант пушки, обеспечивающий формирование электронного потока с умеренным значением разброса поперечных скоростей ($\delta v_{\perp} \approx 20$ %) и приемлемым значением пичч-фактора ($q \approx 1,5$) при токе 20 А и более. Выше уже отмечалось, что возможность использования пучка с пичч-фактором несколько большим, чем

заложено в предварительные расчеты, позволяла надеяться на достижение более высокого выходного КПД.

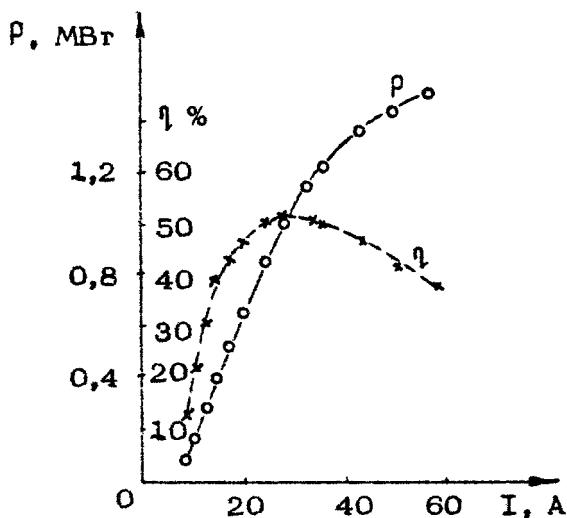
Коллектор, резонатор и анод гиротрона охлаждались точной водой.

ВЫХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Выходные характеристики гиротрона снимались при использовании водяной калориметрической нагрузки для значений $U_0 = 50, 60$ и 70 кВ, длительности импульса $\tau \approx 100$ мкс и в широком диапазоне токов (от 5 до 60 А). При изменении магнитного поля наблюдалась генерация рабочей моды $H_{11,3,1}$, либо соседних $H_{15,2,1}$ (выше по магнитному полю) и $H_{14,2,1}$ (ниже по магнитному полю). Излучения, соответствующего другим резонансным модам $H_{1,7,1}$ и $H_{8,4,1}$ не отмечалось, что согласуется с приведенными выше результатами теоретических расчетов. Зависимости выходной мощности гиротрона от магнитного поля для двух значений тока пучка и $U_0 = 70$ кВ приведены на рис. 3. Видно, что рабочая мода $H_{11,3,1}$ достаточно хорошо отселектирована и в расчетном режиме превосходит по мощности соседние моды $H_{m,2,1}$.



Р и с. 3. Зависимость выходной мощности гиротрона от магнитного поля (спектр мод)



Р и с. 4. Выходные характеристики гиротрона

На рис. 4 приведены зависимости выходной мощности и КПД рабочей моды $H_{11,3,4}$ от тока пучка. Наибольшая мощность 1,5 МВт была получена при КПД $\eta_{\perp} \approx 36\%$. Максимальный КПД $\eta_{\perp} \approx 51\%$ был реализован при уровне выходной мощности $P \approx 1$ МВт.

Таким образом, оптимизация электронно-оптической и электродинамической систем позволила создать гиротрон с длиной волны 3,6 мм, в котором получена генерация СВЧ-мощности свыше 1 МВт при КПД около 50 %.

Л и т е р а т у р а

1. Завольский Н.А., Нусинович Г.С., Павельев А.Б. Устойчивость одномодовых колебаний и нестационарные процессы в гиротронах со сверхразмерными низкодобротными резонаторами // Наст. сборник. С. 84 - 112.
2. Нусинович Г.С., Эрм Р.Э. КПД МЦР-монотрона с гауссовым продольным распределением высокочастотного поля // Электронная техника. Сер. 1, Электроника СВЧ. 1972. № 8. С. 55 - 60.
3. Зарницына И.Г., Нусинович Г.С. Об устойчивости одномодовых автоколебаний в гиромонотроне // Изв. вузов. Ра-

- диофизика. 1974. Т. 17, № 12. С. 1858 - 1867.
4. Запевалов В.Е., Нусинович Г.С. Установление колебаний в двухмодовом гиросроне // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27, № 1. С. 117 - 120.
 5. Нусинович Г.С., Запевалов В.Е. Автомоуляционная неустойчивость излучения гиросронов // Радиотехника и электроника. 1985. Т. 27, № 4. С. 563 - 570.

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕПРЕРЫВНЫХ МЕГАВАТТНЫХ ГИРОТРОНОВ В УСЛОВИЯХ КОНКУРЕНЦИИ МОД В РЕЗОНАТОРЕ

А. Л. Гольденберг, А. Б. Павельев, В. И. Хижняк

1. ВВЕДЕНИЕ

Благодаря эффективной селекции мод, позволяющей применять резонаторы с радиусом много большим, чем длина волны, и вводить в них интенсивные электронные пучки, гиротроны являются самыми мощными непрерывными генераторами в коротковолновой части миллиметрового диапазона. Тем не менее требуемые от коротковолновых гиротронов мощности столь высоки, что правомерен вопрос о возможности их реализации. Ограничение мощности гиротрона в непрерывном режиме работы обусловлено нагревом стенок резонатора из-за высокочастотных омических потерь, а на пути преодоления этого ограничения, при переходе к резонаторам большего радиуса, возрастает роль конкуренции и нелинейного взаимодействия мод — явлений, приводящих к нарушению одномодовой структуры излучения, снижению мощности и КПД и пр. Предельная мощность одномодового гиротрона при учете высокочастотных омических потерь оценивалась для низших [1] и для симметричных [2] мод резонатора. Более сложным явлениям конкуренции и взаимодействия мод посвящено гораздо большее число работ (см. обзоры [3, 4]).

В данной работе оценивается предельная мощность гиротронов, работающих на высоких модах с произвольными радиальными и азимутальными индексами. Возможности увеличения напряжения или тока пучка, а также радиуса резо-

натора рассматриваются с учетом основных факторов ограничения мощности – ограничения плотности высокочастотных омических потерь и конкуренции мод в резонаторе^{*)}. Это делается на основе оценок предельных мощностей, обусловленных нагревом резонатора, и численных расчетов и экспериментального изучения режимов работы, в которых проявляется конкуренция мод. В работе не рассматривается ряд других ограничений мощности гиротрона (общих для прибора любого типа той же мощности), связанных с рассеянием тепла на коллекторе и в выходном окне.

2. ОЦЕНКИ ПРЕДЕЛЬНОЙ МОЩНОСТИ ПРИ УЧЕТЕ ОМИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В РЕЗОНАТОРЕ

Выходная мощность гиротрона

$$P_{\text{вых}} = \eta I U \quad (1)$$

определяется мощностью электронного пучка, равной произведению тока пучка I на рабочее напряжение U и выходным КПД

$$\eta = \frac{Q^2}{1+Q^2} \frac{1+\gamma}{2\gamma} \frac{Q_{\text{ом}}}{Q_{\text{диф}} + Q_{\text{ом}}} \eta_{\perp}, \quad (2)$$

где $Q = v_{\perp} / v_{\parallel}$ – питч-фактор, равный отношению поперечной (вращательной) скорости электронов к продольной; $\gamma = \mathcal{E} / \mathcal{E}_0$ – релятивистский фактор, равный отношению энергии электронов и их энергии покоя; η_{\perp} – поперечный КПД гиротронов, определяющий долю поперечной энергии электронов, отдаваемую ими электромагнитному полю; $Q_{\text{ом}}$ и $Q_{\text{диф}}$ – омическая и дифракционная добротности резонатора.

Мощность электронного пучка можно наращивать путем увеличения тока или напряжения пучка, однако увеличение напряжения целесообразно, когда возможности увеличения тока пучка исчерпаны, так как с увеличением напряжения расширяется полоса циклотронного резонанса, что затрудня-

^{*)} Результаты работы докладывались на ряде конференций; в наиболее полном виде – на 12-й Международной конференции по инфракрасным и миллиметровым волнам (1987 г., Орландо, США).

ет селекцию рабочей моды. Кроме того, при повышенном рабочем напряжении вообще усложняется конструкция и эксплуатация лампы.

Максимальный ток пучка в гиротроне определяется либо провисанием потенциала пучка в резонаторе, где электроны имеют минимальное значение поступательной скорости, либо разбросом скоростей электронов, возрастающим из-за влияния собственного пространственного заряда в прикатодной области. В дальнейшем будем считать, что выбор соотношения радиусов пучка и резонатора позволяет сделать провисание потенциала достаточно малым, и учитывать только второе ограничение тока пучка, исходя из допустимого относительного разброса осцилляторных скоростей электронов $\epsilon_{\text{макс}}$ [5]:

$$I_{\text{макс}} = 14,2 \frac{Q^2}{(1+Q^2)^{1/4}} (\gamma^2 - 1)^{1/2} \epsilon_{\text{макс}} E_k \gamma, \quad (3)$$

где E_k — напряженность поля на катоде, γ — средний радиус электронного пучка в резонаторе.

Нагрев резонатора гиротрона, обусловленный высокочастотными омическими потерями в его стенке, определяется удельной тепловой нагрузкой

$$\gamma = \frac{Q_{\text{диф}} P_{\text{вых}}}{Q_{\text{ом}} S_{\text{эф}}}, \quad (4)$$

где $S_{\text{эф}}$ — эффективная (определенная с учетом продольного распределения ВЧ-поля) площадь резонатора. В мощных гиротронах обычно используются цилиндрические резонаторы, имеющие со стороны катода закривчатое сужение, а с другой стороны — плавный конусный раскрыв. Дифракционная добротность таких резонаторов равна [6]

$$Q_{\text{диф}} \approx 30 (L/\lambda)^2, \quad (5)$$

где L — длина регулярной части, λ — длина волны. Омическая добротность резонатора радиуса R

$$Q_{\text{ом}} = q \frac{R(1 - m^2/\nu^2)}{d}, \quad (6)$$

где q — коэффициент, зависящий от качества поверхности (в обычных условиях $q \approx 0,5$); m — азимутальный индекс рабочей моды; $\nu = 2\pi R/\lambda$ — приведенный радиус резонато-

ра; $d = (2\pi)^{-1} \sqrt{\lambda c/\epsilon}$ - толщина скин-слоя, c - скорость света.

Для нахождения соотношения между предельной выходной мощностью и другими параметрами гиротрона целесообразно в выражениях (1) - (6) перейти к параметрам, используемым в нелинейной теории гиротрона:

$$I_0 = 6 \cdot 10^{-5} I Q (\pi q)^4 \left(\frac{L}{\lambda}\right)^3 \gamma^{-1} G, \quad (7)$$

$$\mu = \pi q \beta_{\perp} \left(\frac{L}{\lambda}\right), \quad (8)$$

где

$$G_{\pm} = \frac{\gamma_{m \mp 1}^2 (\kappa \gamma)}{(\gamma^2 - m^2) \gamma_m^2 (\nu)} \quad (9)$$

- структурный фактор, в котором знак "-" отвечает попутному с электронами вращению поля рабочей моды, а "+" - обратному; $\beta_{\perp} = v_{\perp}/c$. Будем считать, что в резонаторе возбуждается мода, наиболее сильно связанная с электронным пучком, т. е. та, радиус каустики которой R_k близок к радиусу электронного пучка:

$$\gamma \approx R_k = \frac{m}{\gamma} R \quad (10)$$

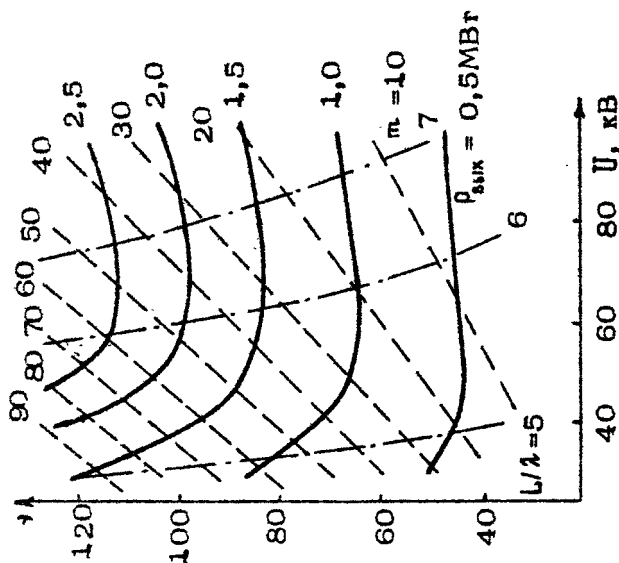
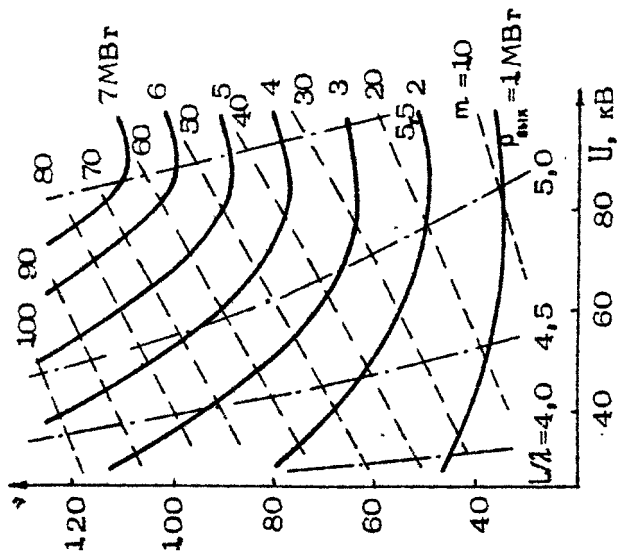
Вводя в выражение (3) значения $\epsilon = 0,1$, $E_k = 60$ кВ/см, и аппроксимируя в (4) продольное распределение ВЧ-поля гауссовой функцией - $S_{\text{эф}} = 0,63 \gamma \lambda L$, получим систему уравнений для оценок предельной выходной мощности гиротрона:

$$P_{\text{вых}} = 4,47 \cdot 10^5 \frac{q^8}{(1+q^2)^{7/2}} \frac{(\gamma^2-1)^{7/2}}{\gamma^5} \frac{\mu_{\perp} I_0}{\mu^3} G^{-1}, \quad (11)$$

$$\gamma = 7,14 \cdot 10^{-3} \frac{(1+q^2)^{1/2}}{q^2} \frac{\gamma}{(\gamma^2-1)^{1/2}} \frac{\mu}{\lambda^{5/2} (\gamma^2-m^2)} P_{\text{вых}}, \quad (12)$$

$$G^{-1} = 4 \cdot 10^{-2} \frac{(1+q^2)^{3/4}}{q^{19/2}} \frac{\gamma^4}{(\gamma^2-1)^{3/4}} \frac{\mu^5}{I_0} \frac{\lambda m}{1+Q_{\text{АВВ}}/Q_{\text{ОН}}}, \quad (13)$$

$$\frac{Q_{\text{АВВ}}}{Q_{\text{ОН}}} = 1,52 \cdot 10^{-3} \frac{1+q^2}{q^4} \frac{\gamma^2}{(\gamma^2-1)} \frac{\mu^2}{\lambda^{1/2} \gamma (1-m^2/\gamma^2)}, \quad (14)$$



Р и с. 1. Предельные выходные мощности $P_{\text{вых}}$, азимутальные индексы рабочей моды m и приведенные длины резонаторов L/λ гиروتронов на длине волны 3 мм на плоскости приведенных радиусов ν и рабочих напряжений U при плотности мощности ВЧ-погерь в резонаторе 2 кВт/см²

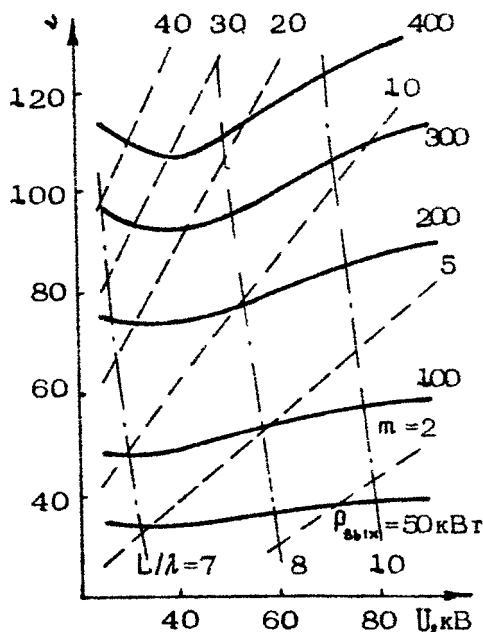
Р и с. 2. То же, что на рис. 1, на длине волны 2 мм

$$\eta_{\perp} = \eta_{\perp}(I_0, \mu) \quad (15)$$

$$G = G(m, \nu) \quad (16)$$

Линии равных значений выходной мощности (при максимальном при данных параметрах токе пучка), азимутального индекса рабочей моды и приведенной длины резонатора L/λ на плоскости (U, ν) для длин волн 3, 2 и 1 мм приведены на рис. 1 - 3. Вычисления проводились для удельной тепловой нагрузки $j = 2 \text{ кВт/см}^2$ и пгч-фактора $g = 1,5$. Приведенные значения мощности соответствуют КПД $\eta = 0,4$ (точнее - нижней ветви кривой равного уровня КПД $\eta_{\perp} = 0,6$ [7]). Плоскости рис. 1 - 3 строились следующим образом: для фиксированных значений напряжения U , параметров ν и μ из соотношений (9), (13) и (14) с учетом выбранной связи $I_0 = I_0(\mu)$ определялся азимутальный индекс моды m . Затем проверялась совместность (11) и (12); если они оказывались несовместными, то указанная процедура повторялась с другими значениями μ , пока не обеспечивалась совместность всех четырех выражений (11) - (14).

Как видно из рис. 1-3, существуют значения рабочего напряжения, оптимальные для получения данной мощности при наименьшем диаметре резонатора. При $U < U_{\text{опт}}$ увеличение диаметра резонатора обусловлено "токовыми" ограничениями, т. е. необходимостью увеличения диаметра пучка, и соответственно диаметра резонатора. При $U > U_{\text{опт}}$ уменьшается ток пучка, и для сохранения КПД требуется увеличить добротность резонатора $Q_{\text{диф}}$, т. е. его длину L , что также



Р и с. 3. То же, что на рис. 1, на длине волны 1 мм

приводит (см. (12)) к необходимости увеличения диаметра резонатора. Если приемлем КПД ниже 40 %, то при данной тепловой нагрузке возможно повышение выходной мощности за счет уменьшения длины резонатора.

Проведенный анализ показывает, что для получения большой непрерывной выходной мощности на длинах волн короче 3 мм следует работать на модах с индексами $\{m, p\} \gg 1$. Переход на моды со все большими m и p позволяет повышать мощность гиротрона до тех пор, пока не станут существенными ограничения мощности, обусловленные взаимодействием мод в резонаторе гиротрона.

3. РАСЧЕТ УСЛОВИЙ САМОВОЗБУЖДЕНИЯ ПАРАЗИТНЫХ МОД В ЗОНЕ ГЕНЕРАЦИИ РАБОЧЕЙ МОДЫ

Как известно, по мере сгущения спектра мод в резонаторе они все сильнее влияют на работу друг друга. Это взаимное влияние имеет либо характер конкуренции, когда одна мода подавляет другую, либо более сложный характер сосуществования двух или большего числа мод [3, 4]. Согласно [3], основные эффекты в многомодовых гиротронах могут быть рассмотрены в рамках двухмодового (несинхронного) или трехмодового (синхронного) взаимодействия. Эксперименты, которые будут описаны ниже, показали, что если ширина полосы циклотронного резонанса $\delta\omega_{цр}$ не превышает разноса частот мод с соседними азимутальными и одинаковыми радиальными индексами

$$\delta\omega_{цр} \approx 1/\gamma,$$

то для описания работы гиротрона в режимах близких к оптимальным (вблизи срыва колебаний рабочей моды) пригодна более простая модель парного взаимодействия мод.

Области самовозбуждения паразитных мод в присутствии стационарных колебаний рабочей моды находились по методике определения устойчивости одномодовых колебаний в двухмодовом гиротроне, изложенной в работе [8]. Предполагалось, что ширина резонансных кривых конкурирующих мод существенно меньше полосы циклотронного резонанса и $m_1 \neq m_2$. Расчеты проводились для моноскоростного электронного пучка без разброса радиусов ведущих центров электронных орбит r ,

без учета влияния пространственного заряда при фиксированной структуре полей рабочей и паразитной мод, возбуждаемых на основной циклотронной частоте.

В этом случае движение электронов в резонаторе гиротрона описывается уравнениями [8]

$$\begin{aligned} \frac{d a_1}{d \xi} + i a_1 \{ |a_1|^2 - 1 \} &= F_1 f_1 \operatorname{erf} i \theta_0, \\ \frac{d u}{d \xi} + i u \{ 2 |a_1|^2 - 1 \} + i v a_1^2 &= f_2 \operatorname{erf} i \theta_0, \\ \frac{d v}{d \xi} - i v \{ 2 |a_1|^2 - 1 \} - i u a_1^2 &= 0 \end{aligned} \quad (17)$$

с граничными условиями $a_1(0) = 1$, $u(0) = v(0) = 0$. Здесь F_1 — амплитуда колебаний рабочей моды; $f_s = f \operatorname{erf}(i \Delta_s \xi)$; $\Delta_s = (2/\beta_1^2)(\omega_s - \omega_{H_0}) \omega_{H_0}^{-1}$ — расстройка частоты колебаний s -й моды относительно циклотронной частоты на входе в резонатор ω_{H_0} ; f — продольное распределение ВЧ-полей, ниже аппроксимируемое гауссовой функцией $f = \operatorname{erf}[-3(2\xi\xi_k^{-1}-1)^2]$ (где $\xi = \mu z L^{-1}$ — нормированная продольная координата, $\xi_k = \sqrt{3}\mu$). Величины a_1 , u , v характеризуют осцилляторное движение электронов и определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} a &= \left(\frac{\rho_+}{\rho_{10}} \right) \operatorname{erf} [i(\theta - \theta_0)] = a_1 + a_2 F_2 \quad (|F_2| \ll |F_1|), \\ u &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} a_2 \operatorname{erf}(-i\psi) d\psi, \\ v &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} a_2^* \operatorname{erf}(-i\psi) d\psi, \end{aligned}$$

где $\psi = \psi_{20} - \psi_{10} + (m_1 - m_2)\psi$ — разность фаз паразитной и рабочей мод в момент влета электронов в резонатор. Амплитуда стационарных колебаний рабочей моды определяется соотношениями

$$\bar{I}_1 \cdot \operatorname{Re} \Phi_1 = 1, \quad \frac{\partial [\operatorname{Re}(\Phi_1)]}{\partial F_1} < 0,$$

а область самовозбуждения паразитной моды условием

$$\bar{I}_2 \operatorname{Re} \Phi_2 > 1.$$

где $\bar{I}_s = I_s \cdot Q_s$, а Q_s и I_s — добротность и безразмерный параметр тока (см. [9]) s -го колебания. Выражения для факторов возбуждения рабочей Φ_1 и паразитной Φ_2 мод имеют вид

$$\Phi_1 = -\frac{2}{E_1} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\xi_k} a_1 f_1^* \exp(i\theta_0) d\xi d\theta_0,$$

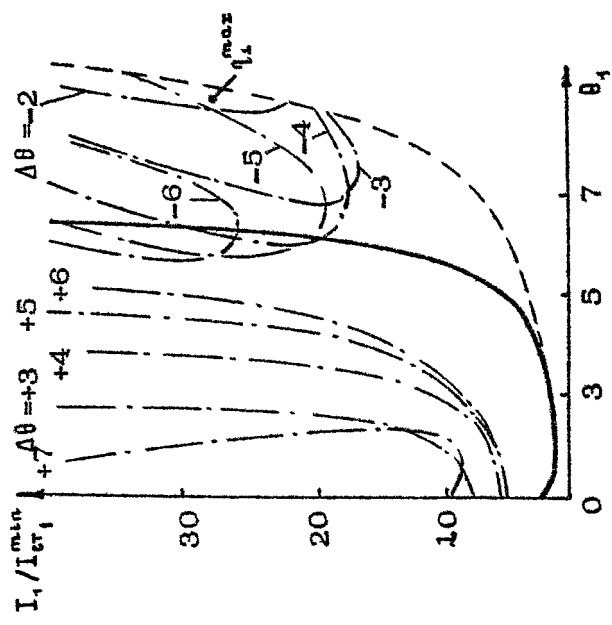
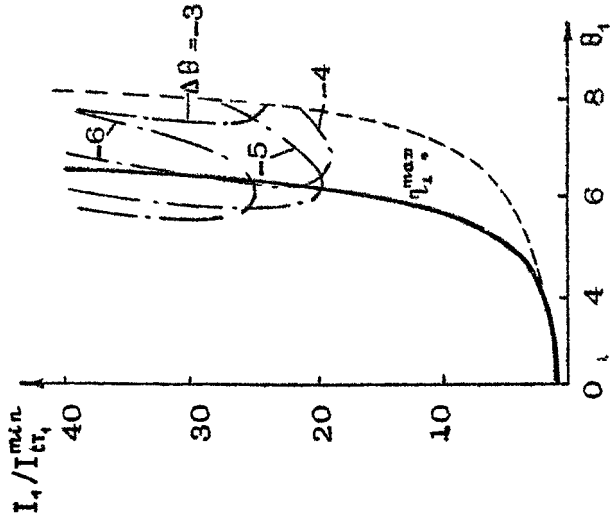
$$\Phi_2 = -\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\xi_k} a_2 f_2^* \exp(i\theta_0) d\xi d\theta_0.$$

Следует отметить, что проведенные расчеты справедливы и для анализа конкуренции мод на фронтах импульсов в импульсных гиротронах, если характерное время изменения амплитуд колебаний $\tau_s \sim \omega_s / \theta_s$ существенно меньше длительности фронта высоковольтного импульса, что обычно выполняется с большим запасом. При этом каждому значению напряжения будут соответствовать установившиеся колебания с соответствующей амплитудой, а увеличение напряжения при приближении его к рабочему значению приводит в силу релятивистской зависимости циклотронной частоты от энергии электрона к увеличению расстройок Δ_s и перемещению рабочей точки гиротрона в зоне генерации рабочей моды по направлению к зоне конкурирующего низкочастотного колебания.

Численные расчеты устойчивости колебаний рабочей моды по отношению к малым возмущениям близких к ней по частоте паразитных мод проводились при различных значениях следующих параметров: параметра неизохронности μ , угла пролета $\theta_1 = \Delta_1 \mu$, разностей углов пролета мод $\Delta\theta = \theta_1 - \theta_2$ и отношения минимальных стартовых токов двух мод

$I_{ст,1}^{min} / I_{ст,2}^{min}$. Результаты расчетов при μ равных 17,5 и 12,5 приведены на рис. 4 и 5.

На рис. 4 показаны зависимости реальной части фактора возбуждения второй моды $\operatorname{Re} \Phi_2$ при положительных и отрицательных $\Delta\theta$, относящихся соответственно к высоко- и низкочастотным модам, конкурирующим с рабочей модой 1. Зоны возбуждения высокочастотной конкурирующей моды накладываются на области низких КПД в зоне рабо-



Р и с. 4. Зона генерации рабочей моды и зоны возбуждения паразитных мод при равенстве их минимальных пусковых токов для $\mu = 1,2,5$. Сплошная кривая — граница мягкого самовозбуждения рабочей моды, штриховая — граница ее жесткого возбуждения, штрихпунктирная — границы зон неустойчивости одномодовых колебаний рабочей моды

Р и с. 5. То же, что на рис. 3, для $\mu = 17,5$

чей моды, не оказывая существенного влияния на работу ги-
ротрона. В то же время зоны неустойчивости низкочастотной
моды перекрывают именно ту часть зоны рабочей моды, где
достигается максимальный КПД. Таким образом, согласно
расчетам конкуренция мод приводит к сужению рабочей зоны
и снижению КПД гиротрона.

На рис. 5 показана часть рабочей зоны с высоким КПД
и примыкающая к ней зона самовозбуждения паразитной низ-
кочастотной моды. Сравнение рис. 4 и 5 показывает, что
при фиксированном разnose частот конкурирующих мод умень-
шение параметра неизохронности μ (уменьшение длины ре-
зонатора или пгч-фактора), несмотря на некоторое сниже-
ние КПД в одномодовом приближении (на рис. 4 $\eta_1^{max} =$
 $= 0,71$, на рис. 5 $\eta_1^{max} = 0,67$), позволяет повысить вы-
ходную мощность и КПД в условиях конкуренции мод.

4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Ниже описаны результаты исследований двух импульсных
гиротронов с коаксиальными резонаторами (параметры гиро-
тронов приведены в таблице). Использование в них коаксиаль-

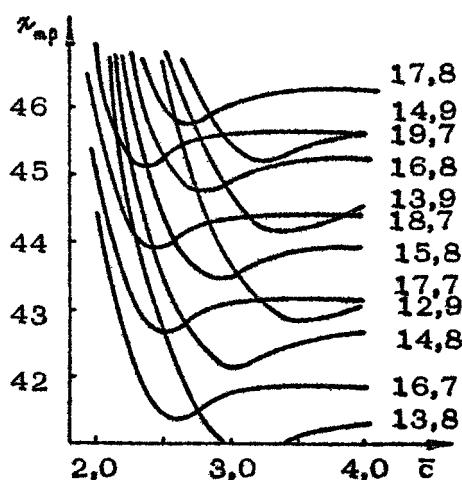
Параметры	Гиротроны	
	I	II
Длина волны	2,8 мм	3 мм
Основная рабочая мода	H_{177}	H_{2013}
Напряжения пучка	40 - 50 кВ	80 - 90 кВ
Ток пучка	40 А	80 А
Длительность импульса	100 мкс	10 мкс
Резонатор	коаксиальный	коаксиальный
Радиус резонатора	19 мм	33 мм
Радиус пучка в резонаторе	7,6 мм	9,8 мм

ных резонаторов позволяло, во-первых, снизить провисание потенциала электронного пучка и, во-вторых, осуществить селекцию мод путем подбора профиля центрального стержня в резонаторе. Вывод мощности в обоих гиротронах был выполнен по традиционной схеме, в которой выходной волновод служил также и коллектором электронов.

4.1. Гиротрон с основной рабочей модой $H_{17,7}$

В гиротроне использовались коаксиальные резонаторы, один из которых имел длину 7λ , а другой 11λ . В первых экспериментах радиус центрального стержня $R_{ст}$ был равен 5,2 мм. При этом, судя по рис. 6, представляющему зависимости корней уравнения для определения критических длин волн резонатора от $R/R_{ст}$, центральный стержень слабо влиял на поле рабочей моды $H_{17,7}$ и других конкурирующих с ней мод.

На рис. 7 приведены зависимости мощности гиротрона с относительно коротким резонатором от величины магнитного поля при нескольких значениях тока пучка. Каждый пик на этих графиках соответствует определенной моде резонатора. На рис. 8 построены соответствующие экспериментальные зависимости максимальных значений КПД гиротрона от тока пучка для различных мод. Возбуждались в основ-

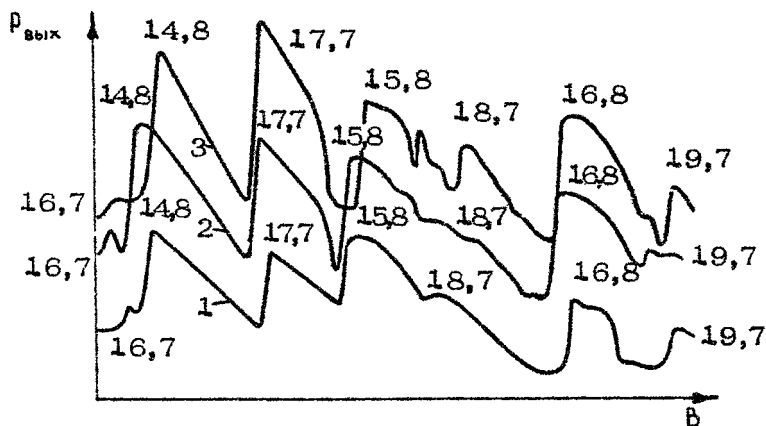


Р и с. 6. Графики для определения собственных частот мод коаксиального резонатора

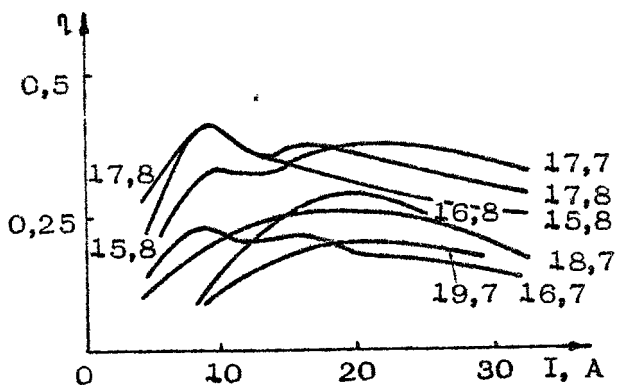
$$\omega_{m,p} = \chi_{m,p}(\bar{\epsilon}) c / R,$$

$$\bar{\epsilon} = R / R_{ст}$$

ном две группы мод $H_{m,7}$ и $H_{m,8}$. Моды с радиальными индексами $p \leq 6$ имели согласно расчету слишком низкие факторы возбуждения. Что же касается мод с $p \geq 9$, то из них в некоторых режимах возбуждалась лишь мода $H_{13,9}$. Вероятно добротности мод с $p \geq 9$, поля которых относительно сильно возмущались центральным стержнем, были понижены из-за небольших перекосов стержня (хотя специально такая селекция мод не предпринималась). Как видно



Р и с. 7. Зависимости выходной мощности $P_{\text{вых}}$ от магнитного поля B при напряжении пучка 45 кВ и токах 8,5 А (1), 16,5 А (2), 24 А (3). Длина резонатора $L = 7\lambda$

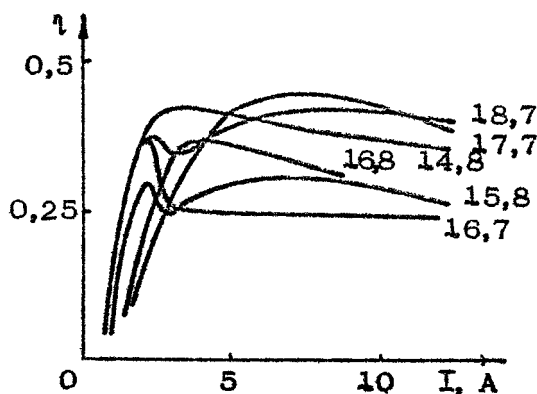


Р и с. 8. Зависимость КПД от тока пучка, построенная на основе графиков рис. 7

из рис. 7, при небольшом превышении тока пучка над стартовым значением зоны мод достаточно разнесены. С увеличением тока пучка зоны перекрываются и при срыве колебаний одной моды сразу возникают интенсивные колебания другой моды. При еще большем токе пучка срывы колебаний происходят уже в самих зонах генерации мод, что видно по характерным зависимостям КПД от тока на рис. 8.

При использовании более длинного резонатора ставилась задача уточнить оценку влияния ширины полосы циклотронного резонанса на взаимодействие мод. Если в вышеописанных экспериментах полоса циклотронного резонанса равнялась

$\Delta\omega_{цр} \approx 3,5\%$, то при $L = 11\lambda$ полоса $\Delta\omega_{цр}$ была в 1,5 раза уже. Важно и то, что при увеличении L возросла дифракционная добротность (5) и, соответственно, уменьшились рабочие токи пучка, что позволило уменьшить влияние пространственного заряда электронов на параметры пучка и с большей уверенностью применять результаты расчета в односкоростном приближении при анализе экспериментальных данных. На рис. 9 показаны зависимости КПД различных мод от тока пучка, полученные в экспериментах с "длинным" резонатором. Видно, что по сравнению с предыдущим случаем (см. рис. 8) моды в режимах с высоким КПД стали более устойчивыми. В частности, мода $H_{17,7}$ имеет такую же зависимость КПД от тока, как и в отсутствие взаимодействия мод. На ней реализуется наивысший КПД $\eta = 45\%$,

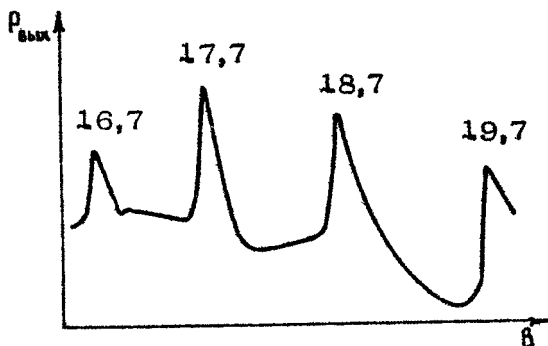


Р и с. 9. Зависимости КПД от тока пучка при напряжении пучка 45 кВ; $L = 11\lambda$

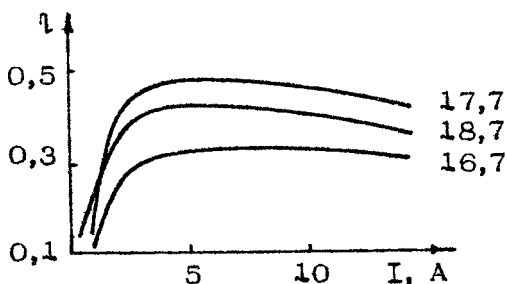
близкий к расчетному $\eta_{теор} = 48\%$. Следует, однако, подчеркнуть, что в данном эксперименте повышение КПД и устойчивости одномодовой генерации достигнуто при переходе к режиму с меньшей выходной мощностью.

Были также проведены эксперименты по улучшению селективных свойств коаксиального резонатора путем использования конического центрального стержня. Подобный метод селекции был предложен в работе [10] и уже использовался для селекции мод шепчущей галереи [11]. В рассматриваемом случае, если выбрать средний радиус центрального стержня, соответствующим окрестности $\bar{r} = 2,7$, то для рабочей моды производная $\delta x_{177} / \delta \bar{r}$ — положительная, в то время как соответствующие производные для конкурирующих мод с большими радиальными индексами отрицательные. Поэтому при центральном стержне, сужающемся к выходному концу резонатора, профили эквивалентных полых резонаторов для этих мод различны: для рабочей моды эквивалентный резонатор слегка закрыт, из-за чего его добротность немного выше, чем при цилиндрическом стержне, а на конкурирующих модах добротности низкие, так как их эквивалентные резонаторы имеют вид рупоров с раскрывом к выходному концу резонатора. Экспериментальная проверка данного способа селекции показала его высокую эффективность. Однако при таком способе селекции удельная тепловая нагрузка на центральный стержень сравнима с удельной тепловой нагрузкой на внешнюю стенку резонатора, что ограничивает его применение в мощных квазинепрерывных гиротронах.

Другой способ селекции, который также был экспериментально проверен, заключается в использовании расширяющегося к выходному концу резонатора центрального стержня. В данном случае средний радиус центрального стержня следует выбрать соответствующим окрестности $\bar{r} = 3,7$, тогда для конкурирующих мод эквивалентные резонаторы, как и в предыдущем случае, будут иметь вид рупоров, раскрывающихся к выходному концу резонатора. При этом тепловые нагрузки на центральный стержень, согласно расчетам, более чем на порядок ниже, чем на внешнюю стенку резонатора. Результаты экспериментов с гиротроном при данном способе селекции приведены на рис. 10 и 11. Рис. 10 показывает значительное разрежение спектра мод по сравнению с рис. 7, представляющим результаты экспериментов с цилиндрическим стержнем в резонаторе. Основные рабочие



Р и с. 10. Зависимость выходной мощности гиротрона от магнитного поля при напряжении пучка 45 кВ. Резонатор с коническим центральным стержнем; $L = 11 \lambda$



Р и с. 11. Зависимости КПД гиротрона от тока пучка. Резонатор с коническим центральным стержнем; $L = 11 \lambda$

моды коаксиального резонатора с коническим стержнем были идентифицированы как H -моды с индексами 16,7, 17,7, 18,7. Зависимости их КПД от тока, показанные на рис. 11, имеют вид, который и должны иметь в отсутствие конкуренции мод. При этом максимальный КПД 48 % моды H_{47} близок к расчетному.

Сопоставление результатов экспериментального изучения режимов конкуренции мод с расчетами показало, что использованные методы теоретических исследований позволяют, в принципе, правильно учитывать даже детали экспериментов,

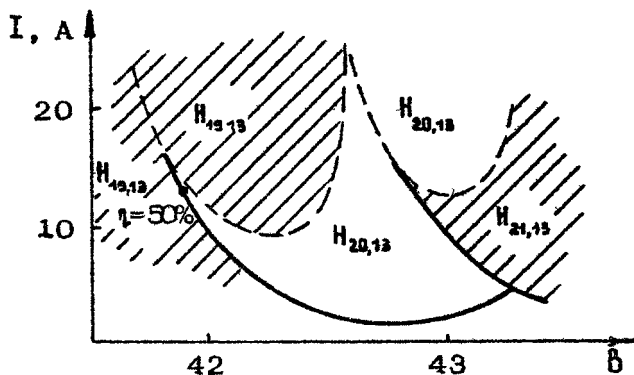
однако количественно результаты не совпадают: согласно расчетам конкурирующая мода при $\mu \leq 12,5$ не закрывает область максимального КПД рабочей моды, в то время как в эксперименте это явление наблюдалось и при меньших μ , вплоть до $\mu = 8$. Указанное расхождение, вероятно, объясняется принятыми при расчете идеализациями – односкоростным приближением и приближением фиксированной структуры поля в резонаторе.

4.2. Гиротрон с основной рабочей модой $H_{20\ 13}$

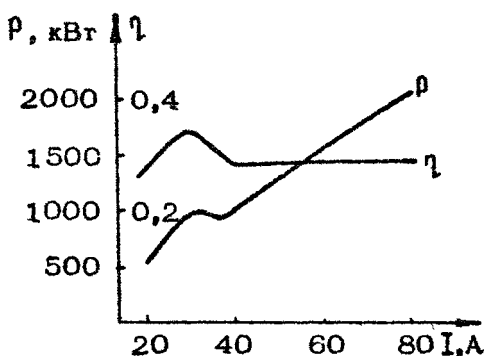
В экспериментах с этим гиротроном изучались особенности работы в условиях конкуренции мод на уровнях мощности порядка 1 МВт и выше. Гиротрон был рассчитан так, чтобы плотность ВЧ-потери в стенках резонатора не превышала 2 кВт/см^2 – соответствующие тепловые нагрузки допустимы при использовании обычных методов охлаждения даже в режиме непрерывной генерации. Таким образом, данный гиротрон являлся моделью квазинепрерывного гиротрона.

Разрежение спектра конкурирующих мод в резонаторе обеспечивалось путем использования конического центрального стержня; при этом из всех мод, имеющих радиус каустики близкий к радиусу пучка, достаточно высокие добротности и низкие стартовые токи имели только моды группы $H_{m\ 13}$ с $19 \leq m \leq 23$. Но и эти моды, разнос частот которых составлял около 1,5 %, могли существенно влиять на работу друг друга.

Предварительные расчеты показали, что на столь высоких модах наибольшие значения КПД могут быть достигнуты лишь при пониженных мощностях. Такой режим реализуется при достаточно большом параметре неизохронности, когда на плоскости (I, θ) точка, соответствующая максимальному КПД, находится ниже области, занятой конкурирующей низкочастотной модой. В частности, на рис. 12 показаны зоны возбуждения рабочей ($H_{20\ 13}$) и паразитных мод с $19 \leq m \leq 23$; рабочая точка с КПД $\eta \approx 50\%$ соответствует сравнительно невысокой для резонатора столь большого диаметра выходной мощности – около 500 кВт. При уменьшении длины резонатора и пгч-фактора рабочая точка с максимальным КПД сначала перемещалась в область, где рабочая мода подавлялась конкурирующей, и затем только, при существенном



Р и с. 12. Зоны генерации мод в гиротроне с рабочей модой $H_{20,13}$. Напряжение пучка 80 кВ



Р и с. 13. Зависимости выходной мощности и КПД гиротрона на моде $H_{20,13}$ от тока при напряжении пучка 90 кВ

снижении максимального КПД, снова переходила в область устойчивой генерации в режиме близком к режиму мягкого самовозбуждения рабочей моды. В экспериментах при $\mu = 14$ была получена выходная мощность $P_{\text{вых}} = 1600$ кВт с КПД $\eta = 38\%$, а при $\mu = 17$ получили $P_{\text{вых}} = 2100$ кВт с $\eta = 30\%$. На рис. 13 приведены зависимости выходной мощности и КПД гиротрона от тока в эксперименте, в котором была получена максимальная мощность гиротрона; не трудно заметить, что эти зависимости имеют вид, характерный для режимов работы в условиях конкуренции мод. Расчеты показывают, что при работе с максимальной мощностью $P_{\text{вых}} = 2100$ кВт плотность ВЧ-потерь в резонаторе составляла примерно $1,5$ кВт/см².

Сопоставление оценок предельной мощности и результатов экспериментального изучения гиротронов с резонаторами большого радиуса в условиях конкуренции мод показывает, что в режимах с высоким КПД могут использоваться резонаторы с приведенным радиусом $\nu \leq 100$, а это означает возможность достижения мегаваттного уровня мощности в диапазоне миллиметровых волн вплоть до длин волн ~ 2 мм. Эксперименты продемонстрировали основные эффекты, имеющие место в зоне рабочей моды в области высокого КПД. Сравнение результатов расчета, выполненного в однокоростном приближении и приближении фиксированной структуры поля в резонаторе, и экспериментов показало, что качественно теория верно описывает явления конкуренции мод, но реально взаимное перекрывание зон генерации соседних мод происходит в более широких пределах изменения параметров гиротрона, чем это следует из расчетов.

Л и т е р а т у р а

1. Andronov A. A., Flyagin V. A., Gaponov A. V. et al. The gyrotron: high-power source of millimeter and submillimeter waves. *Infrared Phys.* 1978. V.18, N5-6. P.385-393.
2. Read M. E., Chu K. R., Kim K. Y. Limits in cylindrical gyromonotrons using TE $o_n, 1$ Modes // *Int. Journ. IR & MM Waves.* 1981, V.2, N2. P.159-174.
3. Нусинович Г. С. Теория многомодового гиротрона // *Гиротрон / ИФФ АН СССР. Горький, 1981. С. 146 - 168.*
4. Завольский Н. А., Нусинович Г. С., Павельев А. Б. Устойчивость одномодовых колебаний и нестационарные процессы в гиротронах со сверхразмерными низкодобротными резонаторами // *Наст. сборник. С. 84 - 112.*
5. Гольденберг А. Л., Петелин М. И. Формирование винтовых электронных пучков в адиабатической пушке // *Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16, № 1. С. 141 - 149.*
6. Власов С. Н., Жислин Г. М., Орлова И. М. Открытые резонаторы в виде волноводов переменного сечения // *Изв. вузов. Радиофизика. 1969. Т. 12, № 8. С.1236-1244.*

7. Нусинович Г. С., Эрм Р. Э. КПД МЦР-монотрона с гауссовым продольным распределением высокочастотного поля // Электронная техника. Сер. 1, Электроника СВЧ 1972 № 8 С. 55 - 60.
8. Зарницына И. Г., Нусинович Г. С. Об устойчивости одномодовых колебаний в гиromонотроне // Изв. вузов Радиофизика 1974 Т 17, № 12. С. 1858 - 1867.
9. Моисеев М. А., Нусинович Г. С. К теории многомодовой генерации в гиromонотроне // Изв. вузов Радиофизика 1974 Т 17, № 11 С 1709 - 1717.
10. Власов С. Н., Загрядская Л. И., Орлова И. М. Открытые коаксиальные резонаторы для гиротронов // Радио-техника и электроника. 1976 Т. 21, № 7. С. 1485 - 1492
11. Быков Ю. В., Власов С. Н., Гольденберг А. Л. и др. Селекция мод в мощных гиротронах // Гиротрон / ИПФ АН СССР Горький, 1981. С 185 - 191.

МОЩНЫЙ ГИРОТРОН НА ВЫСОКИХ МОДАХ СВЯЗАННЫХ РЕЗОНАТОРОВ С ТРАНСФОРМАЦИЕЙ МОД

А.Л.Гольденберг, В.И.Мальгин, А.Б.Павельев,
В.Г.Павельев, А.В.Пылин, Ш.Е.Цимринг

ВВЕДЕНИЕ

Для создания мощных источников когерентного излучения на длинах волн $\lambda \lesssim 2$ мм необходимо обеспечить селективное возбуждение рабочей моды в пространственно развитых электродинамических системах. Для решения этой задачи в гиротронах было предложено использовать связанные резонаторы с трансформацией мод (СРТМ) [1], отличающиеся эффективной селекцией мод по поперечным индексам.

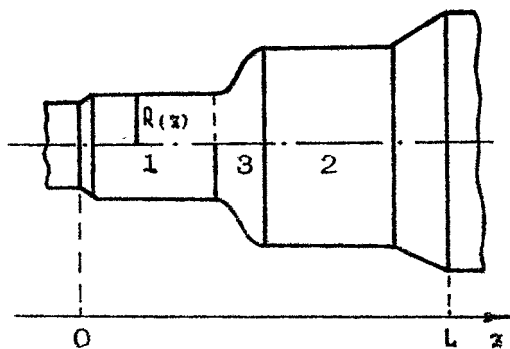
Особенностью задачи селекции мод в гиротронах является то, что максимальный КПД на рабочей моде достигается при такой расстройке магнитного поля, когда стартовый ток этой моды значительно больше, чем ее минимальный стартовый ток. Поэтому при высокой плотности спектра резонансных мод паразитные моды, близкие к рабочей по частоте и эффективности взаимодействия с электронным пучком, могут подавлять рабочую моду в зоне ее высокого КПД, что вынуждает перестраивать гиротрон на заведомо неоптимальный режим работы [2, 3]. Особенно сильное отрицательное влияние оказывает конкуренция мод на работу гиротронов на гармониках гирочастоты, в которых активными паразитными модами могут быть все моды на низших гармониках, обладающие в традиционных резонаторах преимуществами по возбуждению над рабочей модой. Реализация гиротронов с СРТМ на второй [3] и, особенно, на третьей [4] гармониках гиро-

частоты на уровнях мощности, недостижимых при использовании традиционных резонаторов, наглядно показала высокие селективные свойства СРТМ.

Эти свойства СРТМ могут быть полезными и для создания мощных коротковолновых гиротронов на основном циклонном резонансе, предназначенных для работы при длительности непрерывного излучения $\tau \approx 1$ с. Дело в том, что в таких гиротронах из-за большой плотности высокочастотных омических потерь в резонаторе приходится использовать особые сверхразмерные резонаторы на модах $H_{m,p}$ с большими азимутальными и радиальными индексами $\{m,p\} \gg 1$ [5]. По уровню омических потерь эти моды близки к симметричным (у которых потери минимальные), но сильнее симметричных мод связаны с электронными пучками относительно большого радиуса (следовательно, большой мощности). Однако по мере повышения мощности или укорочения длины волны значения индексов m и p рабочей моды возрастают, увеличивается густота частотного спектра паразитных мод, отличающихся от рабочей значением индексов m и (или) p , и селекция мод становится все более сложной. Это заставляет обратить внимание на СРТМ как одно из возможных решений задачи селекции мод. В данной работе представлены результаты как расчетов гиротрона с СРТМ на высоких несимметричных модах, так и первых экспериментов с ними.

1. УСТРОЙСТВО И ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ СРТМ

СРТМ состоит из секций круглого волновода разного диаметра, соединенных более или менее плавным (возможно, скачкообразным) переходом (рис. 1). Эти секции (парциальные резонаторы) возбуждаются на парциальных модах, имеющих одинаковые собственные частоты и трансформирующихся друг в друга в переходной области 3. Исходя из аксиальной симметрии СРТМ, очевидно, что взаимная трансформация мод и сильная связь резонаторов 1 и 2 имеют место лишь при совпадении азимутальных индексов парциальных мод H_{m,p_1} и H_{m,p_2} . При определенных условиях поля высокодобротной нормальной моды $H_{m,p_1} - H_{m,p_2}$ в обеих полостях сравнимы по величине и электронный пучок взаимодействует с ВЧ-полем по всей длине связанной системы [3]. На несвязанных же парциальных колебаниях резонаторов 1 и 2



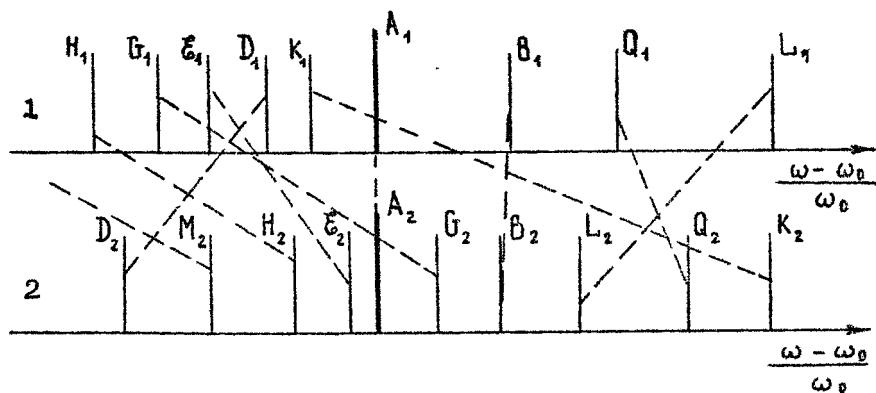
Р и с. 1. Связанные резонаторы с трансформацией мод

взаимодействие происходит на существенно меньшем протяжении, соответствующем длине секции 1 или 2. Следует подчеркнуть, что связь между резонаторами является сильной в узкой полосе частот [6]

$$\Delta\omega \approx \omega / Q_{\text{min}},$$

определяемой наименьшей из добротностей несвязанных резонаторов. Как правило, $\Delta\omega$ существенно меньше, чем полоса циклотронного резонанса, в которую при работе на высоких модах могут попадать частоты нескольких конкурирующих мод.

Приведенные соображения качественно объясняют принцип селекции мод в СРТМ. На рис. 2 изображены соответствующие участки спектров резонаторов 1 и 2. Их размеры подобраны так, чтобы совпадали частоты мод, отмеченных жирной линией. Пунктиром соединены линии спектра, принадлежащие другим модам обоих резонаторов, имеющим одинаковые азимутальные индексы. В данном примере сильная связь возможна только для пар мод A_1-A_2 и B_1-B_2 , расстройка резонансных частот которых достаточно мала. Хотя спектры несвязанной и связанной системы резонаторов содержат одинаковое число мод, относительно меньшая протяженность поля несвязанных колебаний создает преимущества для связанных мод, обеспечивая тем самым их селективное возбуждение. Таким образом, спектр связанных колебаний системы оказывается существенно разреженным. Отметим, что в литературе селекция мод в СРТМ иногда объяс-



Р и с. 2. Спектры собственных частот частичных резонаторов

няется тем, что входной "контролирующий" резонатор имеет более редкий частотный спектр, чем выходной резонатор [2]. Как следует из вышеизложенного, условие разреженности спектра резонатора 1 не является необходимым для обеспечения эффективной селекции мод.

2. РАСЧЕТ СРТМ

Анализ СРТМ проводится на основе модифицированного метода поперечных сечений [7, 8]. В соответствии с ним искомые электромагнитные поля (поперечные составляющие) в СРТМ представляются в виде разложений

$$\begin{aligned} \bar{E}_{\perp}(\bar{r}, z) &= \frac{1}{k} \sum_{j=1}^{N_H} F_j(z) \bar{E}_j^{(H)}(\bar{r}, z) - i \sum_{t=1}^{N_E} \frac{G_t(z)}{h_t(z)} \bar{E}_t^{(E)}(\bar{r}, z), \\ \bar{H}_{\perp}(\bar{r}, z) &= -1 \sum_{j=1}^{N_H} \frac{\mathcal{H}_j(z)}{h_j(z)} \bar{H}_j^{(H)}(\bar{r}, z) + \frac{1}{k} \sum_{t=1}^{N_E} G_t(z) \bar{H}_t^{(E)}(\bar{r}, z), \end{aligned} \quad (1)$$

где $\bar{E}_j^{(H)}$, $\bar{E}_t^{(E)}$ и $\bar{H}_j^{(H)}$, $H_t^{(E)}$ — электрические и магнитные поля в регулярных волноводах сравнения; F_j , \mathcal{H}_j и h_j —

соответственно амплитудные коэффициенты и постоянная рас- пространения для j -й H -волны волновода сравнения; аналогичный смысл имеют \mathcal{E}_t, G_t, h_t для t -й E -волны; N_H и N_E - числа учитываемых магнитных и электрических волн соответственно. Система дифференциальных уравнений для искомых коэффициентов разложения $F_j, \mathcal{H}_j, \mathcal{E}_t, G_t$ имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dF_j}{dz} &= \kappa \mathcal{H}_j - \frac{d \ln R}{dz} \sum_{m=1}^{N_H} a_{jm} F_m, \\ \frac{d\mathcal{H}_j}{dz} &= -\frac{h_j^2}{\kappa} F_j + \frac{d \ln R}{dz} \left(\sum_{m=1}^{N_H} a_{mj} \mathcal{H}_m - \sum_{n=1}^{N_E} c_{jn} G_n \right), \\ \frac{dG_t}{dz} &= \kappa \mathcal{E}_t + \frac{d \ln R}{dz} \sum_{n=1}^{N_E} b_{nt} G_n, \\ \frac{d\mathcal{E}_t}{dz} &= -\frac{h_t^2}{\kappa} G_t + \frac{d \ln R}{dz} \left(i \sum_{m=1}^{N_H} c_{mt} F_m - \sum_{n=1}^{N_E} b_{tn} \mathcal{E}_t \right). \end{aligned} \quad (2)$$

В уравнениях (2) a, b, c - постоянные числа, имеющие смысл коэффициентов связи

$$\begin{aligned} a_{jm} &= \frac{2\mu_m^2}{\mu_j^2 - \mu_m^2} \sqrt{\frac{\mu_j^2 - \alpha^2}{\mu_m^2 - \alpha^2}}, \quad j \neq m, \quad a_{jj} = \frac{\alpha^2}{\mu_j^2 - \alpha^2}; \\ b_{n,t} &= \frac{2\psi_n^2}{\psi_n^2 - \psi_t^2}, \quad n \neq t, \quad b_{tt} = 1, \\ c_{m,t} &= \frac{2\alpha}{\sqrt{\mu_m^2 - \alpha^2}}, \end{aligned} \quad (3)$$

где α - азимутальный индекс взаимодействующих мод, μ и ψ - соответственно нули уравнений $dJ_\alpha(x)/dx = 0$ и $J_\alpha(x) = 0$, $J_\alpha(x)$ - функция Бесселя первого рода.

Уравнения (2) должны быть дополнены условиями излучения, которые имеют простой вид в сечениях однородных участков волновода:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_j(z) \pm i \frac{h_j(z)}{k} F_j(z) &= 0, \\ \mathcal{G}_t(z) \pm i \frac{h_t(z)}{k} G_t(z) &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Знаки \pm соответствуют излучению направо и налево.

Система уравнений (2) совместно с граничными условиями (4) образует краевые задачи на собственные комплексные значения. Численные решения находятся методом "стрельбы" [9]. Краевое условие на одном из концов $z=L$ отбрасывается, а на другом — задается $N_E + N_H$ числом линейно независимых наборов коэффициентов, характеризующих амплитуды учитываемых мод. Использование условий излучения на другом конце при известной комплексной частоте позволяет сформулировать $N_E + N_H$ задач Коши для системы уравнений (2).

Наложение отброшенных ранее краевых условий приводит к системе $N_E + N_H$ однородных алгебраических уравнений относительно коэффициентов разложения. Условие разрешимости системы

$$\begin{aligned} \text{DET} \|\mathcal{H}_{pq}(L) + i h_q(L) F_{pq}(L)\| &= 0, \\ p, q &= 1, 2, \dots, N_E + N_H, \end{aligned} \quad (5)$$

должно выполняться при комплексной собственной частоте нормального колебания СРТМ $\omega' + i\omega''$. Ее можно вычислить, организовав поиск нулей DET на плоскости ω', ω'' .

3. РАСЧЕТ СРТМ НА ПАРЦИАЛЬНЫХ МОДАХ $H_{47.4}$ И $H_{47.7}$

Для экспериментальных исследований был рассчитан СРТМ гиротрона, работавшего на моде $H_{47.7}$ [5]. В этом гиротроне при использовании обычных резонаторов — полых или коаксиальных — спектр резонансных частот был достаточно густой для того, чтобы в широком интервале перестройки статического магнитного поля наблюдалась конкуренция

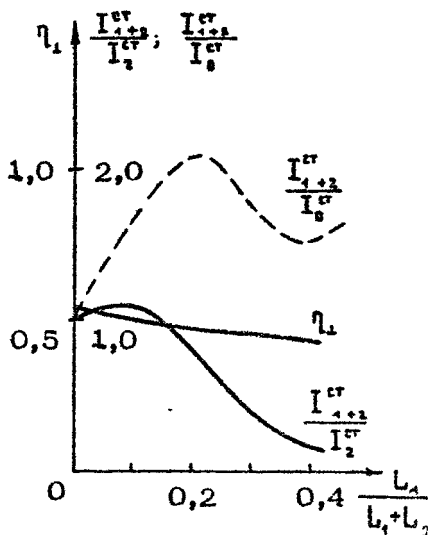
ция мод, отличающихся азимутальными и радиальными индексами. При этом электродинамическими методами – подбором профиля центрального стержня в коаксиальном резонаторе – удавалось добиться селективного возбуждения однотипных мод $H_{m,7}$ и существенно повысить КПД гиротрона. Использование СРТМ в этом гиротроне и сравнение зон генерации на различных модах обычных резонаторов и СРТМ должно было дать представление об эффективности селекции мод в связанных резонаторах.

Следует отметить, что некоторые особенности экспериментальной установки, например недостаточная длина однородного участка магнитного поля, не позволяли рассчитывать на максимальный КПД, достижимый в гиротронах с СРТМ.

В качестве парциальных мод СРТМ были выбраны одна из рабочих мод экспериментального гиротрона с обычным резонатором $H_{17,7}$ для выходного резонатора 2 и $H_{17,4}$ – для входного резонатора 1. Изменение радиального индекса $\Delta r = 3$ было обусловлено тем, что при $\Delta r \leq 2$ не удается обеспечить достаточный разнос частот парциальных колебаний в парах паразитных мод, а при больших Δr слишком мал радиус входного резонатора, что нежелательно, например, когда необходимо принимать во внимание плотность высокочастотных омических потерь в резонаторе.

КПД и стартовые токи гиротрона с СРТМ оценивались в приближении фиксированной структуры поля [3]. Продольные распределения ВЧ-поля в каждом резонаторе предполагались синусоидальными, фазы полей – противоположными, а отношение амплитуд полей в резонаторах 1 и 2 определялось из выражения $A_1/A_2 \approx L_1/L_2$, в котором L_1 и L_2 – длины соответствующих резонаторов. Обычно такое соотношение амплитуд связанных колебаний хорошо выполняется, а возможная ошибка в разности фаз существенно не влияет на величину минимального стартового тока и КПД. Расчетные зависимости КПД и стартовых токов от отношения длин резонаторов при напряжении пучка $U = 50$ кВ и пич-факторе $v_1/v_n = 1,5$ приведены на рис. 3. По графику рис. 3 отношение длин парциальных резонаторов L_1/L_2 было выбрано равным 3/5 так, чтобы стартовый ток СРТМ был близок к минимальному и существенно меньше, чем стартовый ток одиночного выходного резонатора. Для выбранного отношения длин L_1/L_2 расчетный полный КПД составлял 30%. В основном экспериментальном варианте СРТМ с

Р и с. 3. Расчетная зависимость КПД и стартовых токов от соотношения длин связанных резонаторов. Мо-
 да $H_{17,4} - H_{17,7}$, $U = 50$ кВ, $I_{4+2}^{ст}$, $I_2^{ст}$, $I_0^{ст}$ - стартовые токи соответ-
 ственно СРТМ, выходного резонатора и гладкого ре-
 зонатора с длиной $L = L_1 + L_2$



нормальной модой $H_{17,4} - H_{17,7}$ радиус системы скачко-
 образно менялся от R_1 до R_2 при $R_1 / R_2 = 0,758$ (рас-
 четная длина волны нормального колебания $H_{17,4} - H_{17,7}$
 составляла 2,82 мм). Резонаторы 1 и 2 связываются друг
 с другом благодаря взаимной трансформации парциальных
 мод на скачке радиуса^{*)}. При этом возбуждаются и нерезо-
 нансные E - и H -моды, имеющие тот же азимутальный
 индекс, что и резонансные. Поэтому спектр излучения в вы-
 ходном волноводе ($x > L$) содержит наряду с основной модой
 $H_{17,7}$ примесь других волн. Анализ СРТМ требует адекват-
 ного учета нерезонансных волн при усечении системы урав-
 нений (2).

При решении уравнений СРТМ для описанной выше сис-
 темы учитывалось всего 10 мод, г. е. в суммах (1) удер-
 живалось по пять слагаемых, представляющих моды $H_{17,p}$ и
 $E_{17,p}$ с p от 3 до 7.

Для данного варианта СРТМ были вычислены отношение
 амплитуд парциальных мод основного нормального колебания

*) Система уравнений (2) пригодна для анализа СРТМ
 со скачкообразным изменением профиля. В этом случае в
 системе (2) целесообразно перейти от $\ln R$ к независи-
 мой переменной z .

$$A_{17.4.1} / A_{17.7.1} = 0,534 e^{i\varphi_0}$$

(в показателе степени — сдвиг фазы между парциальными колебаниями), добротность $Q = 437$, добротности парциальных резонаторов $Q_1 = 445$ и $Q_2 = 348$, разнос частот парциальных колебаний $\Delta\omega/\omega = 0,25\%$. Состав излучения из СРТМ в процентах относительно мощности $P_{H_{17.7}}$, излучаемой на основной моде $H_{17.7}$, следующий:

$$\begin{aligned} h_{17.3} &= 0,017\%, & e_{17.3} &= 0,0003\%, \\ h_{17.4} &= 0,03\%, & e_{17.4} &= 0,0008\%, \\ h_{17.5} &= 0,11\%, & e_{17.5} &= 0,03\%, \\ h_{17.6} &= 0,95\%, & e_{17.6} &= 0,103\%, \\ & & e_{17.7} &= 0,073\%, \end{aligned}$$

где

$$h_{17.p} = P_{H_{17.p}} / P_{H_{17.7}} \quad \text{и} \quad e_{17.p} = P_{E_{17.p}} / P_{H_{17.7}}$$

В этой системе возможно возбуждение еще одного связанного колебания с парциальными модами $H_{14.5}$ и $H_{14.8}$, резонансная частота которого на 1,1% ниже, чем на модах $H_{17.4}$ и $H_{17.7}$. Приведем результаты расчета СРТМ на моде $H_{14.5} - H_{14.8}$.

Разнос частот парциальных колебаний $H_{14.5}$ и $H_{14.8}$ составляет 0,67%, добротности парциальных резонаторов — $Q_{14.5} = 480$ и $Q_{14.8} = 340$. Отношение амплитуд полей в резонаторах 1 и 2

$$A_{14.5} / A_{14.8} = 1,53 e^{i\varphi_{14.5,2}}$$

добротность нормального колебания $Q = 248$. Состав выходного излучения, определенный в десятимодовом приближении для $H_{14.p}$ и $E_{14.p}$ -мод с индексами p от 4 до 8, следующий:

$$\begin{aligned} h_{14.4} &= 1,34\%, & e_{14.4} &= 0,12\%, \\ h_{14.5} &= 6,6\%, & e_{14.5} &= 0,18\%, \\ h_{14.6} &= 24\%, & e_{14.6} &= 0,98\%, \end{aligned}$$

$$h_{14.7} = 79,8\%, \quad \epsilon_{14.7} = 0,86\%.$$

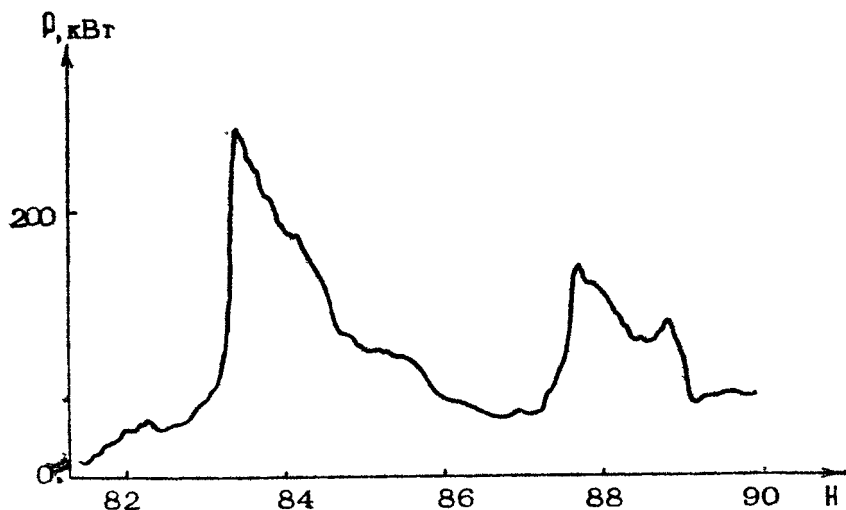
Мода $E_{14.8}$ является в данной системе закритической.

Сравнение расчетных параметров СРТМ для двух нормальных колебаний $H_{17.4} - H_{17.7}$ и $H_{14.5} - H_{14.8}$ обнаруживает значительные отличия в составе спектра мод выходного излучения; в первом случае оно практически полностью состоит из $H_{17.7}$, а во втором, кроме основной парциальной моды выходного резонатора $H_{14.8}$, содержит большие примеси других мод, особенно $H_{14.7}$ и $H_{14.6}$; в обоих случаях малый вклад в излучение вносят E -моды. Вероятно, большое содержание примесей при работе на связанном колебании $H_{14.5} - H_{14.8}$ объясняется неоптимальностью системы для данной нормальной моды, а именно тем, что разнос парциальных резонансных частот близок к предельному значению, при котором образуется связанное колебание. Относительно большая амплитуда поля в резонаторе 1 на связанном колебании $H_{14.5} - H_{14.8}$ явно невыгодна для работы на больших мощностях в непрерывном режиме из-за перегрузки резонатора 1, но в то же время может способствовать повышению устойчивости возбуждения данного типа колебаний.

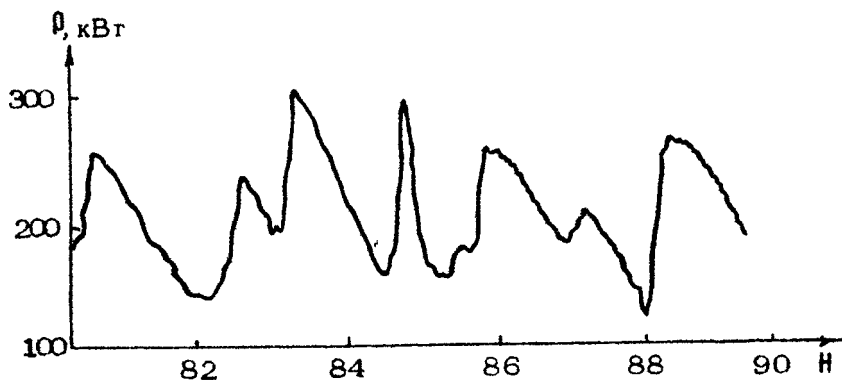
4. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ГИРОТРОНОМ

В экспериментах использовался гиротрон со сменными резонаторами с основной рабочей модой $H_{17.7}$ [5]. Гиротрон работал в импульсном режиме при длительности импульсов 30 мкс. Основным экспериментальным вариантом СРТМ была система с $R_1/R_2 = 0,758$, расчет которой приведен в разд. 3; использовались также другие варианты, отличающиеся от основного отношением R_1/R_2 на десятые доли процента. Эксперименты проводились как с коаксиальной вставкой в резонаторе, так и без вставки. Радиус вставки был выбран таким, что она служила лишь для уменьшения провисания потенциала электронного пучка в резонаторе и при этом практически не влияла на поле основных мод СРТМ.

Экспериментальная зависимость выходной мощности от величины статического магнитного поля для основного варианта СРТМ с коаксиальной вставкой приведена на рис. 4.



Р и с. 4. Зависимость выходной мощности от величины статического магнитного поля. СРТМ с коаксиальной вставкой, $R_1 / R_2 = 0,758$, $U = 50$ кВ, $I = 20$ А



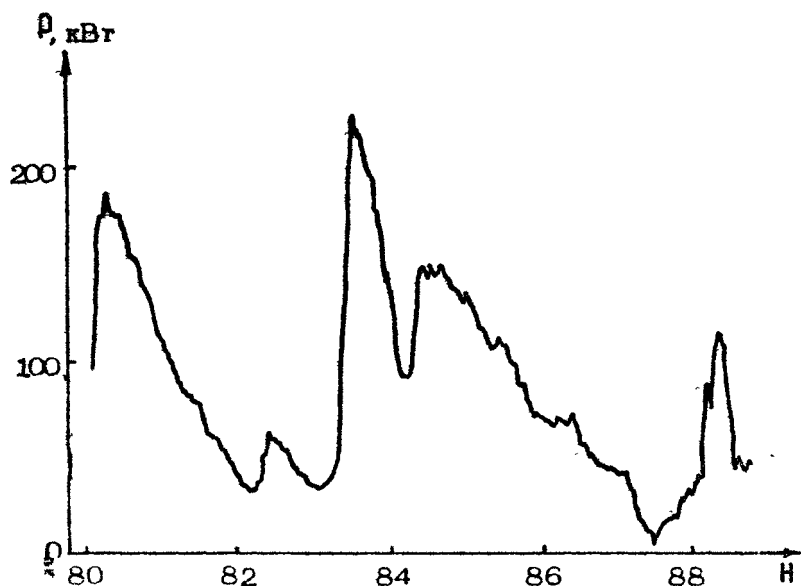
Р и с. 5. Зависимость выходной мощности от величины статического магнитного поля. Гладкий резонатор с коаксиальной вставкой, $U = 50$ кВ, $I = 20$ А

Такая же зависимость для обычного коаксиального резонатора с поперечным сечением таким же, как у выходного резонатора СРТМ, и длиной $L = L_1 + L_2$, показана на рис. 5.

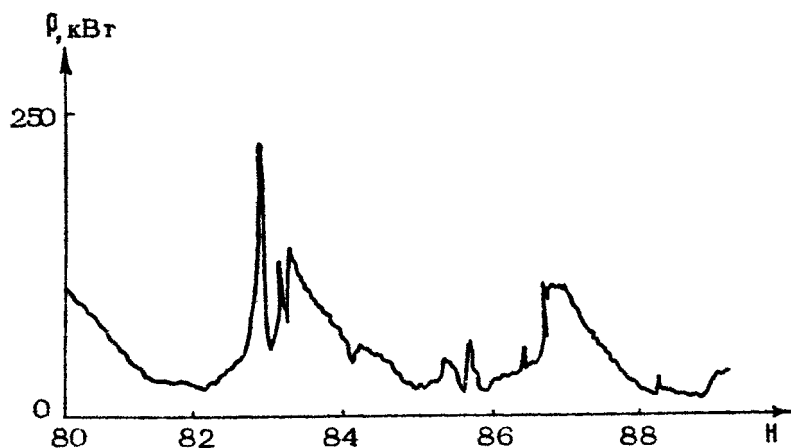
На таких графиках каждый максимум выходной мощности, как правило, по крайней мере при токах меньше и порядка оптимального, соответствует определенной моде. Число максимумов близких по величине к $\max_{\text{имит}} \max_{\text{имогит}}$ в некотором интервале изменения магнитного поля $\Delta B / B_{cr} \gg \gg \Delta \omega_{\omega} / \omega_n$ ($\Delta \omega_{\omega}$ — ширина полосы циклотронного резонанса) может служить обратной мерой селективности. Сравнение графиков рис. 4 и 5, полученных в режимах примерно одинаково близких к оптимальному (это следует из близости величин стартовых токов гиротрона с СРТМ на типе колебаний $H_{17.4} - H_{17.7}$ и обычным резонатором на моде $H_{17.7}$; в обоих случаях $I_{\text{ст}} \approx 3$ А), показывает более высокую селективность СРТМ, где густота мод с близкими и относительно большими мощностями намного меньше. Идентификация мод проводилась по тепловым рельефам, создаваемым излучением на срезе выходного волновода и при фокусировке линзой в ее фокальной плоскости. Оказалось, что в гиротроне с СРТМ в интервале магнитных полей $83 \lesssim B \lesssim 86$, который выглядит на рис. 4. как одна зона генерации, возбуждались две моды. В узком интервале вблизи $B \approx 83,6$, в котором достигалась максимальная мощность, генерировалось связанное колебание $H_{14.5} - H_{14.8}$, а в остальной части этой широкой "зоны" гиротрон возбуждался на типе колебаний $H_{17.4} - H_{17.7}$. Соответственно широкая "зона" генерации на рис. 4 перекрывает зоны генерации мод $H_{14.8}$ и $H_{17.7}$ гиротрона с обычным резонатором на рис. 5. Измеренные длины волн в гиротроне с СРТМ — $\lambda = 2,86$ мм на моде $H_{14.5} - H_{14.8}$ и $\lambda = 2,82$ мм на моде $H_{17.4} - H_{17.7}$ совпали как с измеренными, так и с расчетными длинами волн в гиротроне с обычным резонатором на соответствующих модах.

В этом эксперименте с СРТМ максимальный КПД наблюдался на типе колебаний $H_{14.5} - H_{14.8}$ при напряжении пучка 55 кВ и составлял 22 %. Отметим, что при той же самой электронной пушке в гиротроне с гладким резонатором, с которым проводится сравнение, КПД достигал 40 %. На расчетной моде $H_{17.4} - H_{17.7}$ и КПД и мощность были существенно меньше.

При использовании СРТМ с отношениями R_1/R_2 , отличными от расчетного, т. е. при изменении расстройки парциальных резонаторов на десятые доли процента, вид зон генерации и их количество в просматриваемом интервале магнит-



Р и с. 6. Зависимость выходной мощности от величины статического магнитного поля. СРТМ с коаксиальной вставкой, $R_1/R_2 = 0,756$, $U = 50$ кВ, $I = 20$ А



Р и с. 7. Зависимость выходной мощности от величины статического магнитного поля. СРТМ без коаксиальной вставки, $R_1/R_2 = 0,758$, $U = 50$ кВ, $I = 20$ А

ных полей изменялись. Например, при отношении R_1/R_2 меньшем расчетного на 0,3 %, как видно на рис. 6, зоны связанных колебаний с m равными 14 и 17 разделились. Однако на расчетном типе колебаний $H_{17.4} - H_{17.7}$ получить более высокий КПД, чем на $H_{14.5} - H_{14.8}$ не удалось.

В отсутствие коаксиальной вставки провисание потенциала пучка в выходном резонаторе СРТМ при токе 20 А согласно оценке увеличивалось на 6,5 кВ. Эксперименты с гиротроном без коаксиальной вставки должны были выяснить влияние соответствующего изменения распределения скоростей электронов в резонаторе на работу гиротрона. В этих экспериментах обнаружилось увеличение изрезанности зон генерации и некоторое снижение выходной мощности и КПД гиротрона. Это иллюстрируется сравнением графиков рис. 4 и 7, полученных с одним и тем же СРТМ, но во втором случае без коаксиальной вставки. Таким образом, селективные свойства СРТМ, вероятно, зависят и от параметров электронного пучка.

Проведенные эксперименты продемонстрировали возможность селекции в СРТМ сравнительно высоких типов колебаний по поперечным индексам. В широком интервале изменения статического магнитного поля $\Delta B/B_{00} \approx 12\%$ наблюдалась эффективная генерация практически только двух пар связанных парциальных мод $H_{14.5} - H_{14.8}$ и $H_{17.4} - H_{17.7}$. Однако полученные результаты свидетельствуют о том, что при густом спектре собственных колебаний селективные свойства СРТМ могут быть недостаточными и потребуются дополнительные меры селекции мод. Наличие в полосе циклотронного резонанса мешающей пары колебаний $H_{14.5} - H_{14.8}$ с частотой ниже частоты расчетной рабочей моды не позволило реализовать расчетный режим работы гиротрона. Как следует из вышеприведенных расчетов, продольное распределение поля колебания $H_{14.5} - H_{14.8}$ с амплитудой колебаний A_1 в резонаторе 1 (где происходит группировка электронов), превышающей амплитуду A_2 во втором резонаторе, может способствовать их высокой конкурентной способности, но не благоприятствует получению высокого КПД. Это могло быть причиной низкого КПД гиротрона в экспериментах. Эксперименты показали также, что селектив-

ность СРТМ в гиротроне зависит и от свойств электронного пучка. Оптимизация профиля СРТМ, возможно, позволит увеличить КПД и степень подавления конкурирующих колебаний.

Л и т е р а т у р а

1. Павельев В. Г., Цимринг Ш. Е. Открытый резонатор: А. с. № 661664 с приор. от 15.08.1977 // Бюлл. изобр. 1979. № 17. С. 240.
2. Carmel Y e. a. Realization of a stable and highly efficient gyrotron for controlled fusion research//Phys.Rev.Lett. 1983. V.50, N2. P.112-116.
3. Запелалов В. Е., Малыгин С. А., Павельев В. Г., Цимринг Ш. Е. Гиротрон на связанных резонаторах с трансформацией мод // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27, № 9. С. 1194 - 1201.
4. Малыгин С. А. Мощный гиротрон на 3-й гармонике циклотронной частоты // Радиотехника и электроника. 1986. Т. 31, № 2. С. 334 - 336.
5. Гольденберг А. Л., Павельев А. Б., Хижняк В. И. Моделирование непрерывных мегаваттных гиротронов в условиях конкуренции мод в резонаторе // Наст. сборник. С. 20 - 39.
6. Малыгин С. А., Павельев В. Г., Цимринг Ш. Е. Резонансная трансформация мод в сверхразмерных электродинамических системах // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26, № 9. С. 1126 - 1133.
7. Цимринг Ш. Е., Павельев В. Г. К теории неоднородных электромагнитных волноводов, содержащих критические сечения // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, № 6. С. 1099 - 1102.
8. Павельев В. Г., Цимринг Ш. Е. О методе плоских поперечных сечений в теории сильно нерегулярных сверхразмерных электромагнитных волноводов // Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32, № 6. С. 1121 - 1124.
9. Форсайт Дж., Малькольм Л., Моулер К. Машинные методы математических вычислений. М.: Мир, 1980.

ГИРОТРОНЫ С ИМПУЛЬСНЫМИ МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ

А.Г.Лучинян, Г.С.Нусинович

ВВЕДЕНИЕ

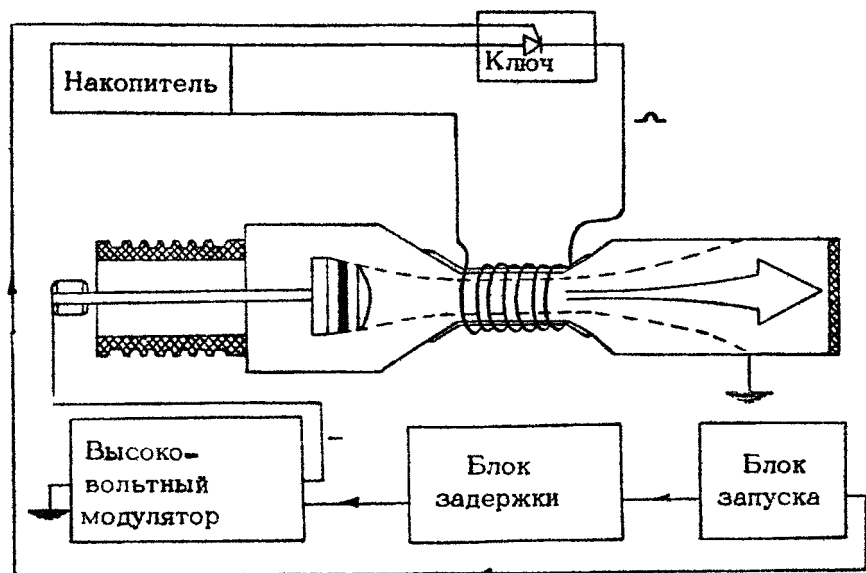
Как известно, необходимые для генерации миллиметровых волн в гиротронах сильные магнитные поля обычно создаются с помощью сверхпроводящих соленоидов. Возможности получения с помощью таких соленоидов сильных магнитных полей в достаточно больших (необходимых для гиротронов) объемах в настоящее время ограничены величинами 10–15 Тл. Существенно более сильные (до 25–30 Тл) магнитные поля могут быть получены с помощью импульсных соленоидов, применение которых позволяет гиротронам освоить значительную часть субмиллиметрового диапазона длин волн. Импульсные соленоиды могут использоваться и в гиротронах миллиметрового диапазона в тех случаях, когда требуются относительно короткие СВЧ-импульсы с небольшой частотой следования.

Настоящая статья суммирует результаты исследований гиротронов с импульсными соленоидами, работающих в субмиллиметровом и коротковолновой части миллиметрового диапазонов длин волн, ранее частично опубликованные в [1–6].

ИМПУЛЬСНЫЕ СОЛЕНОИДЫ

Ввиду того что вся ширина зоны генерации рабочей моды гиротрона обычно составляет величину порядка 1–2%, для поддержания оптимальных по КПД условий необходимо, чтобы амплитуда импульсного магнитного поля повторялась от импульса к импульсу с точностью до 0,1%. Для этой цели

был разработан специальный блок стабилизации напряжения емкостного накопителя энергии [7,8]. Рабочее напряжение не превышало 3,5 кВ, ток соленоида не превышал 7 кА (последняя величина ограничивалась параметрами используемого тиристорного ключа). Индуктивность используемых соленоидов не превышала единиц миллигенри. Блок-схема установки показана на рис. 1.



Р и с.1. Схема экспериментальной установки

Для гиротронов субмиллиметрового диапазона импульсные соленоиды изготавливались из медного провода, наматываемого непосредственно на корпус гиротрона. Пропитка слоев соленоида силиконовой пастой делала его монолитным. После изготовления соленоида вокруг него создавалась емкость, заполняемая азотом, что позволяло снизить джоулев нагрев соленоида и обеспечивало его термостабилизацию. В соленоидах такой конструкции было получено воспроизводимым образом магнитное поле до 27 Тл.

Для гиротронов миллиметрового диапазона, работающих в режиме периодического следования импульсов, изготавливались галетные соленоиды. Каждая галета представляла собой свернутую в двойную улитку медную трубку, охлаждаемую

изнутри водой. Галеты делались монолитными при помощи эпоксидных компаундов. Величина магнитного поля в таких соленоидах достигала 4 Тл при частоте следования импульсов до 10 Гц и 10 Тл - при частоте порядка 1 Гц.

Для получения эффективной генерации в гиротроне магнитное поле в области резонатора должно иметь продольную неоднородность не более 0,5%. При этом длина резонатора обычно составляет 5 - 10 длин волн. Соответственно, в гиротронах субмиллиметрового диапазона требованиям к продольной неоднородности создаваемого магнитного поля удовлетворяли соленоиды обычной конструкции, а в гиротронах миллиметрового диапазона между галетами, находящимися в области резонатора, использовались вставки, ширина которых подбиралась так, чтобы создать достаточно протяженный участок однородного магнитного поля.

Размеры поперечного сечения соленоида выбирались близкими к оптимальным [9]. Осевое распределение магнитного поля в квазистатическом приближении рассчитывалось на ЭВМ.

СПЕЦИФИКА ГИРОТРОНОВ С ИМПУЛЬСНЫМИ МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ

Специфической особенностью гиротронов с импульсными магнитными полями является экранировка переменного магнитного поля металлическими элементами лампы. При рассмотрении идеализированной задачи о проникновении достаточно медленно меняющегося продольного однородного внешнего магнитного поля $B = B_0 \sin \omega t$ внутрь полого тонкого металлического цилиндра нетрудно получить для относительного ослабления магнитного поля в момент времени $t^* = 2\pi/\omega$ следующую оценку (ср. [10,11]):

$$\delta B \approx - \frac{\omega^2}{\Omega^2}, \quad (1)$$

где $\omega^2 = (L_c C)^{-1}$ (L_c - индуктивность соленоида, C - емкость накопителя энергии), $\Omega = 2/(\epsilon \mu_0 a \Delta)$ - частота, характеризующая время прохождения поля через металлическую оболочку с проводимостью ϵ , внутренним радиусом a и толщиной $\Delta \ll a$; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м. Согласно (1) магнитное поле с полупериодом колебаний около 3 мс при прохождении через медную ($\epsilon \approx 6 \cdot 10^7$ 1/Ом·м) оболочку толщи-

ной 1 мм и радиусом 1 см ослабляется примерно на 10%. По этой причине все детали корпуса гиротронов, работающих в импульсных магнитных полях, изготавливались из тонкой нержавеющей стали, проводимость которой примерно в 60 раз хуже, чем меди.

Отмеченная необходимость использовать в гиротроне с импульсным магнитным полем материалы с низкой проводимостью сталкивается при изготовлении резонаторов со встречным требованием - иметь внутреннюю поверхность из хорошо проводящего материала с целью ослабления омических потерь СВЧ-мощности, т.е. увеличения омической добротности $Q_{\text{ом}} \sim \sim R/d$ (здесь R - радиус резонатора, $d \sim \sqrt{\lambda c/\epsilon}$ - толщина скин-слоя). Для разрешения этого противоречия сначала в гиротронах субмиллиметрового диапазона использовались бронзовые резонаторы (по проводимости бронза занимает промежуточное место между медью и нержавеющей сталью), а впоследствии О.В.Малыгиным и О.Н.Ефремовой была разработана технология нанесения тонкого медного покрытия толщиной 10 - 20 мкм, что много больше толщины скин-слоя d , на внутреннюю поверхность резонатора, изготовленного из нержавеющей стали. Следует также отметить весьма жесткие допуски на цилиндричность резонаторов субмиллиметрового диапазона: согласно оценкам, сделанным на основе результатов [12], дифракционная добротность резонатора (а следовательно, и оптимальный по КПД ток пучка [13]) меняется в два раза в том случае, если при длине и диаметре резонатора порядка 10λ и длине волны $\lambda \approx 0,8$ мм из-за нарушения цилиндричности перепад диаметра на длине резонатора составляет 0,01 мм. Отсюда следует, что для совпадения реальной величины дифракционной добротности с ее расчетным значением перепад диаметра на длине резонатора должен быть не более единиц микрометров.

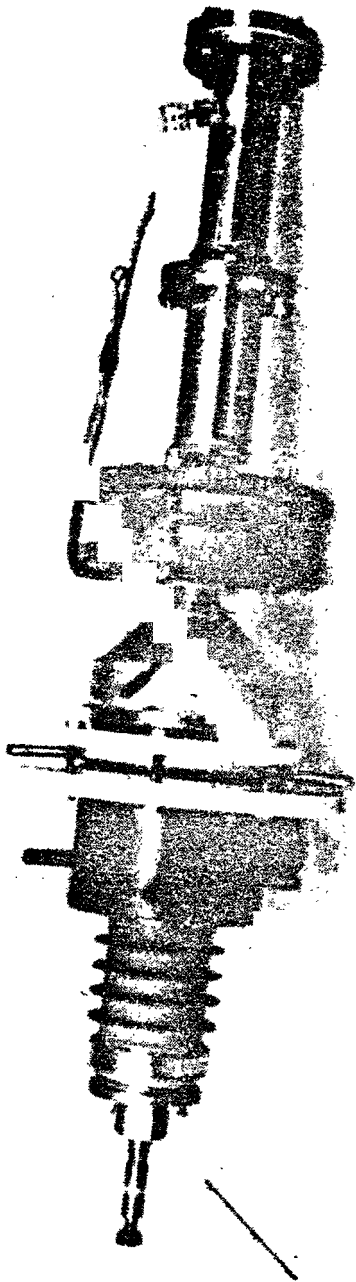
Возвращаясь к вопросу о специфике применения в гиротронах импульсных магнитных полей, следует также заметить, что фигурирующая в формуле (1) величина Q зависит от радиуса металлической обложки a . Поскольку корпус гиротрона представляет собой металлическую обложку переменного радиуса, отсюда следует, что ослабление внешнего магнитного поля меняется вдоль оси лампы. Это обстоятельство может являться причиной изменения конфигурации силовых линий магнитного поля и, соответственно, нарушений в работе электронно-оптической системы гиротрона.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ГИРОТРОНАМИ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

По мере укорочения рабочей длины волны гиротрона уменьшается плотность тока электронного пучка, приходящаяся на элементарную ячейку взаимодействия, и растет доля омических потерь СВЧ-мощности в стенках резонатора. Теория гиротронов, в которой учтены оба названных фактора, развита в работе [1,4]. Следует, однако, иметь в виду, что эти факторы вступают "в игру" неодновременно. В описанных ниже экспериментах плотность тока была достаточно высока, чтобы обеспечить генерацию с оптимальной по КПД амплитудой, т.е. первый фактор можно было не учитывать. В то же время в субмиллиметровом диапазоне длин волн

омическая добротность моды $TE_{m,p}$ $Q_{ом} = \frac{R}{d} \left(1 - \frac{m^2}{\lambda^2}\right)$ уже становится сравнимой с дифракционной $Q_{диф} = 4\pi \left(\frac{L}{\lambda}\right)^2 / (1 - |R_1 R_2|)$ (L - длина резонатора, $R_{1,2}$ - коэффициенты отражения волны от входного и выходного сечений резонатора), что учитывалось при выборе параметров гиротрона [2]. Испытания гиротрона, внешний вид которого показан на рис.2, проводились при напряжении до 70 кВ и токе до 20 А. Длительность высоковольтного (по полочке) и СВЧ-импульсов составляла около 80 мкс. Магнитное поле перестраивалось от 14 до 27 Тл. По мере увеличения магнитного поля уменьшалась вращательная скорость электронов, что должно было вести к снижению электронного КПД. Чтобы в какой-то мере скомпенсировать этот нежелательный эффект, была предусмотрена возможность осевого перемещения катода (роль такого перемещения анализировалась в работе [2]).

При испытаниях гиротрона перестройка магнитного поля сопровождалась раздельным возбуждением последовательности мод. В диапазоне магнитных полей от 14 до 20 Тл, согласно оценкам импеданса связи тонкого трубчатого пучка с полями мод $TE_{m,p}$, возбуждалась последовательность мод шепчущей галереи с радиальным индексом $p=2$ и азимутальным индексом m до $m_{max} \approx 38$. В области более сильных магнитных полей ($\sim 20 - 25$ Тл), т.е. при более коротких длинах волн, наибольший импеданс связи, согласно тем же оценкам, имели моды с радиальным индексом $p=3$ (их азимутальный индекс менялся от 30 до 34). Наконец, в области полей от 25 до 27 Тл, по-видимому, возбужда-



Р и с. 2. Субмиллиметровый гиروتрон с импульсным магнитным полем

лись моды с радиальным индексом $\rho=4$. СВЧ-мощность измерялась при помощи калориметра, позволяющего регистрировать уровень импульсной СВЧ-энергии свыше 0,1 Дж. Результаты испытаний, в которых была получена максимальная СВЧ-мощность, суммированы в таблице.

λ , мм	:	P , кВт	:	η , %
0,86		130		17
0,7		122		9,3
0,6		100		8,2
0,55		60		6
0,46		40		3,5

Идентификация мод подтверждалась испытаниями внешнего квазиоптического преобразователя, который был рассчитан на преобразование вращающейся моды $TE_{m,2}$ с длиной волны около 0,85 мм в волновой пучок с близкой к линейной поляризацией. Измерения показали, что около 85% СВЧ-мощности волнового пучка обладает требуемой поляризацией.

Качество волнового пучка было также проверено в экспериментах со сфокусированным СВЧ-излучением: фокусировка волнового пучка при помощи тефлоновой линзы позволила наблюдать в колбе, наполненной смесью воздуха и гелия (85-90% гелия, остальная часть - воздух), при давлении около 0,5 атм высокочастотный разряд. Диаметр светящегося пятна в фокальной плоскости составлял несколько миллиметров.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ГИРОТРОНАМИ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Гиротроны с импульсными соленоидами, работающие в миллиметровом диапазоне длин волн в режиме периодического следования импульсов, являются перспективными приборами для проведения разнообразных физических исследований. В частности, с их помощью возможно проведение экспериментов по воздействию СВЧ-излучения на плазму в небольших плазменных установках.

Целью первого этапа испытаний гиротронов была демонстрация возможности получения достаточно большой СВЧ-

мощности в режиме периодического следования импульсов. Для этой цели был разработан гиротрон 3-миллиметрового диапазона длин волн. Испытания велись при напряжении до 60 кВ, токе - до 20 А и длительности высоковольтных и СВЧ-импульсов около 20 мкс. Частота следования импульсов не превышала 2 Гц. Выходная СВЧ-мощность измерялась калориметром с пороговой чувствительностью на уровне 0,5 Вт средней мощности. В диапазоне длин волн от 3 до 4,2 мм наблюдалось раздельное возбуждение мод, которые можно было идентифицировать как моды $TE_{4,4,1}$, $TE_{3,4,1}$, $TE_{5,3,1}$ и $TE_{4,3,1}$. В результате на моде $TE_{4,4,1}$ (длина волны около 3,2 мм) при напряжении 60 кВ и токе 20 А была получена выходная СВЧ-мощность около 300 кВт с КПД 25%. В этих экспериментах использовался изготовленный из бронзы резонатор с дифракционной ($Q_{диф} \approx 10^3$) и омической ($Q_{ом} \approx 6,8 \cdot 10^3$) добротностью.

Впоследствии было предложено довести в этом гиротроне длительность СВЧ-импульса до $\tau \sim 1$ мс, чтобы использовать его в экспериментах по предионизации плазмы на токамаке ФТ-2 в ЛФТИ им. А.Ф.Иоффе. Для этой цели была разработана схема формирования импульсов магнитного поля с достаточно протяженной плоской вершиной [8] и в области коллектора был установлен дополнительный соленоид, создающий переменное магнитное поле с целью "размазки" длинноимпульсного электронного пучка по достаточно большой поверхности коллектора. Качество формы импульса магнитного поля проверялось путем изменения времени задержки высоковольтного импульса (см. рис.1) по отношению к запуску импульса магнитного поля: перемещение высоковольтного импульса длительностью 20 мкс по полочке на 1,5-2 мс практически не изменяло уровень генерируемой СВЧ-мощности. В результате в СВЧ-импульсах миллисекундной (до 1200 мкс) длительности при напряжении 40 кВ и токе 12 А была получена выходная мощность до 100 кВт с КПД около 20%. Этот гиротрон успешно используется для предионизации плазмы на токамаке ФТ-2*.

В дальнейшем были продолжены эксперименты по увели-

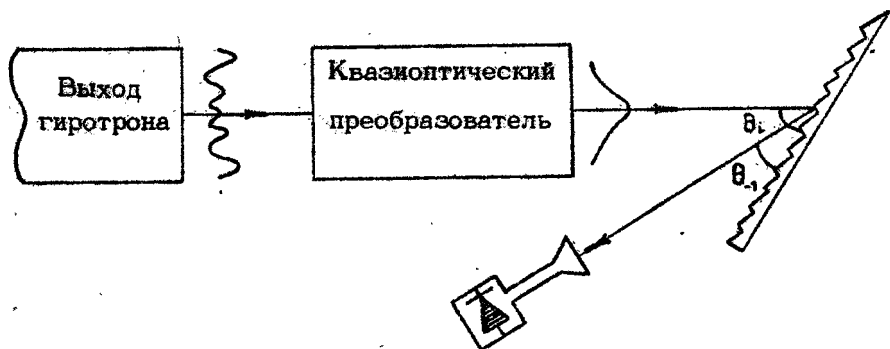
* Результаты представлены в докладе А.Н.Арбузова, Н.И.Виноградова, Г.В.Герасименко и др. на Всесоюзной конференции по физике плазмы и ее применениям (Звенигород, апрель 1986 г.).

чению КПД и выходной мощности гиротрона. Для этой цели был изготовлен резонатор из нержавеющей стали с внутренним медным покрытием (о котором уже шла речь выше): измерения, выполненные С.Г.Цветковой, показали, что омическая добротность такого резонатора составляет примерно $16 \cdot 10^3$ при дифракционной около $1,3 \cdot 10^3$, что существенно уменьшает уровень мощности омических потерь $P_{\text{ом}} = (Q_{\text{диф}}/Q_{\text{ом}}) P$ по сравнению с ранее использованным бронзовым резонатором. В результате на моде $TE_{4,4,1}$ (длина волны примерно 4,2 мм) в импульсах длительностью 20 мкс была получена максимальная СВЧ-мощность около 400 кВт с КПД 37% (напряжение 60 кВ, ток пучка 18 А), а режим максимального КПД $\eta = 42\%$ был реализован при уровне СВЧ-мощности 360 кВт (ток пучка 14 А). Эти эксперименты доказали перспективность использования биметаллических резонаторов.

Проводилась также серия экспериментов с целью укорочения рабочей длины волны. В ходе этих экспериментов была продемонстрирована работоспособность галетных соленоидов при магнитных полях до 10 Тл, следующих с частотой до 1 Гц. На длине волны около 1,2 мм была получена СВЧ-мощность до 70 кВт с КПД 14% (напряжения 50 кВ, ток пучка 10 А). Таким образом была экспериментально доказана возможность создания гиротронов с импульсными соленоидами, пригодных для работы в режиме периодического следования импульсов практически во всем диапазоне миллиметровых волн.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Для измерения длины волны гиротронов субмиллиметрового диапазона использовалась методика, принятая при исследовании релятивистских СВЧ-генераторов, работающих в режиме разовых импульсов. Для этой цели рабочая мода гиротрона при помощи наружного квазиоптического преобразователя трансформировалась в волновой пучок, который направлялся (рис.3) на эшелетт, имеющий период $d_3 = 0,6$ мм. Положение (-1) -го дифракционного максимума излучения, рассеянного на эшелетте, определялось с помощью полупроводникового датчика на горячих носителях, после чего на основании условия брэгговского рассеяния $\lambda/d_3 = \cos \theta_1 + \cos \theta_{-1}$ (углы показаны на рис.3) вычислялась длина волны. Данный



Р и с.3. Схема измерения длины волны с помощью эшелетта

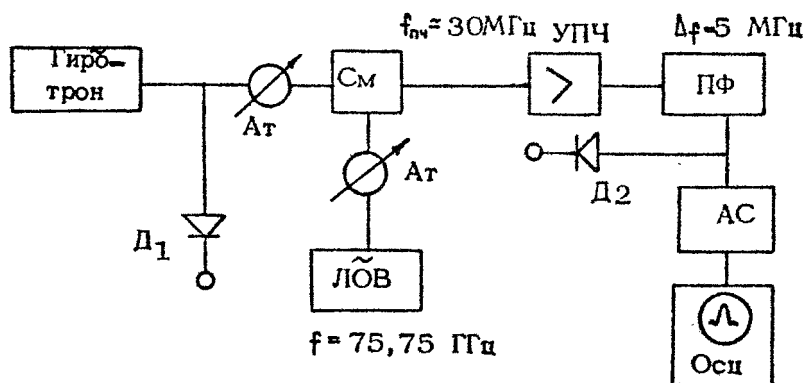
метод позволял определять положение (-1) -го максимума с точностью до нескольких градусов, что при угле падения $\theta_i \approx 43^\circ$ и угле рассеяния около 13° давало погрешность в определении длины волны порядка нескольких процентов. Эти измерения, проведенные при участии Г.Г.Денисова, позволили уточнить соотношение между напряжением на емкостном накопителе энергии для соленоида и генерируемой длиной волны.

Другой метод измерения длины волны был связан с использованием резонансного волномера коротковолновой части миллиметрового диапазона, который позволял измерить длину волны с точностью $\pm 2\%$. Для этой цели гиротрон субмиллиметрового диапазона был перестроен для работы в 2-миллиметровом диапазоне. В данном случае относительно малая величина поля соленоида с азотным охлаждением позволяла работать в режиме периодического следования импульсов с частотой 0,2 Гц, что сводило задачу измерения длины к обычной процедуре. После этого гиротрон перестраивался для работы в субмиллиметровом диапазоне, где генерируемая длина волны пересчитывалась по величине напряжения на емкостном накопителе энергии. Этот же метод использовался в гиротронах миллиметрового диапазона.

Одновременные измерения частоты и ширины спектра излучения гиротронов с импульсными соленоидами, работающих в режиме периодического следования импульсов, проводились при помощи квазиоптического резонансного волномера с прямым преобразованием частоты [15] (в этих измерениях приняли участие Ю.А.Дрягин и В.В.Паршин), имеющего собствен-

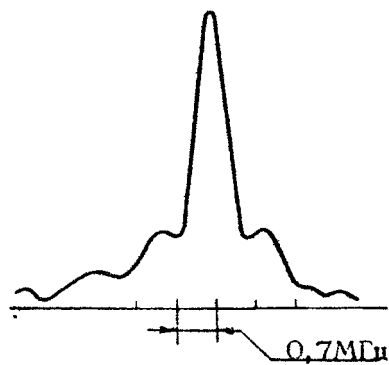
ную ширину полосы резонатора около 6 МГц. Измеренная таким образом длина волны 1,8 мм с точностью до 4% совпала с результатами измерений при помощи обычного резонансного волномера. Измеренная ширина генерируемой полосы частот оказалась равной 160 МГц. Этот результат можно объяснить тем, что длительность импульса магнитного поля составляла 1100 мкс (форма импульса — полусинусоида), а длительность высоковольтного импульса 100 мкс. В таких условиях относительное изменение магнитного поля за время длительности высоковольтного импульса, середина которого совпадает с максимумом магнитного поля, примерно равно 1%, что ведет к значительной электронной перестройке частоты (ср. [16]). Заметим, что исследованная экспериментально в гиротроне с криомагнитной системой чувствительность частоты генерации к изменению магнитного поля составила 135 кГц/Э, что дает при девиации импульсного магнитного поля в 1% (длина волны 1,8 мм) смещение частоты около 80 МГц, т.е. величину того же порядка.

Измерения спектрального состава излучения гиротрона с длиной волны 4 мм проводились [5] на установке, блок-схема которой приведена на рис. 4 (она подобна описанной, например, в работе [17]). Исследуемый сигнал через аттенюатор (Ат) подавался на смеситель (См), куда также поступал сигнал с гетеродина, в качестве которого использовалась ЛОБ. Сигнал промежуточной частоты (порядка 30 МГц) усиливался и через полосовой фильтр (ПФ) с полосой 5 МГц



Р и с. 4. Схема установки для анализа спектральных характеристик излучения гиротрона

мог поступать либо на детектор D_2 , где анализировалась его огибающая, либо на анализатор спектра (АС) включающий в себя дисперсионную линию задержки, которая позволяет проводить спектральный анализ единичных импульсов в полосе обзора 5 МГц с частотным разрешением 100 кГц. В приборах данного типа длительность анализируемого импульса ограничена (не более 14 мкс), в силу чего использовался



Р и с.5. Характерная форма спектра СВЧ-импульса

режим стробирования, при котором вход анализатора спектра открывался лишь на время стробирования $\tau_{стр}$ (2 - 14 мкс). Характерная форма спектра СВЧ-импульса, полученная при $\tau_{стр} = 2$ мкс, приведена на рис. 5, из которого видно, что "мгновенная" ширина линии излучения не превышает 1 МГц т.е. величины, определяемой длительностью строба $\Delta f \sim 1/\tau_{стр}$. При стробировании с $\tau_{стр} = 14$ мкс наблюдалось существенное уширение линии излучения до 10-15 МГц, что можно объяснить влиянием

"шумов" электронной оптики мощного гиротрона (более подробно см. [5]). Кроме того, по-видимому, вследствие недостаточной стабилизации систем подогрева катода, высоковольтного питания и зарядного напряжения емкостного накопителя энергии для импульсного соленоида наблюдался уход частоты гиротрона от импульса к импульсу на величину 10-20 МГц. Заметим в этой связи, что аналогичные измерения, проведенные в гиротроне с криомагнитной системой при $\tau_{стр} \approx 14$ мкс (в этих измерениях принимали участие Н.П. Венедиктов и Б.В. Шишкин), показали существенно более узкую ширину линии излучения - в пределах 100 кГц (величины, определяемой частотным разрешением дисперсионной линии задержки).

ТЕХНИЧЕСКИЙ КПД ГИРОТРОНА

Для оценки перспектив различных применений гиротронов имеет смысл проанализировать технический КПД гирот-

роинного комплекса (гиротрон+магнитная система), который можно определить как отношение средней СВЧ-мощности гиротрона $\overline{P_{свч}}$ к средней мощности, потребляемой всеми системами питания:

$$\eta_T = \frac{\overline{P_{свч}}}{\overline{P_{вв}} + \overline{P_H} + P_{\Sigma}} \quad (2)$$

Здесь в знаменателе первый член определяет среднюю мощность, потребляемую источниками высоковольтного питания, второй — среднюю мощность, потребляемую источником магнитного поля; в последнем члене суммирована мощность, которая расходуется на накал термоэмиссионного катода гиротрона, на низковольтное питание модулятора, насосов — в системах водяного охлаждения, вентиляторов — в системах воздушного охлаждения и т.п., т.е. постоянно потребляемая мощность.

В режиме непрерывной генерации основной вклад дает первое слагаемое $\overline{P_{вв}} = P_{вв} \gg P_H + P_{\Sigma}$. Определяя соотношение между мощностью электронного пучка $P_b = VI$ и мощностью $P_{вв}$ соотношением $P_b = \eta_{вв} \cdot P_{вв}$, где $\eta_{вв}$ — КПД системы высоковольтного питания, и учитывая, что $P_{свч} = \eta_T \cdot P_b$, где η_T — КПД гиротрона, выражение (2) в данном случае можно переписать в виде $\eta_T \approx \eta_T \cdot \eta_{вв}$. Поскольку в типичных условиях $\eta_T = 30-50\%$ и $\eta_{вв} = 80-90\%$, отсюда следует оценка $\eta_T \approx 25-40\%$.

В импульсном режиме работы с большой скважностью ($q = f_c \tau \ll 1$, где f_c — частота следования импульсов, τ — их длительность) $\overline{P_{вв}} = q P_{вв} \ll P_{вв}$ и роль минимизации мощности потерь P_{Σ} и потерь в магнитной системе P_H становится гораздо более существенной. В криомагнитных системах эти потери определяются испаряемостью гелия и при испаряемости порядка 0,6 л/ч составляют около 6 кВт (см., например, [18]). В импульсных соленоидах, создающих магнитное поле $B(t) = B_0 \cdot \Psi(t)$, мощность P_H в основном складывается из мощности потерь в соленоиде [8]

$$P_{сдл} = P_{сдл}^{непр} f_c \cdot \int_0^{t_{имп}} \Psi^2 dt$$

($P_{сдл}^{непр}$ — мощность, рассеиваемая в соленоиде в непрерывном режиме) и мощности индукционных потерь в корпусе гиротрона, которую при достаточно малой толщине корпуса Δ достаточно большой длительности фронтов импульса [10]

$t_{\Phi} \sim |\Psi|^{-1} \tau_{\text{нагр}} \gg \Omega^{-1}$ (см. Ω в (1)) можно определить формулу

$$\bar{P}_{\text{ИНА}} = \pi \frac{f_c}{\Omega} \frac{\ell a^2}{\mu_0} B_0^2 \int_0^{t_{\text{гипп}}} \Psi^2 dt,$$

где ℓ — характерная протяженность нагреваемого участка корпуса, которую можно принять равной длине соленоида. Используя известную формулу для мощности, рассеиваемой в оптимизированном по сечению соленоиде в непрерывном режиме [9],

$$P_{\text{СОЛ}}^{\text{непр}} = \pi B_0^2 \ell (\epsilon_c \mu_0^2 \lambda_z)^{-1}.$$

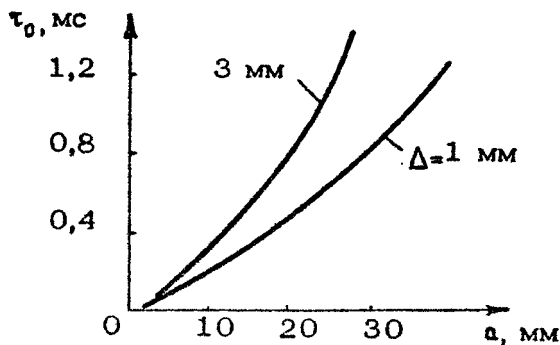
(здесь ϵ_c — проводимость проводника, из которого изготовлен соленоид, λ_z — коэффициент заполнения), выражению для потребляемой магнитной системой мощности можно придать следующий вид:

$$\bar{P}_{\text{И}} = \frac{1}{\eta_{\text{гипп}}} P_{\text{СОЛ}}^{\text{непр}} f_c (\tau + 2t_{\Phi}^{\text{экв}}), \quad (3)$$

где $\eta_{\text{гипп}}$ — КПД генератора импульсного магнитного поля, т.е. отношение $\bar{P}_{\text{СОЛ}} + \bar{P}_{\text{ИНА}}$ ко всей мощности, потребляемой системой магнитного поля (куда также входят потери на перезарядку конденсаторов, омические потери на тоководах и т.п.). Эквивалентная длительность фронта $t_{\Phi}^{\text{экв}}$ определяется выражением

$$t_{\Phi}^{\text{экв}} = \int_0^{t_{\Phi}} (\Psi^2 + \tau_0^2 \dot{\Psi}^2) dt \quad (4)$$

($\tau_0^2 = \frac{1}{2} \lambda_z \mu_0 \epsilon_c \epsilon a^2 \Delta$) и из (3) следует, что минимизация функционала (4) имеет смысл, когда длительность СВЧ-импульса τ меньше или сравнима с величиной τ_0 . В качестве примера на рис.6 изображена зависимость τ_0 от радиуса корпуса a для двух значений толщины корпуса Δ (принято, что $\lambda_z \approx 0,5$, соленоид изготовлен из медного проводника, корпус гиротрона — из высоколегированной немагнитной стали). Нетрудно видеть, что данный диапазон длительностей СВЧ-импульса $\tau \pm \tau_0 = 0,1 \div 10$ мс может представлять интерес для ряда применений гиротронов и, следовательно, в этих случаях имеет смысл оптимизировать фор-



Р и с. 6. Зависимость τ_0 от радиуса корпуса гиротрона

му и длительность фронтов импульсов магнитного поля.

Оптимизация формы импульсов (минимизация функционала (4)) анализировалась в работах [8,11], где было показано, что в широком классе функций, описывающих форму фронта, величина потребляемой мощности меняется довольно слабо: так, например, при легко реализуемой форме фронта

$\psi_{\phi} = \sin\left(\frac{\pi}{2} \frac{t}{t_{\phi}}\right)$ эквивалентная длительность фронта равна $t_{\phi}^{\text{экв}} = \frac{\pi}{2} \tau_0$, в то время как при оптимальной (трудно реализуемой) форме $\psi_{\phi} = \exp\left(-\frac{t-t_{\phi}}{\tau}\right)$ (при $t_{\phi} \gg \tau$) $t_{\phi}^{\text{экв}} = \tau_0$. Таким образом, для оценок можно полагать $t_{\phi}^{\text{экв}} \approx \tau_0$.

Подставляя полученные соотношения в выражение (2), ему можно придать вид

$$\eta_{\tau} = \frac{\eta_{\tau}}{\eta_{\text{ВВ}}^{-1} + \left(\frac{\rho_{\text{непр}}}{\rho_{\text{сол}}} / \eta_{\text{гип}} \rho_{\delta}\right) \left(1 + 2 \frac{t_{\phi}^{\text{экв}}}{\tau}\right) + \rho_{\tau} / \rho_{\delta}}$$

В качестве примера оценим по этой формуле технический КПД гиротрона с рабочей длиной волны 3 мм, напряжением 60 кВ, током 10 А, длительностью СВЧ-импульсов 2 мс и частотой их следования 10 Гц. Пусть радиус корпуса гиротрона $a = 20$ мм при толщине 2 мм; внутренний радиус медного соленоида 25 мм, внешний радиус — 80 мм, длина — 100 мм, коэффициент заполнения $\lambda_z = 0,6$. Указанной длине волны соответствует магнитное поле $B_0 \approx$

≈ 4 Тл и, согласно [9], мощность $P_{\text{св}}^{\text{непр}} \approx 350$ кВт.

Величина $t_{\text{ф}}^{\text{эп}} \approx \tau_0$, как следует из рис. 6, в данном случае равна 0,6 мс. Таким образом, при $\eta_{\text{вв}} \approx 85\%$, $\eta_{\text{гип}} \approx 60\%$ и $P_{\Sigma} \approx 5$ кВт имеем $\eta_{\Sigma} \approx \eta_{\text{г}} / 2,74$, что при типичном КПД гиротрона около 35 % дает технический КПД около 13 %. Повышение технического КПД, очевидно, возможно за счет совершенствования системы формирования импульсного магнитного поля [8], а также при работе с более мощными пучками, либо в режимах с большей длительностью СВЧ-импульсов (в двух последних случаях, однако, проблема коллектора усложняется).

Разработка гиротронов с импульсными магнитными полями позволила перекрыть частотный диапазон до 500 ГГц на уровне мощности свыше 100 кВт и дойти вплоть до частот 350 ГГц с уровнем мощности в десятки киловатт в импульсах длительностью несколько десятков микросекунд. Созданные гиротроны субмиллиметрового диапазона могут быть использованы для активной диагностики плазмы с целью измерения температуры ее ионной компоненты (см., например, [19]).

Гиротроны с импульсными соленоидами миллиметрового диапазона могут использоваться в плазменных установках для разнородных задач (предионизация, локальный нагрев плазмы с целью изучения неустойчивостей и нелинейных эффектов и т.п.).

Всем названным в данной статье сотрудникам, принимавшим участие в работе на различных этапах описанных экспериментов, авторы выражают глубокую благодарность.

Л и т е р а т у р а

1. Лучинин А.Г., Малыгин О.В., Нусинович Г.С., Фикс А.Ш., Флягин В.А. Мощный субмиллиметровый гиротрон с импульсным магнитным полем // Письма в ЖТФ. 1982. Т.8, № 18. С. 1147-1149.
2. Лучинин А.Г., Малыгин О.В., Нусинович Г.С., Флягин В.А. Субмиллиметровый гиротрон с импульсным магнитным

подем // ЖТФ. 1983. Т.53, № 8. С. 1629-1632.

3. Flyagin V.A., Luchinin A.G., Nusinovich G.S. A submillimeter gyrotron with pulsed magnetic field // Int.J. IR & MM Waves. 1982. V.3, N6. P.765-768.
4. Flyagin V.A., Luchinin A.G., Nusinovich G.S. Submillimeter - wave gyrotrons: theory and experiment // Int.J. IR & MM Waves. 1983. V.4, N4. P.629-637.
5. Лучинин А.Г., Нусинович Г.С., Флягин В.А., Шишкин Б.В. Выходные характеристики излучения гиротронов с импульсными соленоидами // Письма в ЖТФ. 1984. Т.10, №16. С. 993-996.
6. Fiks A.Sh., Flyagin V.A., Luchinin A.G., Nusinovich G.S., Shishkin B.V. Powerful gyrotrons for electron cyclotron heating and active plasma diagnostics // Proc. IV Int.Symp. on Heating in Toroidal Plasmas. Roma, Italy, 1984. V.2. P.1416-1423.
7. Верховский С.Я., Копелович Е.А., Ларичев Ю.Д. и др. Источник импульсного магнитного поля для гиротронов субмиллиметрового диапазона // ПТЭ 1984. № 3. С.154-156.
8. Мовшевич Б.З. Импульсно-периодические генераторы сильных магнитных полей для релятивистской высокочастотной электроники // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 5 / ИФФ АН СССР. Горький, 1988. С.197-210.
9. Монтгомери Д.Б. Получение сильных магнитных полей с помощью соленоидов. М.: Мир, 1971.
10. Васильев В.В., Коленский Л.Л., Медведев Ю.А., Степанов Б.М. Экранирование импульсного магнитного поля проводящими оболочками. М.: Энергоатомиздат, 1982.
11. Фикс А.Ш. Управление структурой поля и минимизация потребления энергии в импульсных магнитных системах // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып.5 / ИФФ АН СССР. Горький, 1988. С. 183-196.
12. Запелалов В.Е., Малыгин О.В. Дифракционная добротность слабokonических резонаторов гиротронов // Изв.вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26, № 7. С. 903-906.

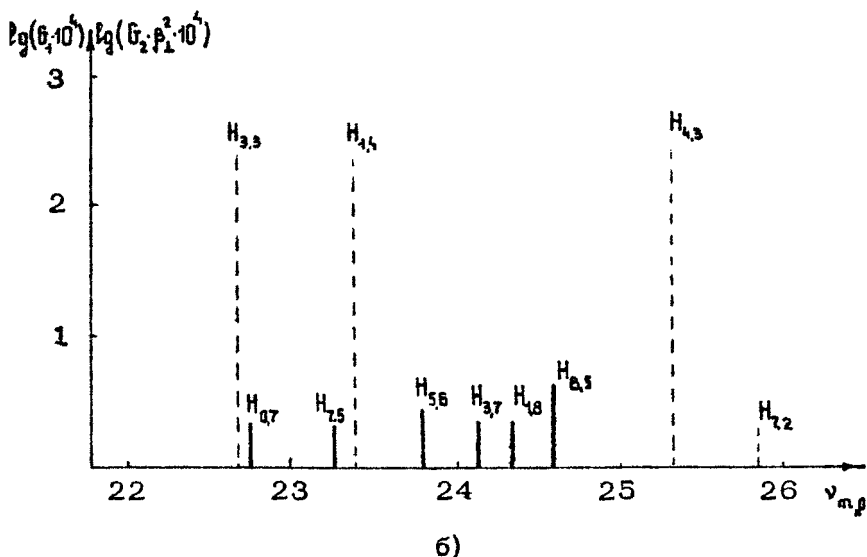
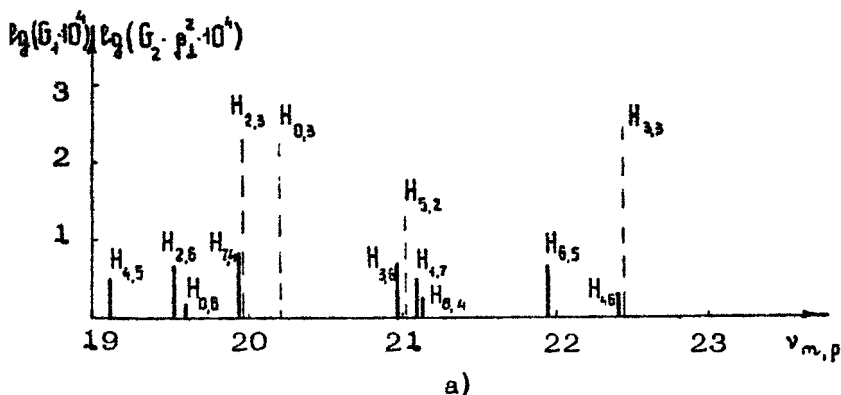
более высоких типах колебаний, т. е. к созданию систем с развитым пространством взаимодействия. В таких системах растет плотность спектра собственных частот мод, что, как известно (см., например, [2]), обостряет проблему селективного возбуждения рабочего типа колебаний в условиях резонансного взаимодействия электронов с большим числом мод одновременно. Особенно остро эта проблема стоит перед гиротронами, работающими на гармониках ω_n , поскольку в таких гиротронах в условиях основного циклотронного резонанса почти всегда может возбуждаться если не паразитная мод на близкой к критической частоте, то — при значительном

разносе критических частот $\left| \omega_{РАБ}^{КР} - n\omega_{ПАР}^{КР} \right| \gg \pi/T$ (T — время пролета электронов через резонатор) — паразитная встречная волна в условиях циклотронного резонанса $\omega_{ПАР} + k_n v_n \approx \omega_n$ (k_n — продольное волновое число, v_n — продольная скорость электронов). Легкость самовозбуждения таких паразитных мод может быть обусловлена как различием эффективных импедансов связи электронов с ВЧ-полями на разных гармониках ω_n [3], особенно заметным при малых рабочих напряжениях, так и различием в скоростях насыщения восприимчивости электронного пучка по отношению к ВЧ-полю на разных гармониках [4].

Основные соображения, связанные с возбуждением мод на гармониках ω_n , и результаты экспериментов с гиротронами на гармониках (в этих экспериментах отношение диаметра резонатора к длине волны D/λ не превышало четырех) были описаны в работе [5]. Целью настоящей работы является изучение возможностей создания гиротронов на гармониках ω_n с более развитым пространством взаимодействия.

ОБЩИЕ СООБРАЖЕНИЯ

Анализ спектра критических частот H -мод круглого цилиндрического волновода показывает, что при работе на второй гармонике ω_n наиболее далеко по спектру можно продвинуться, сохраняя приемлемым разнос между частотами рабочей и паразитной мод (см. приведенную выше оценку $\omega_{РАБ}^{КР} - 2\omega_{ПАР}^{КР}$), если выбирать в качестве рабочих такие моды, как $H_{6,5}$, $H_{8,5}$ [6, 7]. Участки спектра критических частот в окрестности этих мод приведены на рис. 1, где собст-



Р и с. 1. Участки спектра критических частот H -мод в окрестности моды $H_{6,5}$ (а) и моды $H_{8,5}$ (б)

венные числа $\nu_{m,\rho} = \omega_{m,\rho}^{кр} R / c$ (R – радиус резонатора) определяются граничным условием на стенке резонатора $\mathcal{J}'_m(\nu_{m,\rho}) = 0$. Сплошными линиями показаны моды, резонансные со второй гармоникой ω_H , штриховыми – моды, возбуждающиеся на основном циклотронном резонансе (их положение на рис. 1 соответствует $2\nu_{m,\rho}$). Амплитуды изо-

13. Нусинович Г.С., Эрм Р.Э. КПД МЦР-монотрона с гауссовым продольным распределением высокочастотного поля // Электронная техника. Сер.1, Электроника СВЧ. 1972, №8, С. 55-60.
14. Нусинович Г.С., Панкратова Т.Б. Теория гиротронов субмиллиметрового диапазона длин волн // Гиротрон / ИПФ АН СССР. Горький, 1981. С.169-184.
15. Дрягин Ю.А., Паршин В.В. Квазиоптический волномер коротковолновой части миллиметрового диапазона с прямым отсчетом частоты // ПТЭ, 1982, № 4. С. 55-56.
16. Засыпкин Е.В. Электронная перестройка частоты в гиротронах // Радиотехника и электроника, 1987. Т.32, №12. С.2599-2602.
17. Woskoboinikow P. et al. Thomson scattering from ion thermal fluctuations in a tokamak plasma with a 380 μm laser // 8th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves. Miami Beach, Fl., USA. Dec. 1983. Conf. Digest, W.1-4.
18. Справочник по физико-техническим основам криогеники. М. Энергоатомиздат, 1985.
19. Woskoboinikow P., Cohn D.R., Temkin R.J. Application of advanced millimeter/far infrared sources to collective Thomson scattering plasma diagnostics // Int. J. IR & MM Waves. 1983. V.4, N2. P.205-229.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВЫСШИХ МОД В ГИРОТРОНАХ, РАБОТАЮЩИХ НА ГАРМОНИКАХ ЦИКЛОТРОННОЙ ЧАСТОТЫ

М.Ю.Глявин, А.А.Гуртовник, Г.С.Нусинович,
Т.Б.Панкратова

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, основным препятствием для освоения гиротронами диапазона субмиллиметровых волн является отсутствие магнитных систем, способных создавать в достаточно больших объемах стационарные магнитные поля с индукцией в несколько десятков тесла. Вообще говоря, такие магнитные поля могут быть получены с помощью импульсных соленоидов, что позволяет разрабатывать импульсные гиротроны субмиллиметрового диапазона [1]. Тем не менее для освоения субмиллиметрового диапазона гиротронами, способными работать в режиме непрерывной генерации, наиболее реальным выходом является возбуждение ВЧ-колебаний, резонансных с высшими гармониками циклотронной частоты электронов: согласно условию циклотронного резонанса $\omega \approx n\omega_H$, при ограниченной максимальным значением магнитного поля циклотронной частоте электронов ω_H диапазон частот ω , который может быть освоен гиротронами, растет пропорционально номеру резонансной гармоники n .

В принципе, укорочению длины волны сопутствует миниатюризация пространства взаимодействия, сопровождающаяся резким падением мощности СВЧ-излучения, обострением проблемы юстировки элементов лампы и т. п. Чтобы избежать падения мощности (или хотя бы ослабить его), укорочение длины волны должно сопровождаться переходом к работе на

браженных на рис. 1 отрезков характеризуют импедансы связи электронов с полями мод [3]:

$$\Gamma_{m,p} = \frac{\gamma_{m \pm n}^2 \left(\sqrt{\frac{R_0}{R}} \right)}{(\gamma_{m,p}^2 - m^2) \gamma_m^2 \left(\sqrt{\frac{R_0}{R}} \right)}$$

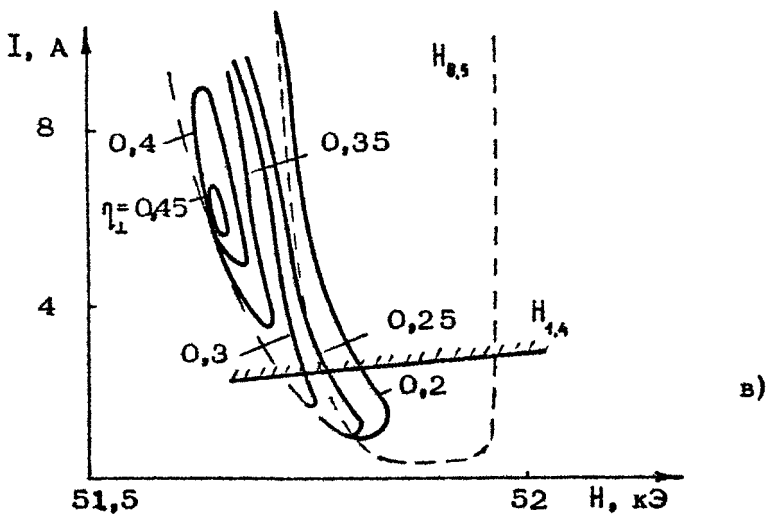
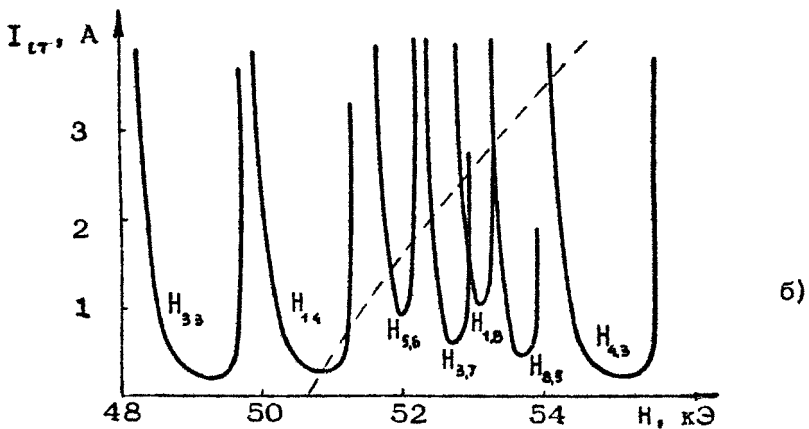
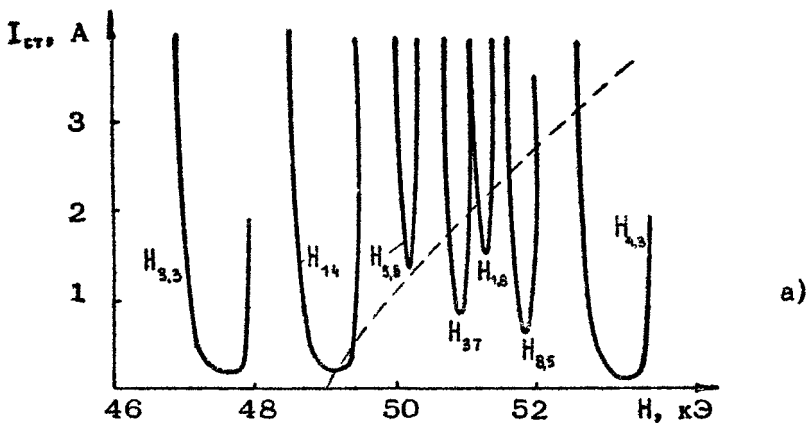
На рис. 1 индекс 1 у величины Γ соответствует $n=1$, индекс 2 - $n=2$. При расчете величин $\Gamma_{m,p}$ радиус центров циклотронного вращения электронов тонкого трубчатого пучка R_0 принят соответствующим максимуму функции

γ_{m-n}^2 рабочей моды ($\gamma_4^2 \left(\sqrt{\frac{R_0}{R}} \right)$ - для моды $H_{6,5}$, $\gamma_6^2 \left(\sqrt{\frac{R_0}{R}} \right)$ - для моды $H_{8,5}$) при условии, что возбуждается волна, вращающаяся по азимуту в том же направлении что и электроны в магнитном поле. Ввиду того что из-за различий в мультипольном характере взаимодействия электронов с ВЧ-полем в условиях резонанса с разными гармониками ω_n стартовые токи обратно пропорциональны $\Gamma_n \beta_1^{2n}$ [3] ($\beta_1 = v_1/c$ - отношение поперечной скорости электронов к скорости света), на рис. 1 импедансы связи мод, резонансных с $2\omega_n$, даны домноженными на β_1^2 , что позволяет непосредственно по данным рис. 1 оценивать отношение стартовых токов конкурирующих мод (при построении рис. 1 величина β_1^2 принята равной 0,045, что соответствует описанным ниже условиям эксперимента).

Зависимость стартовых токов моды $H_{8,5}$ и соседних с ней от величины внешнего магнитного поля H приведена на рис. 2, а,б. Рис. 2,а соответствует напряжению 20 кВ, имевшему место в эксперименте (где на анод и резонатор подавалось одинаковое напряжение). Рис. 2,б построен для 40 кВ и приведен в качестве иллюстрации, характеризующей расширение и смещение в сторону больших H зон самовозбуждения с ростом напряжения. Эти зависимости рассчитаны в предположении, что продольная структура ВЧ-поля резонатора является фиксированной и может описываться гауссовой функцией

$$f(z) = \exp \left[-3 \left(\frac{2z}{L} - 1 \right)^2 \right],$$

Рис. 2. Зависимости стартовых токов моды $H_{6,5}$ и конкурирующих мод от магнитного поля (а); то же для моды $H_{8,5}$; (б); зона генерации моды $H_{8,5}$ (в)



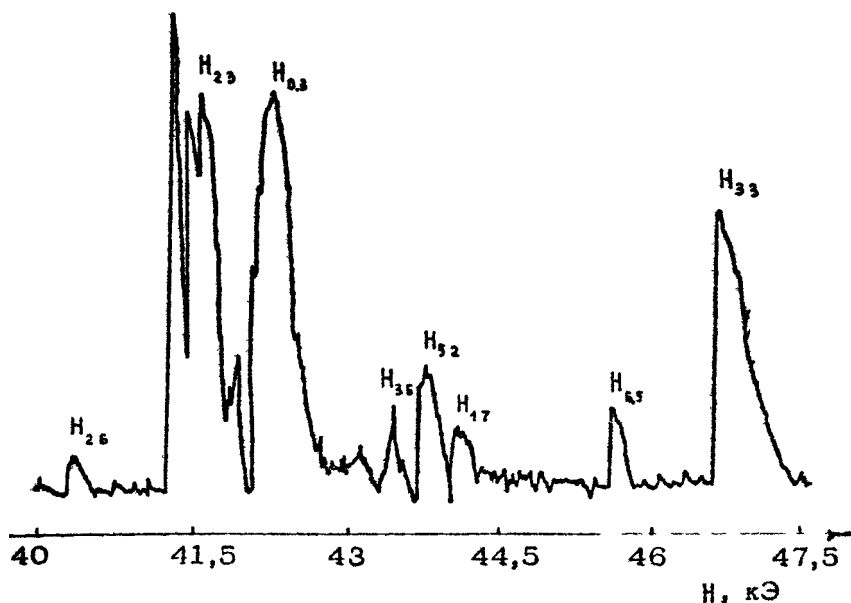
где L - длина регулярного участка резонатора. При расчете использованы выражения для стартовых токов, приведенные в статье [8]; дифракционная добротность резонатора принята равной $Q_{диф} \approx 25 (L/\lambda)^2$ [9], омическая добротность $Q_{ом} = \frac{R}{d} \left(1 - \frac{m^2}{j^2}\right)$ (где $d \approx \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{\lambda c}{\epsilon}}$ - толщина скин-слоя с учетом шероховатости поверхности резонатора, имеющего проводимость ϵ). Значения R , L и λ взяты соответствующими данным эксперимента: $R = 4,18$ мм, $L = 18$ мм, $\lambda = 1,08$ мм, при этом $Q_{диф} \approx 7 \cdot 10^3$, $Q_{ом} \approx 15,2 \cdot 10^3$. Пунктирная линия примыкающая к зоне самовозбуждения моды $H_{1,4}$, соответствует границе самовозбуждения встречной волны $H_{1,4}$, которая оценивалась по формулам работы [10].

На рис. 2, в изображена рассчитанная более детально зона генерации моды $H_{8,5}$ при напряжении 20 кВ: сплошными линиями изображены кривые равных значений поперечного электронного КПД η_{\perp} , пунктиром - зона самовозбуждения, штрихпунктиром - срыв генерации на границе жесткого самовозбуждения, линией со штриховкой - зона возбуждения встречной волны $H_{1,4}$.

Из приведенных на рис. 2 результатов расчетов следует, что возбуждение моды $H_{8,5}$ возможно лишь при токах примерно до 2.5 А, что, однако, позволяет реализовать поперечный КПД до 30 %. При более высоких токах, в том числе оптимальных по КПД, имеет место самовозбуждение встречной волны $H_{1,4}$, что, по-видимому, и наблюдалось в эксперименте [6], проводившемся при токе 9 А.

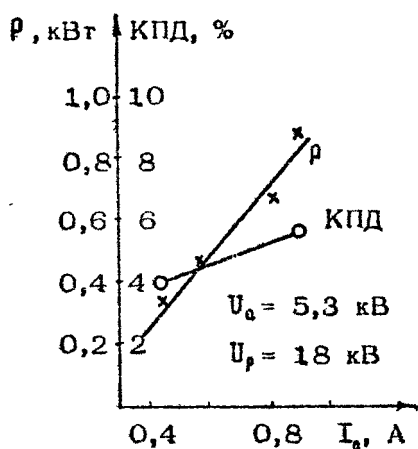
ЭКСПЕРИМЕНТЫ

Гиротрон был рассчитан на работу в режиме непрерывной генерации. Предусматривалась возможность отдельной подачи напряжения на анод и резонатор лампы. Стабилизированное анодное напряжение (пульсации $\sim 0,1$ %) не превышало 6 кВ, резонаторное напряжение (пульсации $\sim 4 \cdot 10^{-3}$ %) не превышало 20 кВ. Ток пучка не превышал 1 А при пульсациях питания в цепи накала не более 15 %. Питание сверхпроводящего соленоида осуществлялось от источника, имеющего долговременную нестабильность $\sim 0,01$ %.

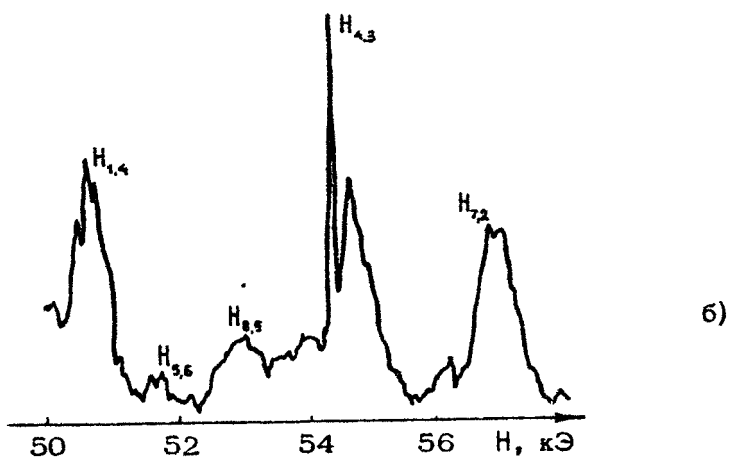
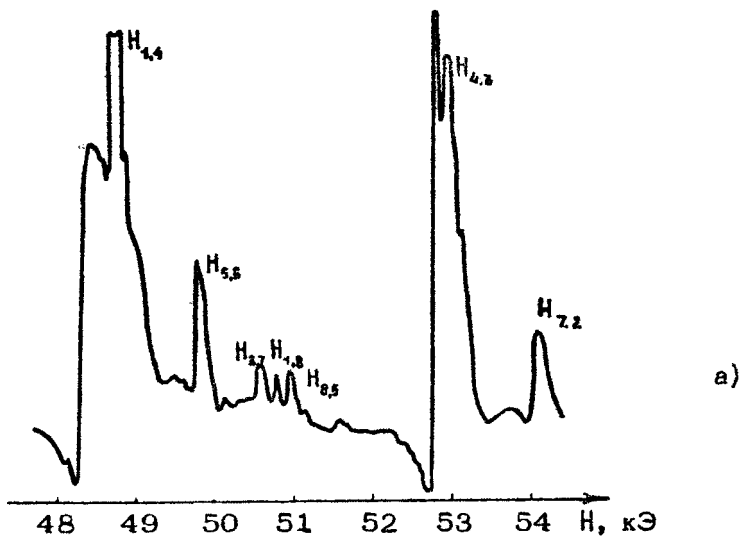


Р и с. 3. Зависимость СВЧ-мощности гиротрона от магнитного поля в окрестности моды $H_{6,5}$

Результаты экспериментов, в которых измерялась зависимость непрерывной выходной мощности гиротрона от магнитного поля в окрестности моды $H_{6,5}$, представлены на рис. 3. Идентификация мод дана в соответствии с рис. 1. Мощность излучения паразитных мод, резонансных с ω_H , составляла 5 – 6 кВт. График зависимости выходной мощности и КПД моды $H_{6,5}$ от тока пучка при анодном напряжении 5,3 кВ и резонаторном напряжении 18 кВ представлен на рис. 4, из



Р и с. 4. Зависимость выходной мощности P и КПД моды $H_{6,5}$ от тока пучка



Р и с. 5. Зависимость СВЧ-мощности гироотрона от магнитного поля в окрестности моды $H_{8,5}$ в непрерывном (а) и импульсном (б) режимах работы

которого видно, что максимальный уровень мощности 0,9кВт был достигнут при выходном КПД ~ 5 %.

Аналогичная рис. 3 зависимость непрерывной выходной мощности гиротрона от магнитного поля в окрестности моды $H_{8,5}$ приведена на рис. 5,а, где также идентификация мод дана в соответствии с рис. 1. На рис. 5,б представлена такая же зависимость, снятая в импульсном режиме работы при напряжении 30 кВ ($U_a = U_p$) и токе 4 А. Приведенная на этом рисунке идентификация моды $H_{8,5}$ дана на основе анализа спектра критических частот рис. 1. Справа находится мода $H_{4,3}$, которая, по-видимому, возбуждалась как с одной, так и с двумя продольными вариациями. В последнем случае возбуждение могло иметь место в условиях синхронизма как с попутной, так и со встречной компонентами ВЧ-поля, чему на рис. 5,б соответствуют зоны генерации, расположенные слева и справа от зоны максимальной мощности.

Длины волн излучения, возбуждавшегося в окрестности моды $H_{8,5}$, были измерены при помощи резонансного волномера [11] и оказались в хорошем соответствии с представленными на рис. 1 данными.

Измерения ширины линии излучения моды $H_{8,5}$ были проведены при помощи обычной схемы, в состав которой входит гетеродин на ЛОВ, смеситель и стандартный анализатор спектра непрерывного излучения. Ширина линии на уровне - 3 дБ составила 200 кГц, на уровне -10 дБ - около 300 кГц и на уровне -20 дБ - около 400 кГц. При несущей частоте около 250 ГГц эти значения соответствуют относительной ширине линии ~ 10^{-6} , что сравнимо с данными описанного в работе [12] гиротрона, использовавшегося для изучения низкочастотных флуктуаций плотности в токамаке W7-2: в этом гиротроне с несущей частотой 70 ГГц ширина спектра на уровне -20 дБ составляла около 80 кГц.

Проведенные эксперименты продемонстрировали возможность селективного возбуждения на второй гармонике циклотронной частоты таких высоких мод, как $H_{8,5}$, $H_{8,5}$, т. е. возможность использования резонаторов большого диаметра

(D/1 § 8). Эти результаты позволяют рассчитывать на освоение подобными гиротронами субмиллиметрового диапазона длин волн. Достигнутый уровень непрерывной мощности и достаточно узкая ширина линии излучения делают возможным применение таких гиротронов в качестве источников зондирующего излучения в экспериментах по активной диагностике плазмы.

Авторы благодарны В.В.Паршину и Б.В.Шишкину за помощь в измерении спектральных характеристик.

Л и т е р а т у р а

1. Лучинин А.Г., Нусинович Г.С. Гиротроны с импульсными магнитными полями // Наст. сборник. С. 55 - 72.
2. Завольский Н.А., Нусинович Г.С., Павельев А.Б. Устойчивость одномодовых колебаний и нестационарные процессы в гиротронах со сверхразмерными низкодобротными резонаторами // Наст. сборник. С. 84 - 112.
3. Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпагов В.К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10, № 9 - 10. С. 1414 - 1453.
4. Зарницына И.Г., Нусинович Г.С. Конкуренция мод в гиромонотронах на второй гармонике циклотронной частоты // Изв. вузов. Радиофизика. 1977. Т. 20, № 3. С. 461 - 467.
5. Ангаков И.И., Запевалов В.Е., Панкратова Т.Б., Цимринг Ш.Е. Гиротроны на гармониках гирочастоты // Гиротрон / ИПФ АН СССР. Горький, 1981. С. 192 - 215.
6. Spira S.E., Kreischer K.E., Temkin R.J. Submillimeter gyrotron for space based radar // SPIE, V.879, Sensing, Discrimination & Signal Processing & Superconducting Materials & Instrumentation, 1988. P.58-61.
7. Панкратова Т.Б., Нусинович Г.С. Экспериментальное исследование диагностического гиротрона // ЖТФ. 1989. Т. 59, № 8. С. 110 - 112.
8. Нусинович Г.С., Эрм Р.Э. КПД МЦР-монотрона с гауссовым продольным распределением ВЧ поля // Электронная техника. Сер. 1, Электроника СВЧ. 1972. № 8. С. 55-60.

9. Власов С.Н., Жислин Г.М., Орлова И.М. и др. Открытые резонаторы в виде волноводов переменного сечения // Изв. вузов. Радиофизика. 1969. Т. 12, № 8. С. 1236 - 1244.
10. Антаков И.И., Засыпкин Е.В., Соколов Е.В. Самовозбуждение отрезка цилиндрического волновода с винтовым электронным пучком // Электронная техника. Сер. 1, Электроника СВЧ. 1976. № 9. С. 31 - 38.
11. Дрягин Ю.А., Паршин В.В. Квазиоптический волномер коротковолновой части миллиметрового диапазона с прямым отсчетом частоты // ПТЭ. 1982. № 8. С. 55 - 56.
12. Terumichi Y., Kubo S., Ando A. e. a. Study of low frequency density fluctuations in the WT-2 tokamak by mm and submm wave scattering // 9th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves. Takarazuka, Japan, Oct. 1984, Conf. Digest, P.411-412.

УСТОЙЧИВОСТЬ ОДНОМОДОВЫХ КОЛЕБАНИЙ И НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ГИРОТРОНАХ СО СВЕРХРАЗМЕРНЫМИ НИЗКОДОБРОТНЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ

Н.А.Завольский, Г.С.Нусинович, А.Б.Павельев

1. ВВЕДЕНИЕ

Перспективы повышения мощности, частоты излучения и длительности СВЧ-импульсов гиротронов, как известно, в значительной мере определяются возможностями использования в этих приборах пространственно развитых резонансных электродинамических систем. Увеличение размеров резонатора означает переход к работе на все более высоких типах колебаний, плотность спектра собственных частот которых с ростом размеров резонатора растет. В результате возрастает число мод, попадающих в полосу циклотронного резонанса, и обостряется проблема получения устойчивой одномодовой генерации рабочей моды в условиях конкуренции мод.

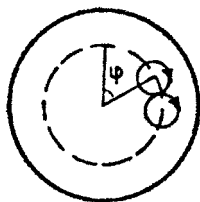
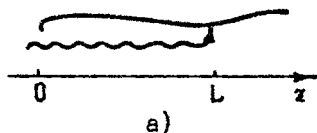
До недавнего времени все исследования этих вопросов (см., например, [1-6]) проводились в предположении, что пространственная структура мод резонатора является фиксированной, т.е. резонатор является достаточно высокодобротным. В то же время известно, что в большинстве мощных гиротронов используются резонаторы с дифракционной добротностью, близкой к минимальной. Продольная структура поля таких резонаторов, вообще говоря, является нефиксированной, т.е. зависит от электронного тока и прочих параметров, определяющих режим генерации гиротрона. Теория стационарной генерации в одномодовом гиротроне с нефикси-

рованной продольной структурой ВЧ-поля была развита в работах [7, 8], нестационарная теория - в [9, 10].

Естественно предположить, что изменение продольных структур мод под влиянием электронного пучка, представляющего собой нелинейную активную среду с дисперсионными свойствами, может отразиться и на таком нелинейном явлении, как взаимодействие мод. Исследование этого вопроса было начато в [11, 12]. Настоящая статья является попыткой суммировать полученные в данном направлении работ результаты.

2. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Будем описывать поведение гиротрона самосогласованной системой уравнений, состоящей из уравнения движения электронов в поле многомодового резонатора и уравнений возбуждения ТЕ-мод резонатора электронным пучком на частотах, близких к критическим. Будем считать поля пространственного заряда, а также разброс скоростей и радиусов ведущих центров \mathbf{R}_0 трубчатого электронного пучка пренебрежимо малыми. Предположим, следуя [7,9-12], что электродинамическая система, изображенная на рис. 1, представляет собой слабо нерегулярный волновод с закритическим сужением на входе в пространство взаимодействия, т. е. при $x = 0$, а при $x > L$ (L - выходное сечение, в котором прекращается взаимодействие электронов с ВЧ-полем) выходной тракт является согласованным, т. е. в нем отсутствуют неоднородности, приводящие к отражению волн.



Р и с. 1. Модель системы:
а - профиль пространства взаимодействия, б - поперечное сечение

Допустим, что рассматриваемые моды могут находиться в резонансе с разными гармониками циклотронной частоты электронов ($\omega_s \approx n_s \omega_{H0}$). При получении самосогласованной системы укороченных уравнений, описывающих процесс возбуждения мод с нефиксированной продольной структурой и движение электронов в поле многомодового резонатора, выберем в качестве опорной циклотронную частоту электронов во входном сечении ω_{H0} . При этом самосогласованная система уравнений может быть записана в виде

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial^2 f_s}{\partial \xi^2} - i n_s \frac{\partial f_s}{\partial \tau} + n_s \delta_s f_s = I_s \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \langle \rho^{n_s} \rangle \exp[-i(\Delta_s \xi + \psi_s)] d\varphi, \end{aligned} \right. \quad (1)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d\rho}{d\xi} + i(|\rho|^2 - 1)\rho = i \sum_s (\rho^*)^{n_s - 1} f_s \exp[i(\Delta_s \xi + \psi_s)]. \end{aligned} \right. \quad (2)$$

Здесь уравнение возбуждения s -й моды (1), записанное для ее комплексной амплитуды f_s , зависящей от приведенной продольной координаты $\xi = (\beta_{10}^2 / 2\beta_{H0}) (\omega_{H0} z / c)$ и от приведенного времени $\tau = (\beta_{10}^4 / 8\beta_{H0}^2) \omega_{H0} t$ ($\beta_{1, H0} = v_{1, H0} / c$ - соответственно поперечная и продольная компоненты начальной скорости электронов, нормированные на скорость света), подобно полученному в работах [9, 10] при рассмотрении одномодовой генерации. Расстройка $\delta_s = (8\beta_{10}^2 / \beta_{10}^4) [(\bar{\omega}_s - \omega_s(\xi)) / \omega_{H0}]$ характеризует изменение критической частоты s -й моды в слабо нерегулярном волноводе относительно ее значения $\bar{\omega}_s$ в выходном сечении, расстройка $\Delta_s = (2/\beta_{10}^2) [(\bar{\omega}_s - n_s \omega_{H0}) / \omega_{H0}]$ описывает расстройку циклотронного резонанса для s -й моды. Комплексная величина ρ , для которой написано уравнение движения (2), характеризует поперечный импульс электронов $\rho = (\rho_x + i\rho_y) \exp(-i\omega_{H0} t) / \rho_{10}$ ($\rho_{x, y}$ - компоненты импульса в декартовой системе координат). Параметр тока

$$I_s = 64 \frac{eI_0}{m_0 c^3} \cdot \frac{\beta_{H0} \cdot \beta_{10}^{2(n_s - 4)}}{\beta_0} \times$$

$$\cdot n_s^3 \left(\frac{n_s^{n_s}}{2^{n_s} \cdot n_s!} \right)^2 \frac{\mathcal{J}_{m_s \mp n_s}^2(\omega_s R_0 / c)}{(\nu_s^2 - m_s^2) \mathcal{J}_{m_s}^2(\nu_s)} \quad (3)$$

пропорционален постоянной составляющей тока пучка III и импедансу связи s -й моды TE_{m_s, p_s} с грубчатым электронным пучком; ν_s — p_s -й корень уравнения $J'_m(\nu_s) = 0$. В принципе, в слабо нерегулярном волноводе импеданс связи, а значит и параметр тока I_s , зависит от продольной координаты, поскольку $\omega_s = \omega_s(\xi)$, но этой слабой зависимостью ниже будем пренебрегать.

Отличие уравнения (1) от полученного в [9, 10] состоит в том, что в правой части (1) добавляется интегрирование по азимутальной координате ψ (см. рис. 1, б) и под интегралом добавляется экспоненциальный множитель, учитывающий фазу s -й моды $(\bar{\omega}_s - n_s \omega_{H0})t + (n_s \mp m_s)\psi$. В уравнении (1) учтено, что в системе координат, связанной с ведущим центром электронной траектории, $t = t_0 + z/v_H$, где t_0 — момент влета электронов; соответственно $\psi_s = \delta'_s t_0 + (n_s \mp m_s)\psi$, где $\delta'_s = (\delta \beta_{H0}^2 / \beta_{\perp 0}^4) [(\bar{\omega}_s - n_s \omega_{H0}) / \omega_{H0}]$, а член $\Delta_s \xi$ описывает изменение фазы s -й моды во время движения электронов через пространство взаимодействия. Угловые скобки в уравнении (1) означают усреднение по фазе влета электронов $\psi'_0 \in [0, 2\pi)$. При рассмотрении одной моды, как показано в работе [13], фаза ψ'_0 может отсчитываться в каждой ларморовской грубке электронов относительно фазы этой моды, благодаря чему усреднение по ψ становится излишним.

Нетрудно видеть, что выбор (как это сделано в [1]) рабочей моды (с индексом "0") в качестве опорной (при этом опорной частотой становится $\bar{\omega}_0/n_0 \approx \omega_{H0}$, а фазы ψ_s отсчитываются относительно $n_s \psi_0/n_0$) приводит к тому, что в уравнениях (1), (2) $\psi_0 = \Delta_0 = 0$, но в левой части (2) к разности $|\rho|^2 - 1$ добавляется расстройка $\Delta_0 = = (2/\beta_{\perp 0}^2) [(\bar{\omega}_0 - n_0 \omega_{H0})/\bar{\omega}_0]$. Соответственно, расстройки прочих мод Δ_s отсчитываются относительно $\bar{\omega}_0/n_0$, т. е. $\Delta_s = = (2/\beta_{\perp 0}^2) [(n_s \bar{\omega}_s - n_s \bar{\omega}_0)/\bar{\omega}_0]$. При этом интегрирование по ψ приводит к усреднению по разностным фазам $\psi_s - n_s \psi_0/n_0$ ($s \neq 0$) в том случае, когда имеет место азимутальная ортогональность мод $n_s m_0 \neq n_0 m_s$ [1].

Уравнение (1) следует дополнить начальным условием $f_s(t=0) = f_{s0}(\xi)$, а также граничными условиями на входе $f_s(\xi=0) = 0$ и на выходе из пространства взаимодействия [9, 10]:

$$f_s(\xi_k, \tau) + \frac{1}{\sqrt{\pi i}} \int_0^{\tau} \frac{1}{\sqrt{\tau - \tau'}} \frac{\partial f_s(\xi, \tau')}{\partial \xi} \Big|_{\xi_k} d\tau' = 0. \quad (4)$$

Граничное условие к уравнению (2) имеет обычный вид $\rho(\xi=0) = e^{-i\psi_0}$.

Эффективность взаимодействия электронов с ВЧ-полем многомодового гиротрона будем характеризовать поперечным электронным КПД

$$\eta_{\perp} = 1 - \langle |\rho(\xi_k)|^2 \rangle, \quad (5)$$

который, как следует из уравнения (2), можно представить в виде суммы КПД отдельных мод

$$\eta_{\perp} = \sum_s \eta_{\perp s} = \sum_s 2 \operatorname{Im} \left\{ \int_0^{\xi_k} \langle (\rho^*)^{n_s} \rangle \operatorname{etr} [i(\Delta_s \xi + \psi_s)] f_s d\xi \right\}. \quad (6)$$

3. УСТОЙЧИВОСТЬ ОДНОМODOVЫХ КОЛЕБАНИЙ

Во многих случаях основной интерес представляет исследование устойчивости стационарных одномодовых колебаний рабочей моды по отношению к самовозбуждению паразитных мод. Такая задача оказывается существенно проще поставленной выше, поскольку в фазовом пространстве амплитуд f_s рассмотрение ограничивается окрестностью состояния равновесия $f_0 = f_{0, \text{стациональное}}$, $f_{s' \neq 0} = 0$. Для гиротронов с фиксированной продольной структурой мод задача в такой постановке решалась еще в работах [14, 2].

Следуя [14], представим суммарное ВЧ-поле в окрестности состояния равновесия рабочей моды в виде $f = f_0 + \sum_{s \neq 0} f_s$, где $|f_s| \ll |f_0|$, а комплексную величину ρ в уравнении (2) в виде $\rho = \rho_{(0)} + \rho_{(1)}$, где $\rho_{(0)}$ характеризует воздействие на электроны поля рабочей моды, а малый добавок $\rho_{(1)}$ ($|\rho_{(1)}| \ll |\rho_{(0)}|$) определяется воздействием паразитных мод. Соответственно, задача разбивается на два этапа.

На первом этапе исследуется режим стационарной генерации рабочей моды $f_{0, \text{стациональное}}(\xi, \tau) = f_0(\xi) \operatorname{etr}(i\Omega_0 \tau)$, который описывается самосогласованной системой уравнений [7]:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d^2 f_0}{d\zeta^2} + \gamma_0^2 f_0 &= I_0 \langle \rho_{(0)}^{n_0} \rangle, \end{aligned} \right. \quad (7)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d\rho_{(0)}}{d\zeta} + i(\tilde{\Delta} + |\rho_{(0)}|^2 - 1)\rho_{(0)} &= i f_0 (\rho_{(0)}^*)^{n_0 - 1} \end{aligned} \right. \quad (8)$$

Здесь $\gamma_0^2 = n_0(\Omega_0 + \delta_0) = (\beta n_0^2 \beta_{10}^2 / \beta_{10}^4) [(\tilde{\omega}_0 - \omega_0) / \tilde{\omega}_0]$ - приведенная отстройка частоты автоколебаний $\tilde{\omega}_0$ от критической частоты рабочей моды, пропорциональная квадрату продольного волнового числа ($k_{||,0}^2 = (2\tilde{\omega}_0 / c^2)(\tilde{\omega}_0 - \omega_0)$), в качестве опорной выбрана частота $\tilde{\omega}_0 / n_0$. Граничное условие (4) в режиме стационарной генерации сводится к обычному условию излучения [7]: $\left. \frac{df_0}{d\zeta} \right|_{\zeta=\zeta_k} = -i \gamma_0 f_0 (\zeta_k)$. При решении данной краевой задачи (уравнения (7), (8) с соответствующими граничными условиями) собственными значениями, определяемыми в процессе поиска решения, являются параметр γ_0^2 и производная амплитуды рабочей моды на входе в резонатор $\left. \frac{df_0}{d\zeta} \right|_{\zeta=0}$. Расстройка циклотронного резонанса $\tilde{\Delta} = (2/\beta_{10}^2) \times (\tilde{\omega}_0 - n_0 \omega_{H0}) / \tilde{\omega}_0$ может быть представлена в виде $\tilde{\Delta} = \Delta_0 + \tilde{\Omega}_0$, где $\Delta_0 = (2/\beta_{10}^2)(\tilde{\omega}_0 - n_0 \omega_{H0}) / \tilde{\omega}_0$, $\tilde{\Omega}_0 = (\beta_{10}^2 / 4 n_0 \beta_{10}^2) \tilde{\Omega}_0$. В результате решения при заданных параметрах I_0 , Δ_0 , ζ_k определяется комплексная амплитуда рабочей моды $f_0(\zeta)$.

На втором этапе исследуется самосогласованная система уравнений, состоящая из уравнений для малых амплитуд паразитных мод и возмущений, которые вносят их появление в движение электронов:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d^2 f_s}{d\zeta^2} + \gamma_s^2 f_s &= n_s I_s \langle \rho_{(0)}^{n_s - 1} \rho_{(1)} \rangle \exp[-i(\Delta_s \zeta + \tilde{\psi}_s)] \psi, \end{aligned} \right. \quad (9)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d\rho_{(1)}}{d\zeta} + i\rho_{(1)}(\tilde{\Delta} + 2|\rho_{(0)}|^2 - 1) + i\rho_{(0)}^2 \rho_{(1)}^* &= i \left\{ (n_0 - 1) f_0 (\rho_{(0)}^*)^{n_0 - 2} \rho_{(1)}^* + \right. \\ &\left. + \sum_{s \neq 0} f_s (\rho_{(0)}^*)^{n_s - 1} \exp[i(\Delta_s \zeta + \tilde{\psi}_s)] \right\}. \end{aligned} \right. \quad (10)$$

Здесь уравнение (10) получено в результате подстановки в (2) представления $\rho = \rho_{(0)} + \rho_{(1)}$ и учета уравнения (8), а фазы $\tilde{\psi}_s$ определены как $\tilde{\psi}_s = \left(\omega_s - \frac{n_s}{n_0} \tilde{\omega}_0 \right) t_0 + \left(\mp m_s \pm \frac{n_s}{n_0} m_0 \right) \varphi$.

Для того чтобы избавиться от необходимости интегрировать уравнение (10) при различных значениях φ , целесо-

образно при рассмотрении ограниченного числа паразитных мод ввести новые переменные (ср. [14]):

$$u_k = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \rho_{(1)} \exp[-i(\Delta_k \xi + \tilde{\psi}_k)] d\varphi, \quad (11)$$

$$v_k = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \rho_{(1)}^* \exp[-i(\Delta_k \xi + \tilde{\psi}_k)] d\varphi.$$

В этих переменных уравнение (10) и комплексно сопряженное ему сводятся к двум уравнениям:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d u_k}{d \xi} + i u_k (\tilde{\Delta} + \Delta_k + 2|\rho_{(0)}|^2 - 1) + i \rho_{(0)}^2 v_k &= i \sum_{s=0}^{n_0} \left\{ (\rho_{(0)}^*)^{n_s-1} f_s^* \right. \\ &\times \exp\left(i \left[(\Delta_s - \Delta_k) \xi + \tilde{\psi}_s - \tilde{\psi}_k \right] \right) + (n_0 - 1) (\rho_{(0)}^*)^{n_0-2} f_0 v_k \left. \right\}, \quad (12) \\ \frac{d v_k}{d \xi} - i v_k (\tilde{\Delta} - \Delta_k + 2|\rho_{(0)}|^2 - 1) - i (\rho_{(0)}^*)^2 u_k &= -i \sum_{s=0}^{n_0} \left\{ \rho_{(0)}^{n_s-1} f_s^* \right. \\ &\times \exp\left(i \left[(\Delta_s + \Delta_k) \xi + \tilde{\psi}_s + \tilde{\psi}_k \right] \right) + (n_0 - 1) \rho_{(0)}^{n_0-2} f_0 u_k \left. \right\} \quad (13) \end{aligned} \right.$$

с граничными условиями $u_k(0) = v_k(0) = 0$. Из (12), (13) следует, что уравнения для u_k, v_k оказываются связанными с уравнениями для $u_{k'}, v_{k'}$ ($k' \neq k$) лишь в том случае, если имеют место соотношения $n_0(m_{k'} - m_k) = (n_{k'} - n_k)m_0$, либо $n_0(m_k + m_{k'}) = (n_{k'} + n_k)m_0$. В первом случае в уравнении (12) при усреднении по φ остается член, пропорциональный $f_{k'}$, а во втором случае аналогичный член остается в уравнении (13). Нетрудно видеть, что первое условие при $n_{k'} = n_k$ означает равенство азимутальных индексов паразитных мод, а второе условие, которое при $n_{k,k'} = n_0$ можно переписать в виде

$$m_k + m_{k'} = 2m_0, \quad (14)$$

является известным условием синхронного взаимодействия

мод (см., например, [3])^{*}. В том случае, если оба этих условия не выполняются, возбуждение какой-либо паразитной моды можно рассматривать независимо от присутствия в спектре резонансных частот прочих паразитных мод — случай несинхронного взаимодействия.

3.1. Устойчивость рабочей моды при несинхронном взаимодействии мод

Таким образом, при несинхронном взаимодействии система уравнений (12) — (13) сводится к паре уравнений

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{du_1}{d\xi} + i u_1 (\tilde{\Delta} + \Delta_1 + 2|\rho_{(0)}|^2 - 1) + i \rho_{(0)}^2 v_1 &= i \left[(\rho_{(0)}^*)^{n_0-1} f_1 + \right. \\ &\quad \left. + (n_0-1) f_0 (\rho_{(0)}^*)^{n_0-2} v_1 \right], \\ \frac{dv_1}{d\xi} - i v_1 (\tilde{\Delta} - \Delta_1 + 2|\rho_{(0)}|^2 - 1) - i (\rho_{(0)}^*)^2 u_1 &= -i (n_0-1) \times \\ &\quad \times f_0^* \rho_{(0)}^{n_0-2} u_1, \end{aligned} \right. \quad (15)$$

а уравнение (9) принимает вид

$$\frac{d^2 f_1}{d\xi^2} + \gamma_1^2 f_1 = n_1 I_1 \langle \rho_{(0)}^{n_1-1} u_1 \rangle. \quad (16)$$

Граничные условия к уравнениям (15) имеют вид $u_1(0) = -v_1(0) = 0$, к уравнению (16) — $f_1(0) = 0$, $\left. \frac{df_1}{d\xi} \right|_{\xi_k} = -i \gamma_1 f_1(\xi_k)$.

Алгоритм решения системы уравнений (15), (16) подобен используемому для уравнений (7), (8) с той лишь разницей, что здесь искомыми собственными значениями являются параметр γ_1 (или приведенная отстройка частоты колебаний паразитной моды $\Omega_1 = n_1^{-1} \gamma_1^2 - \delta_1 = (\delta n_1 \beta_{10}^2 / \beta_{10}^4) [(\tilde{\omega}_1 - \bar{\omega}_1) / \bar{\omega}_1]$) и параметр тока I_1 , а от производной $\left. \frac{df_1}{d\xi} \right|_0$ решение не зависит, поскольку эта система уравнений является линейной и однородной. Взаимная расстройка частот мод $\Delta_1 = (2/\beta_{10}^2) \times [(n_0 \tilde{\omega}_1 - n_1 \tilde{\omega}_0) / \bar{\omega}_0]$ может быть выражена как $\Delta_1 = \Delta_{10} + (\beta_{10}^2 / 4 \beta_{10}^2)$

^{*}) С квантовой точки зрения его можно интерпретировать как закон сохранения углового момента при четырехфотонном распаде [15].

$\times (\Omega_1 - \frac{n_1}{n_0} \Omega_0)$, где $\Delta_{10} = (2/\beta_{10}^2) [(n_0 \bar{\omega}_1 - n_1 \bar{\omega}_0) / \bar{\omega}_0]$ - расстройка критических частот рабочей и паразитной мод в выходном сечении. Если найденное таким образом стартовое значение параметра I_1 окажется меньше величины $(\bar{v}_1/\bar{v}_0) I_0$, определяющей с учетом различий в импедансах связи мод

$$\bar{v}_s = \beta_{10}^{2n_s} n_s^3 \left(\frac{n_s^{n_s}}{2^{n_s} \cdot n_s!} \right)^2 \frac{\gamma_{m_s}^2 n_s (\omega_s R_D / c)}{(\nu_s^2 - m_s^2) \gamma_{m_s}^2 (\nu_s)}$$

(см. (3)) параметр тока паразитной моды, это будет означать ее самовозбуждение (ср. [14]). В противном случае сохраняется устойчивая одномодовая генерация рабочей моды.

Заметим, что уравнения (15) со своими комплексно сопряженными имеют интеграл [16]

$$|u(\xi)|^2 - |v(\xi)|^2 = 2 \operatorname{Im} \left(\int_0^{\xi} \rho_{(0)}^{n_1-1} f_1^* u_1 d\xi' \right). \quad (17)$$

В то же время, домножив уравнение (16) на f_1^* и вычтя из него комплексно сопряженное уравнение, нетрудно получить другой интеграл:

$$\begin{aligned} \operatorname{Im} \left(f_1^* \frac{df_1}{d\xi} \right) + \operatorname{Im}(\gamma_1^2) \int_0^{\xi} |f_1|^2 d\xi' = \\ = n_1 I_1 \cdot \operatorname{Im} \left(\int_0^{\xi} f_1^* \langle \rho_{(0)}^{n_1-1} u_1 \rangle d\xi' \right). \end{aligned} \quad (18)$$

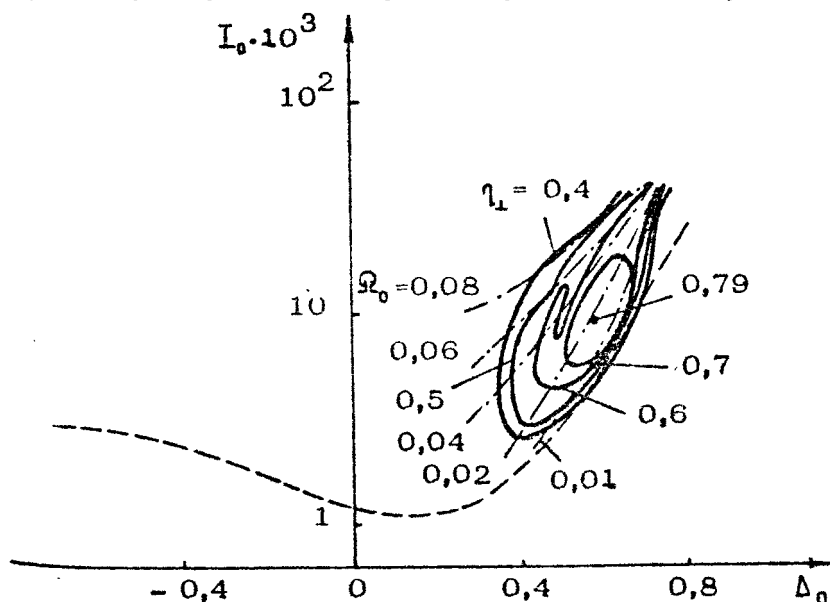
Используя граничное условие излучения $\left. \frac{df_1}{d\xi} \right|_{\xi_k} = -\gamma_1 f_1(\xi_k)$ и вводя омическую добротность $Q_{\text{ом}}$, т. е. определяя частоту ω_1 как $\omega_1' + i\omega_1'/2Q_{\text{ом}}$ (соответственно, $\operatorname{Im}(\gamma_1^2) = (-4n_1^2 \beta_{10}^2 / \beta_{10}^4) Q_{\text{ом}}^{-1}$), интегралу (18) можно придать вид уравнения баланса мощностей в стационарном режиме:

$$\operatorname{Re}(\gamma_1) |f_1(\xi_k)|^2 + \frac{4n_1^2 \beta_{10}^2}{\beta_{10}^4 Q_{\text{ом}}} \int_0^{\xi_k} |f_1|^2 d\xi =$$

$$= -n_1 I_1 \cdot \operatorname{Im} \left(\int_0^{\xi_0} f_1^* \langle \rho_{(0)}^{n_1-1} u_1 \rangle d\xi \right) \quad (19)$$

Здесь первый член слева характеризует мощность излучения через выходное сечение, второй член – мощность омических потерь, а справа фигурирует мощность, отобранная полем паразитной моды у электронного пучка. С учетом интеграла (17) выражение в правой части (19) может быть переписано в виде $-\frac{n_1}{2} I_1 \langle |u(\xi_k)|^2 - |v(\xi_k)|^2 \rangle$, что позволяет при использовании уравнения (19) обойтись интегрированием по ξ_0 только в выходном сечении резонатора.

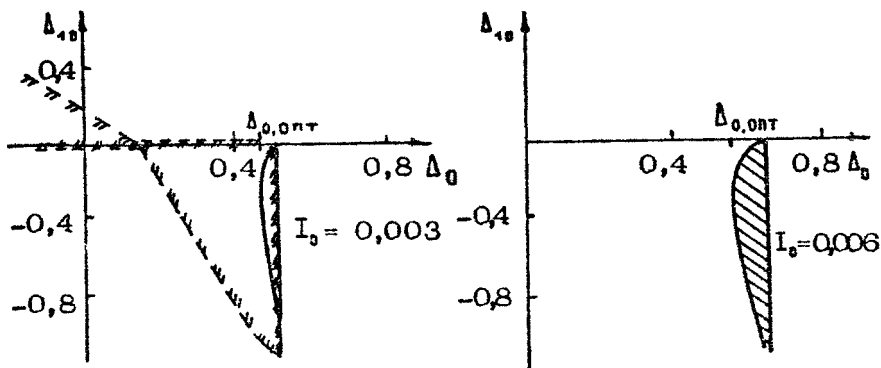
Режим стационарной генерации рабочей моды и его устойчивость исследовались для полубесконечного однородного ($\delta_s = 0$) волновода при $n_0 = n_1 = 1$, $\beta_{10} = 2\beta_{n0}$ и $\xi_k = 14,5$. Результаты исследования стационарной генерации представлены на рис. 2, где на плоскости параметров "ток пучка – расстройка циклотронного резонанса" изображены



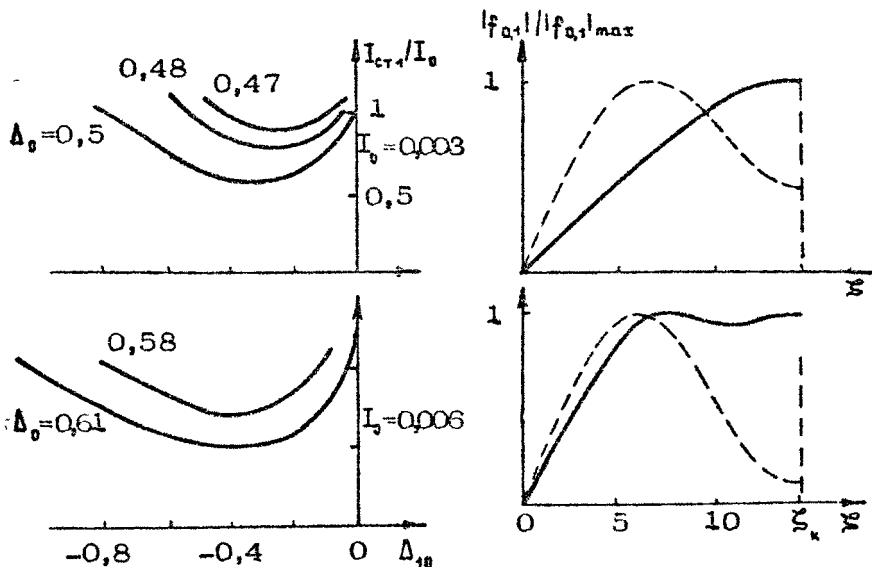
Р и с. 2. Режим стационарной генерации рабочей моды на плоскости параметров "ток пучка – расстройка циклотронного резонанса". Сплошные кривые – линии равных значений КПД, штрихпунктир – линии равных значений смещения частоты генерации относительно критической частоты

стартовый ток рабочей моды (пунктирная линия), линии равных значений поперечного КПД $\eta_{\perp} = 1 - \langle |p_{(0)}(\xi_k)|^2 \rangle$ (сплошные линии) и линии равных значений смещения Ω_0 частоты генерации относительно критической частоты (штрихпунктир), определяющего продольное волновое число (при $\beta_{\perp 0} = 2\beta_{\parallel 0}$, $\Omega_0 = \gamma_0^2$). То обстоятельство, что, например, линия $\eta_{\perp} = 0,4$ пересекает правую ветвь стартового тока, свидетельствует о наличии небольшой зоны жесткого самовозбуждения в области токов, близких к оптимальным по КПД, и больших расстройках циклотронного резонанса. Увеличение Ω_0 по мере уменьшения расстройки Δ_0 означает увеличение продольного волнового числа, т. е. количества продольных вариаций ВЧ-поля. Область отрицательных расстройк соответствует синхронизму электронов со встречной волной — здесь число вариаций поля велико [9, 10], а КПД низок. В дальнейшем нас будет интересовать самовозбуждение паразитных мод в области больших положительных расстройк Δ_0 , где возможна генерация рабочей моды с высоким КПД.

Исследование условий самовозбуждения паразитных мод показало, что качественно картина совпадает с полученной в работе [14] при исследовании гиротрона с фиксированной структурой мод, а именно: при малых положительных и отрицательных расстройках Δ_0 , где КПД рабочей моды низок, возможно самовозбуждение паразитных мод, критические частоты которых больше частоты рабочей моды, — эти моды находятся ближе к центру зоны самовозбуждения, имеют более низкий стартовый ток и могут работать с большим КПД. В то же время при больших расстройках Δ_0 рабочая мода вследствие эффектов конкуренции подавляет паразитную моду почти полностью — самовозбуждение паразитных мод остается возможным (при равных импедансах связи мод с пучком) лишь в очень узкой области расстройк Δ_0 , превышающих оптимальное по КПД значение $\Delta_{0, \text{опт}}$. Сказанное иллюстрируется рис. 3, где на левом рисунке для параметра тока $I_0 = 0,003$ и $\beta_0 = \beta_1$ показана штриховыми линиями зона самовозбуждения паразитной моды в отсутствие колебаний рабочей моды и сплошными линиями — зона самовозбуждения паразитной моды (заштрихована) при генерации рабочей моды. Справа приведена аналогичная зона самовозбуждения паразитных мод при $I_0 = 0,006$; на каждом из рисунков отмечена оптимальная по КПД при данном токе расстройка циклотронного резонанса. Типичные зависимости стартового тока



Р и с. 3. Зона самовозбуждения паразитной моды при различных значениях тока пучка (штриховыми линиями показана та же зона в отсутствие колебаний рабочей моды)



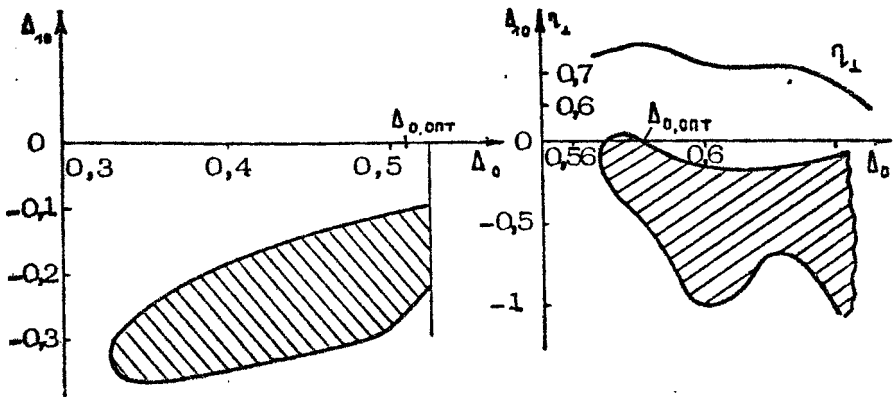
Р и с. 4. Зависимость стартового тока паразитной моды от расстройки критических частот мод при различных значениях тока пучка и расстройки циклотронного резонанса.

Р и с. 5. Продольные структуры рабочей (сплошная линия) и паразитной (пунктирная линия) мод при различных значениях параметров гиротрона

паразитной моды $I_{ст 1}$ (нормированного на ток рабочей моды) от взаимной расстройки критических частот мод Δ_{10} показаны на рис. 4. Пользуясь приведенными на рис. 4 и подобными им данными, нетрудно определить зоны самовозбуждения паразитных мод при произвольном соотношении между импедансами связи мод с пучком.

Различия в продольных структурах рабочей и паразитной мод иллюстрируются рис. 5, где на верхнем рисунке показаны продольная структура рабочей моды (сплошная линия) и продольная структура паразитной моды (пунктирная линия) при $I_0 = 0,003$, $\Delta_0 = 0,6$ и $\Delta_{10} = -0,35$ (на рис. 5 функции f_{01} нормированы на свои максимальные значения). В данном случае стартовый ток паразитной моды почти в два раза меньше тока рабочей моды, что можно объяснить тем, что максимум паразитной моды находится примерно в центре резонатора, в то время как максимум рабочей моды находится в выходном сечении. По этой причине электроны,летающие в резонатор, начинают взаимодействовать с паразитной модой более эффективно, что и обуславливает ее преимущества.

Нижний из рис. 5 иллюстрирует интересный эффект, возникающий в гиротронах с нефиксированной структурой поля при достаточно большом токе. На этом рисунке показаны продольные структуры рабочей и паразитной мод при $I_0 = 0,03$, $\Delta_0 = 0,665$ и $\Delta_{10} = 0$, т. е. мод с равными критическими частотами. Стартовый ток паразитной моды в этом режиме равен $0,87 I_0$, что можно объяснить как более сдвинутым в сторону катода максимумом, так и тем, что объем, занимаемый полем паразитной моды, меньше объема рабочей моды, что также облегчает ее самовозбуждение. Сказанное означает, что при возбуждении любой несимметричной моды $TE_{m,p}$ (с $m \neq 0$), которые являются поляризационно вырожденными, т. е. могут иметь различное направление вращения по азимуту, возможен следующий сценарий поведения гиротрона. Пусть импеданс связи с одной из этих мод несколько превышает импеданс связи с модой с противоположным направлением вращения (например, $J_{m-1}^2 \left(\frac{\omega}{c} R_0 \right) > J_{m+1}^2 \left(\frac{\omega}{c} R_0 \right)$). Тогда стартовый ток этой моды будет ниже, и при включении гиротрона она начинает возбуждаться первой. В гиротроне с фиксированной продольной структурой поля мод данного условия было бы достаточно для того, чтобы установились стационарные одномодовые колебания



Р и с. 6. Зоны самовозбуждения паразитной моды при близких к оптимальным по КПД параметрам в гиротроне с фиксированной гауссовой (рисунок слева) и нефиксированной (справа) продольной структурой поля

именно этой моды [1]. В нашем же случае возбуждение первой моды приводит к модуляции электронного пучка, и соответственно такому изменению условий самовозбуждения второй моды, что при $\bar{U}_1 > 0,87 \bar{U}_0$ (данные соответствуют нижнему из рис. 5) стационарные колебания первой моды оказываются неустойчивыми. Для того чтобы ответить на вопрос, какой колебательный режим установится в этом случае, строго говоря, нужно исследовать нестационарные процессы в двухмодовом гиротроне, что будет сделано ниже.

В заключение сравним результаты исследования конкуренции мод в гиротроне с оптимальными по КПД параметрами, полученные для моделей с фиксированной и нефиксированной продольной структурой поля. На левом из рис. 6 изображена зона самовозбуждения паразитных мод в гиротроне с фиксированной гауссовой продольной структурой поля $f(\xi) = \exp[-3(2\xi/\xi_k - 1)^2]$ при близких к оптимальным по КПД параметрах I_0 и ξ_k ($I_0 = 30 I_{0, \text{т. мин}}$, $\xi_k = 30$; здесь при $\Delta_0 = \Delta_{0, \text{опт}}$ $\eta_1^{\text{max}} = 0,715$). На правом из рис. 6 изображена зона самовозбуждения паразитных мод в гиротроне с нефиксированной продольной структурой поля ($I_0 = 0,009$, $\xi_k = 14,5$); там же приведена зависимость поперечного КПД от расстройки Δ_0 . Обе зоны самовозбуждения построены для $\bar{U}_0 = \bar{U}_1$. Топология этих зон подобна, однако обращает на себя внимание, что при нефиксированной структуре

поля зона самовозбуждения паразитных мод почти вся находится в области расстройек, превышающих $\Delta_{0, \text{опт}}$, и уже небольшого уменьшения Δ_0 по сравнению с $\Delta_{0, \text{опт}}$ (при этом КПД η_{\perp} снижается всего лишь на 4%) достаточно, чтобы избежать самовозбуждения паразитных мод. В то же время при фиксированной структуре поля оптимальная расстройка $\Delta_{0, \text{опт}}$ находится вблизи точки срыва автоколебаний. Поэтому зона самовозбуждения паразитных мод простирается далеко влево от оптимальной расстройки $\Delta_{0, \text{опт}}$ и, следовательно, чтобы избежать самовозбуждения паразитных мод при произвольных взаимных расстройках Δ_{10} , нужно уменьшать расстройку циклотронного резонанса Δ_0 до $\Delta_0 \approx 0,33$, что ведет к значительному падению КПД. Режим максимального КПД в таких гиротронах реализуется лишь при токах, несколько меньших оптимального по КПД значения [17].

3.2. Устойчивость рабочей моды при синхронном взаимодействии мод

Перейдем к рассмотрению устойчивости рабочей моды в условиях синхронного взаимодействия мод, т. е. мод, для азимутальных индексов которых выполняется условие (14). Простейшим примером такой ситуации могут служить моды шепчущей галереи $TE_{m, p}$ ($m \gg p - 1$), различающиеся только азимутальным индексом. Как известно (см., например, [3]), собственные частоты этих мод образуют близкий к эквидистантному спектру.

Будем рассматривать условия самовозбуждения пары симметрично расположенных относительно рабочей моды сателлитов, т. е. исследовать автомодуляционную неустойчивость рабочей моды (для гиротрона с фиксированной гауссовой структурой ВЧ-поля эта задача исследовалась в работе [18]). В этом случае уравнения (12), (13) сводятся к двум парам уравнений для $u_{\pm k}, v_{\pm k}$. Поскольку из самого определения переменных $u_{\pm k}, v_{\pm k}$ (11) следуют соотношения

$$u_k = u_{-k}^* \exp\{-i[(\Delta_k + \Delta_{-k})\xi + \alpha]\}, \quad v_{-k} = u_k^* \exp\{-i[(\Delta_k + \Delta_{-k})\xi + \alpha]\}$$

(где $\alpha = (\hat{\delta}'_k + \hat{\delta}'_{-k})\tau_0$ — постоянная разность фаз), то из этих четырех уравнений достаточно оставить два уравнения для $u = u_k$ и $v = u_{-k} e^{i\alpha}$:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{du}{d\xi} + iu(\bar{\Delta} + \Delta_1 + 2|\rho_{(0)}|^2 - 1) + i\rho_{(0)}^2 v^* \exp[-i(\Delta_1 + \Delta_{-1})\xi] = \\ = i \left\{ (\rho_{(0)}^*)^{n_1-1} f_1 + (n_0-1)(\rho_{(0)}^*)^{n_0-2} f_0 v^* \exp[-i(\Delta_1 + \Delta_{-1})\xi] \right\}, \\ \frac{dv}{d\xi} + iv(\bar{\Delta} + \Delta_{-1} + 2|\rho_{(0)}|^2 - 1) + i\rho_{(0)}^2 u^* \exp[-i(\Delta_1 + \Delta_{-1})\xi] = \\ = i \left\{ (\rho_{(0)}^*)^{n_1-1} f_{-1}' + (n_0-1)(\rho_{(0)}^*)^{n_0-2} f_0 u^* \exp[-i(\Delta_1 + \Delta_{-1})\xi] \right\}. \end{aligned} \right. \quad (20)$$

Здесь $f_{-1}' = f_{-1} e^{i\alpha}$ (штрих ниже опущен); расстройки циклотронного резонанса $\Delta_{\pm 1}$, как и выше, могут быть представлены в виде $\Delta_{\pm 1} = \Delta_{\pm 1,0} + \frac{\beta_{1,0}^2}{4\beta_{n_0}^2} (\Omega_{\pm 1} - \frac{n_1}{n_0} \Omega_0)$, где $\Delta_{\pm 1,0} = (2/\beta_{1,0}^2) [(n_0 \bar{\omega}_{\pm 1} - n_1 \bar{\omega}_0) / 4\beta_{n_0}^2 \bar{\omega}_0]$ — расстройки критических частот, а расстройки $\Omega_{\pm 1} = n_1^{-1} \gamma_{\pm 1}^2$, так же как и параметры $I_{\pm 1}$, определяются в результате решения краевой задачи, каковой является самосогласованная система уравнений, состоящая из уравнений (20) и уравнений возбуждения спутников

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d^2 f_1}{d\xi^2} + \gamma_1^2 f_1 = n_1 I_1 \langle \rho_{(0)}^{n_1-1} u \rangle, \\ \frac{d^2 f_{-1}}{d\xi^2} + \gamma_{-1}^2 f_{-1} = n_1 I_{-1} \langle \rho_{(0)}^{n_1-1} v \rangle, \end{aligned} \right. \quad (21)$$

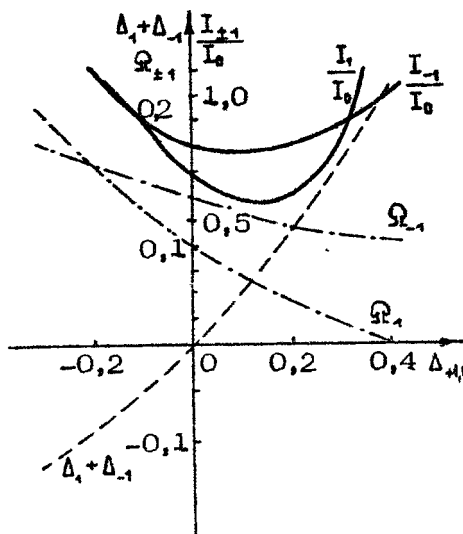
дополненных приведенными выше граничными условиями.

Уравнения (20) имеют интеграл, подобный (17):

$$|u(\xi)|^2 - |v(\xi)|^2 = 2 \operatorname{Im} \left[\int_0^\xi \rho_{(0)}^{n_1-1} (f_1^* u - f_{-1}^* v) d\xi' \right],$$

а уравнения (21) — два интеграла

$$\left\{ \begin{aligned} \operatorname{Im} \left(f_1^* \frac{df_1}{d\xi} \right) + \operatorname{Im}(\gamma_1^2) \int_0^\xi |f_1|^2 d\xi' = n_1 I_1 \cdot \operatorname{Im} \left(\int_0^\xi f_1^* \langle \rho_{(0)}^{n_1-1} u \rangle d\xi' \right), \\ \operatorname{Im} \left(f_{-1}^* \frac{df_{-1}}{d\xi} \right) + \operatorname{Im}(\gamma_{-1}^2) \int_0^\xi |f_{-1}|^2 d\xi' = n_1 I_{-1} \operatorname{Im} \left(\int_0^\xi f_{-1}^* \langle \rho_{(0)}^{n_1-1} v \rangle d\xi' \right), \end{aligned} \right.$$



Р и с. 7. Автомодуляционная неустойчивость излучения гиротрона

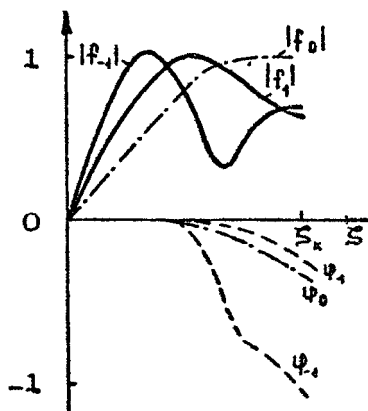
определяющих соответственно баланс мощностей для каждого из мод.

Результаты исследования данной задачи для мод, возбуждающихся на первой гармонике циклотронной частоты представлены на рис. 7 - 9 ($\delta = 0$, $\beta_{10} = 2\beta_{10}$, $I_0 = 0,009$, $\gamma_k = 14,5$). На рис. 7 сплошными линиями изображены зависимости отношений стартовых токов обоих спутников к параметру тока рабочей моды от расстройки между критическими частотами правого спутника и рабочей моды $\Delta_{1,0}$ (расчеты сделаны для оптимальной по КПД расстройки

рабочей моды $\Delta_0 = 0,56$ и расстройки левого спутника $\Delta_{-1,0} = -0,2$); пунктирной линией показана суммарная расстройка $\Delta_+ + \Delta_- = (2/\beta_{10}^2) / [(\tilde{\omega}_+ + \tilde{\omega}_- - 2\tilde{\omega}_0) / \tilde{\omega}_0]$, характеризующая неэквидистантность спектра частот колебаний данных мод, штрихпунктирными линиями - смещения $\Omega_{\pm 1}$ частот спутников относительно критических значений. Обращение Ω_+ в ноль соответствует границе зоны самовозбуждения (+1)-го спутника, более слабая зависимость Ω_- от $\Delta_{1,0}$ обусловлена связью между спутниками в условиях синхронного взаимодействия мод.

На рис. 8 в качестве примера показаны продольные структуры полей спутников $f_{\pm 1} = |f_{\pm 1}| \exp(i\psi_{\pm 1})$ при расстройке $\Delta_{1,0} = 0,2$. Сплошными линиями изображены нормированные на $|f_s|_{max}$ модули, пунктирными - нормированные на π фазы спутников. Для сравнения штрихпунктирными линиями показаны модуль и фаза рабочей моды. Различия в структурах мод здесь столь же существенны, как и в случае несинхронного взаимодействия (ср. рис. 8 и 5). Возвращаясь к рис. 7, отметим два существенных момента. Во-первых, как показано на рис. 7, минимум стартовых токов спутников соответствует не строго эквидистантному спектру

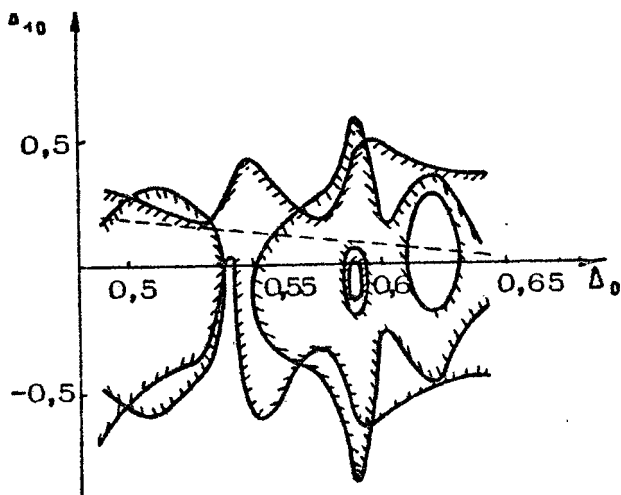
частот мод ($\Delta_{-1} = -\Delta_1$, что можно было бы предположить, исходя из общих представлений об условиях синхронного взаимодействия мод), а небольшой положительной расстройке $\Delta_1 + \Delta_{-1} \ll 0,1$. Этот эффект может быть обусловлен адаптивной автоподстройкой структур мод. Во-вторых, результаты расчетов стартового тока одной из паразитных мод, полученные в приближении несинхронного взаимодействия и с учетом второго, синхронного (выполняется условие (14)) спутника, совпадают лишь в том случае, когда различия в расстройках $\Delta_{\pm 1}$ имеют порядок полосы циклотронного резонанса.



Р и с. 8. Продольные структуры рабочей моды и спутников

Из сказанного следует, что практически во всех случаях, когда в полосе циклотронного резонанса оказываются моды, удовлетворяющие условию (14), расчет стартового тока одного спутника следует проводить с учетом наличия другого, несмотря на возможную неэквидистантность спектра этих мод.

На рис. 9 изображены результаты расчета мод, спектр частот колебаний которых является строго эквидистантным. Показаны границы зон самовозбуждения обоих спутников (отмечены штриховкой со стороны зоны самовозбуждения; наклон штриховки влево соответствует зоне левого спутника, вправо — правого). Ситуация, в которой для одной моды выполняются условия самовозбуждения, а для второй — нет, означает, что первая мода самовозбуждается и этот процесс сопровождается появлением вынужденных колебаний второй моды. Слегка наклонная пунктирная прямая соответствует границе зоны возбуждения спутников в невозбужденном генераторе (ср. рис. 2, где при $I_0 = 0,009$ $\Delta_{огр} \approx 0,67$, а левая граница лежит далеко в зоне отрицательных расстройек). То обстоятельство, что верхние границы зон самовозбуждения спутников лежат выше этой пунктирной линии, свидетельствует о возможности внеполосного возбуждения спутника за счет присутствия другого (симметричного) спутника в зоне самовозбуждения.



Р и с. 9. Зоны самовозбуждения спутников при строго эквидистантном спектре нагруженных частот $\Delta_2 = -\Delta_1$

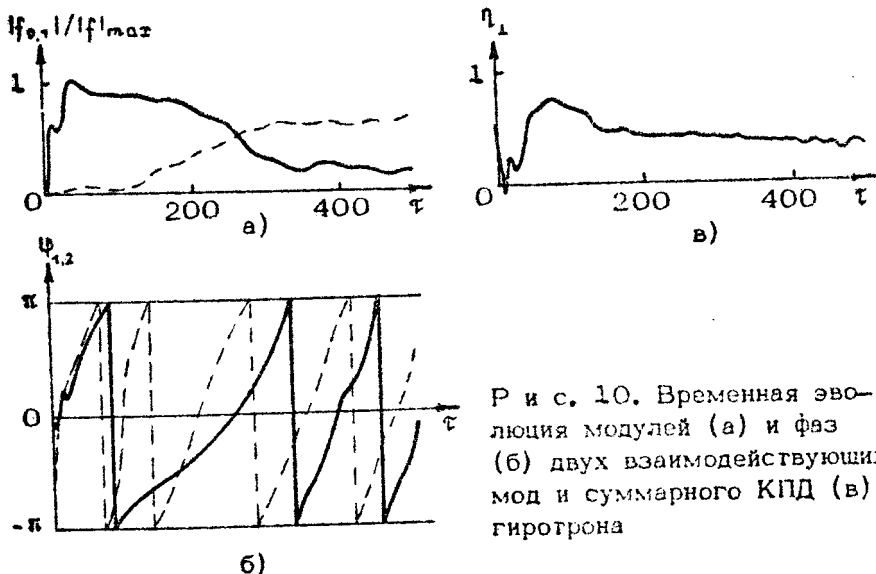
Из описанных результатов следует, что в условиях синхронного взаимодействия мод зона самовозбуждения спутников даже при оптимальной по КПД расстройке циклотронного резонанса рабочей моды ($\Delta_0 = 0,58$) является весьма широкой и уменьшение этой расстройки не дает принципиальной возможности обеспечить устойчивую генерацию рабочей моды (ср. рис. 6), хотя, например при $\Delta_0 = 0,54$, зона самовозбуждения существенно уже, чем при $\Delta_0 = 0,58$ (см. рис. 9). Такая генерация оказывается возможной лишь в том случае, когда левый спутник лежит в области малых или отрицательных расстроек $\omega_{-1} - \omega_{H0}$ ($\Delta_{-1,0} \leq -0,5$ при $\Delta_0 \approx 0,56$) – при этом правый спутник находится далеко вне зоны генерации и представляет собой пассивную нагрузку. Данное условие $|\Delta_{1,0}| \geq 0,5$ можно рассматривать как ограничение на плотность спектра синхронных мод: при $\beta_{1,0} = 2\beta_{H0}$ и рабочем напряжении 70 кВ оно соответствует разности критических частот не менее 4,6 %.

4. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Численно-исследование самосогласованной системы уравнений (1) – (2) позволило рассмотреть динамику много-

модового гиротрона с нефиксированной структурой ВЧ-поля. Рассматривались случаи возбуждения двух и трех мод. Волновод при $z > 0$ полагался регулярным ($\delta_z = 0$), моды - резонансными с основной гармоникой ω_n . Использовался метод интегрирования уравнений типа (1) - (2), описанный в работе [10]. В качестве начального условия для уравнений (1) задавались функции $f_s(\tau=0) = f_{s0} \cdot \sin^2(\pi \xi / \xi_k)$ с разными амплитудами f_{s0} . В основном исследовался гиротрон с близкими к оптимальным параметрами рабочей моды: $I_0 = 0,009$, $\xi_k = 15$, $\Delta_0 = 0,6$.

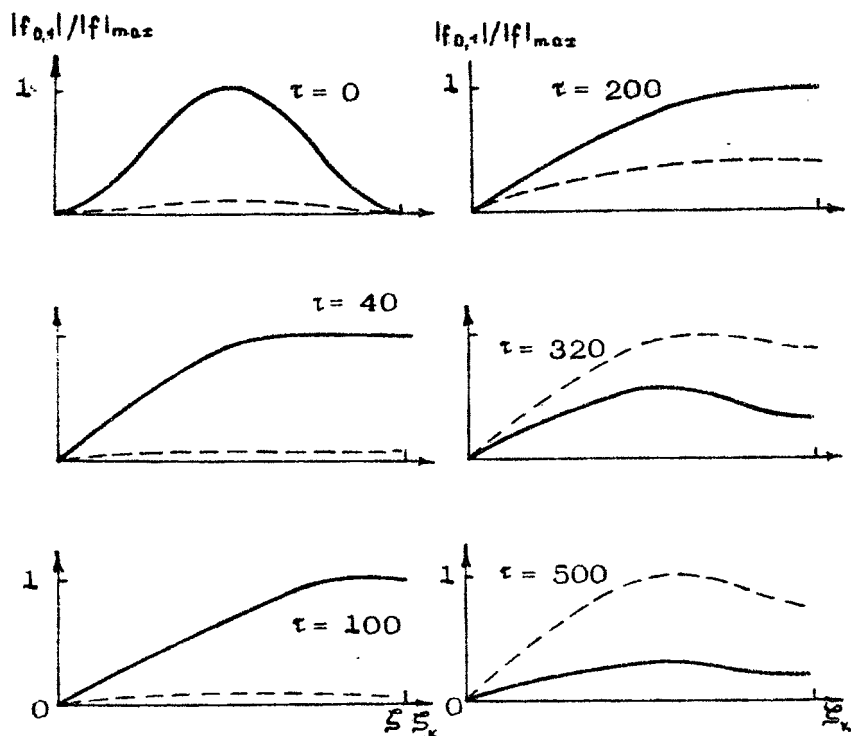
При рассмотрении двух мод расстройка второй моды Δ_1 варьировалась от $-0,1$ до $-0,6$, что соответствовало ее попаданию в показанную на рис. 6 зону самовозбуждения при генерации первой моды. Предполагалось, что условие $m_1 \neq m_0$ выполняется.



Р и с. 10. Временная эволюция модулей (а) и фаз (б) двух взаимодействующих мод и суммарного КПД (в) гиротрона

В качестве примера на рис. 10,а показана эволюция модулей мод $|f_{0,1}|$ в выходном сечении $\xi = \xi_k$. Взаимная расстройка частот мод Δ_1 здесь равна $-0,2$, начальные амплитуды мод приняты равными: $f_{0,0} = 0,1$, $f_{1,0} = 0,01$. В процессе возбуждения устанавливается режим двухмодовых колебаний, причем, как видно из рис. 10,б, где показана эволюция фаз мод $\varphi_{0,1}(\xi_k)$, в процессе установления про-

исходит выравнивание скоростей изменения фаз, т. е. нагруженные частоты мод сдвигаются относительно своих критических частот на примерно одинаковую величину. Вследствие того, что в установившемся режиме доминирует вторая мода, для которой расстройка циклотронного резонанса не оптимальна по КПД, КПД гиротрона (5), показанный на рис. 10, в, составляет около 40 %, в то время как в процессе установления, когда доминировала первая мода, КПД превышал 70 %.



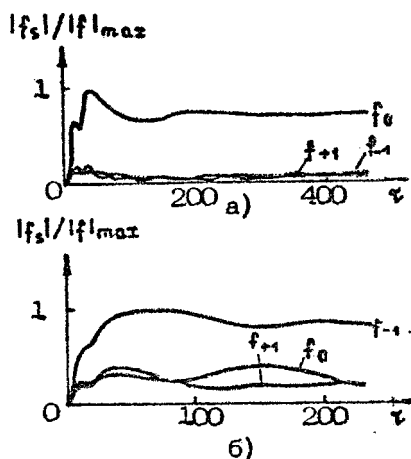
Р и с. 11. Продольные структуры мод в различные моменты времени

Чтобы понять причину возбуждения второй моды, которая в начале (при $\tau \approx 100$) подавлялась рабочей модой, следует обратиться к рис. 11, где изображены продольные структуры мод в различные моменты времени. Из этого рисунка видно, что уже к моменту $\tau \approx 40$ устанавливается структура рабочей моды, оптимальная по КПД (ср. [10]) и харак-

характеризуемая низкой дифракционной добротностью^{*)}. В то же время продольная структура второй моды еще меняется и при $\tau \approx 100$ эта мода имеет малую амплитуду в выходном сечении, что повышает ее дифракционную добротность и, соответственно, понижает стартовый ток. Более подробно эти процессы рассмотрены в статье [19].

Триpletное взаимодействие мод исследовалось при различном разnose частот мод. Эти исследования показали наличие нескольких устойчивых состояний равновесия генератора: в том случае, когда начальная амплитуда рабочей моды

существенно превышала амплитуды сателлитов, рабочая мода доминировала вплоть до завершения процессов установления, и генератор приходил при этом к почти одномодовым колебаниям рабочей моды с высоким КПД (при этом мощность сателлитов не превышала нескольких процентов от мощности рабочей моды). Если же начальные амплитуды всех мод задавались одинаковыми, то устанавливался режим трехмодовых колебаний, в котором наибольшую амплитуду имел левый сателлит, характеризующийся большим начальным инкрементом и более низким КПД по сравнению с центральной модой. В качестве примера на рис. 12 показаны эволюция



Р и с. 12. Временная эволюция амплитуд триплета при различных расстройках сателлитов и начальных условиях

) Пользуясь известным определением $Q_{\text{диф},s} = \omega_s W_s / P_s$ (P_s - мощность излучения s -й моды, W_s - ее энергия, запасенная в резонаторе), отношение $Q_s = Q_{\text{диф},s} / Q_{\text{диф},\text{min}}$ ($Q_{\text{диф},\text{min}} = 4\pi(L/\lambda)^2$ [7]) можно записать в виде $Q_s = \pi \int_0^{z_k} |f_s|^2 dz / z_k^2 \cdot \text{Im} \left(f_s \frac{\partial f_s^}{\partial z} \right)_{z_k}$, откуда видно, что мода с максимумом поля в выходном сечении имеет меньшую величину Q_s , чем мода с малой величиной $f_s(z_k)$.

модулей трех мод при $\Delta_0 = 0,55$, и $\Delta_1 = 0,1$, $\Delta_{-1} = -0,1$, $f_{\pm 1,0} = 0,2 f_{0,0}$ (а); $\Delta_1 = 0,15$, $\Delta_{-1} = -0,15$, $f_{\pm 1,0} = f_{0,0}$ (б).

Слабая неэквидистантность спектра критических частот триплета не оказывала существенного влияния на динамику гиротрона, поскольку спектр нагруженных частот становился эквидистантным вследствие различия в подстраивающихся продольных структурах мод.

Был исследован также случай, когда волновод имеет неоднородность (скачок профиля) при $z=L$. Основным следствием такой неоднородности является частичное отражение волны от сечения $z=L$, благодаря чему в резонаторе формируются моды с продольными структурами, имеющими максимум вблизи центра резонатора. Различия в структурах мод и перестройка этих структур здесь выражены более слабо, чем в однородном волноводе, однако рассмотренные выше основные черты динамики трехмодового гиротрона (зависимость стационарного состояния, в которое приходит гиротрон, от соотношения между начальными амплитудами мод) сохраняются (исследовался гиротрон с $\delta_s = 1$ при $\xi = \xi_k$), из чего можно заключить, что они присущи и гиротронам с фиксированной продольной структурой поля.

5. ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЕ ОПИСАНИЕ МНОГОМОДОВОГО ГИРОТРОНА

В тех случаях, когда диаметр резонатора настолько велик, что в полосу циклотронного резонанса попадает большое число мод, имеет смысл перейти от модового представления ВЧ-поля к пространственно-временному описанию, в рамках которого огибающая ВЧ-поля плавно зависит от времени и координат. В работе [15] были получены уравнения, описывающие поведение гиротрона с нефиксированной азимутальной, но фиксированной продольной структурами поля. Ниже описана развитая в [12] нестационарная теория гиротрона, в котором как азимутальная, так и продольная структуры поля являются нефиксированными.

Рассмотрим возбуждение совокупности мод шепчущей галереи $TE_{m,r}$ ($m \gg r$), различающихся только азимутальным индексом, электронным пучком, радиус которого близок к радиусу каустики этих мод. Выберем в качестве опорной

волну с азимутальным индексом m_0 и будем считать опорной ее критическую частоту ω_0 . Соответственно, ВЧ-поле, возбуждающееся на частоте, близкой к ω_0 , будет представлять собой вращающуюся по азимуту волну $\sim \exp[i(\omega_0 t - m_0 \varphi)]$, огибающая которой является медленной функцией времени, азимутальной и продольной координат:

$$\left| \frac{\partial f}{\partial t} \right| \ll \omega_0 |f|, \quad \left| \frac{\partial f}{\partial \varphi} \right| \ll m_0 |f|, \quad \left| \frac{\partial f}{\partial z} \right| \ll |f|/\lambda.$$

Эти условия позволяют получить из волнового уравнения уравнение возбуждения в виде (ср. (1))

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2} - i \frac{\partial f}{\partial \tau} - i \frac{\partial f}{\partial \xi} = I \langle \rho \rangle. \quad (22)$$

Данное уравнение записано для однородного полубесконечного волновода и основного циклотронного резонанса (в уравнении (1) $\theta_s = 0$, $n_s = 1$), $\xi = (\beta_{10}^4 / 8 \beta_{10}^2) m_0 \varphi$ — нормированная циклическая координата. Уравнение движения здесь имеет вид (8) при $n_0 = 1$. Уравнение (22), помимо приведенных выше граничных условий (к уравнению (1)), следует дополнить начальным условием $f(t=0) = f_0(\xi, \xi)$ и условием периодичности по циклической координате $f(\xi + K) = f(\xi)$, где $K = (\beta_{10}^4 / 8 \beta_{10}^2) 2\pi m_0$.

Введение в качестве независимых переменных вместо τ и ξ величины τ и характеристики $\psi = \tau - \xi$ позволяет преобразовать самосогласованную систему уравнений (22), (8) к эквивалентному виду

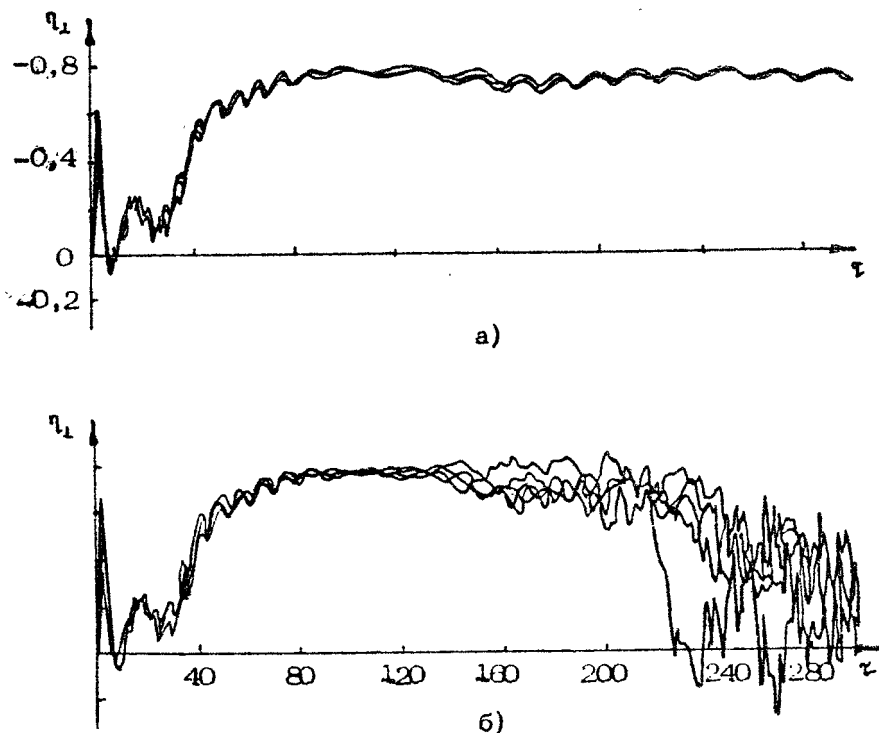
$$\begin{cases} \frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2} - i \frac{\partial f}{\partial \tau} = I \langle \rho \rangle, & (23) \\ \frac{\partial \rho}{\partial \xi} + \frac{\partial \rho}{\partial \psi} + i\rho(\Delta + |\rho|^2 - 1) = if, & (24) \end{cases}$$

где переменная ψ связана с ψ соотношением $\psi = \frac{4\rho_{10}^2}{\beta_{10}^2} \psi$ и, следовательно, периоду K по ξ соответствует период по ψ — $W = \pi \beta_{10}^2 m_0$.

Уравнение (23), очевидно, можно решать теми же численными методами, что и уравнение (1). Интегрирование уравнения (24) велось вдоль характеристик $\psi = \text{const}$, после чего определялся электронный КПД. В качестве начальной структуры поля задавалась функция

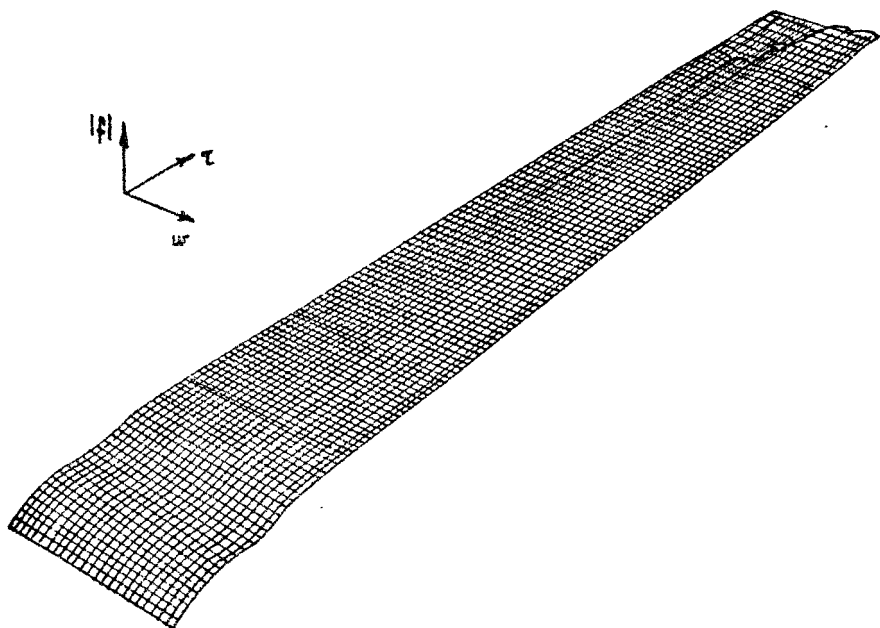
$$f_0(\tau=0) = \left(0,1 + 0,01 \cdot \sin 2\pi \frac{w}{W}\right) \sin\left(\pi \frac{w}{W_k}\right),$$

что соответствовало заданию в начальный момент времени отличных от нуля амплитуд несущей моды и двух ее сателлитов. Расчеты велись при $Z_k = 15$, $I = 0,01$, $\Delta = 0,6$ и различных значениях параметра W , пропорционального диаметру резонатора.



Р и с. 13. Зависимость от времени КПД элементарных электронных пучков при различных значениях периода W : а - $W = 20$, б - $W = 30$

Расчеты показали, что при небольших значениях W ($W = 10, 20$) переходные процессы завершаются выходом на режим стационарной одномодовой генерации - при этом обусловленные неоднородным по w начальным условием



Р и с. 14. Временная эволюция зависимости модуля ВЧ-поля в выходном сечении системы от циклической координаты при $W = 30$

для f_0 различия в КПД элементарных электронных пучков (ансамблей электронов, вращающихся вокруг одной силовой линии магнитного поля) со временем исчезают. Напротив, при больших значениях W ($W \gg 25$) эти различия нарастают и в генераторе имеют место достаточно хаотические во времени и по циклической координате ω пульсации КПД и амплитуды ВЧ-поля. В качестве примера на рис. 13 приведены зависимости от времени КПД нескольких элементарных пучков, оси которых равномерно разнесены по циклической координате. Рис. 13,а соответствует периоду $W = 20$, рис. 13,б - $W = 30$. На рис. 14 изображена характерная зависимость амплитуды поля в выходном сечении резонатора ($|f(\xi_k, \tau, \omega)|$) от времени τ (продольная координата) и от ω (поперечная координата). Критическое значение W ($W_{кр} \approx 25$), при превышении над которым возникает хаотизация колебаний, при рабочем напряжении 70 кВ и $\beta_{10} = 2\beta_{н0}$ соответствует азимутальному ин-

дексу $m_0 \approx 43$, т. е. разному частот $\frac{\Delta\omega}{\omega} \sim m_0^{-1} \approx 2,3\%$, что примерно вдвое меньше величины, определенной выше при исследовании автомодуляционной неустойчивости. Это различие можно объяснить тем, что, в принципе, возбуждение автомодуляционной неустойчивости представляет собой распадный процесс, в котором вслед за сателлитами, отстоящими по частоте от рабочей моды на $\pm\Delta\omega$, возбуждаются более далекие сателлиты ($\pm 2\Delta\omega$ и т. д.), и в этой цепочке правые сателлиты представляют собой пассивную нагрузку. Выше, при изучении автомодуляционной неустойчивости, рассматривалась только начальная стадия такого распадного процесса ($|f_{\pm 1}| \ll |f_0|$), в то время как здесь исследована также нелинейная стадия его эволюции.

Проведенное рассмотрение позволило уяснить основные эффекты, возникающие в гиротроне при резонансном взаимодействии электронного пучка с суперпозицией мод, обладающих нефиксированной продольной структурой ВЧ-поля. Дальнейшее развитие этой области нелинейной теории гиротрона может быть связано с учетом профиля конкретных электродинамических систем и качества электронного пучка в конкретных электронно-оптических системах, т. е. факторов, позволяющих количественно сопоставить результаты теоретических расчетов с экспериментальными данными.

Авторы благодарят М.А.Моисеева за интерес к работе и полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Моисеев М. А., Нусинович Г. С. К теории многомодовой генерации в гиромонотроне // Изв. вузов. Радиофизика. 1974. Т. 17, № 11. С. 1709 - 1717.
2. Нусинович Г. С. Способы подачи напряжений на импульсный гиромонотрон, обеспечивающие высокий КПД в режиме одномодовой генерации // Электронная техника. Сер. 1, Электроника СВЧ. 1974. № 3. С. 44 - 49.
3. Нусинович Г. С. Теория многомодового гиротрона // Гиротрон / ИПФ АН СССР. Горький, 1981. С. 146 - 168.

4. Dialetis D., Chu K.R. Mode competition and stability analysis of the gyrotron oscillator // Infrared and Millimeter Waves. Academic Press. 1983. V.7. P.537-581.
5. Zhu Min, Döring H. Mode competition of the gyrotron under high efficiency operating conditions // Int.J. IR & MM Waves. 1986. V.7, N4. P.653-672.
6. Borie E., Jödicke B. Startup and mode competition in a 150 GHz gyrotron // Int.J. IR & MM Waves. 1987. V.8, N3. P.207-226.
7. Братман В. Л., Моисеев М. А., Петелин М. И., Эрм Р. Э. К теории гиротронов с нефиксированной структурой высокочастотного поля // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16, № 4. С. 622 - 630.
8. Fliflet A.W., Read M.E., Chu K.R., Seeley R. A self-consistent field theory for gyrotron oscillators: applications to a low-Q gyromonotron // Int.J. of Electron. 1982. V.53, N6. P.505-521.
9. Гинзбург Н. С., Завольский Н. А., Нусинович Г. С., Сергеев А. С. Установление автоколебаний в электронных СВЧ-генераторах с дифракционным выводом излучения // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29, № 1. С. 106 - 114.
10. Ginzburg N.S., Nusinovich G.S., Zâvolsky N.A. Theory of nonstationary processes in gyrotrons with low-Q resonators // Int.J. of Electron. 1986. V.61, N6. P.881-894.
11. Нусинович Г. С., Павелъев А. Б. Конкуренция мод в гиротроне с нефиксированной продольной структурой высокочастотного поля: Препринт ИПФ АН СССР № 196. Горький, 1988.
12. Завольский Н. А., Нусинович Г. С. Нестационарные процессы в гиротроне с нефиксированной структурой высокочастотного поля: Препринт ИПФ АН СССР № 220. Горький, 1988.
13. Юллатов В. К. Укороченные уравнения автоколебаний гиротрона // Гиротрон / ИПФ АН СССР. Горький, 1981. С. 26 - 40.

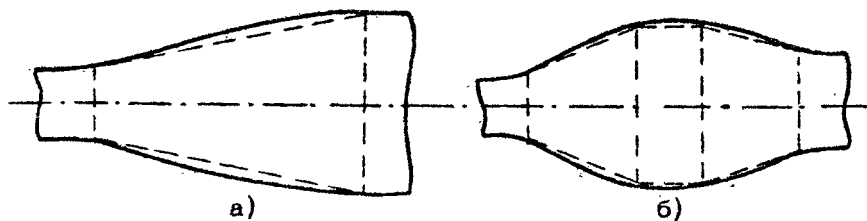
14. Зарницына И. Г., Нусинович Г. С. Об устойчивости одномодовых автоколебаний в гиросмонотроне // Изв. вузов. Радиофизика. 1974. Т. 17, № 12. С. 1858 - 1867.
15. Пегелин М. И. Электронная селекция мод в гиротроне // Гиротрон / ИПФ АН СССР. Горький, 1981. С. 77 - 85.
16. Dumbrajs O., Nusinovich G.S., Pavelyev A. B. Mode competition in a gyrotron with tapered external magnetic field // Int.J. of Electron. 1988. V.64, N1. P.137-145.
17. Нусинович Г. С., Павелъев А. Б., Хижняк В. И. Ограничения на выбор оптимальных параметров гиротронов в условиях конкуренции мод // Радиотехника и электроника. 1989. Т. 34, № 3. С. 649 - 652.
18. Запевалов В. Е., Нусинович Г. С. Автомоуляционная неустойчивость излучения гиротронов // Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30, № 3. С. 563 - 570.
19. Завольский Н. А., Нусинович Г. С. Взаимодействие мод в гиротронах с нефиксированной продольной структурой высокочастотного поля // Изв. вузов. Радиофизика (в печати).

АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫЕ ВОЛНОВОДНЫЕ ПЕРЕХОДЫ И ТРАНСФОРМАТОРЫ

Ш. Е. Цимринг

1. Передача высокочастотной мощности от резонатора к выходному окну в гиротронах производится по нерегулярным волноводам, где в той или иной степени имеют место эффекты трансформации мод. При квазиоптическом выводе энергии [1], в котором волна со среза волновода попадает на зеркало и, преобразуясь на нем в волновой пучок, выводится в боковое окно, выходной волновод может быть относительно коротким. Если, однако, этот волновод выполняет также функцию коллектора электронного пучка, то длина перехода для уменьшения переизлучения в нежелательные моды должна быть увеличена. Наиболее серьезная ситуация возникает при больших уровнях средней мощности, когда радиус коллекторной области перехода по условиям эффективной теплопередачи должен существенно превышать радиус перехода во входной плоскости, т. е. фактически — радиус резонатора.

На рис. 1 показаны два типа указанных волноводных переходов. Добавление после коллекторной области сужающегося участка (вариант б) может оказаться полезным, если за переходом (чаще всего за окном вывода энергии) предусматривается установка квазиоптического преобразователя рабочей моды в гауссов пучок. В этом случае необходимо считаться с тем, что размеры зеркал преобразователя при большой выходной апертуре волновода могут оказаться чрезмерно большими. В обоих вариантах применимы и простейшие по форме кусочно-линейные профили (пунктир на рис. 1). Однако снижение переизлучения в паразитные моды до приемлемого уровня может потребовать чрезмерно больших длин



Р и с. 1. Волноводные осесимметричные переходы гиротрона

таких переходов даже в коротковолновой части миллиметрового диапазона.

При синтезе переходов возможны в принципе два подхода. В первом из них допускается на определенной длине волновода существование значительных по амплитуде паразитных мод. Однако профиль перехода подбирается таким образом, чтобы к выходному сечению имело место интерференционное гашение этих мод. Подобный подход развит в работе [2] для бессимметричных волноводов параболического профиля $z = A [\gamma^2(z) - \gamma_0^2]$ на основе концепции нормальных волн (здесь z — продольная координата, $\gamma(z)$ — переменный радиус). Метод эффективен при следующих ограничениях: учет взаимодействия только двух нормальных волн и достаточная удаленность частоты от критической для обеих мод. Таким образом, применение этого метода целесообразно при работе на низших модах волновода.

Во втором ("адиабатическом") методе должна обеспечиваться малость амплитуд паразитных мод на всем протяжении нерегулярного волновода. Будем базироваться далее на методе плоских поперечных сечений (МППС) [3], согласно которому электромагнитное поле в каждом сечении нерегулярного волновода является суперпозицией полей волновода сравнения, в данном случае регулярного волновода с тем же поперечным сечением. В этой трактовке эффект трансформации может рассматриваться как результат линейного взаимодействия мод волновода сравнения с коэффициентами связи, пропорциональными в каждом сечении угловому коэффициенту образующей (ср. далее уравнения (6)). Результат взаимодействия является вместе с тем интегральным эффектом, зависящим от условий синхронизма мод, т. е. от степени близости их постоянных распространения:

$$h_j = \sqrt{k^2 - \varepsilon_j^2}, \quad (1)$$

где $k = \omega/c$ - волновое число в свободном пространстве, ε_j - критическое волновое число j -й моды. При расширении волновода значения ε_j уменьшаются и h_j сближаются. Для компенсации усиливающегося синхронизма угол наклона образующей должен выбираться тем меньшим, чем сильнее сечение нерегулярного волновода превышает критическое для рабочей моды.

Ниже в п. 2 кратко рассматриваются основы МППС. Наряду со строгими (в указанном далее смысле) дифференциальными уравнениями приводятся "укороченные" уравнения, основанные на методе связанных волн [4] и обеспечивающие существенное сокращение времени счета при оптимизации. Последняя базируется на представлении профиля волновода кубичными сплайнами (п. 3). Рассматривается также задача оптимизации трансформирующих гофрированных осесимметричных переходов, сохраняющих азимутальные индексы преобразуемых мод. Приводится ряд примеров синтеза конкретных волноводных переходов.

2. Далее используется следующее представление поперечных полей \vec{E}_\perp и \vec{H}_\perp в нерегулярных волноводах [5]:

$$\vec{E}_\perp(\vec{r}_\perp, z) \approx \frac{1}{k} \sum_{m=1}^{N_H} F_m \vec{E}_{m\perp} + i \sum_{t=1}^{N_E} \mathcal{E}_t \vec{E}_{t\perp} / h_t, \quad (2)$$

$$\vec{H}_\perp(\vec{r}_\perp, z) \approx i \sum_{m=1}^{N_H} \mathcal{H}_m \vec{H}_{m\perp} / h_m + \frac{1}{k} \sum_{t=1}^{N_E} \mathcal{G}_t \vec{H}_{t\perp}, \quad (3)$$

где $\vec{E}_{m\perp}$, $\vec{H}_{m\perp}$, $\vec{E}_{t\perp}$ и $\vec{H}_{t\perp}$ - поперечные электрические и магнитные поля соответственно TE- и TM-мод в волноводах сравнения, N_H и N_E - числа учитываемых TE- и TM-мод. Коэффициенты разложения $F_m(z)$, $\mathcal{H}_m(z)$, $\mathcal{E}_t(z)$, $\mathcal{G}_t(z)$ как функции продольной координаты z определяются следующей системой обыкновенных линейных дифференциальных уравнений первого порядка [5]:

$$\frac{dF_j}{dz} = \kappa \mathcal{H}_j - \sum_{m=1}^{N_H} A_{jm} F_m, \quad \frac{d\mathcal{G}_t}{dz} = \kappa \mathcal{E}_t + \sum_{n=1}^{N_E} B_{nt} \mathcal{G}_n.$$

$$\frac{d\mathcal{H}_j}{dz} = -\frac{h_j^2}{k} F_j + \sum_{m=1}^{N_H} A_{mj} \mathcal{H}_m - i \sum_{n=1}^{N_E} C_{jn} \mathcal{E}_n, \quad (4)$$

$$\frac{d\mathcal{E}_t}{dz} = -\frac{h_t^2}{k} G_t + i \sum_{m=1}^{N_H} C_{mt} F_m - \sum_{n=1}^{N_E} B_{tn} \mathcal{E}_n,$$

$$j = 1, 2, \dots, N_H, \quad t = 1, 2, \dots, N_E.$$

Уравнения (4) применимы для волноводов с прямолинейной осью и произвольным поперечным сечением. Для круглых волноводов коэффициенты связи равны [5]:

$$A_{jm} = \frac{2\mu_m^2 \sqrt{\mu_j^2 - \alpha^2}}{(\mu_j^2 - \mu_m^2) \sqrt{\mu_m^2 - \alpha^2}} (\tau/\gamma), \quad j \neq m;$$

$$B_{nt} = \frac{2\nu_n^2}{\nu_n^2 - \nu_t^2} \frac{\tau}{\gamma}, \quad n \neq t; \quad (5)$$

$$A_{jj} = \frac{\alpha^2}{\mu_j^2 - \alpha^2} (\tau/\gamma); \quad B_{tt} = \frac{\tau}{\gamma}; \quad C_{m,t} = \frac{2\alpha}{\sqrt{\mu_m^2 - \alpha^2}} (\tau/\gamma).$$

Здесь α — азимутальный индекс, одинаковый для взаимодействующих мод, ν и μ — соответственно нули функций Бесселя J_α и их производных, $\tau(\gamma)$ — тангенс угла наклона образующей к оси z .

Уравнения (4) должны решаться при учете краевых условий, которые в рассматриваемых далее задачах носят характер условий излучения. Последние имеют простой вид на однородных участках волноводов:

$$\mathcal{H}_m \pm i \frac{h_m}{k} F_m = 0, \quad (6)$$

$$\mathcal{E}_t \pm i \frac{h_t}{k} G_t = 0.$$

Постоянные распространения h_j и h_m в общем комплексны. Нужные ветви этих величин для уравнения (6) выбираются по известным правилам. Знаки (+, -) соответствуют излучению направо и налево (временная зависимость полей выбрана как $e^{i\omega t}$). Отметим, что, если общее число условий излу-

чения на обоих концах волновода равно числу уравнений, т. е. $2(N_E + N_H)$, то задача сводится к нахождению собственных колебаний открытого резонатора, образованного нерегулярным волноводом, и имеет нетривиальные решения на комплексной частоте $\omega = \kappa k$, мнимая часть которой характеризует потери на излучение (дифракционную добротность). Если на входное сечение волновода падает некоторое число волн с данными амплитудами, то условия излучения в этом сечении выполняются только для отраженных волн. Будем рассматривать поля падающих и отраженных волн во входном сечении отдельно, тогда число уравнений, входящих в систему (4), должно быть увеличено на $2(N_{EH} + N_{HH})$, где N_{HH} и N_{EH} - числа падающих магнитных и электрических мод. Обозначим амплитуды бегущих волн, падающих на входное сечение слева и справа соответственно как $U_j^{(+)}, V_t^{(+)}, U_j^{(-)}, V_t^{(-)}$ (U_j и V_t относятся соответственно к TE- и TM-модам). Тогда

$$U_j^{(+)} = \mathfrak{R}_j - \frac{ih_\perp}{\kappa} F_j, \quad V_t^{(+)} = \mathfrak{E}_t - \frac{ih_\perp}{\kappa} G_t, \quad (7)$$

$$U_j^{(-)} = \mathfrak{R}_j + \frac{ih_\perp}{\kappa} F_j = 0, \quad V_t^{(-)} = \mathfrak{E}_t + \frac{ih_\perp}{\kappa} G_t = 0, \quad (8)$$

$$j = N_{H+1}, N_{H+2}, \dots, N_H + N_{HH}; \quad t = N_{E+1}, N_{E+2}, \dots, N_E + N_{EH}.$$

Уравнения (8) выражают тот факт, что волны падают слева. Всего на входном (левом) горле число условий излучения становится равным $N_E + N_H + N_{EH} + N_{HH}$. В выходном сечении волновода имеются только уходящие волны и по-прежнему там должны задаваться $N_E + N_H$ условий излучения. Таким образом, соответствующая краевая задача становится неоднородной и система имеет нетривиальные решения на вещественной частоте, выражающиеся через амплитуды падающих волн $U_j^{(+)}, V_t^{(+)}$.

Поток энергии $\rho = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_S [\vec{E}, \vec{H}]_z d\omega$ в произвольном поперечном сечении S нерегулярного волновода определяется следующим равенством (в пренебрежении омическими потерями):

$$\rho = \frac{c}{2} \operatorname{Im} \left(\sum_j F_j \mathfrak{R}_j^* - \sum_t \mathfrak{E}_t G_t^* \right). \quad (9)$$

На регулярных участках волновода выражение (9) принимает вид

$$P = \frac{\omega}{2} \left[\sum_j \frac{1}{h_j} (|\mathcal{P}_j^{(+)}|^2 - |\mathcal{P}_j^{(-)}|^2) + \sum_t \frac{1}{h_t} (|\mathcal{E}_t^{(+)}|^2 - |\mathcal{E}_t^{(-)}|^2) \right] - \\ = \frac{c}{2k} \left[\sum_j h_j (|F_j^{(+)}|^2 - |F_j^{(-)}|^2) + \sum_t h_t (|G_t^{(+)}|^2 - |G_t^{(-)}|^2) \right]. \quad (10)$$

Индексы + и - относятся соответственно к прямым и отраженным волнам. Суммирование в (9) и (10) производится только по распространяющимся волнам. Из равенства (10) следует уравнение баланса активных мощностей:

$$\sum_j^{(1)} h_j |F_j^{(+)}|^2 + \sum_t^{(1)} h_t |G_t^{(+)}|^2 = \sum_j^{(2)} h_j |F_j^{(+)}|^2 + \\ + \sum_t^{(2)} h_t |G_t^{(+)}|^2 + \sum_j^{(1)} h_j |F_j^{(-)}|^2 + \sum_t^{(1)} h_t |G_t^{(-)}|^2. \quad (11)$$

Здесь предполагается, что входной и выходной участки перехода образованы отрезками регулярных волноводов. Суммы с индексом 1 относятся к падающим и отраженным волнам на входе, а с индексом 2 - к проходящим волнам на выходе.

Уравнения (9) получены при следующей нормировке полей волноводов сравнения:

$$\int_S [\bar{E}_{k\perp} \bar{H}_{k\perp}]_z d\epsilon = \omega h_k. \quad (12)$$

Справедливость интеграла энергии ($dP/dz = 0$) для уравнений (4) легко проверить прямым вычислением dP/dz из (9) с учетом уравнений (4).

Из метода получения исходных для (4) уравнений МППС в работе [3] (см. также [6]) не вытекают какие-либо ограничения на степень нерегулярности волноводов, хотя характер сходимости решений (4) к точному решению по числу учитываемых мод специально не исследовался. Можно отметить, что указанная сходимость, по-видимому, является неравномерной, так как функции, по которым ведется разложение в (2), (3), в общем не удовлетворяют граничным условиям на стенках волновода. Тем не менее, судя по примерам [7, 8], относящимся к сильно нерегулярным волноводам, при расчете элементов матрицы рассеяния удовлетворительная точность достигается на сравнительно малом числе учи-

гываемых мод. В частности, при анализе [7] рассеяния волны TE_{02} на ступеньке в круглом волноводе расхождение элементов матрицы рассеяния при $N_H = 6$ с элементами, полученными методом полуобращения [9], не превысило 0,1 – 0,01 %. Экспериментальные параметры гиротронов на связанных резонаторах с трансформацией мод, рассчитанных по МППС, удовлетворительно согласуются с теоретическими при малом числе учитываемых мод [8, 9].

Далее рассматриваются случаи падения на входное сечение волновода только одной (главной) моды. Задача состоит в нахождении относительных мощностей уходящих и отраженных волн, а также – в получении профиля волновода, обеспечивающего на заданной длине минимальную суммарную мощность переизлучаемых волн. Отметим, что мощности отраженных волн для оптимизируемых профилей, как правило, пренебрежимо малы. Во всех случаях принимается, что входные и выходные участки волноводных переходов – отрезки регулярных волноводов.

Используемый далее алгоритм решения краевой задачи (4), (6) основан на методе стрельбы (см., например, [10]). На левом торце волновода задаются $N_H + N_E + 1$ линейно независимых (обычно взаимно ортогонализированных) наборов амплитуд учитываемых мод, включая заданную падающую волну, удовлетворяющих условиям излучения (6). Это позволяет сформулировать $N_H + N_E + 1$ задач Коши и получить столько же решений системы дифференциальных уравнений (4). Наложение $N_H + N_E$ условий излучения на выходном конце волновода на общее решение, являющееся линейной комбинацией найденных частных решений, приводит к системе алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} c_1 L_1^{(2)} + c_2 L_1^{(3)} + \dots + c_N L_1^{(N+1)} &= -L_1^{(1)}, \\ \dots & \dots \\ c_1 L_N^{(2)} + c_2 L_N^{(3)} + \dots + c_N L_N^{(N+1)} &= -L_N^{(1)}, \end{aligned} \quad (13)$$

$N = N_H + N_E$. Под $L_m^{(n)}$ подразумеваются суммы $\mathcal{E}_m^{(n)} + \frac{i\hbar_m}{\kappa} F_m^{(n)}$ для TE -мод и $\mathcal{E}_m^{(n)} + \frac{i\hbar_m}{\kappa} G_m^{(n)}$ для TM -мод. Амплитуды $\mathcal{E}_m^{(n)}$, $F_m^{(n)}$, $\mathcal{E}_m^{(n)}$, $G_m^{(n)}$ являются n -ми частными решениями для m -й моды. Главной моде соответствует $m = 1$.

Алгоритм метода стрельбы отличается простотой и экономичностью. Однако при учете закритических мод, быстро растущих по амплитуде с изменением x , он становится практически непригодным без принятия специальных мер. К последним относится интегрирование системы (4) преимущественно в направлении возрастания поперечного сечения волновода, подключение закритических мод в разных плоскостях и др. (подробнее см. приложение). Отметим, что при учете большого числа сильно закритических мод могут использоваться методы ортогональной прогонки [10, 11] и направленной ортогонализации [12].

3. Синтез переходов основан на минимизации переизлученной в паразитные моды мощности в определенном классе волноводных профилей (п. 4). Ясно, что основные затраты машинного времени приходятся на решения краевых задач. Как показывают расчеты, разумные требования к точности (одним из критериев оценки погрешности может служить баланс активных мощностей (11)) удовлетворяются при числе шагов интегрирования 20 – 40 на длине волны. Ориентировочно при использовании ЭВМ с быстродействием 10^6 оп./с время решения полной краевой задачи для волновода длиной 100 длин волн и 10 учитываемых мод составляет около 20 мин. В этом случае оптимизация путем перебора профилей по многим параметрам представляется практически не реальной.

Известные упрощения создает метод, основанный на учете только попутных мод. Как уже отмечалось, эффективное взаимодействие мод имеет место при близких значениях постоянных распространения. Поэтому возбуждение отраженных мод происходит с существенно меньшей интенсивностью, чем прямых. Будем рассматривать, пользуясь (8), $U_d^{(+)}, U_d^{(-)}, V_z^{(+)}, V_z^{(-)}$ как новые функции взамен $\mathcal{H}_z, F_z, \mathcal{E}_z, \mathcal{G}_z$. Преобразуем систему (4) в уравнения относительно этих функций и примем всюду $U_d^{(-)} = V_z^{(-)} = 0$, т. е. отбросим отраженные волны. Тогда (4) трансформируется в следующую систему уравнений:

$$\frac{dU_d^{(+)}}{dz} = -h_d \left(1 + \frac{i\beta_d^2 \tau}{2h_d^2 \tau^2} \right) U_d^{(+)} + \frac{1}{2} \sum_{m=1}^{N_m} \left(A_{m,d} - A_{d,m} \frac{h_d}{h_m} \right) U_m^{(+)} +$$

$$+ \frac{\kappa}{2} \sum_{n=1}^{N_E} \frac{C_{jn}}{h_n} V_n^{(+)},$$

(14)

$$\frac{dV_t^{(+)}}{dx} = -ih_t \left(1 + \frac{iV_t^2 \tau}{2h_t^2 \tau^3} \right) V_t^{(+)} + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{N_E} \left(B_{nt} \frac{h_t}{h_n} - B_{tn} \right) V_n^{(+)} -$$

$$- \frac{\kappa}{2} \sum_{m=1}^{N_H} \frac{C_{mt}}{h_m} U_m^{(+)}$$

$$j=1, 2, \dots, N_H; \quad t=1, 2, \dots, N_E.$$

Ввиду того что $U_j^{(-)} = V_t^{(-)} = 0$, условия излучения в выходном сечении выполняются автоматически, как и условие отсутствия отраженной главной волны, входная амплитуда которой является заданной. По этой же причине амплитуды всех переизлученных мод во входной плоскости должны задаваться равными нулю. Таким образом, краевая задача переходит в единственную задачу Коши для системы (14) и выигрыш времени счета составляет примерно $2(N_H + N_E)$ раз.

Поток энергии для (14), как нетрудно получить из выражения (9), равен

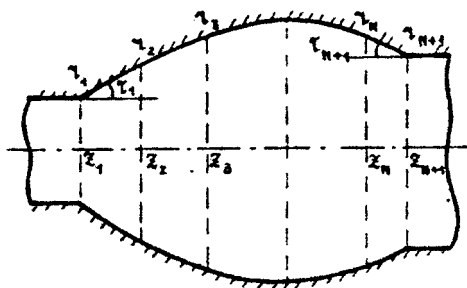
$$P = \frac{\omega}{\delta} \left(\sum_{j=1}^{N_H} \frac{|U_j^{(+)}|^2}{h_j} + \sum_{t=1}^{N_E} \frac{|V_t^{(+)}|^2}{h_t} \right). \quad (15)$$

Определенные сложности при интегрировании (14) связаны с критическими сечениями, где обращаются в нуль константы распространения и возникают расходимости в правых частях (14). Указанная трудность следует из неадекватности представления поля вблизи критического сечения как бегущей волны. Примем, однако, во внимание сильный рассинхронизм между некоторой модой в окрестности ее критического сечения и бегущими модами. Это позволяет начинать при интегрировании (14) учет каждой моды за пределами соответствующего сечения, т. е. при $h_j^2 > 0$. Указанное приближение, как подтверждают параллельные расчеты по (4) и (14), (ср. п. 5) приводит к сравнительно небольшим

погрешностям. Впрочем, метод, основанный на (14), можно использовать лишь в процессе оптимизации, а окончательный результат проверять решением краевой задачи (4), (6). Отметим, что переход к "укороченным" уравнениям типа (14) является стандартным для метода связанных волн (см., например, [4]).

4. При оптимизации волноводных переходов предпочтителен класс профилей с малым числом варьируемых параметров. Если не считать задания входной и выходной апертур нерегулярного волновода и углов, которые составляет образующая с осью z^* , то единственным ограничением является необходимость плавного расширения или сужения волновода с прогрессивно уменьшающимся наклоном образующей по мере приближения к максимальному сечению волновода (см. п. 1).

Для класса кусочно-линейных профилей условие плавности не является внутренним и перебор возможных конфигураций неизбежно приводит к многопараметрической задаче оптимума. Значительные преимущества представляют сплайны, и в частности кубические сплайны (см., например, [13]), для которых обеспечивается непрерывность первой и второй производных $\gamma(z)$. Разделим волновод на N_c участков с заданными положениями границ z_k и концевыми радиусами каждого участка r_k, r_{k+1} ($k = 1, 2, \dots, N_c$) - рис. 2.



Р и с. 2. Участки нерегулярного волновода при задании сплайнов

*) Входной угол в трактах гиروتронов определяется конфигурацией дифракционного вывода энергии резонатора, а выходной угол в большинстве случаев равен нулю.

Определим образующую на каждом участке кубичным многочленом:

$$\tau = \tau_k + b_k(x - z_k) + c_k(x - z_k)^2 + d_k(x - z_k)^3, \quad (16)$$

$$k = 1, 2, \dots, N_c.$$

Подчиним функции (16) условиям непрерывности $\tau(z)$ и ее первых двух производных на границах участков:

$$\begin{aligned} \tau_{i+1} &= \tau_i + b_i \rho_i + c_i \rho_i^2 + d_i \rho_i^3, \quad i = 1, 2, \dots, N_c, \\ b_{i+1} &= b_i + 2c_i \rho_i + 3d_i \rho_i^2, \quad i = 1, 2, \dots, N_c - 1, \end{aligned} \quad (17)$$

$$c_{i+1} = c_i + 3d_i \rho_i, \quad i = 1, 2, \dots, N_c - 1,$$

где $\rho_i = z_{i+1} - z_i$. К $3N_c - 2$ уравнениям для $3N_c$ параметров b_i, c_i, d_i можно присоединить два уравнения, вытекающие из задания входного и выходного угловых коэффициентов

$$\tau_1, \tau_2: \quad \tau_1 = b_1, \quad \tau_2 = b_{N_c} + 2c_{N_c} \rho_{N_c} + 3d_{N_c} \rho_{N_c}^2. \quad (18)$$

Система уравнений (17), (18) полностью определяет параметры сплайнов.

Описанные выше алгоритмы реализованы в пакете программ НЕВОД (нерегулярные электромагнитные волноводы осесимметричные десятимодовые). Структура программы поясняется в приложении. Два варианта пакета НЕВОД (НЕВОД-1 и НЕВОД-2) относятся соответственно к полной краевой задаче (4), (6) и к приближению связанных волн.

Вариантами программ НЕВОД-1 и НЕВОД-2 являются соответственно ГОФР-1 и ГОФР-2, предназначенные для синтеза аксиально-симметричных трансформаторов типа гофрированных волноводов с синусоидальным гофром [14, 15]. На участке трансформации задается профиль:

$$\tau(x) = \tau_0 + A_1 \sin \frac{2\pi x}{L} + A_2 \sin \left(\frac{4\pi x}{L} + \varphi \right), \quad z_0 \leq x \leq z_0 + nL. \quad (19)$$

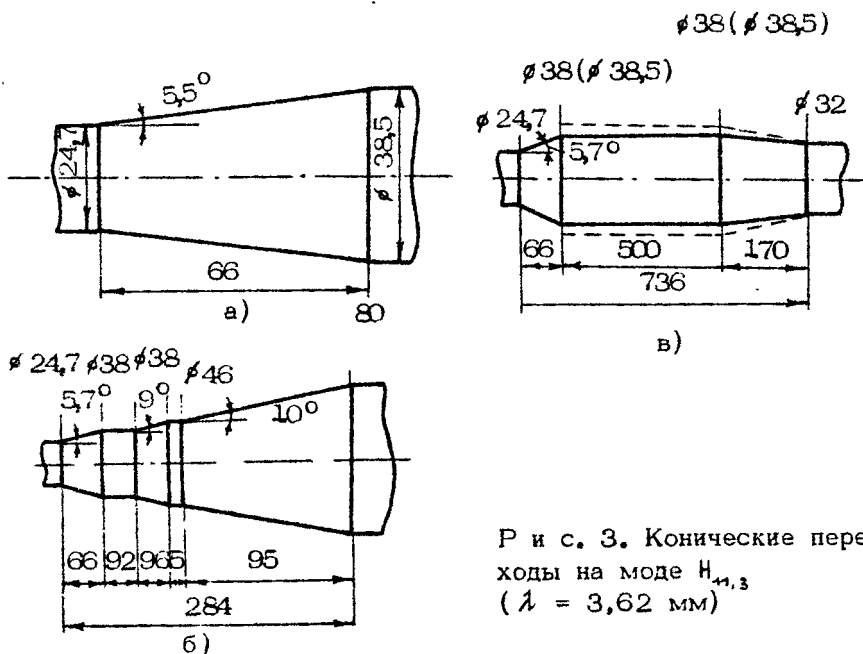
Задача состоит в нахождении параметров профиля (19), при которых имеет максимум трансформации в заданную моду (естественно, имеющую тот же азимутальный индекс, что и падающая волна). Искомыми параметрами в общем являются $\tau_0, z_0, L, \varphi, A_1, A_2, n$. Число гофров n (необязательно целое) выбирается минимальным при заданном максимуме ко-

эфициента трансформации. Средний радиус r_0 обычно устанавливается из условия обеспечения достаточно малых омических потерь. Исходные значения некоторых из приведенных параметров могут выбираться по результатам работы [14]. В частности, усредненные по радиусу постоянные распространения падающей и выходной волн должны удовлетворять следующему условию пространственного резонанса:

$$\hat{h}_1 - h_2 = \frac{2\pi}{L} \rho, \quad \rho = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (20)$$

Отметим, что число варьируемых параметров можно уменьшить до трех, так как добавление второй гармоники слабо влияет на эффективность трансформации (ср. п. 5в).

5. Рассмотрим примеры расчета волноводных переходов. ~~а) Кусочно-линейные профили~~ – рис. 3, мода $H_{41,3}$. Все размеры указаны в миллиметрах. Результаты расчетов (программа НЕВОД-1 без оптимизации) приведены в табл. 1. Фактор $F = f/f_{кр}$, где f – частота, $f_{кр}$ – критическая частота входного волновода (в данном случае $f_{кр}$ соответствует длине волны 3,62 мм).



Р и с. 3. Конические переходы на моде $H_{41,3}$
($\lambda = 3,62$ мм)

Таблица 1

Вариант	$F = f/f_{кр}$	Учитываемые моды (мощность, %)				
		$H_{11.3}$	$H_{11.1}$	$H_{11.2}$	$H_{11.4}$	$H_{11.5}$
1 (рис. 3,а)	1,01	94,5	-	2,3	3,2	-
2 (рис. 3,б)	1,03	48,5	6,9	40,6	4	-
3 (рис. 3,б)	1,01	19	51	3	7	20
4 (рис. 3,в)	1,01	96,3	0,4	1,6	1,7	+
5 (рис. 3,в)	1,01	76,5	1,5	7,8	14,2	+

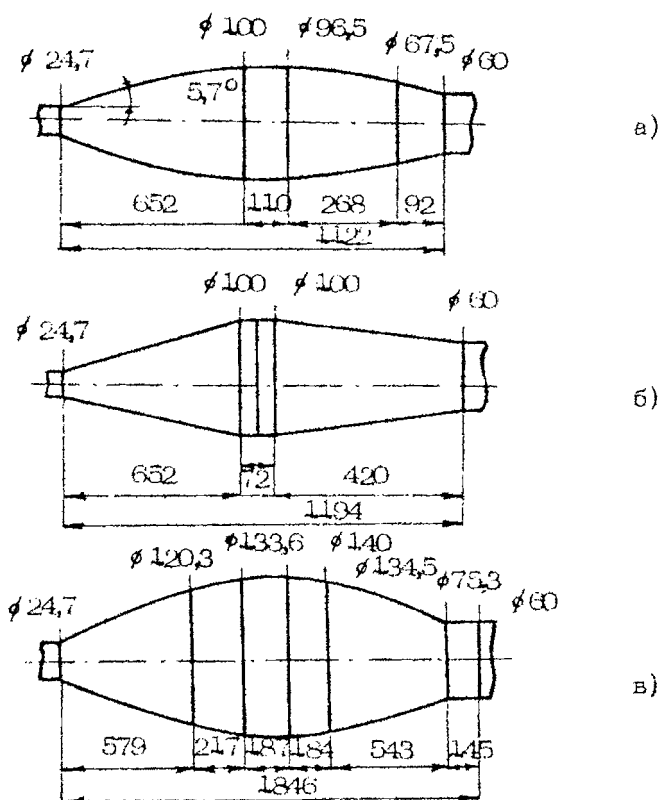
Как видно из таблицы, при простом коническом расширении до сравнительно небольшого диаметра (рис. 3,а) – с квазикритического 24,7 мм до 38,5 мм – переизлучение в другие моды сравнительно невелико. При прохождении через волновод (рис. 3,б), который помимо сильного расширения включает регулярные участки, падающая мода практически полностью разрушается (вариант 3). Это объясняется тем, что при включении регулярных участков и сохранении суммарной длины перехода кругизна нерегулярных участков естественно возрастает; вместе с тем моды, переизлученные на отдельных нерегулярных участках, складываются по амплитуде, и их результирующие мощности сильно увеличиваются. Отметим, что при большой степени нерегулярности, приближение, учитывающее малое число мод, ненадежно (ср. варианты 2, 3)^{*}). Подобные приближения можно использовать лишь для ориентировочных оценок.

В последних двух строках табл. 1 содержится модовый состав для волноводного перехода, имеющего сужающий-

^{*}) Прочерк в строках этой и последующих таблиц означает, что при расчете соответствующая мода не учитывалась.

ся участок. Вариант 5 отличается от варианта 4 наличием ступеньки в сочленении (сплошная и пунктирная линии на рис. 3,в). Как видно, несмотря на малую величину ступеньки (0,25 мм при длине волны 3,6 мм), модовый состав претерпевает существенное изменение. Здесь определенное значение имеет мода $H_{11,5}$, которая возникает в основном на ступеньке, а затем оказывается запертой. Значок (+) в таблице означает, что на выходе данная мода отсутствует, хотя и учитывается в расчете.

б) Оптимизированные профили – рис. 4, мода $H_{11,3}$. Модовый состав излучения приведен в табл. 2. Варианты 1 – 3 иллюстрируют характер сходимости результатов при увеличении числа N учитываемых мод. В этих вариантах использовалось приближение связанных мод (уравнения (14)), про-



Р и с. 4. Волноводные переходы гиротронов с расширенной коллекторной областью

Т а б л и ц а 2

Вариант	Учитываемые моды (мощность, %)									
	$H_{11,3}$	$H_{11,1}$	$H_{11,2}$	$H_{11,4}$	$H_{11,5}$	$H_{11,6}$	$H_{11,7}$	$E_{11,1}$	$E_{11,2}$	$E_{11,3}$
1 (рис. 4,а)	97,1	-	2,7	0,01	-	-	-	-	0,20	-
2 (рис. 4,а)	94,6	-	2,9	1,9	0,1	-	-	-	0,4	0,1
3 (рис. 4,а)	95,0	0,05	2,24	2,05	0,22	0,01	0,03	0,01	0,05	0,31
4 (рис. 4,а)	96,1	-	2,9	0,7	-	-	-	-	0,3	-
5 (рис. 4,б)	60,7	-	21,3	17,3	-	-	-	-	0,7	-
6 (рис. 4,в)	89,4	0,08	2,61	7,03	0,05	0,03	0,03	0,08	1,08	0,58

грамма НЕВОД-2). Вариант 4 - результат применения программы НЕВОД-1 при том же профиле (рис. 4,а), полученном в результате оптимизации по программе НЕВОД-2.

Время счета одного варианта по обеим программам на ЭВМ ЕС-1055М при $N = 4$ составляет соответственно 2 и 16 мин. Согласно табличным данным модовый состав при обоих приближениях и одинаковом N достаточно близок.

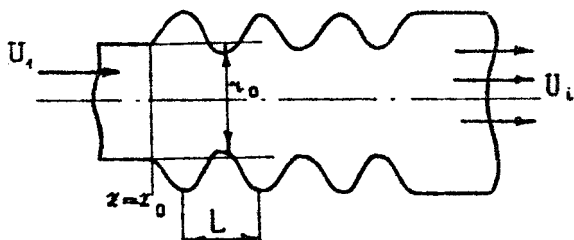
Вариант 5 относится к кусочно-линейному профилю (рис. 4,б). Расчеты велись по программе НЕВОД-1. Как видно, суммарная мощность паразитных мод составляет на выходе около 40 %.

Вариант 6 (рис. 4,в) - результат оптимизации волноводного тракта с максимальным диаметром коллекторной области 140 мм. Несмотря на значительное возрастание длины перехода по сравнению с вариантом рис. 4,а, для которого максимальный диаметр равен 100 мм (соответственно 1,1 м и 1,8 м), модовый состав излучения оставляет желать лучшего. Отметим, что в области максимального расширения (140 мм) постоянные распространения мод

$H_{1,2}, H_{1,4}$ отличаются от постоянного распространения основной моды $H_{1,3}$ всего на 0,5 %.

Можно констатировать, что реализация оптимальной геометрии переходов при существенном расширении коллекторной области помимо значительного увеличения длины перехода предъявляет весьма жесткие требования к технологии их изготовления и сборке волноводных сочленений, при которой должны быть исключены ступенчатые стыки, перекосы и т. д. В этом убеждает, в частности, сопоставление рис. 4,а и 4,б и соответствующих данных из табл. 2, а также результаты расчета волноводного перехода на рис. 3,в со ступенькой (см. выше).

в) Гофрированный осесимметричный трансформатор. На рис. 5 показана схема преобразователя с синусоидальным гофром, а в табл. 3 приведен рассчитанный модовый состав на выходе оптимизированного преобразователя моды H_{02} в H_{04} . При оптимизации варьировались амплитуды первой и второй гармоник профиля периодической поверхности (формула (19)), а также число гофров и период структуры.



Р и с. 5. Трансформатор типа гофрированного волновода

Т а б л и ц а 3

Учитываемые моды (мощность, %)			
H_{02}	H_{01}	H_{03}	H_{04}
0,2	98,0	1,8	0,01

Параметры структуры, полученные в результате оптимизации при среднем радиусе $r_0 = 2,25$: $L = 10,55$, $A_1 = 0,1667$. Число гофров $n = 4,25$. Общая длина трансформатора 45. Все указанные размеры даны в длинах волн. Как показали расчетные данные, учет второй гармоники практически не влияет на характеристики оптимизированной структуры. Использовалась программа ГОФР-1. Время счета одного варианта (при числе учитываемых мод $N = 4$) около 3 мин.

П р и л о ж е н и е

СТРУКТУРА ПРОГРАММ НЕВОД, ГОФР (ЯЗЫК ФОРТРАН-77; ДВОЙНАЯ ТОЧНОСТЬ, ПРИМЕРНО 17 ЗНАЧАЩИХ ЦИФР ЧИСЕЛ С ПЛАВАЮЩЕЙ ЗАПЯТОЙ)

А. Исходный профиль задается концевыми абсциссами и радиусами (см. п. 5) отрезков, на которые разбивается волноводный профиль. Параметры сплайнов находятся путем решения уравнений (17), (18). Предусмотрена возможность разбиения профиля на ряд независимых подобластей, для каждой из которых задаются входной и выходной углы наклона образующей к оси x и строится отдельная система сплайнов. Это позволяет, в частности, анализировать переходы с кусочно-линейными сплайнами.

Для программ ГОФР профиль задается функциями (19).

Б. Процедура оптимизации (функция цели - суммарная мощность отраженных и проходящих переизлученных мод) основана на методе Розенброка (см., например, [16]). Поиск частных минимумов по ортогональным направлениям осуществляется методом "золотого сечения" [13]. Варьирование производится в основном по двум параметрам, в качестве которых используются некоторые из r_i или r_i (ср. (17)). Включение в процесс оптимизации непосредственно большего числа параметров по Розенброку сильно увеличивает время счета даже при использовании укороченных уравнений (14). Возможно, однако, поочередная оптимизация по разным параметрам параметров в зависимости от получения тех или иных промежуточных результатов. Отметим вместе с тем, что применение сплайнов способствует существенному сокращению требуемого числа разбиений N_2 .

В. Интегрирование систем дифференциальных уравнений при решении краевой задачи (4), (6) (программы НЕВОД-1, ГОФР-1) или задачи Коши (14) (программы НЕВОД-2, ГОФР-2) выполняется многошаговым методом Адамса-Башфорта [17], который при одинаковой погрешности превосходит по скорости метод Рунге - Кутты (для рассматриваемых программ примерно вдвое) и является относительно устойчивым [18]. Для нахождения начальных значений уравнения на первых трех шагах интегрируются методом Рунге - Кутты с дробным шагом, равным $1/3$ основного. Соответствующие подпрограммы составлены непосредственно для комплексных функций. Величина шага в подпрограмме является фиксированной. Общее число шагов задается в главной программе в рамках начальных данных. Это число затем может корректироваться в зависимости от степени точности выполнения уравнений баланса активных мощностей (11). Числа шагов на отдельных участках волновода (см. (16)) устанавливаются в главной программе примерно пропорциональными углу к коэффициенту образующей в начале каждого участка. Это позволяет рассчитывать с достаточной точностью сильно нерегулярные волноводы, включая переходы, близкие к ступенчатым.

Основной трудностью при непосредственном интегрировании уравнений (4) является возникновение неустойчивости решений и переполнение разрядной сетки, когда интегрирование ведется с учетом сильно закритических мод. В связи с этим на отдельных участках уравнения интегрируются с включением только тех мод, для которых закритичность не слишком велика, т. е. мод, которые при обратном распространении из более широкой части волновода затухают не более чем на заданное число порядков. Граничные плоскости, в которых производится коррекция числа учитываемых мод, совпадают с границами сплайновых отрезков (16). Указанный метод безотказен, когда волновод монотонно расширяется в направлении интегрирования. Однако, если в этом направлении имеются сильно протяженные участки с сужающимся поперечным сечением, метод теряет устойчивость, несмотря на использование двойной точности.

Г. Два варианта программ НЕВОД и ГОФР (НЕВОД-1, ГОФР-1 и НЕВОД-2, ГОФР-2) относятся соответственно к полной краевой задаче (4), (7) и к приближению связанных волн (14). Блок оптимизации по Розенброку включен в оба

варианта. Однако, ввиду существенного выигрыша в скорости при использовании программ НЕВОД-2, ГОФР-2 (в $2(N_H + N_E)$ раз - см. выше) оптимизацию целесообразно проводить преимущественно с ними, а НЕВОД-1, ГОФР-1 применять лишь для контроля результирующего модового состава (ср. п. 5).

Л и т е р а т у р а

1. Власов С. Н., Загрядская Л. И., Петелин М. И. Преобразование волны шепчущей галереи, распространяющейся в волноводе кругового сечения в волновой пучок // Радиотехника и электроника. 1975. Т. 20, № 10. С. 2026 - 2031.
2. Doane J.L. Parabolic tapers for overmoded waveguides // Proc. 8th Int.Conf.Infrared and Millimeter Waves. Miami. 1983. P.1-19.
3. Каценеленбаум Б. З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М.: Изд-во АН СССР, 1961.
4. Люиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике. М.: ИЛ, 1963.
5. Цимринг Ш. Е., Павелъев В. Г. К теории неоднородных электромагнитных волноводов, содержащих критические сечения // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, № 6. С. 1099 - 1102.
6. Ковалев Н. Ф. К обоснованию метода поперечных сечений в теории нерегулярных волноводов // Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30, № 9. С. 1729 - 1733.
7. Павелъев В. Г., Цимринг Ш. Е. О методе плоских поперечных сечений в теории сильно нерегулярных сверхразмерных электромагнитных волноводов // Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32, № 5. С. 1121 - 1124.
8. Малыгин С. А., Павелъев В. Г., Цимринг Ш. Е. Резонансная трансформация мод в сверхразмерных электродинамических системах // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26, № 9. С. 1126 - 1133.
9. Запевалов В. Е., Малыгин С. А., Павелъев В. Г., Цимринг Ш. Е. Гиротроны на связанных резонаторах с трансформацией мод // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27, № 9. С. 1194 - 1201.

10. Бахвалов Н. С., Жидков Н. П., Кобельков Г. М. Численные методы. М.: Наука, 1987.
11. Годунов С. К. Решение краевых задач для линейных систем обыкновенных дифференциальных уравнений методом направленной ортогонализации // УМН, 1961. Т.16, № 3. С. 171 - 174.
12. Быков А. А., Ильинский А. С. О численном решении краевых задач для систем линейных обыкновенных дифференциальных уравнений // Журн. вычислит. матем. и матем. физики. 1979. Т. 19, № 3. С. 631 - 639.
13. Калиткин Н. Н. Численные методы. М.: Наука, 1978.
14. Ковалев Н. Ф., Орлова И. М., Петелин М. И. Трансформация волн в многомодовом волноводе с гофрированными стенками // Известия вузов. Радиофизика, 1968. Т. 11, № 5. С. 783 - 786.
15. Thumm M. High-power millimeter-wave mode converters in overmoded circular waveguides using periodic wall perturbations // Int.J. of Electron. 1984. V.57, N6. P.1225-1246.
16. Курасв А. А., Ковалев И. С., Колосов С. В. Численные методы оптимизации в задачах электроники СВЧ. Минск: Наука и техника, 1975.
17. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1973.
18. Холл Дж., Уатт Дж. Современные численные методы решения обыкновенных дифференциальных уравнений. М.: Мир, 1979.

ТРАНСФОРМАЦИЯ ВОЛН В КВАЗИОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДНЫХ ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ

С.Н.Власов, М.А.Шапиро

ВВЕДЕНИЕ

Для передачи мощного излучения миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн используются квазиоптические линии передачи с характерным поперечным размером поля $a_s \gg \lambda$. Разнообразие условий применения квазиоптических линий, а также целей, которые при этом достигаются, привело к различному конструктивному оформлению квазиоптических систем: линзовые и зеркальные линии [1, 2], сверхразмерные волноводы [3], линии из бочкообразных зеркал [4] и т. д.

Минимальными погонными омическими потерями обладает волна H_{01} в многомодовом волноводе кругового сечения. Но эта волна неудобна для использования, поскольку в начале и конце тракта необходимо иметь трансформаторы, один из которых преобразует волну генератора в волну H_{01} , а другой — волну H_{01} в колоколообразный волновой пучок. Такой пучок наиболее часто используется при физических и технических применениях квазиоптических систем. Известны несколько конструкций трансформаторов волны H_{01} , но все они являются сложными в изготовлении и имеют большие размеры [5, 6].

Традиционные линии передачи (линзовые и зеркальные), собственной волной которых является гауссов пучок, также имеют недостатки. В линзовых линиях велики омические потери. Зеркальные линии, которые обычно выполняются в пе-

рископическом варианте, слишком тяжеловесны и требуют сложной системы настройки^{*)}. Кроме того, при использовании зеркальных линий сложное конструктивное решение имеет система защиты от излучения.

В связи с этим в трактах целесообразно применять комбинированные линии, сочетающие элементы волноводных и традиционных квазиоптических линий передачи. Для этого необходимы трансформаторы собственных волн одних линий передачи в волны других линий.

В данной работе обсуждаются методы трансформации простейших волн квазиоптических линий и приводятся законы подобия квазиоптических систем.

1. ИНВАРИАНТНЫЕ СВОЙСТВА ПАРАБОЛИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ. МЕТОД ОБОБЩЕННОГО ЛИНЗОВОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

В дальнейшем будут рассмотрены вопросы трансформации волн в сверхразмерных волноводах в целях формирования волновых структур, пригодных для передачи в открытых квазиоптических системах. Исследование проводится на основе параболического уравнения, справедливого в условиях, когда характерный поперечный размер волновода $a \gg \lambda$.

В начале сформулируем некоторые свойства параболического уравнения, упрощающие его применение к частным задачам и проведение численных расчетов.

Будем рассматривать распространение волн высокой частоты в волноведущих системах с искривленными границами. При этом ограничимся решением задач, сводимых к двумерным, т. е. расчетом планарных и аксиально-симметричных систем.

Поперечная структура поля в квазиоптическом приближении описывается векторным параболическим уравнением

^{*)} Несложный анализ [7, 8] показывает, что омические потери в перископической зеркальной линии меньше, чем в многомодовых сверхразмерных волноводах с волной H_{11} , только в том случае, если поперечное сечение зеркальной линии S и сравниваемого с ней волновода достаточно велико ($k\sqrt{S} > 190$, где k — волновое число).

$$-2ik \frac{\partial \vec{E}}{\partial z} + \Delta_{\perp} \vec{E} = 0.$$

Для исследования волн в планарных волноводах достаточно использовать скалярное уравнение в декартовых координатах. Для аксиально-симметричных волн задача остается скалярной, но в случае аксиально-несимметричных волн с азимутальной зависимостью $\exp(-im\varphi)$ (m - азимутальный индекс) векторное уравнение сводится к двум параболическим уравнениям для функций $E_{\pm}(\tau, z) = E_{\tau \pm} \pm iE_{\varphi}$, выражающихся через радиальную и азимутальную компоненты электрического поля:

$$-2ik \frac{\partial E_{\pm}}{\partial z} + \Delta_{\tau}^{(m\pm 1)} E_{\pm} = 0,$$

где оператор по радиальной координате

$$\Delta_{\tau}^{(m)} = \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + \frac{1}{\tau} \frac{\partial}{\partial \tau} - \frac{m^2}{\tau^2}.$$

Уравнения дополняются граничными условиями $E_{\tau} = 0$ на поверхности аксиально-симметричного волновода $\tau = f(z)$ или границах планарного волновода $\tau = \tau_{\pm}(z)$. Предполагается, что границы изменяются достаточно плавно $|\tau'_{\pm}(z)| \ll (ka)^{-1}$.

Для параболического уравнения, описывающего распространение волны в свободном пространстве, имеется группа преобразований [9], оставляющих неизменным уравнение. Эти преобразования связывают решения уравнения при начальных условиях, отличающихся на квадратичный по поперечной координате фазовый множитель, осуществляющий преобразование тонкой линзы [10, 11]. Можно сделать замену переменных и функции таким образом, что дифференциальные операторы в параболическом уравнении останутся неизменными, но в уравнении появится алгебраический член, ответственный за фокусировку или расфокусировку поля [12, 13]. Такое преобразование носит название обобщенного линзового преобразования.

Приведенные свойства инвариантности присущи параболическому уравнению с граничными условиями на волноведущей поверхности. Линзовое преобразование можно подобрать таким образом, что границы области интегрирования краевой задачи для параболического уравнения станут прямолинейными [14, 15]. Преобразование координат $(\tau_{\pm}, z) \rightarrow (\rho, \tau)$ имеет вид

$$\frac{d\alpha}{d\tau} = \frac{\kappa a^2}{\epsilon^2(\tau)}, \quad r_{\perp} = a \frac{\rho}{\epsilon(\tau)}, \quad \epsilon(\tau) = \frac{a}{f(z)},$$

где a — характерный поперечный размер волновода при $z = 0$. В несимметричных планарных волноводах производится двойное преобразование: сначала координаты (x, z) преобразуются к (\tilde{x}, z) , где $\tilde{x} = x - 0,5(x_+ + x_-)$, и функция $f(z)$ определяет границы в координатах (\tilde{x}, z) . С помощью преобразования для амплитуд

$$\vec{E} = \epsilon^{n/2}(\tau) \tilde{\vec{E}}(\rho, \tau) \exp\left[i \frac{1}{2} \rho^2 \frac{\epsilon'(\tau)}{\epsilon(\tau)}\right],$$

где $n = 1$ для плоских систем, $n = 2$ — для аксиально-симметричных, задача сводится к решению уравнения линзоподобной среды. Для планарных волноводов это уравнение имеет вид

$$-2i \frac{\partial \tilde{E}}{\partial \tau} + \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial \rho^2} - \left[2\alpha(\tau)\rho + \frac{\rho^2}{\Phi(\tau)}\right] \tilde{E} = 0,$$

$$\alpha(\tau) = \kappa^2 a^3 \frac{x_+'(z) + x_-'(z)}{2\epsilon^3},$$

$$\frac{1}{\Phi(\tau)} = \kappa^2 a^3 \frac{x_+'(z) - x_-'(z)}{2\epsilon^3},$$

для аксиально-симметричных —

$$-2i \frac{\partial \tilde{E}_{\pm}}{\partial \tau} + \Delta_{\rho}^{(m=1)} \tilde{E}_{\pm} - \frac{\rho^2}{\Phi(\tau)} \tilde{E}_{\pm} = 0,$$

$$\frac{1}{\Phi(\tau)} = \kappa^2 a^3 \frac{f''(z)}{\epsilon^3}.$$

Из свойств линзового преобразования следует, что к одной и той же краевой задаче для уравнения линзоподобной среды сводится описание распространения волны с начальной структурой $\psi(r_{\perp})$ в симметричном волноводе с границей $r_{\perp} = f(z)$ и волны с начальной структурой

$$\psi(r_{\perp}) \exp\left(-i \frac{1}{2} \frac{\kappa a r_{\perp}^2}{a}\right)$$

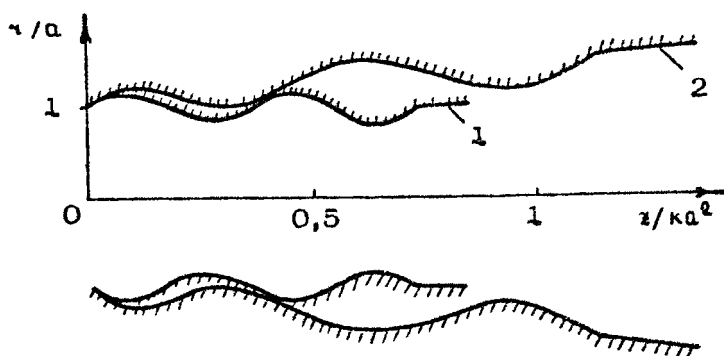
в волноводе с границей

$$r_1 = F(z) = \left(1 + \alpha \frac{z}{a}\right) f\left(\frac{z}{1 + \alpha \frac{z}{a}}\right).$$

Введение квадратичного фазового корректора в начальном условии соответствует замене волны в цилиндрическом (планарном) волноводе волной в коническом (секториальном) волноводе с малым углом раскрыва α . Соотношение между решениями краевых задач при $\alpha = 0$ (\vec{E}^0) и $\alpha \neq 0$ (\vec{E}) имеет вид

$$\vec{E}(r_1, z) = \left(1 + \alpha \frac{z}{a}\right)^{-\frac{n}{2}} \vec{E}^0\left(\frac{r_1}{1 + \alpha \frac{z}{a}}, \frac{z}{1 + \alpha \frac{z}{a}}\right) \times \\ \times \exp\left[-i \frac{\kappa \alpha r_1^2}{2 a \left(1 + \alpha \frac{z}{a}\right)}\right].$$

Приведенная группа преобразований позволяет обобщить рассматриваемые ниже методы трансформации цилиндрических волн на случай конических. В качестве примера на рис. 1



Р и с. 1. Преобразователь волны H_{01} в волну H_{02}
1 - для мод цилиндрического волновода, 2 - для мод конусного волновода с углом раскрыва $0,5/\kappa a$

показано, каким образом изменяется поверхность трансформатора конусной моды H_{01} в конусную моду H_{02} по отношению к трансформатору в виде волновода с периодически изменяющимся радиусом для цилиндрических мод [16].

2. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ ВОЛН В ВОЛНОВЫЕ ПУЧКИ

Лучевые методы построения волноводных излучателей основаны на представлении волноводных мод с помощью системы лучей [17]. В соответствии с лучевым представлением излучение из открытого конца сверхразмерного регулярного волновода кругового сечения изображается [18] потоком лучей, выходящих из апертуры под соответствующим моде углом Бриллюэна к оси $\theta_B = \arcsin(x/\kappa)$, x – поперечное волновое число. Такому лучевому потоку соответствует Π -образное амплитудное распределение поля по поперечной координате. Используя процедуру разложения Π -образной функции по волновым пучкам [19], можно рассчитать коэффициент преобразования излучения из открытого конца волновода в собственную волну линии из бочкообразных зеркал [4] – он составляет 0,89. При этом прогиб зеркал подбирается с учетом дифракционного расплывания гауссова пучка, описываемого первым членом в разложении Π -образной функции [18].

В рамках приближения Кирхгофа при излучении из открытого конца сверхразмерного волновода [20] потери на преобразование означают формирование боковых лепестков в диаграмме направленности излучения. Для аксиально-симметричных мод образуется воронкообразная диаграмма направленности: амплитуда поля равна нулю на оси и максимальна в направлениях, составляющих бриллюэновский угол с осью.

Формирование боковых лепестков является следствием дифракционных явлений, накладывающихся на лучевую картину поля. Отметим, что наиболее сильно дифракция проявляется при излучении волн низших типов, имеющих малое число вариаций поля по поперечной координате. Соответственно, лучевое представление справедливо [21] для низших мод в меньшей степени, чем для высших.

Для повышения эффективности возбуждения зеркальных линий передачи волноводными излучателями представляется целесообразным использовать излучатели в виде нерегулярных плавно раскрывающихся волноводов и рупоров, не вносящих искажений в лучевую картину поля, т. е. располагающихся в зоне тени [14]. В этих условиях в тене области амплитуда поля плавно спадает, а образующаяся из Π -образной колоколообразная поперечная структура является волновым пучком. Описание возбудителей волновых пучков приве-

дено ниже. Для анализа дифракционных явлений в этих системах использовался метод обобщенного линзового преобразования (см. разд. 1).

Излучение волны H_{01} из открытого конца сверхразмерного волновода происходит в узком конусе вблизи оси и со сравнительно низким уровнем боковых лепестков. Такое излучение эффективно возбуждает аксиально-симметричную линзовую линию [22] или зеркальную перископическую линию (рис. 2). Коэффициент преобразования в собственную волну линзовой линии, т. е. в аксиально-симметричный волновой пучок низшего типа со структурой [1]

$$E_{\varphi}(r) = \sqrt{2} \frac{r}{w^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2w^2} - i \frac{\kappa r^2}{2R}\right),$$

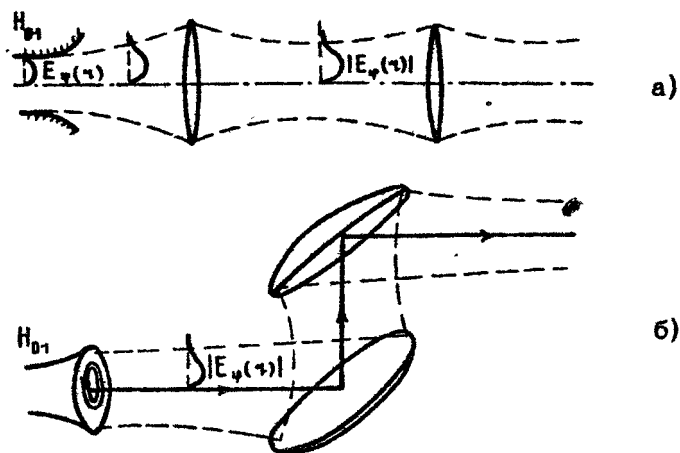
в данном случае составляет $\eta = 0,96$ [19], при этом характерный размер пучка равен $w = 0,4 a$, а радиус кривизны фазового фронта $R = \infty$ (a — радиус волновода). Коэффициент преобразования повышается, если линзовая линия возбуждается волной H_{01} , проходящей через плавно расширяющийся рупор [23]. В соответствии с линзовым преобразованием (разд. 1) плавно раскрывающаяся форма рупора эквивалентна введению в регулярный волновод фокусирующей среды. Фокусировка поля означает отрыв его от стенки и преобразование в волновой пучок (собственную волну линзоподобной среды) [24]. Результаты расчетов таковы: в рупоре, форма поверхности которого описывается формулой

$$r = f(z) = a \left[1 + \left(\frac{z}{0,16 \kappa a^2} \right)^2 \right],$$

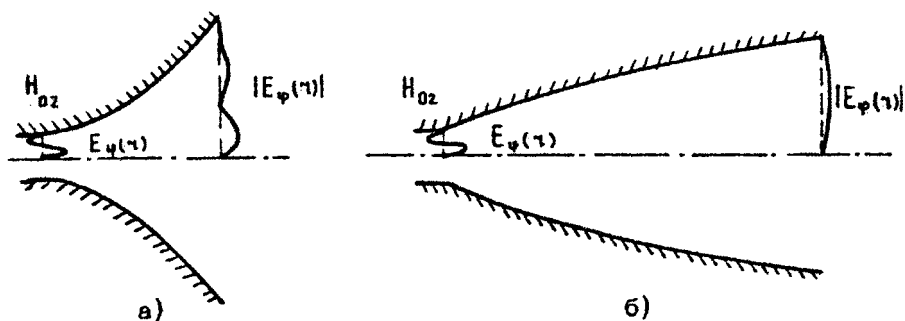
при его длине $z = 0,15 \kappa a^2$ коэффициент преобразования $\eta = 0,992$, а параметры возбуждаемого пучка $w = 0,5 a$, $R = 0,37 \kappa a^2$; при $f(z) = a \left[1 + (z/0,33 \kappa a^2)^2 \right]$ на длине $z = 0,43 \kappa a^2$ $\eta = 0,998$, $w = 0,85 a$, $R = 0,45 \kappa a^2$.

Рассмотрим волну более высокого типа H_{02} . Излучение волны H_{02} из открытого конца волновода происходит с высоким уровнем боковых лепестков. С помощью плавно раскрывающегося рупора волна H_{02} преобразуется в волновой пучок более высокого типа с тем же значением радиального индекса [1]:

$$E_{\varphi}(r) = \frac{r}{w^2} \left(\frac{r^2}{w^2} - 2 \right) \exp\left(-\frac{r^2}{2w^2} - i \frac{\kappa r^2}{2R}\right).$$



Р и с. 2. Линзовая (а) и зеркальная (б) линии передачи, возбуждаемые волной H_{01}



Р и с. 3. Преобразователи моды H_{02} в волновые пучки: а – без изменения радиального индекса, б – с изменением радиального индекса

Такой пучок имеет большие по сравнению с основной модой потери в линзовой линии. Изображенной на рис. 3,а структуре поля в преобразователе волны H_{02} , форма поверхности которого описывается формулой

$$f(z) = a \left[1 + \left(\frac{z}{0,33 \text{ к}\Omega^2} \right)^2 \right],$$

соответствует коэффициент преобразования в пучок высшего типа $\eta = 0,98$ при $z = 0,71 \text{ к}\Omega^2$, $ш = 1,36 \text{ а}$, $R = 0,66 \text{ к}\Omega^2$.

Для трансформации волны H_{02} в волновой пучок низшего типа необходимо использовать бочкообразный рупорный излучатель с начальным углом раскрыва, составляющим примерно половину угла Бриллюэна для волны H_{02} . Такой рупор осуществляет преобразование лучевого потока, выходящего из открытого конца волновода, в систему лучей, параллельных оси симметрии. При этом бочкообразная форма рупора контролирует дифракционное расплывание поля в рупоре. Поперечная структура поля в преобразователе волны H_{02} [23] приведена на рис. 3,б: форма преобразователя описывается функцией

$$f(z) = a \left[1 + 4,2 \frac{z}{\text{к}\Omega^2} - 1,4 \left(\frac{z}{\text{к}\Omega^2} \right)^2 + 0,156 \left(\frac{z}{\text{к}\Omega^2} \right)^3 \right],$$

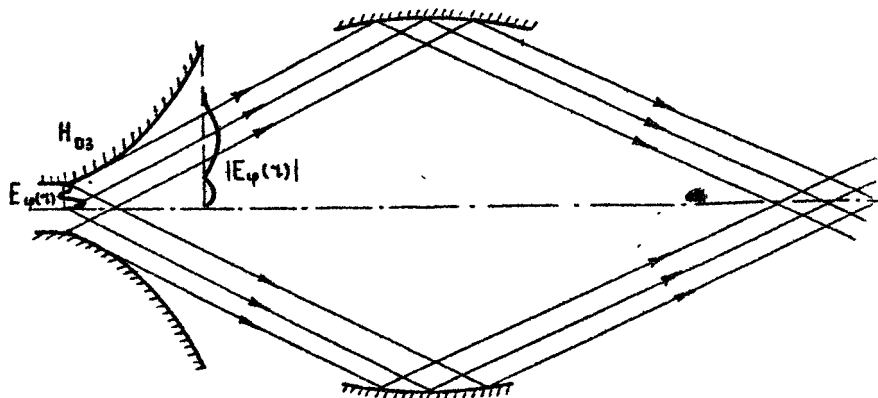
при $z = 1,5 \text{ к}\Omega^2$, $\eta = 0,97$, $ш = 1,5 \text{ а}$, $R = \infty$. Аналогичным образом осуществляется преобразование волн E_{02} , H_{03} , E_{03} и т. д. в основную симметричную моду линзовой линии [23].

С помощью рупоров, не вносящих искажений в лучевую картину излучения высших симметричных мод из открытого конца волновода, формируется излучение в виде конусных волновых пучков, представляющих собой собственные волны линий передачи из бочкообразных зеркал (рис. 4). Такие аксиально-симметричные пучки имеют колоколообразное амплитудное распределение вблизи конуса с углом раскрыва примерно равным углу Бриллюэна для волноводной моды $\theta \approx \theta_B$ и квадратичной фазой

$$\Psi(r) = k \theta (r - r_0) + \frac{1}{2} \frac{k (r - r_0)^2}{R},$$

где r_0 - координата центра пучка, R - радиус кривизны фазового фронта. Для волны H_{03} при форме рупора, заданной функцией

$$f(z) = a \left[1 + 11 \frac{z}{\text{к}\Omega^2} + \left(\frac{z}{0,25 \text{ к}\Omega^2} \right)^2 \right]$$



Р и с. 4. Возбуждение линии передачи из бочкообразных зеркал аксиально-симметричной волной высшего типа

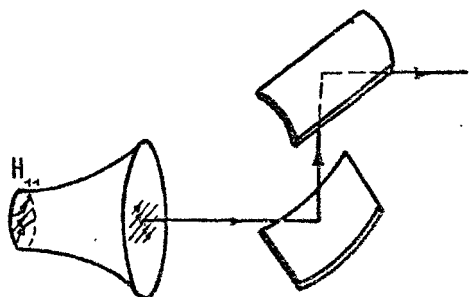
(см. рис. 4), и при $\chi = 0,3 \text{ кд}^2$ пучок с радиусом кривизны $R = 1,1 \text{ кд}^2$ возбуждается с коэффициентом преобразования $\eta = 0,94$.

3. АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ НЕСИММЕТРИЧНЫХ ВОЛН

Наибольший интерес представляют преобразователи волн типа H_{11} и E_{11} в волновые пучки. Преобразователи волны H_{11} как основной моды волновода кругового сечения используются в качестве антенных облучателей [25]. В тех волноводных линиях передачи СВЧ-мощности для нагрева квазистационарной плазмы, где применяется волна H_{01} [26], используются преобразователи волны H_{01} в E_{11} на волноводном изгибе [3] и преобразователи волны E_{11} в волновой пучок.

Гауссов пучок с линейной поляризацией с точностью 2% является суперпозицией мод H_{11} и E_{11} [27]. Необходимая смесь мод формируется в волноводе с нерегулярным импедансом стенки, который обеспечивается нанесением мелкой гофрировки на стенку волновода [28]. Такой метод преобразования, эффективный для антенных облучателей, малоприменим для сильно сверхразмерных волноводных систем. В связи с этим в данном разделе рассматриваются квазиоптические методы преобразования на основе сверхразмерных нерегулярных волноводов.

Как указывалось в разд. 1, задача о распространении несимметричных волн является векторной: для преобразования волны в гауссов пучок необходимо не только сформировать амплитудное гауссово распределение и квадратичную фазу



Р и с. 5. Возбуждение зеркальной линии передачи волной H_{11}

$$E_+(r) = E_r + i E_\varphi = \frac{2}{w} \exp\left(-\frac{r^2}{2w^2} - i \frac{kr^2}{2R}\right),$$

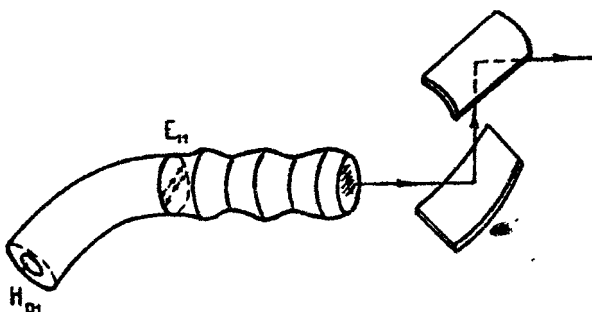
но и обеспечить отсутствие кроссполаризационной компоненты $E_- = E_r - i E_\varphi = 0$.

Эффективность возбуждения линзовой или зеркальной линии передачи с помощью волны H_{11} , излучаемой из открытого конца волновода, оценивается коэффициентом преобразования в гауссов пучок $\eta = 0,87$ [27]. С помощью плавно раскрывающегося рупора эффективность возбуждения может быть повышена (рис. 5). Если использовать рупор с параболической формой раскрыва

$$r = f(z) = a \left[1 + \left(\frac{z}{\alpha k a^2} \right)^2 \right],$$

где параметр $\alpha = 0,6 \div 0,9$, то при радиусе излучающей апертуры $r > 4a$ достигается коэффициент преобразования $\eta > 0,97$ [29]. Максимальное значение $\eta = 0,98$ имеет место при $\alpha = 0,7$. В этом случае при $z = 1,5 k a^2$ параметры пучка таковы: $w = 1,9 a$, $R = 1,3 k a^2$.

Для преобразования волны E_{11} в гауссов пучок плавно раскрывающиеся рупоры не применимы, поскольку при излучении волны E_{11} формируется двухлепестковая диаграмма направленности. Суперпозиция мод H_{11} и E_{11} , необходимая для формирования гауссова пучка, обеспечивается в трансформаторе волны E_{11} , представляющем собой волновод с синусоидально изменяющимся радиусом (рис. 6). Период изменения радиуса равен периоду блений между модами E_{11} и H_{11} в регулярном волноводе [30]. Эффективность преобразования повышается с увеличением длины нерегулярного вол-



Р и с. 6. Возбуждение зеркальной линии передачи волной H_{01} с использованием трансформации волны H_{01} в E_{11} на изгибе и трансформации волны E_{11} в гауссов пучок в волноводе с периодически изменяющимся радиусом

новода, и соответственно с уменьшением глубины модуляции стенки.

Для практического применения представляет интерес трансформация на сравнительно небольшом числе периодов биений. Как показывают расчеты [29], на трех периодах в трансформаторе синусоидальной формы

$$f(z) = a \left(1 + 0,257 \sin 5,7 \frac{z}{\kappa a^2} \right)$$

при длине $L = 2,7 \kappa a^2$ коэффициент преобразования моды E_{11} в гауссов пучок равен $\eta = 0,92$. Оптимизацией формы трансформатора удается повысить коэффициент до значения 0,97: при

$$f(z) = a \left(1 + 0,257 \sin 5,65 \frac{z}{\kappa a^2} - \right. \\ \left. - 0,05 \sin 11,3 \frac{z}{\kappa a^2} + 0,025 \sin 16,95 \frac{z}{\kappa a^2} \right)$$

на длине $L = 2,7 \kappa a^2$ формируется пучок с параметрами $w = 0,54 a$, $R = \infty$.

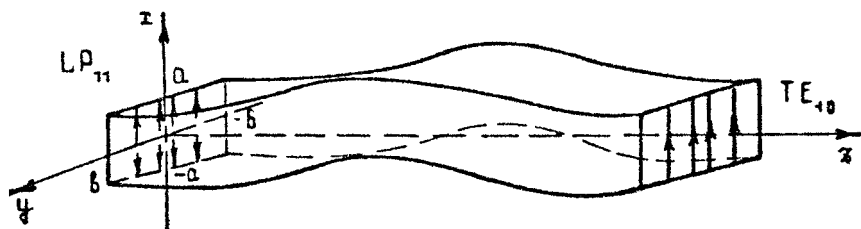
4. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ МОД ПЛАНАРНОГО ВОЛНОВОДА В ГАУССОВЫ ПУЧКИ

Помимо рассмотренных в разд. 2, 3 аксиально-симметричных систем, имеются также преобразователи со сменой азимутального индекса, например, преобразователь аксиально-симметричных волн в гауссов пучок [31], преобразователь моды шепчущей галереи в гауссов пучок [32]. Для анализа дифракционных эффектов, которые в таких системах являются трехмерными, приходится рассматривать модельные дифракционные задачи на плоскости. Кроме этого, вопросы преобразования мод плоского волновода представляют самостоятельный интерес, поскольку линейно поляризованные моды сверхразмерного прямоугольного волновода используются в волноводных лазерах и для передачи субмиллиметровых волн [33].

Рассмотрим преобразование мод, несимметричных относительно плоскости симметрии планарного волновода, в симметричные моды и в гауссовы пучки. Преобразование с изменением симметрии моды может осуществляться только в волноводе с несимметричными границами, в частности в изогнутом волноводе. Так, LP_{11} -волна, представляющая собой суперпозицию TE_{11} - и TM_{11} -мод прямоугольного волновода, в которой отсутствует y -компонента электрического поля, с помощью изогнутого волновода преобразуется в TE_{10} -волну (рис. 7). В приведенных на рис. 7 координатах границы преобразователя определяются функциями

$$x_{\pm}(z) = a \left(\pm 1 + 0,707 - 0,707 \cos 1,15 \frac{z}{ha^2} \right),$$

где $h = \sqrt{k^2 - (\pi/2b)^2}$. Коэффициент преобразования одной



Р и с. 7. Преобразователь волны LP_{11} в волну TE_{10}

моды в другую на длине $L = 5,46, h a^2$, составляющей один период, равен $\eta_{12} = 0,98$. При увеличении длины преобразователя и соответствующем уменьшении глубины модуляции стенок коэффициент η_{12} возрастает. Заметим, что работа описанного преобразователя, так же как и преобразователя моды E_{01} волновода кругового сечения в моду H_{11} [34], основывается на взаимодействии мод на изгибе в условиях сильной связи. Преобразование моды TE_{10} в гауссов пучок производится с помощью симметричных плавно раскрывающихся выпуклых поверхностей [14], пристыкованных к стенкам волновода, параллельным оси ψ . Можно рассмотреть преобразование моды $L P_{11}$ в гауссов пучок с помощью несимметричного квазиоптического излучателя, поверхности которого плавно раскрываются, не внося искажений в лучевую картину излучения из открытого конца волновода (рис. 8). Для функций

$$r_+(z) = a \left[1 + 2,5 \frac{z}{h a^2} + \left(\frac{z}{3 h a^2} \right)^8 \right],$$

$$r_-(z) = -a \left[1 + \left(\frac{z}{h a^2} \right)^8 \right],$$

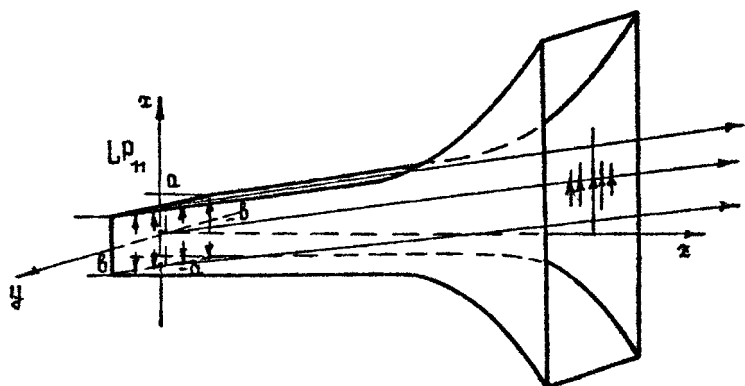
определяющих форму границ излучателя, при $z = 3,5 h a^2$ коэффициент преобразования в гауссов пучок с поперечной структурой

$$E_x = (\pi \omega_x \omega_y)^{-1/2} \exp \left[- \frac{(x - r_0)^2}{2 \omega_x^2} - \frac{h(x - r_0)^2}{2 R_x} - i \theta h x - \frac{y^2}{2 \omega_y^2} \right]$$

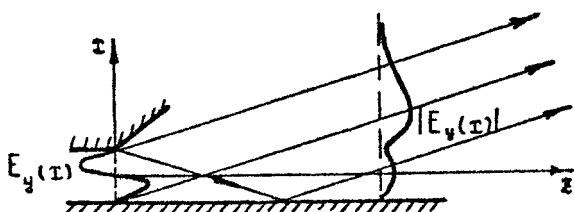
составляет $\eta = 0,95$; параметры пучка: полуширина в направлении оси $x - \omega_x = 2,8 a$, в направлении $y - \omega_y = 0,5 b$, радиус кривизны фазового фронта по $x - R_x = 5,4 h a^2$, координата центра пучка $r_0 = 5,3 a$, пучок распространяется под углом $\theta = 1,8 / h a$ к оси z .

Рассмотрим моду TE_{02} , имеющую ψ -компоненту поля и, так же как в предыдущем примере, две вариации поля по оси x . Квазиоптический "козырьковый" излучатель [17, 31] для этой волны недостаточно эффективно формирует гауссов пучок. Действительно, в плоском варианте при моделировании излучателя с помощью функций

$$r_+ = a \left(1 + \delta \frac{z}{k a^2} \right),$$



Р и с. 8. Преобразователь волны LP_{11} в гауссов пучок

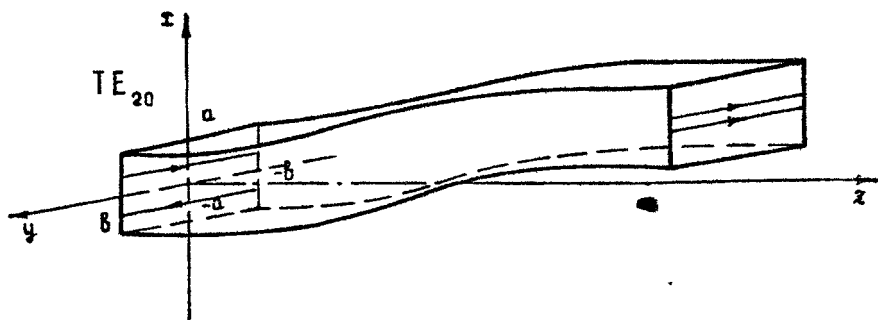


Р и с. 9. Структура поля в квазиоптическом излучателе

$\tau_{-1} = -1$ коэффициент преобразования возрастает от значения 0,83 при $z = 0,6 \kappa a^2$ до 0,91 при $z = 1,9 \kappa a^2$ (рис. 9). Сравнительно невысокий коэффициент преобразования в "козырьковом" излучателе объясняется формированием бокового излучения, распространяющегося под углом к оси z , меньшим угла Бриллюэна $\theta_B = \pi/\kappa a$ для рассматриваемой моды. В волноводном изгибе, поверхности которого задаются функциями

$$\tau_{\pm}(z) = a \left[\pm 1 + 3 \left(\frac{z}{\kappa a^2} \right)^2 - \left(\frac{z}{\kappa a^2} \right)^4 \right],$$

(рис. 10), коэффициент преобразования волны TE_{20} в гауссову структуру по z составляет $\eta = 0,97$ при длине $L = 1,2 \kappa a^2$, полуширине в направлении z $w_z = 0,3 a$ и радиусе кривизны $R_z = -0,8 \kappa a^2$, координате центра пучка $z_0 = 2,4 a$ и угле наклона к оси z $\theta = -0,1/\kappa a$.



Р и с. 10. Преобразователь волны TE_{20} в волну с гауссовой структурой по z

В направлении y поле E_y имеет П-образное распределение, поэтому дальнейшее преобразование в пучок производится с помощью симметричного раскрыва рупора по оси y [14].

5. КВАЗИОПТИКА РАСХОДЯЩИХСЯ ЛУЧЕЙ

Теория волноводных излучателей и преобразователей типов волн, результаты которой изложены в разд. 1 – 4, основывается на предположении о квазипродольном распространении волн в волноводных системах. При расчетах использовалось параболическое уравнение, описывающее поперечную диффузию геометрооптического волнового поля, представляемого потоком параллельных лучей.

В условиях, когда углы Бриллюэна волноводных мод, формирующих поле, не малы, необходимо рассматривать поперечную диффузию геометрооптического поля, соответствующую системе расходящихся лучей.

Одной из задач, в которых может быть использована квазиоптика расходящихся лучей, является расчет излучения из секториального (конического) волновода. В этом случае излучение может рассматриваться как квазицилиндрическая (квазисферическая) волна [35]. Так, квазицилиндрическая волна

$$H_z = A(r, \varphi) \frac{e^{-ikz}}{\sqrt{r}}$$

в нерегулярном секториальном волноводе с границами $\varphi = \varphi_{\pm}(\tau)$ определяется из решения параболического уравнения

$$-2ik \frac{\partial A}{\partial \tau} + \frac{1}{\tau^2} \frac{\partial^2 A}{\partial \varphi^2} + \frac{1}{4\tau^2} A = 0$$

с граничными условиями

$$\frac{1}{\tau^2} \frac{\partial A}{\partial \varphi} + \left(ikA + \frac{1}{2\tau} A \right) \frac{d\varphi}{d\tau} \Big|_{\varphi=\varphi_{\pm}(\tau)} = 0.$$

Заметим, что с помощью замены $\xi = \tau_0^{-1} - \tau^{-1}$, $\tau_0 = \text{const}$, при $k\tau \gg 1$ задача о секториальном волноводе сводится к расчету планарного волновода (см. разд. 1).

В задаче о возбуждении линии из бочкообразных зеркал необходимо принимать во внимание поперечную диффузию геометрооптической структуры излучения от открытого конца волновода^{*)}. Для вращающейся моды шепчущей галереи геометрооптическая картина излучения представляется системой лучей, касающихся участка цилиндрической каустики радиусом $\tau_k = \pi/\alpha$ (π - азимутальный индекс, α - поперечное волновое число) [32]. Лучи и кривые, ортогональные к ним, составляют систему лучевых координат [37]. В данном случае лучевые координаты (s, t) выражаются через цилиндрические координаты (τ, φ, z) следующим образом:

$$s = \frac{h}{k} z + \frac{\alpha}{k} \sqrt{\tau^2 - \tau_k^2} - \frac{m}{k} \alpha \tau \cos \frac{\tau_k}{\tau} + \frac{m}{k} \varphi,$$

$$t = -\frac{\alpha}{k} z + \frac{h}{k} \sqrt{\tau^2 - \tau_k^2}, \quad \alpha = k \sin \theta_s, \quad h = k \cos \theta_s.$$

В лучевых координатах поперечная диффузия поля $A(s, t)$ описывается уравнением

$$-2ik \frac{\partial A}{\partial s} + \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{1}{4} \frac{k^2}{(\alpha s + ht)^2} A = 0.$$

*)

Поперечная диффузия учитывается с помощью разложения по коническим волнам в узком интервале углов вблизи угла Бриллюэна [36]. Расчет симметричных волн в линии из бочкообразных зеркал таким методом проводился ранее В.И. Белоусовым.

Параболическое уравнение, так же как и лучевое представление, справедливо в областях, удаленных от каустики. Решением уравнения, локализованным по поперечной координате t , является волновой пучок

$$A(s, t) = [2\pi a \rho^2 (zs + ht)(s + i k \rho^2)]^{-1/2} \exp\left(-i \frac{1}{2} \frac{k t^2}{s + i k \rho^2}\right),$$

где a — характерный поперечный размер пучка.

Для расчета поперечной структуры поля вблизи каустики можно использовать локализованные решения волнового уравнения в виде полей комплексных источников [38]. В задачах с аксиальной симметрией таким решением является поле кольцевого комплексного источника:

$$G(r, \psi, z) = \frac{1}{2\pi} e^{-im\psi} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\exp(-ikR + im\psi)}{R} d\psi,$$

$$R^2 = r^2 + r'^2 - 2rr' \cos \psi + (z - z')^2,$$

где координаты источника (r', z') удовлетворяют соотношениям $\sqrt{r'^2 - r_k^2} = -i \rho \rho^2$, $z' = -i h \rho^2$.

На основе метода параболического уравнения рассмотрены различные виды трансформаторов низших волноводных мод в волновые пучки простейших типов. Вид конструкции трансформаторов зависит от типа волноводной волны. При выборе формы преобразователей мы основывались на традиционных методах трансформации волн: преобразовании лучевой бриллюэновской картины поля, соответствующей волноводной волне [17, 18, 31], и преобразовании мод в волноводе с плавно гофрированной стенкой [30].

Для уменьшения эффектов, связанных с дифракцией на краях излучателей, преобразователи бриллюэновской картины предложено дополнять плавно искривленными границами, а для получения эффективного преобразования мод на малом числе периодов гофрировки — вводить изменения в синусоидальную форму границ гофрированных трансформаторов. Зачастую при этом традиционные преобразователи изменяются кардинальным образом, а в принципе их работы можно усмотреть черты как лучевых, так и гофрированных трансформаторов.

Л и т е р а т у р а

1. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Сов. радио, 1966. 476 с.
2. Техника субмиллиметровых волн / Под ред. Р.А.Валигова. М.: Сов. радио, 1969. 480 с.
3. Волноводные линии передачи с малыми потерями / Под ред. В.Б.Штейншлейгера. М.: Иностран. лит., 1960. 480 с.
4. Каценеленбаум Б.З. Передача миллиметровых волн при помощи отражений от ряда фокусирующих зеркал // Радиотехника и электроника. 1963. Т. 8, № 9. С. 1516 - 1522.
5. Doane J.L. Mode converters for generating the HE_{11} (Gaussian-like) mode from TE_{01} in a circular waveguide // Int.J. of Electron. 1982. V.53, N6. P.573-585.
6. Moeller C. Mode converters used in the Doublet III ECH microwave system // Int.J. of Electron. 1982. V.53, N6. P.587-593.
7. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. 440 с.
8. Каценеленбаум Б.З. Высокочастотная электродинамика. М.: Наука, 1966. 240 с.
9. Фок В.А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. М.: Сов. радио, 1970. 518 с.
10. Таланов В.И. О самофокусировке света в кубичных средах // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 11, № 6. С. 303 - 307.
11. Пермитин Г.В. О возможности сопоставления поля широкого волнового пучка в плавно неоднородной среде с полем пучка в вакууме // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16, № 2. С. 254 - 261.
12. Таланов В.И. Волновые пучки в линейных и нелинейных квазиоптических системах: Дис. ... докт. физ.-мат. наук / НИРФИ. Горький, 1967.
13. Власов С.Н., Пискунова Л.В., Таланов В.И. Структура поля вблизи особенности, возникающей при самофокусировке в кубичной среде // ЖЭТФ. 1978. Т. 75, № 5. С. 1602 - 1608.
14. Белоусов В.И., Власов С.Н., Пискунова Л.В. Теория плавно расширяющегося волновода - возбудителя основной моды линзовой линии // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27, № 9. С. 1214 - 1217.

15. Власов С.Н., Пискунова Л.В., Шапиро М.А. Преобразование мод в сверхразмерных нерегулярных волноводах // Волны и дифракция-85: 9-й Всесоюз. симпоз. по дифракции и распространению волн. Т. 2. Тбилиси, 1985. С. 541.
16. Власов С.Н., Пискунова Л.В., Шапиро М.А. Анализ гофрированных преобразователей типов волн в параксиальном приближении // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29, № 2. С. 245 - 248.
17. Пангонис Л.И., Персиков М.В. Анализ типов волн по излучению из волноводов с наклонной апертурой // Радиотехника и электроника. 1971. Т. 16, № 12. С. 2328 - 2331.
18. Власов С.Н., Орлова И.М., Петелин М.И. Квазиоптическая трансформация собственных волн волноводов кругового сечения посредством аксиально-симметричных рефлекторов // Изв. вузов. Радиофизика. 1972. Т. 15, № 12. С. 1913 - 1918.
19. Ваганов Р.Б. Квадратичная фазовая коррекция в волноводной квазиоптике: Препринт ИРЭ АН СССР № 112. М., 1972.
20. Вайнштейн Л.А. Теория дифракции и метод факторизации. М.: Сов. радио, 1966. 432 с.
21. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984. 512 с.
22. Губо Г., Шверинг Ф. Направленное распространение электромагнитных волновых пучков // Зарубежная радиоэлектроника. 1961. № 11. С. 3 - 15.
23. Пискунова Л.В., Шапиро М.А. Излучение симметричных волн из нерегулярных сверхразмерных волноводов и рупоров // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30, № 3. С. 440 - 444.
24. Бабич В.М., Буддырев В.С. Асимптотические методы в задачах дифракции коротких волн. М.: Наука, 1972. 456 с.
25. Бахрах Л.Д., Галимов Г.К. Зеркальные сканирующие антенны. М.: Наука, 1981. 302 с.
26. Thumm M. High power mode conversion for linearly polarized HE_{11} hybrid mode output// Int.J. of Electron. 1986. V.65, N6. P.1135-1153.

27. Schwering F., Zarfler A. Beam waveguide excitation by the aperture field of a tubular waveguide // IEEE Trans. on Microwave Theory & Technique. 1967. V.MTT-15, N3. P.191-193.
28. Керженцева Н.П. Преобразование типов волн в волноводе с плавно меняющимся импедансом стенок // Радиотехника и электроника. 1971. Т. 16, № 1. С. 29 - 36.
29. Власов С.Н., Шапиро М.А. О преобразовании мод волновода кругового сечения в гауссовы пучки: Препринт ИПФ АН СССР № 217. Горький, 1988.
30. Ковалев Н.Ф., Орлова И.М., Петелин М.И. Трансформация волн в многомодовом волноводе с гофрированными стенками // Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. 11, № 6. С. 783 - 786.
31. Власов С.Н., Орлова И.М. Квазиоптический преобразователь волн волновода кругового сечения в узконаправленный волновой пучок // Изв. вузов. Радиофизика. 1974. Т. 17, № 1. С. 148 - 154.
32. Власов С.Н., Загрядская Л.И., Петелин М.И. Преобразование волны шепчущей галереи, распространяющейся в волноводе кругового сечения, в волновой пучок // Радиотехника и электроника. 1975. Т. 20, № 10. С. 2026 - 2030.
33. Kneubühl F.K., Affolter E. Infrared and sub-millimeter-wave waveguide // Infrared and Millimeter Waves. V.1. Acad. Press, 1979. P.235.
34. Виноградов Д.В., Денисов Г.Г. Преобразователь типов волн: Заявка № 4387334/24-09. Положительное решение от 23.12.88 г.
35. Бондаренко Н.Г., Таланов В.И. Некоторые вопросы теории квазиоптических систем // Изв. вузов. Радиофизика. 1964. Т. 7, № 2. С. 313 - 327.
36. Goubau G., Schwering F. A mode system for radially propagating wavebeams // Electromagnetic Wave Theory. Part 1. Proc. of Symp. held at Delft, the Netherlands, Sept. 1965. Pergamon Press, 1967. P.531-538.
37. Малюжинец Г.Д., Вайнштейн Л.А. Поперечная диффузия при дифракции на импедансном цилиндре большого ради-

уса, ч. 1. Параболическое уравнение в лучевых координатах // Радиотехника и электроника. 1961. Т. 6, № 8: С. 1247 - 1258.

38. Einziger P.D., Felsen L.B. Evanescent waves and complex rays // IEEE Trans. on Antennas and Propagation. 1982, V. AP-30, N4. P.594-605.

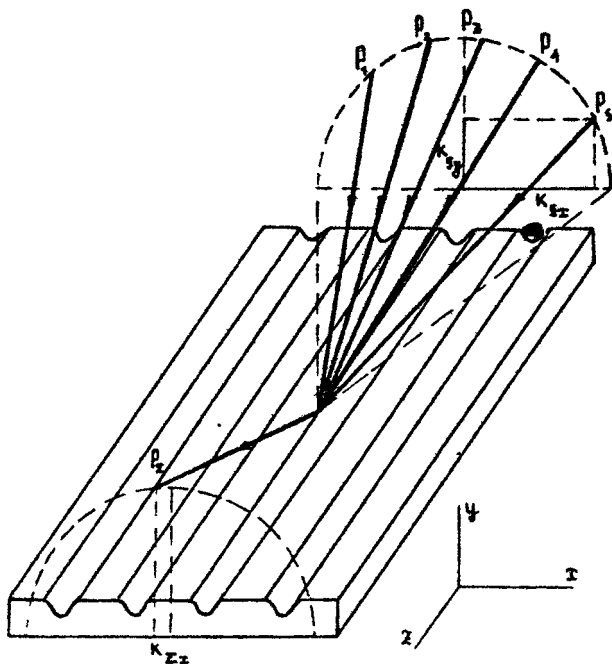
ВСПОМОГАТЕЛЬНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ КВАЗИОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДНЫХ ТРАКТОВ БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ

В.И.Белоусов, Е.В.Копосова, И.М.Орлова,
Н.Ю.Песков, М.И.Петелин

Один из методов, перспективных для нагрева плазмы и генерации токов увлечения в больших токамаках, состоит во введении в плазму направленных поляризованных волновых потоков с частотами, принадлежащими коротковолновой части диапазона СВЧ, и с мощностями от 10^7 до 10^8 Вт. Транспортировку таких потоков естественно осуществлять квазиоптическими (с поперечными размерами, значительно превосходящими длину волны) – открытыми (система зеркал) или закрытыми (цилиндрическая или гофрированная труба) – волноводами.

Нередко возникает потребность снабдить такого рода тракт дополнительными (нерегулярными) элементами, позволяющими управлять волновыми потоками и измерять их параметры. В данной статье обсуждаются некоторые возможные варианты таких элементов. Основной принцип их подбора – исключить перегрузку (СВЧ-пробой, перегрев) стенок (рефлекторов). Поэтому предпочтение естественно отдавать элементам с гладкими – плоскими или плавно гофрированными – металлическими поверхностями.

Сумматор взаимно-сфазированных волновых потоков. Необходимость суммирования сфазированных потоков может возникнуть в системе, где высокочастотная мощность вырабатывается либо набором усилителей, возбуждаемых от общего задающего СВЧ-источника, либо автогенератором, мощность из которого выводится через несколько окон.



Р и с.1. Сумматор фазированных потоков

Потоки можно просуммировать на металлической гофрированной поверхности, исходя из следующего очевидного рассуждения. Плоская волна $\vec{E}_i = \text{Re}(\vec{E}_{i0} \exp(j\omega t - j\vec{k}_i \vec{r}))$, отражаясь от гофра (рис.1), преобразуется в волны $\vec{E}_s = \text{Re}(\vec{E}_{s0} \exp(j\omega t - j\vec{k}_s \vec{r}))$, векторы распространения которых имеют компоненты

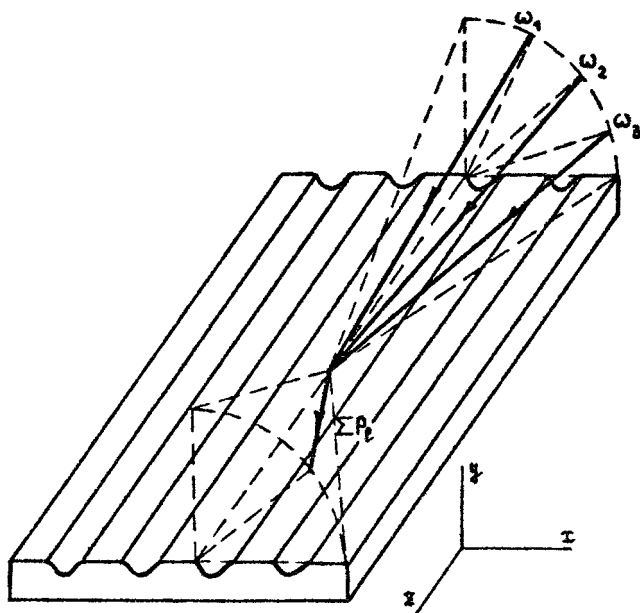
$$k_{sz} = k_{iz}, \quad (1)$$

$$k_{sx} = k_{ix} + s\bar{h}, \quad (2)$$

$$k_{sy} = \sqrt{k^2 - k_{sx}^2 - k_{sz}^2}, \quad (3)$$

где $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$, $\bar{h} = 2\pi/d$, d - период гофра. Варьируя профиль гофра, можно менять соотношения между амплитудами рассеянных волн; мощности, переносимые разными лучами, могут быть, в частности, выравнены. Обращение описанной процедуры рассеяния дает суммирование волн.

Сумматор разночастотных волн. Для нагрева плазмы иногда возможно и даже целесообразно использовать волно-



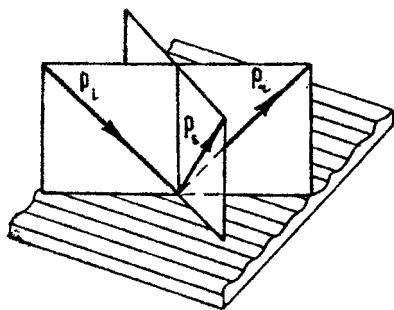
Р и с.2. Сумматор разночастотных потоков

вой поток, состоящий из нескольких однонаправленных потоков, обладающих разными частотами. Объединение разночастотных потоков в одном может быть осуществлено аналогом призмы — гофром (эшелеттом) в режиме, соответствующем автоколлимации [1 — 4] (рис.2).

Суть метода состоит в следующем. При $\kappa_{iz} > 0$ на основе соотношения (2) можно подобрать период гофра так, чтобы могли отражаться (удовлетворяли условию $\text{Im } \kappa_{iy} = 0$) только лучи с $s=0$ и $s=-1$. Соотношение между их мощностями зависит от глубины гофра. В частности, при $\kappa_{-1z} = -\kappa_{iz}$ зеркальный ($s=0$) луч может быть полностью подавлен и вся мощность будет отводиться от гофра (-1)-м лучом — при компланарном ($\kappa_{iz}=0$) рассеянии это режим полного автоколлимационного отражения [1 — 4]. Если уйти из этого режима, сменив исходную частоту ω на близкую ей ω' , то (-1)-й луч отклонится на величину, пропорциональную $\omega' - \omega$, тогда как его мощность вследствие появления зеркального луча уменьшится на величину, пропорциональную $(\omega' - \omega)^2$.

Обратив направления распространения лучей, получаем суммирование разночастотных волн.

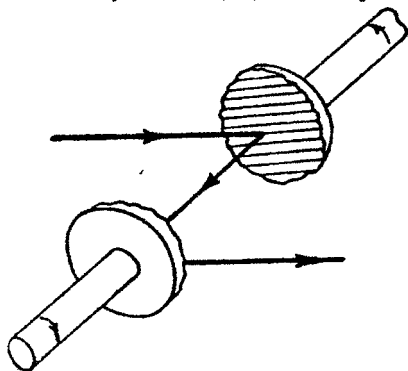
Направленный ответвитель. Простейший из используемых в квазиоптических волноводах ответвитель в виде наклонной к лучу диэлектрической пленки для трактов большой мощности, очевидно, не пригоден. Гораздо более электропрочным



Р и с.3. Направленный ответвитель

ответвителем может служить плавный (например, синусоидальный) неглубокий гофр, нанесенный на одно из зеркал тракта (рис.3). Период гофра должен быть таким, чтобы, кроме зеркального (0-го), отражался только (-1)-й луч. Последний для удобства размещения измерительных элементов можно вывести из плоскости падения исходного луча, для чего направление гофрировки должно быть наклонным (с углом 45°) к этой плоскости.

Перестраиваемый поляризатор. В физических экспериментах по СВЧ-нагреву плазмы представляется удобным оперативно, от импульса к импульсу, изменять поляризацию излучения. Для этой цели в работе [5] был предложен универ-

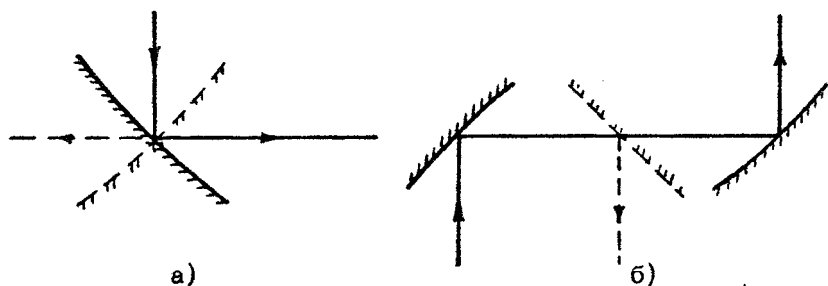


Р и с.4. Перестраиваемый поляризатор

сальный поляризатор, состоящий из трех зеркал, одно из которых гофрировано; изменения поляризации волны обеспечиваются двумя независимыми механическими вращениями.

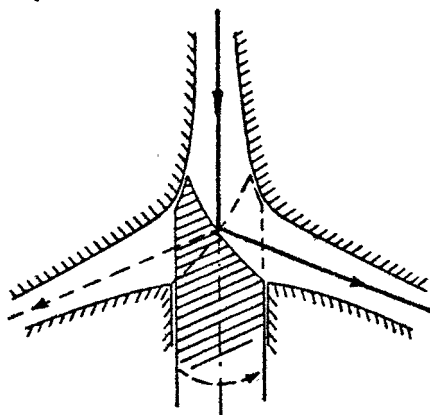
Не менее удобным представляется поляризатор (рис.4), состоящий из двух гофрированных зеркал, которые могут вращаться вокруг осей, перпендикулярных их плоскостям. Период гофра должен быть достаточно мал, чтобы отражение было чисто зеркальным, а глубина должна быть такой, чтобы при отражении Е- и Н-поляризованных волн они сдвигались относительно друг друга по фазе на $\Delta\varphi = \pi/2$. Вращая зеркала вокруг их осей, можно превратить линейную поляризацию в круговую, круговую в линейную, изменить направление линейной поляризации на произвольный угол и, в наиболее общем случае, преобразовать любую эллиптическую поляризацию в любую.

Переключатель. В зеркальном волноводе переключение луча с одного канала на другой может быть осуществлено



Р и с.5. Переключение потока в открытом зеркальном тракте:
 а - поворотом зеркала,
 б - введением дополнительного зеркала

Р и с.6. Переключение потока в закрытом квазиоптическом волноводе



либо поворотом одного из регулярных зеркал, либо введением дополнительного зеркала, наклонного к лучу (рис.5).

Первый из этих методов привлекателен и для закрытых волноводов, особенно если, следуя [6], придать металлическим поверхностям конфигурацию, минимизирующую потери на дифракционное преобразование мод (рис.6).

Л и т е р а т у р а

1. Tseng D.Y., Hessel A., Oliner A.A. Scattering by multimode corrugated structure with application to P type wood anomalies // *Alta Freq.* 1969. V.38, N3. P.82-88.
2. *Electromagnetic Theory of Grating* / Ed. Petit R. Berlin-Heidelberg-New York: Springer-Verlag, 1980.
3. Шестоपालов В.П., Кириленко А.А., Маслов С.А., Сиренко Ю.К. Резонансное рассеяние волн. т.1. Дифракционные решетки. Киев: Наукова думка, 1986.
4. Шейнина Е.В. Полное автоколлимационное отражение при различных профилях гофрированных поверхностей // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1988. Т.31, №8. С.885-888.
5. Thumm M., Barkley H.J., Kasperek W. e.a. Megawatt CW millimeter wave transmission system // *13 Int.Conf. on IR and MM Waves.* Honolulu, Hawaii, Dec. 1988, Conf.Digest. P.111-112.
6. Marcatili E.A.J. Waveguide Elbow. Pat. USA. N3090931, С 1, 333-98, 1963.

О РЕКУПЕРАЦИИ В ГИРОТРОНЕ

Т.В.Бородачева, А.Л.Гольденберг, В.Н.Мануилов

1. ВВЕДЕНИЕ

До сих пор повышение КПД гиротрона практически идентифицировалось с повышением эффективности передачи энергии электронов ВЧ-полю. Расчетные величины электронного КПД гиротрона довольно велики – около 60 %. Почти такие же величины были реализованы в относительно маломощных экспериментальных приборах при использовании пушек, работавших в режиме слабого пространственного заряда с малым разбросом скоростей электронов. КПД наиболее мощных гиротронов диапазона миллиметровых волн обычно не превышает 40 %, и это относительное понижение объясняется уменьшением доли энергии, связанной с вращательным движением электронов^{*)}. Между тем, использование гиротронов в энергетических приложениях, например для нагрева термоядерной плазмы, делает вопрос о КПД весьма актуальным. Наряду с традиционными путями повышения КПД гиротрона представляет интерес и рекуперация – возвращение в источники питания части энергии электронного потока, неизрасходованной при его взаимодействии с ВЧ-полем.

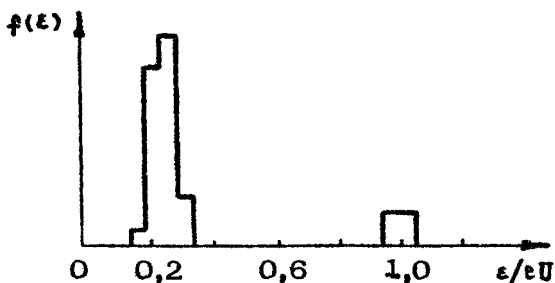
^{*)} Напомним, что в гиротронах ВЧ-полю передается лишь энергия вращательного движения электронов, а энергия их поступательного движения, необходимая для переноса заряда через резонатор, остается практически неизрасходованной. Относительная доля энергии вращательного движения электронов уменьшается как с ростом тока пучка, так и с увеличением разброса скоростей электронов [1].

Рекуперация в высокоэффективных приборах осложняется тем обстоятельством, что энергетический спектр электронного пучка на выходе из рабочего пространства очень широк и простирается от величин, близких к нулевым, до величин, превышающих начальную энергию. Поэтому необходимо провести пространственную рассортировку электронов по скоростям и отдельно загормозить разные скоростные группы. Рекуперация довольно подробно исследована для приборов с прямолинейным электронным потоком, направляемым продольным магнитным полем [2]. Используемые в них принципы рекуперации, вообще говоря, могут применяться и в гиротронах с учетом их особенностей, которые ниже будут рассмотрены. В данной работе⁴⁾ приведены оценки полного КПД гиротрона с рекуперацией, рассмотрены возможности пространственного разделения электронов по энергетическим группам в неоднородных магнитных полях и описаны метод и результаты численного расчета двухступенчатого коллектора гиротрона.

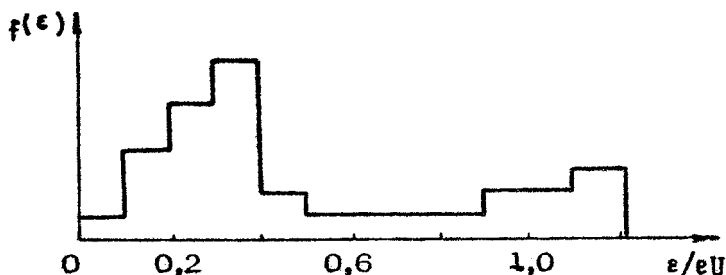
2. ЧТО МОЖЕТ ДАТЬ РЕКУПЕРАЦИЯ В ГИРОТРОНЕ?

В принципе, ответ на поставленный вопрос тривиален — теоретически КПД прибора с рекуперацией может быть близок к 100%. Но в общем случае, для того чтобы приблизиться к этой величине, требуется разделение пучка на много энергетических групп и торможение их на нереально большом числе ступеней. В действительности, как показывает опыт, число ступеней торможения редко превышает два. Для оптимизации по КПД при небольшом числе ступеней торможения необходимо знать распределение электронов по энергиям на выходе из рабочего пространства. Для гиротрона такие данные получены при расчетах КПД без учета (рис. 1) и с учетом (рис. 2) разброса компонент скоростей электронов на входе в резонатор. На рис. 2 распределение скоростей электронов V_{\perp} на входе в резонатор задано гауссовой функцией с центральным значением $V_{\perp c_0} = 0,9 V_0$ и полушириной распределения на уровне e^{-1} $\Delta V_{\perp} = 0,18 V_0$ (V_0 — полная скорость электрона).

⁴⁾ Некоторые результаты работы приведены в [3].



Р и с. 1. Функция распределения электронов по энергии на выходе из резонатора при нулевом разбросе скоростей электронов [4]. Электронный КПД $\eta_e = 66\%$



Р и с. 2. Функция распределения электронов по энергии на выходе из резонатора с учетом разброса скоростей электронов [5]. Электронный КПД гиротрона $\eta_e = 47\%$

В гиротроне движение каждого электрона по всей траектории почти всегда (одно из редких исключений рассмотрено ниже) довольно точно описывается в адиабатическом приближении как наложение двух видов движения – дрейфа ведущего центра и вращения вокруг него. Обычно радиус вращения r_{\perp} (ларморовский радиус) электрона намного превышает разброс радиальных координат ведущих центров ΔR и в то же время много меньше радиальной координаты ведущего центра R , которая принимается за “радиус пучка” (рис. 3). Поэтому в соответствии с теоремой Буша будем считать, что все электроны пучка, вращаясь, колеблются около поверхности аксиально-симметричной силовой трубки с радиусом R , той самой, которая пересекает катод с радиусом R_k в месте эмиссии электронов. То, что энергия электронов

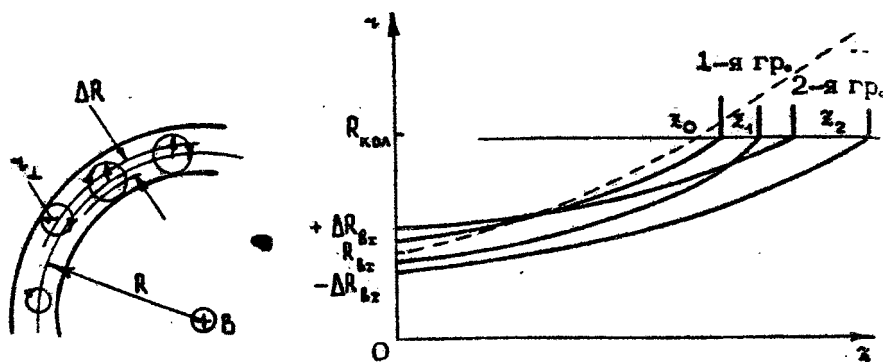


Рис. 3. Границы пучка и проекции электронных орбит на плоскости поперечного сечения.

Рис. 4. Разделение электронов по энергетическим группам в неоднородном магнитном поле. Пунктир – силовая линия магнитного поля

распределена между вращательной (ϵ_{\perp}) и поступательной (ϵ_{\parallel}) компонентами движения, казалось бы, затрудняет отбор энергии статическими полями. Однако в мощных коротковолновых гиротронах коллектор расположен в области поля рассеяния основного соленоида, где магнитное поле $B_{кол}$ не превышает 1/100 части его максимального значения B_0 в резонаторе. В адиабатическом приближении

$$\epsilon_{\perp кол} = \epsilon_{\perp вых} / \alpha_{кол}, \quad \epsilon_{\parallel кол} = \epsilon_{вых} \quad (1)$$

($\epsilon_{вых}$ – полная энергия электрона на выходе из резонатора, $\alpha_{кол} = B_0 / B_{кол}$), т. е. энергия вращения электронов в области коллектора пренебрежимо мала. Вращение электронов усугубляет трудность пространственного разделения их по энергетическим группам из-за того, что в спадающем магнитном поле одновременно с уменьшением ϵ_{\perp} увеличиваются радиусы вращения r_{\perp} (пропорционально $B^{-1/2}$), а это, вследствие равномерного перемешивания частиц по фазам вращения, эквивалентно разбросу радиальных координат электронов, входящих в область коллектора (рис. 4).

Предполагая, что нужное разделение все же удалось осуществить, оценим КПД гиротрона по формуле (см., например, [6])

$$\eta_e = \frac{\eta_e}{1 + \sum_{i=1}^n \alpha_i (1 - U_i / U_0)} \quad (2)$$

где n – число ступеней торможения, η_e – электронный КПД без рекуперации, $\alpha_i = I_i / I_0$, I_i и U_i – ток на i -ю ступень коллектора и ее потенциал, I_0 – полный ток пучка, U_0 – потенциал последнего анода (при нулевом потенциале катода). В соответствии с видом функций распределения электронов по энергии (см. рис. 1 и 2) и во избежание чрезмерного усложнения коллектора число ступеней торможения примем равным двум. При этом в гиротроне без разброса скоростей электронов (см. рис. 1) при $U_1 = 0,8 U_0$ и $U_2 = 0,05 U_0$ (на первой ступени оседают электроны с энергиями $0,2 < \epsilon / \epsilon U_0 < 0,95$, на второй – $\epsilon / \epsilon U_0 > 0,95$) получаем $\alpha_1 = 0,84$, $\alpha_2 = 0,13$ и $\eta_e = 0,94$ %. При разбросе скоростей $\delta v_{\perp} = 20$ %, типичном для коротковолновых гиротронов (см. рис. 2), с оптимальными величинами потенциалов ступеней торможения $U_1 = 0,7 U_0$ и $U_2 = 0,1 U_0$, находим $\alpha_1 = 0,4$, $\alpha_2 = 0,24$, и КПД повышается от $\eta_e = 47,5$ % без рекуперации до $\eta_e = 70$ %. В обоих случаях во избежание отражения электронов часть тока, образованную электронами с минимальными энергиями и равную $(1 - \alpha_1 - \alpha_2) I_0$, требуется отводить на предколлектор с потенциалом U_0 без торможения.

Таким образом, разброс скоростей электронов отрицательно влияет не только на эффективность энергообмена электронов с ВЧ-полем, но и на возможности рекуперации. Все же и при значительном разбросе компонент скоростей электронов рекуперация может обеспечить значительное увеличение КПД гиротрона. Хотя расчет реального коллектора возможен, разумеется, только численными методами, также интересно получить и аналитические решения для простых моделей, позволяющие составить общие представления о коллекторе с рекуперацией.

3. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ ГРУППАМ В НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Создание сильнонеоднородного магнитного поля является одним из обычных приемов разделения электронов по энерге-

гическим группам. Для грубого пучка такое разделение может происходить благодаря нарушению условий адиабатического приближения, в результате чего электроны отклоняются от силовых линий магнитного поля, вдоль которых до сих пор они двигались (т. е. от траекторий в адиабатическом приближении), тем сильнее, чем больше их скорости. В гиротроне при этом необходимо учитывать вышеупомянутый разброс по радиальным координатам влета электронов в область коллектора.

Непосредственно на выходе из резонатора гиротрона большая часть энергии электронов (по крайней мере, тех из них, продольные скорости которых в резонаторе были минимальными; они-то и создают максимальный разброс радиальных координат на входе в коллектор) сосредоточена во вращательном движении с циклотронной частотой ω_0 . В область коллектора электроны, имеющие одинаковую скорость V , входят с разными начальными координатами R_{bz} в зависимости от их фаз вращения. Этот разброс имеет величину

$$\Delta R_{bz} = \pm \frac{V}{\sqrt{\omega_0 \cdot \omega_{bz}}} \quad (3)$$

где $\omega_{bz} = eB_{bz}/m$, B_{bz} — магнитное поле на входе в область коллектора.

Энергетические группы пронумеруем по возрастанию энергии электронов в них: "нулевую" группу нужно осадить на электрод с потенциалом U_0 без торможения, "первую" — на электрод с потенциалом U_1 и т. д. — см. рис. 4, из которого видно, что для разделения скоростных групп грубого пучка на цилиндрическом коллекторе с радиусом $R_{кол}$ необходимо, чтобы координаты точек пересечения граничных траекторий скоростных групп образовали ряд

$$z_0 < z_1(R_{bz} \pm \Delta R_1) < z_2(R_{bz} \pm \Delta R_2) < \dots \quad (4)$$

Не останавливаясь на анализе условий разделения всех групп, для чего требуется учет электрических полей тормозящих ступеней коллектора, рассмотрим как необходимый критерий разделения неравенство

$$z_0 < z_1(R_{bz} + \Delta R_1) \quad (5)$$

4. ОЦЕНКИ ХАРАКТЕРНЫХ РАЗМЕРОВ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В КОЛЛЕКТОРЕ С РЕКУПЕРАЦИЕЙ

Рассмотрим движение электрона в аксиально-симметричном магнитном поле, которое при $x < 0$ является однородным (или плавно меняющимся), а при $x > 0$ относительно быстро спадает с характерным размером неоднородности α . Магнитное поле будем описывать вектор-потенциалом с единственной ненулевой компонентой

$$A_{\varphi} = \gamma B_{0z} q(x/\alpha)/2, \quad (6)$$

где B_{0z} — магнитная индукция при $x = 0$, $q(0) = 1$. Движение электронов будем рассматривать в параксиальном приближении, откуда, в частности, следует постоянство их продольных скоростей $V_x = V$. Для нахождения траекторий электронов согласно [7] совершается преобразование из цилиндрической системы координат r, φ, z в прямоугольную систему x, y, z , вращающуюся с угловой скоростью $eB(x)/2m$ вокруг оси z . В новой системе координат x и y -координаты электрона описываются одинаковыми уравнениями

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x}{dx^2} &= -\kappa^2 q^2(x/\alpha) \frac{x}{\alpha^2}, \\ \frac{d^2 y}{dy^2} &= -\kappa^2 q^2(x/\alpha) \frac{y}{\alpha^2}, \end{aligned} \quad (7)$$

где безразмерный параметр $\kappa = \frac{\alpha \omega_{Hx}}{2V}$. Для некоторых функций $q(x/\alpha)$ можно получить точные решения уравнений (7).

4.1. Модель экранированного магнитного поля

Согласно [7] магнитное поле вблизи аксиально-симметричного ферромагнитного экрана в режиме насыщения можно аппроксимировать колоколообразной функцией вида $1 + x^2/\alpha^2$. Поле на оси системы зададим в виде

$$B(x) = \begin{cases} B_{0z}, & x < 0, \\ B_{0z}/(1 + x^2/\alpha^2), & x > 0 \end{cases} \quad (8)$$

Общее решение уравнений (7) для $V(z)$, заданного в виде (8), приведено в работе [7]:

$$r, \psi = C_{1,2} \frac{\sin [\sqrt{1+\kappa^2} (\psi + C_{3,4})]}{\sin \psi}, \quad (9)$$

где $\psi = \arctg \frac{z}{a}$, $C_{1,2,3,4}$ - произвольные постоянные. Подставив в уравнение (9) начальные условия при

$$t = \frac{z}{V} = 0, \quad r = 0, \quad \psi = R_{Bz}, \quad \dot{r} = -\omega_{Bz} R_{Bz} / 2, \quad \dot{\psi} = 0 \quad (10)$$

и перейдя снова к цилиндрическим координатам, найдем радиальную координату траектории электрона

$$r = R_{Bz} \sqrt{(1+z^2/a^2) \left\{ 1 - \frac{1}{1+\kappa^2} \sin \left[\sqrt{1+\kappa^2} \left(\frac{\pi}{2} - \arctg \frac{z}{a} \right) \right] \right\}}. \quad (11)$$

Отсюда находим, что при $\kappa^2 \leq 3$ электрон монотонно удаляется с увеличением z от силовой линии, описываемой

$$r = R_{Bz} \sqrt{1+z^2/a^2}, \quad (12)$$

на которой он находился при $z = 0$. При $\kappa^2 > 3$ электрон совершает одно или несколько колебаний вблизи силовой линии, прежде чем начнется его монотонное удаление от силовой линии в сторону оси.

Для проверки выполнения условия (5) заменим в выражении (11) R_{Bz} на $R_{Bz} + \Delta R_{Bz}$ (см. (3)). Сопоставление (11) и (12) показывает, что при $\Delta R_{Bz} / R_{Bz} \ll 1$ (эквивалентно $r_A \ll R$, что обычно выполняется в гиротронах) и $\kappa \geq 1$ выполнение (5) обеспечить нетрудно. Более точные значения параметров коллектора и магнитной системы можно определить из неравенства

$$\sin \left[\sqrt{1+\kappa^2} \left(\frac{\pi}{2} - \arctg \frac{z}{a} \sqrt{\frac{R_{KBz}^2}{R_{Bz}^2} - 1} \right) \right] > \sqrt{\frac{2\Delta R_{Bz}}{R_{Bz}} (1+\kappa^2)}, \quad (13)$$

следующего из (5) с учетом (11) и (12).

4.2. Модель локальной сильной неоднородности магнитного поля

Проанализируем движение электрона в поле магнитной системы, состоящей из соленоидов, в которой направление

магнитного поля претерпевает локальное резкое изменение. В месте "излома" силовой линии электрон приобретает компоненту скорости, перпендикулярную к направлению силовой линии, вообще говоря, тем большую, чем выше скорость электрона. Этот эффект можно использовать для пространственного разделения электронов по скоростным группам.

Осевое распределение магнитного поля будем аппроксимировать следующим образом:

$$B_z(z) = \begin{cases} B_{0z}, & z < 0, \\ \frac{B_{0z}}{1+z/a}, & z > 0. \end{cases} \quad (14)$$

Тогда уравнения (7) могут быть приведены к виду уравнения Эйлера, решение которого дано в работе [9].

Характер движения электрона в поле, описываемом (14), зависит от знака параметра $4k^2 - 1$. Если он отрицательный, то электрон монотонно удаляется от силовой линии тем быстрее, чем больше его скорость V , что, в принципе, позволяет осуществить рассортировку электронов по величине энергии. Однако из оценок следует, что в коротковолновых гиротронах при типичных параметрах магнитных систем и не слишком больших размерах коллектора реализуется случай $k^2 \gg 1$. В этом случае радиальная координата электрона

$$r = R_{0z} \sqrt{(1+z/a) \left[1 + \frac{1}{8k} \sin 2L(z) - \frac{1}{8k^2} \cos 2L(z) \right]} \quad (15)$$

где $L(z) = k \ln(1+z/a)$. Отсюда видно, что электрон осциллирует с нарастающим шагом вблизи силовой линии магнитного поля, описываемой

$$r = R_{0z} \sqrt{1+z/a}. \quad (16)$$

Таким образом, условие оптимального разделения "первой" и "нулевой" скоростных групп (т. е. условие (4)), находим из (5), (15) и (16) в виде

$$\Delta R_{0z} / R_{0z} < 1 / (4k^2 - 1), \quad (17)$$

$$k \ln R_{кол}^2 / R_{0z}^2 \approx \pi/4. \quad (18)$$

При заданных значениях параметров гиротрона - радиуса пучка в резонаторе R_0 ($R_{0z} = R_0 \sqrt{\omega_0 / \omega_{0z}}$); радиуса коллек-

тора $R_{\text{кол}}$, минимальной скорости электрона V_1 в "первой" скоростной группе - из условий (17) и (18) можно оценить величину магнитного поля $B_{\text{изл}}$ в области "излома" силовой линии и размер неоднородности поля ρ , необходимые для пространственного разделения "первой" и "нулевой" энергетических групп электронного пучка.

5. МЕТОД ТРАЕКТОРНОГО АНАЛИЗА КОЛЛЕКТОРНЫХ СИСТЕМ ГИРОТРОНОВ

Для точного расчета коллектора гиротрона, тем более коллектора с рекуперацией, разработан численный метод определения электронных траекторий. Он основан на методе расчета систем формирования электронных пучков [9], модифицированном с учетом распределения электронов по энергии и большей протяженности траекторий электронов.

На начальном участке спада магнитного поля, где $B_z \approx B_0 / 30$ (B_0 - поле в рабочем пространстве), движение электрона с большой степенью точности описывается адиабатической теорией [1] и численного интегрирования уравнений движения здесь не требуется. Поэтому процедура траекторного анализа в коллекторной области строится следующим образом. В выходной плоскости рабочего пространства $z = z_0$ задаются ток пучка I_0 , радиус среднего ведущего центра электронных орбит R_0 , разброс ведущих центров в резонаторе ΔR_0 , число энергетических групп M и полная энергия электронов $W_n = W_0 + (n-1)h\omega$ каждой группы ($n = 1, 2, \dots, M$). Для каждой группы задаются также относительная величина разброса вращательных скоростей электронов и отношение t_{1n} энергии вращательного движения электронов к их полной энергии. Численное интегрирование производится от плоскости z , которую мы обозначили $z_{\text{ст}}$, где $B(z_{\text{ст}}) \approx B(z_0) / 30$. Здесь электронный поток разбивается на $P = M \cdot L \cdot K \cdot N$ трубок тока, где N - число групп частиц с различными скоростями вращения V_1 , L - число групп с различными радиальными координатами ведущих центров R , K - выбранное число начальных фаз вращения электронов в каждой группе. Каждой трубке тока в соответствии с функцией распределения приписывается ток I_p ($p = 1, 2, \dots, P$). Координаты и скорости электронов пересчитываются из плоскости z_0 в плоскость $z_{\text{ст}}$ с помощью соотношений, следу-

ющих из адиабатической теории и закона сохранения энергии. Величины ларморовского радиуса r_L и радиуса ведущего центра R , осцилляторной V_{\perp} и дрейфовой V_{\parallel} компонент скорости электрона определяются из следующих соотношений:

$$R = \left[R_0 + \Delta R_0 \left(\frac{2\ell - 1 - L}{2L} \right) \right] \sqrt{\frac{B_0}{B_z}}; \quad \ell = 1, \dots, L;$$

$$V_{\perp mn} = \sqrt{\epsilon_m t_{1m} B_z / B_0} \left[1 + \delta V_{1m} \left(\frac{2n - 1 - N}{2N} \right) \right], \quad r_{1mn} = V_{\perp mn} / B_{zT}; \quad (19)$$

$$V_{\parallel mn} = \sqrt{\epsilon_m - V_{\perp mn}^2}; \quad n = 1, \dots, N; \quad m = 1, \dots, M.$$

Электрон с вычисленными по формулам (19) $R, r_{1mn}, V_{\perp mn}, V_{\parallel mn}$ имеет следующие координаты и скорости на входе в расчетную область $z > z_{CT}$ (индексы ℓ, m, n для простоты опускаем):

$$r = \sqrt{(r_L \sin \theta_k)^2 + (R - r_L \cos \theta_k \cos \alpha)^2},$$

$$z = z_{CT} + r_L \cos \theta_k \sin \alpha;$$

$$\varphi = 0, \quad V_r = V_{\perp} \cos \beta + V_y \sin \beta, \quad (20)$$

$$V_z = -V_{\perp} \sin \theta_k \sin \alpha + V_{\parallel} \cos \alpha,$$

$$V_{\varphi} = -V_{\perp} \sin \beta + V_y \cos \beta,$$

$$\theta_k = -\pi + \frac{2\pi}{k} (k - 0,5); \quad k = 1, \dots, K,$$

где

$$V_r = -V_{\perp} \cos \theta_k,$$

$$V_y = -V_{\perp} \sin \theta_k \cos \alpha + V_{\parallel} \sin \alpha,$$

$$\beta = \begin{cases} \beta_0, & \beta > 0, \\ \pi + \beta_0, & \beta < 0, \end{cases} \quad (21)$$

$$\beta_0 = \alpha \operatorname{ctg} (R - r_L \cos \theta_k \cos \alpha) / (r_L \sin \theta_k).$$

Соотношения (19) - (21) записаны в безразмерных переменных, обычно используемых при траекторном анализе винтовых электронных пучков [9].

Электрическое и магнитное поля рассчитываются соответственно по методикам [10] и [11], причем электрическое поле учитывается лишь в заданной области $x_1 \leq x \leq x_2$, вне которой оно заведомо слабое и не оказывает заметного влияния на движение электронов. В рассматриваемом ниже случае коллектора с рекуперацией плоскости $x=x_1$ и $x=x_2$ ограничивают область, где в основном сосредоточено поле электродов с разными потенциалами.

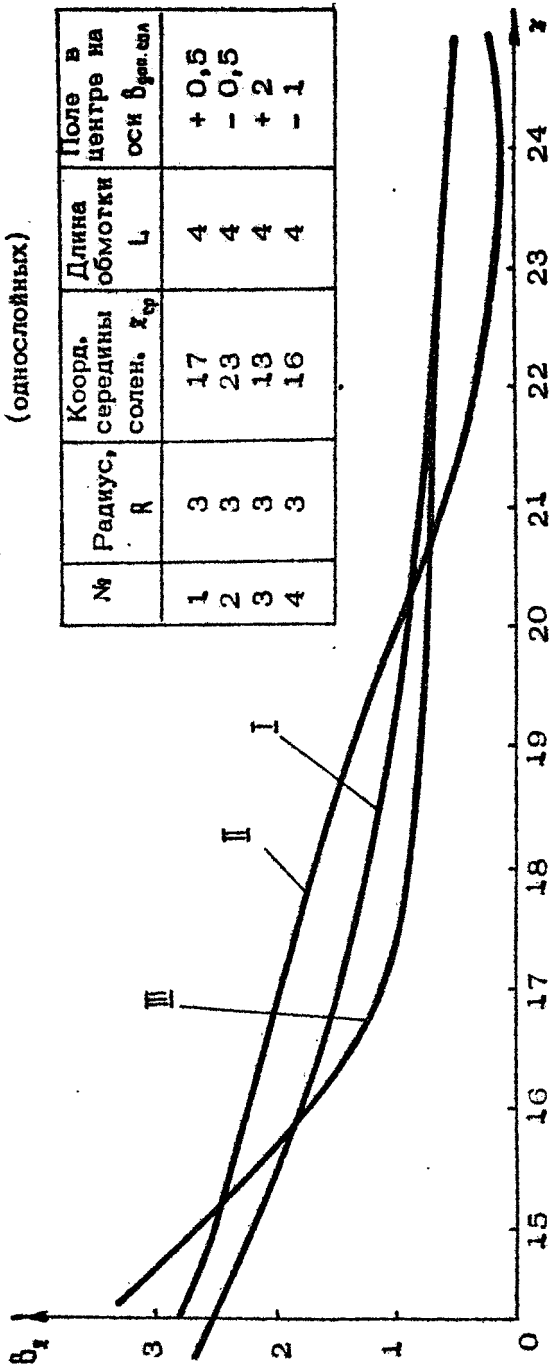
Интегрирование уравнений движения проводится методом рядов Тэйлора [11] с постоянным шагом Δt . Каждая траектория рассчитывается до тех пор, пока она не пересечет поверхность коллектора или время пролета электрона не превысит заданную величину T , которая обычно выбирается равной 1,5 - 2 временам пролета коллекторной области. (Последнее ограничение упрощает анализ при наличии отраженных электронов). В результате расчета определяются границы следа пучка и распределение плотности тока на коллекторе. С учетом пространственного заряда пучка задача решается итерационным методом аналогично расчету пучка в области пушки [11] до тех пор, пока максимальная разность координат точек оседания электронов на двух соседних итерациях не станет меньше заданной величины.

6. РЕЗУЛЬТАТЫ ТРАЕКТОРНОГО АНАЛИЗА КОЛЛЕКТОРА С РЕКУПЕРАЦИЕЙ

Анализ коллекторных систем с рекуперацией проводился для гиротрона на длине волны 3 мм со следующими значениями радиуса пучка и магнитной индукции в резонаторе и полного "исходного" напряжения пучка: $R_0 = 2,5$ мм, $B_0 = 3,8$ Тл, $U_0 = 30$ кВ. График осевого распределения магнитного поля, создаваемого основным соленоидом, приведен на рис. 5 (кривая I). Согласно рис. 1 и 2 функция распределения "отработанных" электронов по энергии имеет два максимума, соответствующих $\epsilon \approx 0,3 e U_0$ и $e U_0$. Поэтому рассматривалась возможность разделения электронов на три группы: нулевую - с энергией электронов $\epsilon < 0,3 e U_0$,

Параметры дополнительных соленоидов
(однослойных)

№	Радиус, R	Коорд. середины солен., x_{cp}	Длина обмотки L	Поле в центре на оси $B_{з, осл}$
1	3	17	4	+ 0,5
2	3	23	4	- 0,5
3	3	13	4	+ 2
4	3	16	4	- 1



Р и с. 5. Осевое поле B_z в области коллектора: I - без дополнительных соленоидов, II - с дополнительными соленоидами 1 и 2, III - с дополнительными соленоидами 3 и 4

которая должна оседать на предколлекторе без торможения, первую - $0,3 < \epsilon/\epsilon U_0 < 0,9$ и вторую - $\epsilon/\epsilon U_0 > 0,9$. Траекторный анализ проводился в нерелятивистском приближении, разбросы осцилляторных скоростей и ведущих центров электронных орбит ΔR не учитывались.

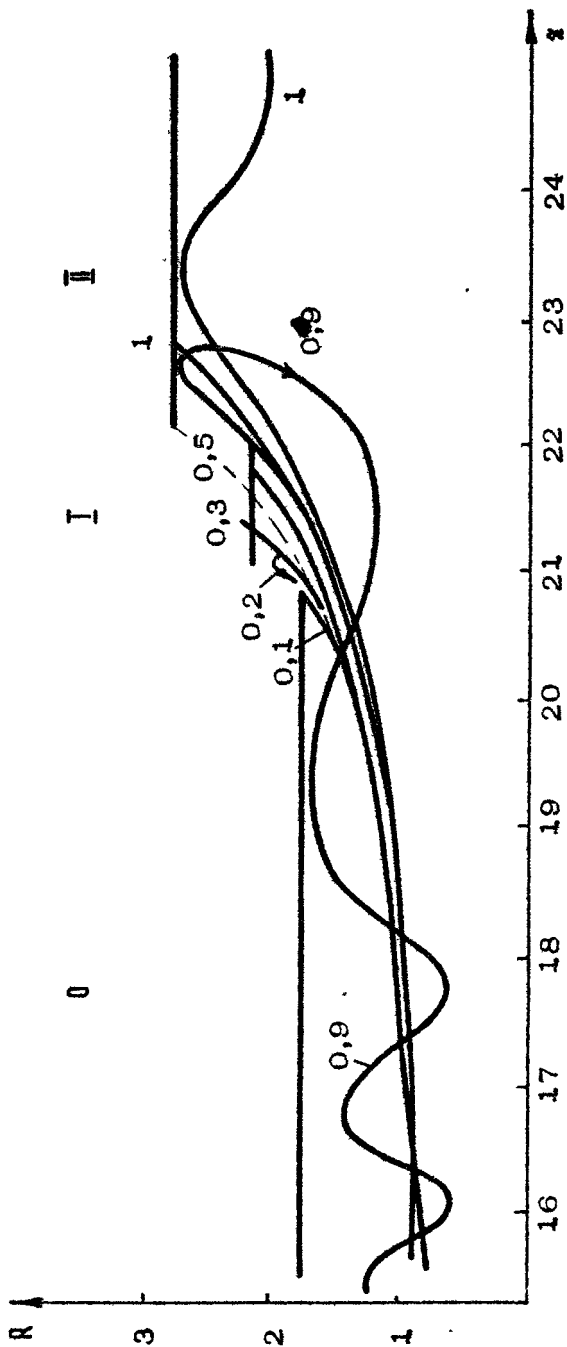
Вначале проверялась возможность разделения электронов по энергетическим группам в невозмущенном поле рассеяния соленоида. Расчет электронных траекторий показал, что при продвижении в область слабых магнитных полей вплоть до $B = B_0/340$ (при этом радиус пучка превысил допустимый радиус коллектора) даже электроны с энергией $\epsilon/\epsilon U_0$, для которых адиабатическое приближение нарушается в первую очередь, не отошли от поверхности силовой трубки магнитного поля, вблизи которой они начали свое движение при $z = z_{ст}$. Следует подчеркнуть, что в наиболее дальних полях рассеяния для которых проводился расчет, условие адиабатического приближения для самых быстрых электронов, вообще говоря, было нарушено - шаг их траектории превышал характерный размер неоднородности магнитного поля, но "степень нарушения" для пространственного разделения энергетических групп оказалась недостаточной. Если аппроксимировать невозмущенное поле соленоида колоколообразной функцией, то согласно (14) электроны с энергией $\epsilon/\epsilon U_0$ начинают удаляться от "своей" силовой линии в полях рассеяния значительно меньших, чем $B_0/340$, что не противоречит результатам траекторного анализа.

Дальнейшие расчеты проводились для магнитных систем с дополнительными катушками, посредством которых в определенной части коллекторной области создавалось магнитное поле с достаточно малым характерным размером неоднородности (см. рис. 5). Как показали расчеты, для каждого значения радиуса коллектора $R_{квд}$ имеются оптимальные значения тока вспомогательных катушек, при которых разделение энергетических групп наибольшее. При использовании данного основного соленоида обеспечить разделение энергетических групп, достаточное для рекуперации, удается только при $B_0 < B_0/200$. При этом вблизи вспомогательных катушек имеется небольшая область, где шаг винтовой траектории электрона превосходит характерный размер неоднородности поля не менее чем в 5 - 10 раз, что соответствует случаю "локальной сильной неоднородности", рассмотренному выше. Раз-

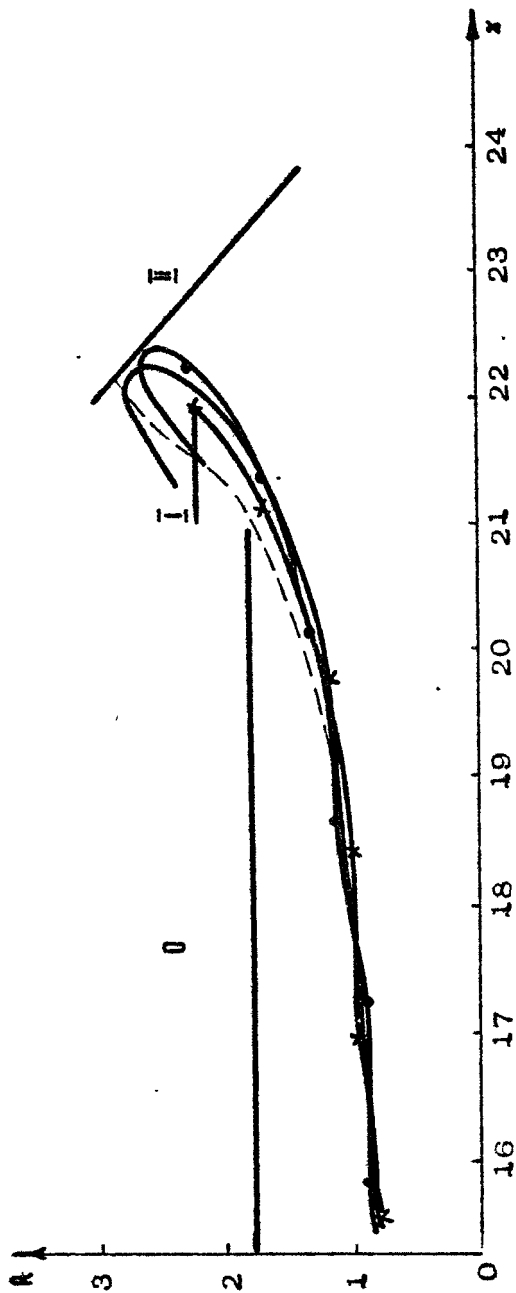
лет электронов в области сильной неоднородности магнитного поля, где угол наклона силовой линии резко (в масштабе шага электронной траектории) меняется, можно пояснить тем, что электроны как бы "встреливаются" в коллекторную область под углом к силовой линии и при этом их скорости циклотронного вращения значительно увеличиваются.

Применение в гиротроне коллектора с рекуперацией с электродами одинакового радиуса, как в [6], нецелесообразно ввиду малого расстояния между электродами и малой длины самих электродов. Более предпочтительным является ступенчатое расположение электродов, изображенное как один из промежуточных вариантов на рис. 6. Учитывая, что функция распределения электронов по энергии имеет максимумы при $\epsilon = 0,3 e U_0$ и $\epsilon = e U_0$, потенциалы первой и второй ступеней коллектора были выбраны равными $0,75 U_0$ и $0,1 U_0$ соответственно. Расчет проводился для групп электронов с ϵ/eU_0 от 0,1 до 1 с интервалом $H_e = 0,1$. На рис. 6 изображены характерные траектории электронов некоторых групп. Электроны с энергией $\epsilon/eU_0 \leq 0,2$ садятся на предколлектор, причем некоторые из них описывают мелкие петли вблизи конца предколлектора. В то же время часть электронов первой группы с ϵ/eU_0 равными 0,8 и 0,9 не попадают на первую тормозящую ступень коллектора и отражаются в направлении резонатора. (На рис. 6 видно, что неадиабатический характер движения частиц в коллекторной области привел к резкому увеличению вращательной скорости отраженного электрона). Применение наклонной второй ступени коллектора устраняет отражение электронов (рис. 7). Теперь парциальные пучки с ϵ/eU_0 равными 0,8 и 0,9 описывают петли и садятся на поверхность первой ступени коллектора с обратной стороны. Траектории электронов с $\epsilon/eU_0 \leq 0,5$ при изменении наклона второй ступени коллектора почти не изменяются и остаются близкими к тем, что показаны на рис. 6.

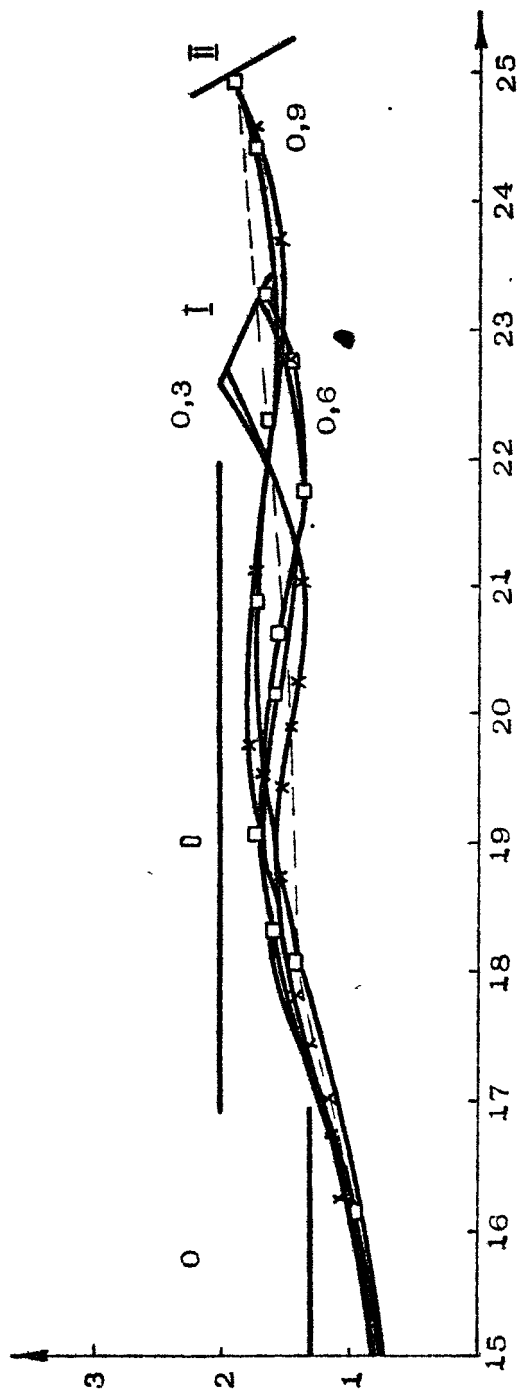
Расчет электронных траекторий с учетом поля пространственного заряда пучка показал, что при токах до 6 А (эта величина превышает расчетный максимальный ток гиротрона) траектории электронов остаются такими же, как и без учета пространственного заряда. Только при токе 1,5 А часть высокоэнергичных электронов, проходивших при меньших токах на вторую ступень коллектора, оседает на первой ступени.



Р и с. 6. Коллектор с рекуперацией с цилиндрическими электродами. Сплошными линиями обозначены траектории электронов с ϵ/eU_0 равными 0,1; 0,2; 0,3; 0,5; 0,9 и 1. Пунктир — силовая линия магнитного поля. Распределение осевого поля соответствует кривой II на рис. 5. Потенциалы ступеней: 0 — U_0 ; I — $0,75 U_0$; II — $0,1 U_0$.



Р и с. 7. Коллектор с рекуперацией с колической II ступенью. Траектории электронов с $\epsilon/\epsilon U_0 = 0,9$. Все электроны с $\epsilon/\epsilon U_0 \geq 1$ попадают на II ступень коллектора. Траектории электронов с $\epsilon/\epsilon U_0 < 0,9$, магнитное поле и потенциалы ступеней приведены на рис. 6



Р и с. 8. Траектории электронов в двухступенчатом коллекторе при осевом распределении магнитного поля, соответствующем кривой Ш на рис. 5. Потенциалы ступеней: 0 - U_0 ; I - $0,75 U_0$; II - $0,1 U_0$; $\epsilon/e U_0$; равны 0,3; 0,6; 0,9

В основном же электронные траектории почти до места оседания с увеличением тока меняются мало, поскольку, как показывают оценки, кулоновское поле пространственного заряда пучка в области между предколлектором и второй ступенью коллектора имеет величину на порядок меньшую, чем электрические поля электродов. Эффект перераспределения электронов по ступеням коллектора можно скомпенсировать путем небольшого изменения тока вспомогательных катушек. Таким образом, расчеты показали, что при конфигурации электродов коллекторной системы, подобной изображенной на рис. 7, возможен отбор почти всей той части неизрасходованной энергии электронов, которая, в принципе, может быть возвращена в источник питания при двухступенчатой рекуперации.

До сих пор рассматривалось разделение пучка в резко спадающем магнитном поле (в области, где угол наклона силовой линии магнитного поля резко увеличивается), но такое разделение возможно и при резком уменьшении угла наклона магнитной силовой линии или изменении его знака на обратный. Распределение с уменьшением угла наклона показано на рис. 5 (кривая III), а полученные при нем результаты траекторного анализа двухступенчатого коллектора приведены на рис. 8. Предполагалось, что в этом случае диаметры электродов коллектора, и соответственно размеры всего прибора, могут быть меньшими, чем в предыдущем. Однако, как показывает анализ, все рассмотренные варианты коллекторной системы с распределением магнитного поля типа кривой III на рис. 5 отличаются большей критичностью по отношению к небольшим изменениям параметров пучка и магнитной системы, чем при распределении типа кривой II на рис. 5.

Наличие двух максимумов функции распределения электронов, прошедших через резонатор гиротрона, дает возможность существенного повышения КПД гиротрона — до 70 % и выше — при двухступенчатом коллекторе с рекуперацией. Аналитические формулы позволяют оценить, при каких размерах коллектора и значениях магнитного поля возможно эффективное пространственное разделение электронов по энергетическим группам. Разработанная программа траекторного анализа позволяет при заданных потенциалах электродов коллектора и тока пучка рассчитать форму этих электродов.

Л и т е р а т у р а

1. Гольденберг А.Л., Петелин М.И. Формирование винтовых электронных пучков в адиабатической пушке // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16, № 1. С. 141 - 149.
2. Муравьев В.В., Тараненко В.П. Рекуперация энергии "отработанных" электронов в ЛЕВ и ЛОВ типа "0" (обзор) // Электронная техника. Сер. 1, Электроника СВЧ. 1967. № 2. С. 3 - 16.
3. Fix A.Sh. e.a. The problems of increase in power, efficiency and frequency of gyrotrons for plasma investigations // Int.J. of Electron. 1984. V.57, №6. P.821-826.
4. Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С. К нелинейной теории релятивистского гиروتрона // Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22, № 6. С. 754 - 763.
5. Ергаков В.С., Моисеев М.А., Эрм Р.Э. Влияние разброса скоростей электронов на характеристики гиروتрона // Электронная техника. Сер. 1, Электроника СВЧ. 1980. № 3. С. 20 - 27.
6. Алямовский И.В. Многоскоростной электронный поток в области коллектора с двухступенчатой рекуперацией в неоднородном магнитном поле // Электронная техника. Сер. 1, Электроника СВЧ. 1973. № 9. С. 3 - 11.
7. Глазер В. Основы электронной оптики. М.: ГИТТЛ, 1957. С. 213 - 215, 403 - 407.
8. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Наука, 1971. С. 367.
9. Мануилов В.Н., Цимринг Ш.Е. Траекторный анализ винтовых электронных пучков с учетом их пространственного заряда // Электронная техника. Сер. 1, Электроника СВЧ. 1977. № 4. С. 67 - 76.
10. Мануилов В.Н., Цимринг Ш.Е. Об учете сил пространственного заряда при траекторном анализе электронных пучков // Изв. вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24, № 4. С. 491 - 497.
11. Лыгин В.К., Цимринг Ш.Е. Расчет электронных траекторий в пучках, формируемых аксиально-симметричными магнетронно-инжекторными пушками // ЖТФ. 1973. Т. 43, № 8. С. 1695 - 1702.

ПЕРСПЕКТИВЫ ПОВЫШЕНИЯ ПРОПУСКНОЙ СПОСОБНОСТИ ОКОН ВЫВОДА ЭНЕРГИИ ГИРОТРОНОВ

П.Б.Сушилини, А.Ш.Фикс, В.В.Паршин

ВВЕДЕНИЕ

В проектируемых установках управляемого термоядерного синтеза удерживающее магнитное поле имеет величину 4-8 Тл, а время удержания плазмы превышает 1 с. В соответствии с этим гиротроны, предназначенные для нагрева плазмы в условиях электронно-циклотронного резонанса, должны генерировать в квазинепрерывном или непрерывном режимах электромагнитное излучение коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн. В таких гиротронах крайне остро стоит проблема обеспечения транспортировки мощного СВЧ-излучения через выходное окно. Основной причиной, ограничивающей величину транспортируемой мощности в этом диапазоне, является поглощение излучения в окне с последующим его разогревом, приводящим к разрушению тем или иным путем (вследствие термических напряжений, плавления и так далее).

Продемонстрируем возникающие здесь проблемы на примере оценки пропускной способности сапфирового окна в непрерывном режиме для случаев охлаждения хладагентом комнатной температуры по периметру и с поверхности (последний тип охлаждения реализуется в известной конструкции двойного дискового окна).

Объемная плотность потерь \bar{p}_v в диэлектрике с диэлектрической проницаемостью ϵ и тангенсом угла потерь $\text{tg } \delta$ на частоте f равна

$$p_v = 2\pi f \epsilon \epsilon_0 \text{tg } \delta |\vec{E}|^2,$$

где ϵ_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума, \vec{E} - амплитуда электрического поля (используется международная система единиц). Интегрируя это выражение по толщине окна вдоль направления распространения электромагнитной волны для случая плоского дискового окна толщиной

$$\Delta = 0,5 \text{ м} \epsilon^{-1/2}, \quad (1)$$

кратной целому числу m полуволн в диэлектрике (условие отсутствия отражения), на которое нормально падает квазиплоский волновой пучок, получим известное выражение для распределения поверхностной плотности потерь \bar{p}_s по поперечному сечению пучка:

$$\bar{p}_s = \sum p_s, \quad \sum = \pi \epsilon^{-1} f(\epsilon+1) \text{тг} \delta \Delta, \quad (2)$$

где c - скорость света, p_s - распределение плотности мощности по поперечному сечению пучка. Из выражений (2) следует, что например, для окна толщиной $\Delta \sim 3$ мм из сапфира на частоте порядка 150 ГГц ($\epsilon = 9,6$, $\text{тг} \delta \sim 2 \cdot 10^{-4}$) относительные потери $\sum \sim 1\%$.

При интенсивном охлаждении по периметру его температура не зависит от величины теплосъема и приращение температуры ΔT в центре окна определяется поглощаемой мощностью $\bar{p} = \sum p$:

$$\Delta T \sim (2\pi \gamma \Delta)^{-1} \bar{p} = (2\gamma c)^{-1} f(\epsilon+1) \text{тг} \delta p,$$

где $\gamma = 20 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ - коэффициент теплопроводности сапфира, p - мощность электромагнитного излучения. При нагреве в окне возникают температурные напряжения растяжения и сжатия величиной порядка $\alpha E \Delta T$ ($\alpha = 7 \cdot 10^{-6} \text{ К}^{-1}$ - температурный коэффициент расширения, $E = 3,5 \cdot 10^{11} \text{ Н/м}^2$ - модуль Юнга сапфира). Поскольку предел прочности сапфира на растяжение $\sigma = 2,6 \cdot 10^8 \text{ Н/м}^2$ существенно меньше предела прочности на сжатие, то разрушающая окно разность температур $\Delta T_{\text{max}} \sim \sigma (\alpha E)^{-1}$ составит величину порядка 100 К. Ввиду этого пропускная способность P_{max} сапфирового окна

$$P_{\text{max}} \sim 2\gamma c \sigma [\alpha E f(\epsilon+1) \text{тг} \delta]^{-1}$$

имеет величину порядка 4 кВт. Как следует из этого выражения, максимальная величина транспортируемой мощности не зависит от геометрических размеров окна. В этом смысле в непрерывном режиме перспективы увеличения пропускной способности охлаждаемого по периметру окна отсутствуют.

При охлаждении с поверхности пропускная способность P_{max} определяется тепловым балансом между поглощаемой мощностью ΣP_{max} и предельно возможным теплосъемом $q_{\text{max}} \pi R_{\perp}^2$, где q_{max} - максимально возможная поверхностная тепловая нагрузка, снимаемая охлаждающей жидкостью, а R_{\perp} - характерный поперечный радиус волнового пучка излучения. Для флюорокарбона, обычно используемого в качестве хладагента при охлаждении с поверхности, согласно данным по реально достижимому коэффициенту теплоотдачи [1], при максимально допустимой разности температур между окном и флюорокарбоном примерно 100 К [2] получим $q_{\text{max}} \sim 70 \text{ Вт/см}^2$. Соответственно, максимальная величина транспортируемой мощности

$$P_{\text{max}} \sim \Sigma^{-1} q_{\text{max}} \pi R_{\perp}^2 = c q_{\text{max}} R_{\perp}^2 [f(\epsilon+1) \tau q \Delta]^{-1}$$

при поперечном размере волнового пучка $2R_{\perp} \sim 4 \text{ см}$ составит величину порядка 100 кВт. Из данной формулы следует, что в отличие от охлаждения по периметру при охлаждении с поверхности имеется возможность значительного повышения пропускной способности окна путем увеличения диаметра волнового пучка $2R_{\perp}$ с одновременным увеличением диаметра окна $2R$. Максимальный поперечный размер волнового пучка составляет примерно половину диаметра окна $R_{\perp}/R \sim 0,5$ и поэтому для значительного увеличения пропускной способности окна необходимо существенно увеличить его диаметр по сравнению с $2R = 8 \text{ см}$. Такое увеличение диаметра сапфирового окна, однако, связано с решением ряда технических и технологических проблем.

Существует альтернативная возможность значительно повысить уровень транспортируемой мощности, основанная на экспериментально обнаруженной чрезвычайно малой диссипации электромагнитных волн в монокристаллах лейкосапфира при криогенных температурах по сравнению с комнатной [3 - 6]. Рассмотрению этой возможности и посвящена настоящая работа, в которой приводятся аналитические оценки пропускной способности криогенно охлаждаемых окон и результаты численных расчетов зависимости пропускной способности конкретного варианта сапфирового окна, охлаждаемого жидким азотом, от длительности импульса электромагнитного излучения с частотой 150 ГГц.

ОЦЕНКИ ПРОПУСКНОЙ СПОСОБНОСТИ КРИОГЕННО ОХЛАЖДАЕМЫХ ОКОН

Максимальная величина мощности, пропускаемая окном вывода энергии, определяется многими факторами. К тому же теория низкотемпературной диссипации СВЧ-излучения в диэлектриках [7,8] не исключает возможности получения образцов других диэлектриков с значительным снижением величины диссипации при понижении температуры. Поэтому представляет интерес анализ зависимости пропускной способности криогенно охлаждаемого окна от его геометрических размеров, свойств диэлектрика, температуры и условий охлаждения при достаточно общих предположениях.

Пусть волновой пучок электромагнитного излучения частоты f в течение времени t_n нормально падает на плоское дисковое диэлектрическое окно с начальной температурой T_0 , радиусом R и толщиной $\Delta \ll R$, удовлетворяющей условию отсутствия отражения (1). Предположим, что длительность импульса излучения t_n значительно превышает время диффузии тепла t_u по толщине окна между максимумами поглощения ($t_u \sim (\Delta/m)^2 c_p \rho \chi^{-1}$, где c_p , ρ и χ соответственно теплоемкость, плотность и теплопроводимость материала окна). В этом случае можно пренебречь пространственными вариациями температуры по толщине окна. Будем считать, что пропускная способность окна β_{max} равна мощности P волнового пучка, при которой максимальная температура окна в конце излучения достигает некоторой предельно допустимой величины T_* , возможно зависящей от параметров диэлектрика, формы распределения температуры и т.д.

Рассмотрим вначале случай, когда длительность импульса излучения t_n значительно меньше времени распространения тепла t_{\perp} в окне на расстояние порядка характерного поперечного размера волнового пучка R_{\perp} ($t_{\perp} \sim R_{\perp}^2 c_p \rho / \chi$), полагая, что при охлаждении окна с поверхности t_n также существенно меньше времени установления теплоотдачи $t_T \sim c_p \rho \Delta / \alpha_T$ (α_T - коэффициент теплоотдачи с поверхности). При этом охлаждение не оказывает влияния на распределение температуры в окне. Возрастание температуры T окна со временем t в течение импульса излучения в области волнового пучка определяется поверхностной плотностью поглощаемой мощности $\bar{p}_s = \sum p_s \sim \sum P (\pi R_{\perp}^2)^{-1}$ (здесь \sum определено согласно (2)) и теплоемкостью c_p :

$$\frac{\partial T}{\partial t} \sim \bar{P}_0 (c_p \rho \Delta)^{-1} \sim (\pi c_p \rho R_{\perp}^2)^{-1} f(\epsilon+1) t_q \delta \rho. \quad (3)$$

Пропускную способность определим, интегрируя это уравнение. Ограничимся предположением о степенной зависимости теплоемкости и тангенса угла диэлектрических потерь от температуры:

$$c_p = (c_p)_{T_0} (T/T_0)^{\kappa}, \quad t_q \delta = (t_q \delta)_{T_0} (T/T_0)^{\alpha}, \quad \alpha, \kappa > 0. \quad (4)$$

Если показатель α и отношение предельно допустимой температуры T_* к начальной температуре окна T_0 достаточно велики, так что $(T_*/T_0)^{\alpha-\kappa-1} \gg 1$, то, интегрируя (3), получим

$$P_{\max} t_{*} \sim c_p R_{\perp}^2 (c_p)_{T_0} T_0 [f(\epsilon+1) (t_q \delta)_{T_0} (\alpha-\kappa-1)]^{-1}. \quad (5)$$

Таким образом, в данном случае максимальная СВЧ-энергия $P_{\max} t_{*}$, пропускаемая окном, не зависит от максимально допустимой температуры окна T_* .

Перейдем теперь к окну с охлаждением по периметру, работающему в непрерывном режиме. Точнее, будем предполагать, что охлаждение достаточно интенсивно, чтобы поддерживать периметр при заданной начальной температуре T_0 , а длительность импульса излучения t_{*} велика по сравнению с временем диффузии тепла от центра к краю окна $t_{\perp} \sim R_{\perp}^2 c_p \rho / \chi$. Тогда в окне устанавливается стационарное распределение температуры, и мощности \bar{P} , поглощаемая в окне, равна потоку тепла Q через периметр окна. Если характерный поперечный размер пучка не слишком мал ($R_{\perp} \sim R_T$), то тепловой поток можно оценить по формуле $Q \sim 2\pi \Delta \int_{T_0}^{T_*} \chi dT$. В этом случае связь между мощностью волнового пучка \bar{P} и температурой T окна в зоне волнового пучка в предположении зависимости тангенса угла потерь (4) и теплопроводности χ от температуры

$$\chi = (\chi)_{T_0} (T/T_0)^{\beta}, \quad \beta > 0 \quad (6)$$

имеет вид

$$\bar{P} \sim 2c T_0 (\chi)_{T_0} [f(\epsilon+1) (t_q \delta)_{T_0}]^{-1} \psi(T/T_0),$$

где

$$\psi(x) = \begin{cases} (\beta-1)^{-1} (x^{\beta} - x^{\beta-1}), & \beta \neq 1, \\ x^{-\beta} \ln x, & \beta = 1. \end{cases}$$

С ростом отношения T/T_0 величина мощности ρ сначала возрастает, а затем, перейдя через максимум, убывает, причем убывающий участок соответствует неустойчивым состояниям относительно флуктуаций температуры. При большой величине n ($n \gg |\rho - 1|$) максимальное значение транспортируемой мощности

$$\rho_{\max} \sim 2c T_0 (\gamma)_{T_0} [f(\epsilon + 1)(t_q \delta)_{T_0} n \epsilon]^{-1}, \quad (7)$$

($e = 2,71 \dots$ - основание натуральных логарифмов) достигается при $T/T_0 = \exp(1/n)$. Таким образом, при $T_*/T_0 \gg \exp(1/n)$ пропускная способность определяется выражением (7) и не зависит ни от предельно допустимой температуры T_* , ни от геометрических размеров окна.

Пусть теперь окно охлаждается с поверхности хладагента с температурой, равной начальной температуре окна T_0 , и теплоотдача от участка поверхности с температурой T зависит от разности температур $T - T_0$ между этим участком и хладагентом по степенному закону

$$q = q_1 (T/T_0 - 1)^s, \quad s \geq 0, \quad (8)$$

где q - поверхностная плотность потока тепла, $q_1 = \text{const}$. При достаточно большой длительности импульса излучения t_n ($t_n \gg t_1, t_T$) поглощаемая в окне мощность ρ равна потоку тепла $Q \sim \pi R_1^2 q$ с поверхности окна в хладагент. При степенном характере зависимости тангенса угла потерь от температуры (4) из равенства $\bar{\rho} = Q$ вытекает следующая зависимость мощности волнового пучка ρ от температуры T окна в зоне пучка

$$\rho \sim c q_1 R_1^2 [f(\epsilon + 1) \Delta(t_q \delta)_{T_0}]^{-1} \psi(T/T_0), \quad (9)$$

где $\psi(x) = x^{-n}(x-1)^s$. Как и в предыдущем случае, убывающий участок зависимости ρ от T/T_0 соответствует неустойчивым состояниям. При достаточно большой величине n ($n \gg s$) максимальное значение транспортируемой мощности

$$\rho_{\max} \sim s^s (n-s)^{-s} c q_1 R_1^2 [f(\epsilon + 1) \Delta(t_q \delta)_{T_0}]^{-1}$$

достигается при $T/T_0 = n(n-s)^{-1}$ и, следовательно, при $T_* \gg T_0 n(n-s)^{-1}$ пропускная способность окна, определяемая последней формулой, пропорциональна площади поперечного сечения волнового пучка. Отметим, что если при достаточно малой разности температур $T - T_0$, а именно при $T = T_c$,

$$T_c < n(n-s)T_0 \quad (10)$$

наступает кризис теплоотдачи, выражающийся в резком уменьшении ее величины по сравнению с значением, даваемым (8), то пропускная способность, очевидно, дается выражением (9) при $T = T_c$:

$$\rho_{max} \sim \epsilon q_c R_{\perp}^2 [f(\epsilon+1)\Delta(tq\delta)_{T_c}]^{-1}, \quad (11)$$

где $q_c = q_1 (T_c/T_0 - 1)^3$ - критическая плотность теплового потока. И в этом случае пропускная способность пропорциональна площади поперечного сечения волнового пучка.

ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ ПРОПУСКНОЙ СПОСОБНОСТИ САПФИРОВОГО ОКНА, ОХЛАЖДАЕМОГО ЖИДКИМ АЗОТОМ

Были произведены численные расчеты зависимости пропускной способности сапфирового окна диаметром 8 см и толщиной 2,9 мм, охлаждаемого жидким азотом, от длительности импульса $t_{и}$ электромагнитного излучения с частотой 150 ГГц и гауссовой поперечной структурой

$$\rho_s(r) = \rho S^{-1} \beta^2 \exp(-\beta^2 r^2/R^2).$$

Здесь $S = \pi R^2$ - площадь окна, r - текущий радиус, отсчитываемый от центра окна, коэффициент β ниже принят равным двум. Пропускная способность определялась как величина транспортируемой мощности, при которой температурные напряжения в окне сравниваются с пределом прочности сапфира. Опишем методику расчетов и полученные результаты.

При условии $t_{и} \gg t_{и} \sim (\Delta/m)^2 \epsilon_p \beta \gamma^{-1}$ обеспечивающем постоянство температуры по толщине окна, зависимость распределения температуры $T(r)$ в окне описывается уравнением теплопроводности

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \gamma^{-1} \frac{\partial}{\partial r} \left(\gamma \frac{\partial T}{\partial r} \right) + F, \quad (12)$$

где F - объемная плотность источников тепла, равная $F = \Delta^{-1} (\rho_s - q)$ в случае поверхностного охлаждения с поверхностной плотностью теплоотдачи q и $F = \Delta^{-1} \bar{\rho}_s$ в случае отсутствия такового (поверхностная плотность потерь равна $\bar{\rho}_s = \xi \rho_s$, где коэффициент потерь ξ дается выражениям (2)). Температура окна перед началом импульса излучения предполагалась однородной: $T(r, t) \Big|_{t=0} = T_0 = 78 \text{ K}$.

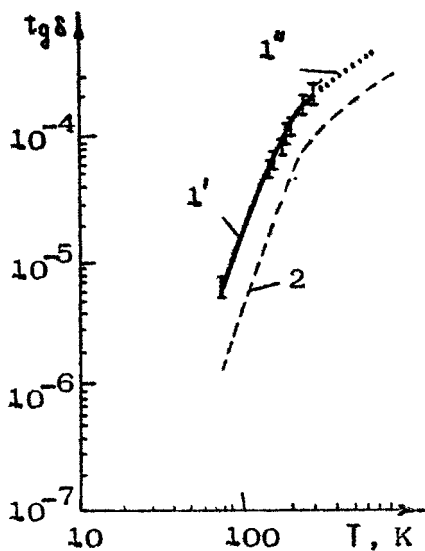
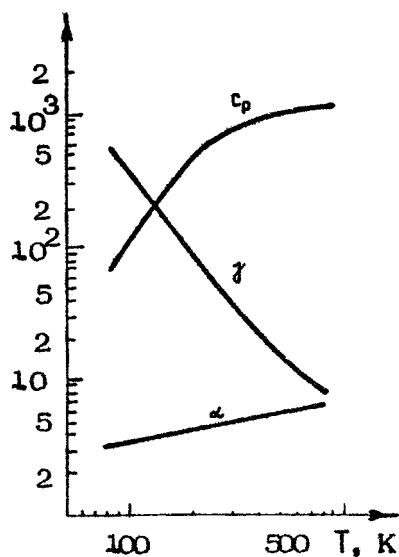
В случае охлаждения по периметру предполагалось, что оно достаточно интенсивно, чтобы обеспечить постоянство температуры периметра окна во времени: $T(r, t)|_{r=R} = T_0$. При охлаждении с поверхности задавалось условие теплоизоляции периметра окна: $\partial T / \partial r|_{r=R} = 0$. Если окна "мягко" закреплено по периметру ($\epsilon_r|_{r=R} = 0$) и коэффициент линейного расширения α не зависит от температуры, то распределение угловой ϵ_φ и радиальной ϵ_r компонент вектора температурных напряжений в тонком диске описывается известными формулами [9]. Для учета зависимости α от T требуется очевидная модификация этих формул, сводящаяся к замене произведения $\alpha(T - T_0)$ на интеграл $\int_{T_0}^T \alpha dT$:

$$\begin{aligned} \epsilon_\varphi(r, t) &= E \left(-A + R^{-2} \int_0^R r A dr + r^{-2} \int_0^r r A dr \right), \\ \epsilon_r(r, t) &= E \left(R^{-2} \int_0^R r A dr - r^{-2} \int_0^r r A dr \right), \end{aligned} \quad (13)$$

где $A(r, t) = \int_{T_0}^T \alpha(T) dT$, E - модуль Юнга.

Пропускная способность окна P_{max} находилась как величина мощности излучения, при которой одна из компонент вектора напряжений достигала предела прочности сапфира на растяжение (260 МПа) или сжатие (-2800 МПа). В расчетах использовались значения параметров сапфира $\epsilon = 9,6$, $\rho = 3,9 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $E = 3,5 \cdot 10^{11} \text{ Па}$ и зависимости теплопроводности γ , теплоемкости c_p и коэффициента линейного расширения α от температуры [10], [11]. Эти зависимости приведены на рис.1.

Особых пояснений требует выбор зависимости тангенса угла потерь от температуры, поскольку данные об этой зависимости на частоте 150 ГГц в литературе отсутствуют. В проведенных расчетах использовалась зависимость $\text{tg } \delta$ от T , основанная на оригинальных измерениях авторов настоящей работы на частоте 165 ГГц. Измерения этой зависимости в интервале от 78 К до 300 К (кривая 1' на рис.2) проводились по методике, основанной на изменении добротности резонатора Фабри-Перо при внесении в него образца сапфира. Необходимая для численных расчетов часть зависимости $\text{tg } \delta$ от T при $T > 300 \text{ К}$ (кривая 1'' на рис.2) получена экстраполяцией согласно экспериментальной



Р и с.1. Зависимость теплоемкости c_p ($\text{Дж}\cdot\text{кг}^{-1}\text{ К}^{-1}$), теплопроводности γ ($\text{Вт}\cdot\text{м}^{-1}\text{ К}^{-1}$) и коэффициента линейного расширения α (10^{-6} К^{-1}) сапфира от температуры T .

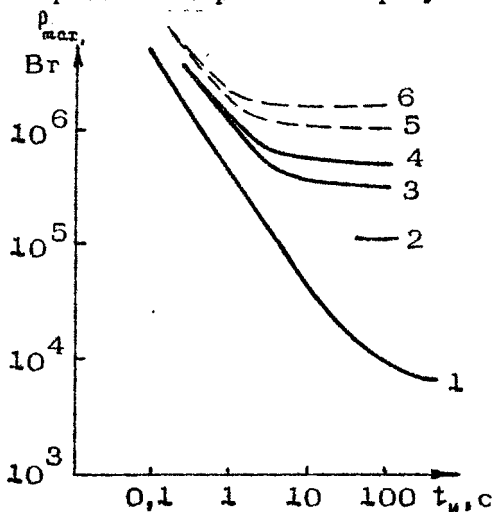
Р и с.2. Зависимость тангенса угла потерь $\text{tg } \delta$ сапфира от температуры T : 1' - измерения авторов, частота 165 ГГц, 1'' - экстраполяция результатов измерений авторов согласно [12], 2 - модельный пересчет экспериментов [6], [12] с частоты 72 ГГц на частоту 150 ГГц

температурной зависимости $\text{tg } \delta \sim T$ [12]. Сравним измеренную нами зависимость $\text{tg } \delta$ от T с результатами экспериментов [6], [12], проведенных на частоте 72 ГГц. Для этого пересчитаем данные [6], [12] на частоту 150 ГГц согласно экспериментально обнаруженным модельным закономерностям $\text{tg } \delta \sim f^{1,7}$ при $T \lesssim 200\text{ К}$ [6] и $\text{tg } \delta \sim f$ при $T \gtrsim 200\text{ К}$ [12]. Полученная таким путем зависимость $\text{tg } \delta$ от T изображена на рис.2 (кривая 2). Различие рассматриваемых зависимостей (см. рис.2) можно, по-видимому, объяснить различным качеством образцов и анизотропией диэлектрических потерь. Измерения в работах [6], [12] проводились на уникальных образцах сапфира с низким и контролируемым содержанием примесей и дефектов структуры: в наших экспери-

ментах использовались обычные образцы, предназначенные для окон вывода энергии, а содержание примесей и дефектов не контролировалось. Далее в экспериментах [6], [12] вектор электрического поля был направлен параллельно оптической оси кристалла сапфира, что не соответствует реальной ситуации в выходных окнах, в наших измерениях, как и в выходном окне гиротрона, электрическое поле было перпендикулярно оптической оси. В связи с этим мы считаем, что вопрос о практической реализации образцов сапфира для выходных окон гиротронов с зависимостью $tq\delta$ от T на частоте 150 ГГц, представленной кривой 2 на рис. 2, может быть решен только в результате дальнейших экспериментов.

В случае охлаждения окна с поверхности жидким азотом зависимость теплоотдачи q от разности температур $\Delta T = T - T_0$ между поверхностью окна и азотом согласно экспериментальным данным [13], [14] бралась в виде (8), где $q_1 = 5 \cdot 10^6$ Вт/м² и $s = 2$. В соответствии с работой [13] предполагалось, что при $\Delta T_c = T_c - T_0 = 13$ К наступает кризис теплоотдачи и при $\Delta T > \Delta T_c$ полагалось $q = 0$.

Результаты расчетов зависимости пропускной способности от длительности импульса излучения, полученные путем численного интегрирования уравнений (12), (13), приведены на рис. 3 (кривые 3 и 4 – соответственно для охлаждения жидким азотом по периметру и с поверхности). Во всех расчетах ограничение пропускной способности происходило



Р и с. 3. Зависимость пропускной способности P_{max} сапфирового окна диаметром 8 см и толщиной 2,9 мм от длительности импульса t_n электромагнитного излучения частоты 150 ГГц с гауссовой поперечной структурой при различных типах охлаждения окна

из-за достижения угловой компонентой вектора напряжений на краю окна или вблизи него предела прочности сапфира на растяжение ($\sigma = 260$ МПа). В полном соответствии с приведенными ранее оценками пропускная способность, согласно расчетам, весьма слабо зависит от значений ϵ , E , зависимости $\alpha(T)$ и зависимости $t_{q\delta}$ от T при $T > 300$ К, определяясь лишь характером зависимости ϵ_p , γ и $t_{q\delta}$ от T вблизи температуры кипения жидкого азота. Для сравнения на рис.3 приведены также результаты численных расчетов согласно рассмотренной методике зависимости пропускной способности сапфирового окна от длительности импульса электромагнитного излучения для случаев интенсивного охлаждения по периметру хладагентом комнатной температуры (кривая 1) и с поверхности флюорокарбонком комнатной температуры (кривая 2). В последнем случае поверхностная плотность теплоотдачи согласно [1] принималась равной $q = 300 (T - T_0) + 70 (T - T_0)^2$ Вт/м², причем считалось, что максимальная температура окна не должна превышать предельно допустимую температуру флюорокарбона 410 К [2]. Также для сравнения на рис.3 (кривые 5 и 6 - соответственно для охлаждения жидким азотом по периметру и с поверхности) приведены результаты расчетов пропускной способности в случае реализации зависимости тангенса угла потерь сапфира от температуры в виде кривой 2 рис.2.

ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Прежде всего отметим, что расчет пропускной способности сапфирового окна, охлаждаемого жидким азотом с поверхности, носит качественный характер как в связи с недостаточностью данных по теплоотдаче в жидкий азот, так и из-за того, что учет поверхностного охлаждения осуществлен через интегральный коэффициент теплоотдачи, а не путем совместного решения уравнений теплопроводности и гидродинамики.

Согласно рис.3 охлаждение сапфирового окна жидким азотом при небольшой длительности импульса СВЧ-излучения ($t_{\mu} < 1$ с) не дает значительного увеличения пропускной способности по сравнению с охлаждением хладагентом комнатной температуры. Напротив, в непрерывном режиме

выигрыш существует, максимальная величина транспортируемой мощности составляет примерно 300 кВт и 500 кВт соответственно при охлаждении жидким азотом по периметру и с поверхности по сравнению с величинами около 10 кВт и около 100 кВт соответственно при охлаждении хладагентом комнатной температуры по периметру и флюорокарбоном с поверхности. Как следует из рис.3, повышение качества сапфира может привести к значительному росту пропускной способности охлаждаемого жидким азотом окна, однако этот вопрос требует дальнейших исследований, поскольку, как уже отмечалось, в настоящее время неясно, какой именно вклад дает повышение качества сапфира в разницу между соответствующими зависимостями тангенса угла потерь от температуры (см. рис.2).

Сравним ранее полученные аналитические оценки пропускной способности в непрерывном режиме с результатами численных расчетов. В соответствии с использованными в численных расчетах температурными зависимостями теплоемкости, теплопроводности и тангенса угла потерь вблизи температуры кипения жидкого азота, параметры, определяемые выражениями (4), (6), а также параметры теплоотдачи в жидкий азот, определяемые выражением (8), равны

$$\nu \approx 3,3, \quad \kappa \approx 2,2, \quad (tg\delta)_{78K} \approx 6 \cdot 10^{-6},$$

$$(\eta)_{78K} \approx 600 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1},$$

$$s = 2, \quad T_c - T_0 = 13 \text{ К},$$

$$q_c = q_1, \quad (T_c - T_0) \approx 1,4 \cdot 10^5 \text{ Вт/м}^2.$$

Характерный поперечный размер гауссова пучка примем равным $R_{\perp} \sim \beta^{-1} R = 2 \text{ см}$. В непрерывном режиме при охлаждении жидким азотом по периметру пропускная способность окна, согласно (7), составляет примерно 300 кВт в полном соответствии с численными расчетами. При охлаждении окна жидким азотом с поверхности выполняется условие (10) и рассчитанная по формуле (11) пропускная способность окна, определяемая кризисом теплоотдачи, составляет приблизительно 350 кВт против 500 кВт согласно численным расчетам. Очевидно, оценочные формулы для непрерывного режима неплохо согласуются с численными расчетами. При данных значениях параметров сапфира из-за малости разности $\nu - \kappa - 1$

нарушено условие вывода формулы (5) для оценки пропускной способности окна в режиме достаточно малой длительности импульса излучения. Тем не менее, как показывают расчеты, эта формула в своей области применимости (например, для оценки участков кривых 5,6 на рис.3 при $t_{\mu} < 0,5c$) также неплохо согласуется с результатами численных расчетов. Таким образом, приведенные формулы могут быть использованы (в своей области применимости) для получения оценок и модельных соотношений.

Применение охлаждаемых жидким азотом окон, изготовленных из монокристалла сапфира, может позволить существенно увеличить мощность гиротронов, работающих в режиме непрерывной генерации или длинных импульсов. В частности, окно диаметром 8 см и толщиной 3 мм с подобным охлаждением может быть использовано в гиротронах 150-гигагерцевого диапазона частот при уровне СВЧ-мощности порядка 0,5 МВт в непрерывном режиме, тогда как пропускная способность такого же окна в аналогичных условиях при охлаждении хладагентом комнатной температуры с поверхности и по периметру составляет соответственно величину порядка 100 кВт и 10 кВт.

Л и т е р а т у р а

1. Ferber M.K., Kimrey H.D., Becher P.F. Mechanical reliability of ceramic windows in high frequency microwave heating devices. Part 1 // J.Mater. Science. 1984. V.19. P.3767-3777.
2. Craig L.J. Status of gyrotron development // J. Fusion Energy. 1987. V.6, N4. P.351-360.
3. Багдасаров Х.С., Брагинский В.Б., Зубиетов П.И. Верхняя граница высокочастотных диэлектрических потерь в сапфире // Письма в ЖТФ. 1977. Т.3, № 2. С.57-60.
4. Багдасаров Х.С., Брагинский В.Б., Панов В.И., Ильченко В.С. Аномально малая диссипация электромагнитных волн в совершенных монокристаллах - диэлектриках // УФН. 1985. Т.145, № 1. С.151-153.

5. Брагинский В.Б., Багдасаров Х.С., Булыгин Ф.В., Ильченко В.С. Температурная и частотная зависимости затухания электромагнитных волн в совершенных монокристаллах-диэлектриках // Письма в ЖТФ. 1985. Т.11, № 7. С.427-430.
6. Braginsky V.B., Ilchenko V.S., Bagdassarov Kh.S. Experimental observation of fundamental microwave absorption in high-quality dielectric crystals // Phys.Lett. A. 1987. V.120, №6. P.300-305.
7. Гуревич В.Л. Кинетика фононных систем. М.: Наука, 1980. С.169-231.
8. Гуревич В.Л., Таганцев А.К. О собственных диэлектрических потерях в кристаллах, Низкие температуры // ЖЭТФ. 1986. Т.91, №1. С.245-261.
9. Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Теория упругости / Пер. с англ. М.: Наука, 1979, С.445.
10. Кожевников И.Г., Новицкий Л.А. Теплофизические свойства материалов при низких температурах. М.: Машиностроение, 1982. С.139.
11. Рубашев М.А., Бердов Г.И., Гаврилов В.Н. и др. Термостойкие диэлектрики и их спай с металлом в новой технике. М.: Атомиздат, 1980. С.41-42.
12. Ильченко В.С. Собственные СВЧ-диэлектрические потери в α - AP_2O_3 при 300-1000 К // ФТТ. 1989. Т.31. № 7. С.135-158.
13. Теплоотдача при низких температурах / Пер. с англ. М.: Мир, 1977. С.106.
14. Веркин Б.И., Кириченко Ю.А., Русанов К.В. Теплообмен при кипении криогенных жидкостей. Киев: Наукова думка, 1987. С.160-161.

ПРОБЛЕМЫ СОЗДАНИЯ СИСТЕМ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОГО НАГРЕВА ПЛАЗМЫ

М. И. Петелин, В. А. Флягин

В последнее время в связи с проектированием стационарных установок УТС, в первую очередь ИТЕР, на мощные источники миллиметровых волн наряду с электронно-циклотронным нагревом плазмы возлагается и ряд дополнительных функций: предварительный нагрев (для обезгаживания) внутренних стенок реактора, пробой газа, генерация (совместно с другими источниками) плазменного тока, стабилизация плазменных неустойчивостей.

Проанализируем основные проблемы, стоящие на пути совершенствования технической базы таких систем.

ИСТОЧНИКИ МОЩНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Прежде всего очевидно, что мощности, необходимые для установок УТС, могут быть получены лишь методами классической вакуумной электроники, а именно на основе стимулированного тормозного излучения электронов, и, еще более конкретно, на основе стимулированного циклотронного излучения (мазеры на циклотронном резонансе – гиротроны и МЦАР) и стимулированного ондуляторного излучения (убитроны, в последнее время называемые лазерами на свободных электронах – ЛСЭ).

Гиротроны. Мощность гиротронов диапазона миллиметровых волн, как следует из проведенного в данном сборнике рассмотрения, может достигать мегаваттного уровня в режиме длинных (~ 1 с) импульсов, а в перспективе и в режиме непрерывной генерации. Поскольку проблемы, связанные с разработкой этих приборов, уже обсуждались выше, перейдем к рассмотрению возможностей альтернативных источников мощного электромагнитного излучения диапазона миллиметровых волн — МЦАР и ЛСЭ.

МЦАР и ЛСЭ. Хотя гиротрон — принципиально релятивистский электронный прибор, он с превышением рабочего напряжения над ~ 100 кВ начинает утрачивать свои основные достоинства: если сохранять достаточно большое число циклотронных оборотов, совершаемых электронами в пространстве взаимодействия (что необходимо, в частности, для обеспечения селекции мод), то КПД гиротрона снижается; к тому же вследствие "излишне большой" дифракционной добротности резонатора традиционного типа в гиротроне трудно осваивать большие токи.

При повышенных рабочих напряжениях более привлекательными по сравнению с гиротроном становятся МЦАР и ЛСЭ. К достоинствам этих приборов, основанных, как и гиротрон, на стимулированном излучении возбужденных классических электронов—осцилляторов, относятся

— принципиальная (теоретическая) возможность получать высокие (несколько десятков процентов) КПД при любых, сколь угодно больших энергиях электронов и

— доплеровское превышение частоты излучения ω над частотой колебаний электронов Ω — в соответствии с формулой

$$\omega = k_{\parallel} v_{\parallel} + \Omega, \quad (1)$$

где v_{\parallel} — средняя поступательная скорость электронов, k_{\parallel} — проекция на нее вектора распространения излучаемой волны; для МЦАР $\Omega = \omega_H = e H_0 / m c \gamma$ — циклотронная частота, для ЛСЭ $\Omega = 2\pi v_{\parallel} / d$, где d — период магнито-статического поля. В случае квазипродольного ($k_{\parallel} \approx \omega / c$) распространения волны относительно ультрарелятивистского ($v_{\parallel} \approx c$) электронного пучка из формулы (1) следует

$$\omega \approx \gamma^2 \Omega. \quad (2)$$

где γ - отношение энергии электрона к его энергии покоя.

МЦАР и ЛСЭ противоположны друг другу в том отношении, что с ростом энергии электронов частота их колебаний Ω в первом случае падает - обратно пропорционально γ , а во втором растет, приближаясь к $2\pi c/d$. Поэтому ЛСЭ более перспективны с точки зрения продвижения в особо коротковолновые диапазоны и, наоборот, на относительно низких частотах более простыми, во всяком случае менее высоковольтными, являются МЦАР. Если принять $N_0 \sim 100$ кЭ, а $d \sim 5$ см, то частоты излучения МЦАР и ЛСЭ сравниваются в ИК-диапазоне ($\lambda \sim 30$ мкм) при рабочих напряжениях порядка 20 МВ.

В настоящее время на миллиметровых волнах мощность ЛСЭ достигает 1 ГВт в импульсе при КПД равном 34 %: рабочая длина волны 8 мм, режим усиления внешнего сигнала, коэффициент усиления 43 дБ, рабочее напряжение 3,5 МВ [1]. Повышением напряжения до ~ 10 МВ планируется в соответствии с формулой (2) укоротить волну до ~ 1 мм, ожидаемая средняя мощность - несколько мегаватт [2].

У МЦАР в диапазоне миллиметровых волн мощность доходит до 10 МВт в импульсе: рабочая длина волны 2 мм, рабочее напряжение в пределах мегавольта, КПД 3 % [3, 4]. Относительно низкий КПД объясняется невысоким качеством электронного пучка, формируемого пушкой со взрывоземиссионным катодом. Ожидается, что переход к термокатадам в сочетании с оптимизацией электронно-оптической и электродинамической систем может способствовать повышению КПД МЦАР и получению мультимегаваттных средних мощностей во всем диапазоне миллиметровых волн.

ТРАНСПОРТИРОВКА МОЩНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В диапазоне миллиметровых волн передача излучения стандартными (одномодовыми, с сечением $\sim \lambda^2$) волноводами сопряжена с большими омическими потерями, а на высоких уровнях мощности просто невозможна из-за пробоев и перегрева стенок. Поэтому в системах электронно-циклотронного нагрева плазмы излучение можно передавать только квазиоптическими волновыми пучками с сечением, многократно превышающим λ^2 .

Квазиоптические волновые пучки могут транспортироваться на большие расстояния волноводами как закрытого, так и открытого типа. Как в тех, так и в других потери могут быть, в принципе, сделаны сколь угодно малыми путем увеличения поперечных размеров — разумеется, при обеспечении необходимой точности изготовления и юстировки (в этом свете можно сказать, что создание высокоэффективного тракта — это, в основном, вопрос стоимости).

Наиболее естественно сопрягается на одном конце с мощным СВЧ-источником (например, с гиротроном), а на другом конце с нагрузкой (в данном случае плазменной) волновод зеркального типа [5]. Настройкой зеркал, ближайших к гиротрону, можно минимизировать дифракционные потери и осуществить фильтрацию излучения. Зеркальный тракт легко осуществляет повороты, в него легко вписываются переключатели, направленные ответвители, поляризаторы, сумматоры, делители и другие элементы диагностики и управления [6].

Однако часть тракта, иногда значительная, особенно на длинных прямых участках, может быть выполнена и в виде закрытого волновода.

Среди закрытых волноводов основными вариантами являются:

- волноводы с гладкими металлическими стенками;
- волноводы с гладкими металлическими стенками, покрытыми диэлектриком;
- волноводы с мелкоффрированной (импедансной) металлической стенкой.

Наиболее эффективны, хотя и относительно сложны в изготовлении, осесимметричные волноводы последнего типа [7 — 9]. Такой волновод при соответствующем подборе материала и профиля стенки может обеспечить малые потери для основной моды и достаточно быструю фильтрацию паразитных; основная волна по своей поперечной структуре очень близка к гауссову пучку, что позволяет избежать больших потерь при сопряжении этого волновода с зеркальным.

В осесимметричном волноводе с гладкими стенками при возбуждении его гауссовым пучком возникает преимущественно комбинация мод H_{11} и E_{11} . Соответственно, квази-гауссова структура волнового пучка воспроизводится внутри трубы на расстояниях от входа, кратных волне биений между этими модами. Такие волноводы используются на установке Т-10 [10, 11].

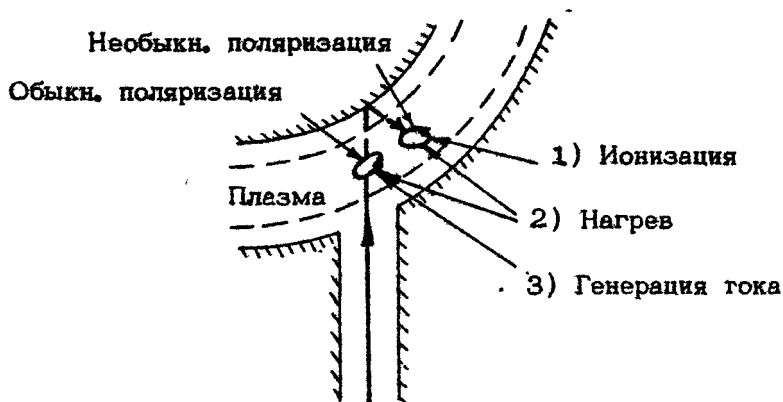
Напомним, что проблему сопряжения между собой волноводов разных типов приходится решать уже в вакуумном пространстве генераторов мощного СВЧ-излучения (пример - гиротрон), которые работают, как правило, на высших модах, трудно выводимых сквозь окно. В этой связи отметим, что у преобразователей новейшего типа потери согласно теории могут быть сокращены до 1 - 2 %; экспериментально осуществлено преобразование высшей собственной волны волновода в гауссов пучок с потерями не более 3 %. Волновому пучку может быть, в частности, придано эллиптическое сечение, удобное для вывода излучения сквозь круглый брестеровский диск. На выходе из преобразователя можно получить и несколько гауссовых пучков, что может оказаться удобным в тех случаях, когда одно окно не в состоянии пропустить полную мощность гиротрона и возникает необходимость использовать для этого несколько окон.

ВВОД ИЗЛУЧЕНИЯ В ТОКАМАК

Как уже отмечалось в начале данной статьи, СВЧ-излучение, введенное в токамак, может и должно выполнять (последовательно или одновременно) несколько разных функций. Примером может служить многоцелевая схема системы ввода, изображенная на рис. 1. Излучение вводится в плазменную камеру по каналу, отклоненному от радиальной плоскости токамака (подобно тому, как это делается при инъекции быстрых нейтралей). Отклонение канала подбирается оптимальным для генерации плазменного тока в стационарном режиме реактора. Оптимизируется и поляризация излучения - она подбирается с таким расчетом, чтобы падающая волна практически без отражения преобразовывалась в обыкновенную волну замагниченной плазмы.

На подготовительной стадии СВЧ-излучение может быть использовано для прогрева и обезгаживания внутренней поверхности токамака. При этом наклоненность канала к радиальной плоскости должна способствовать более равномерному распределению тепла по внутренней поверхности камеры.

На стадии ионизации рабочего газа и первичного нагрева образовавшейся плазмы оптимален, как известно, ввод излучения необыкновенной волной со стороны сильного магнитного поля. Если же придать необыкновенно-поляризован-



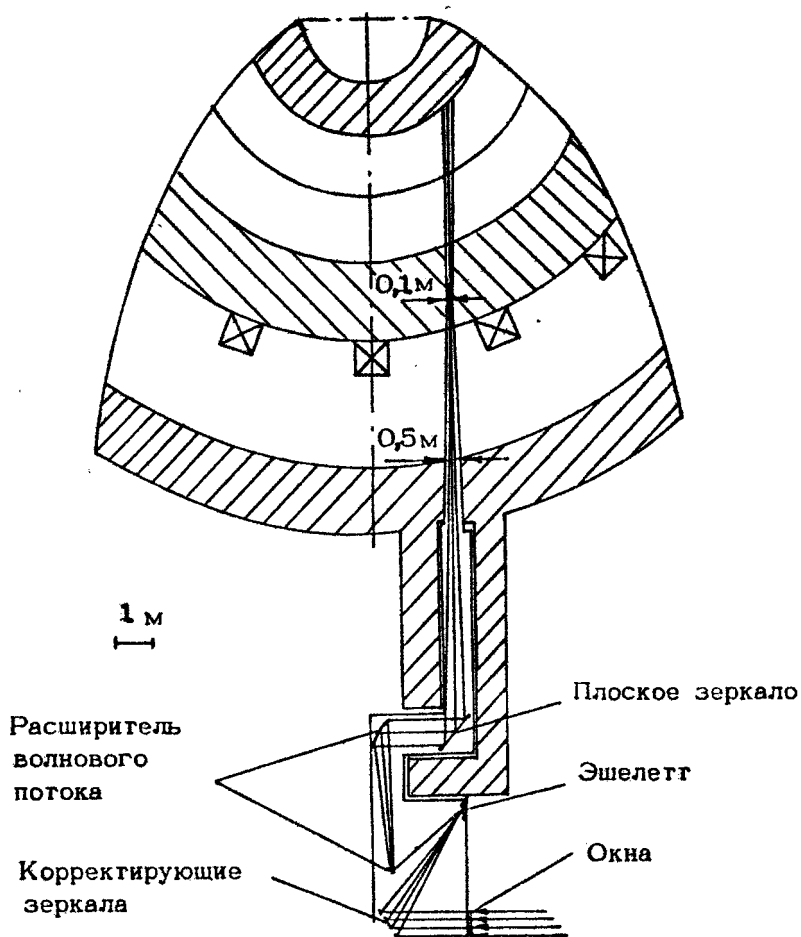
Р и с. 1. Автоматическое переключение электронно-циклотронной системы с пробоя газа и нагрева плазмы на генерацию плазменного тока

ную составляющую исходной волне, приходящей со стороны слабого магнитного поля, то эта составляющая отразится от плазмы уже при очень низкой ее концентрации.

Эта трудность обходится в предлагаемой схеме следующим образом. Поскольку обыкновенная волна холодной плазмой практически не поглощается, эта волна, первоначально инжектированная в токамак, пронизывает плазму (начиная с нулевой ее концентрации) и падает на внутреннюю стенку камеры. Отраженная от стенки волна возвращается к плазме с поляризацией, благоприятной для возбуждения необыкновенной волны (значительное преобразование волны в необыкновенную происходит и при диффузном рассеянии на шероховатой поверхности). Существенно, что эта необыкновенная волна поступает в плазму со стороны сильного магнитного поля, что и обеспечивает ионизацию газа и первичный нагрев плазмы.

По мере нагрева плазмы она постепенно приобретает способность поглощать первичную, обыкновенную волну, и, таким образом, переход к стационарному режиму происходит сам собой, автоматически.

При проектировании ЭЦР-системы для токамака-реактора нужно учитывать, что окна и зеркала, расположенные вблизи плазменной камеры, будут подвергаться воздействию угольной пыли (продукт разрушения графитовой стенки), потока нейтронов, нейтральных частиц и рентгеновского излучения.



Р и с. 2. Система ввода СВЧ-излучения в токамак, включающая мультиплексор

Чтобы уменьшить эти потоки, желательно вводить СВЧ-излучение по возможно более узкому каналу. Чтобы минимизировать сечение канала, надо сфокусировать волновые потоки от всех генераторов в общей "точке" между последним зеркалом и плазмой; размер фокального пятна, определяемый дифракцией, будет тем меньше, чем больше сечение элементарного волнового потока на последнем зеркале. С этой точки зрения полезно предварительно "наложить" (хотя бы час-

тично) волновые потоки друг на друга посредством квазиоптического мультиплексера [6]. Указанным способом (рис. 2) в рабочий объем ИТЕР, можно, в принципе, ввести излучение мощностью до 100 МВт через канал переменного сечения с диаметром наиболее узкого места 20 – 30 см. При этом последнее (плоское) зеркало с размерами порядка 3 м может быть поставлено на расстоянии ~15 м от плазмы, а окна могут быть расположены так, чтобы прямое попадание на них частиц и излучения из плазмы было исключено.

УПРАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ

При проведении ряда экспериментов особую проблему составляет разработка систем, пригодных для стабилизации возможных неустойчивостей плазмы путем перераспределения плотности вводимой в нее ЭЦР-мощности. Такое перераспределение может быть осуществлено механическими перемещениями последних зеркал квазиоптического тракта. Один из вариантов такой системы в настоящее время разработан для ИТЕР [12] на основе предложений всех участников проектирования (в первую очередь, японских и западно-германских). Разумеется, для качания электромагнитного луча необходим канал большого сечения.

От последней трудности свободен вариант стабилизирующей системы на основе СВЧ-генераторов с перестраиваемой частотой. Если в качестве "элементарного" генератора используется гиротрон, то в нем частота излучения близка к циклотронной частоте электронов и может быть изменена лишь путем изменения магнитного поля; причем изменение частоты оказывается дискретным – гиротрон переключается с одной моды на другую [13, 14]. Последнее, в принципе, влечет за собой необходимость механической перестройки волнового преобразователя.

Следует, однако, заметить, что среди мод, генерируемых гиротроном при разных значениях магнитного поля, может существовать подсистема однотипных мод, которые при фиксированных параметрах волнового преобразователя могут быть преобразованы в волновой пучок с приблизительно одинаковой эффективностью. Практический интерес представляют вращающиеся моды с одним и тем же радиальным и разными, причем большими по величине ($m \gg 1$), азимутальными

индексами m . Существенно, что эти моды обладают близкими внутренними каустиками [5], например, у двух соседних мод шепчущей галереи радиусы каустик различаются на $\Delta R_k \sim \lambda (|t'_p| / 2 m^{2/3})$, где t'_p — корень производной от функции Эйри. Вследствие близости своих каустик указанные моды

— приблизительно одинаково (разумеется, каждая при "своем" магнитном поле) связаны с электронным потоком, причем наилучшая связь реализуется, если радиус каустик близок к радиусу потока, что благоприятствует селекции мод;

— при адиабатическом согласовании резонатора с выходным волноводом порождают в этом волноводе близкие системы лучей (заметим, что, кроме близости каустик, у всех лучей близки и углы с осью — углы Бриллюэна $\theta_B = \arcsin k_{\perp} / k = \arcsin R_{\text{рез}} / R_{\text{в}}$, где $R_{\text{рез}}$ и $R_{\text{в}}$ — радиусы резонатора и волновода).

Если на конце волновода стоит зеркальный преобразователь [15], то в нем при переходе с моды на моду происходит лишь относительно небольшой перекося фазового фронта и коэффициент преобразования снижается на величину порядка $(\Delta R_k / \lambda)^2$.

Следует иметь в виду, что оба указанных выше метода — механическое управление волновым потоком и перестройка частоты гиротрона — применимы лишь для подавления неустойчивостей с характерными временами не менее $10^{-1} - 10^{-2}$ с. Для подавления более быстрых неустойчивостей может быть использовано переключение системы с одного набора гиротронов на другой, что при управлении гиротроном посредством "бестокового" анода может быть сделано за времена $\sim 10^{-6} - 10^{-7}$ с. Еще более быстрые времена управления излучением могут быть достигнуты при использовании мощных широкополосных усилителей.

Результаты ведущихся во многих лабораториях работ по созданию элементов систем ЭЦ-нагрева плазмы позволяют рассчитывать на то, что в ближайшие годы будут

— созданы гиротроны в диапазоне волн 1,5 — 2 мм с непрерывными мощностями 0,5 — 1 МВт;

— выяснены перспективы создания высокоэффективных МЦАР и ЛСЭ в указанном выше, а также в субмиллиметровом диапазоне волн;

- разработаны тракты для транспортировки электромагнитного излучения с коэффициентом передачи от СВЧ-генератора до плазмы не ниже 0,9.

Л и т е р а т у р а

1. Orzechowski T.J., Anderson B.R., Clark J.C. e.a. High-efficiency extraction of microwave radiation from a tapered-wiggler free-electron laser // *Phys.Rev.Lett.* 1986. V, 57, N 17. P. 2172-2176.
2. Free-electron lasers experiments in Alcator C: Report of LLL (PROP-00202), 1986.
3. Bratman V.L., Denisov G.G., Ginzburg N.S., Petelin M.I. FEL's with Bragg reflection resonators. Cyclotron autoresonance masers versus ubitrons // *IEEE J. Quant. Electron.* 1983. V. QE-19, N 3. P.282-296.
4. Братман В. Л., Губанов В. П., Денисов Г. Г. и др. Когерентное излучение модулированного сильного пучка релятивистских электронов // Тезисы докл. 6-го Всесоюз. симпоз. по сильноточной электронике. Томск, 1986. Ч. 3. С. 6 - 8.
5. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Сов. радио, 1966.
6. Белоусов В. И., Касосова Е. В., Орлова И. М. и др. Вспомогательные элементы квазиоптических волноводных трактов большой мощности // В наст. сборнике, с.155-160.
7. Clarricoats P.I.B., Saha P.K. Attenuation in corrugated circular waveguides // *Electron. Lett.* 1970. V, 6. P.370-372.
8. Cavallo A., Doane J., Cutler R., Brenner J. Low-loss broad-band multimode circular corrugated waveguide performance // *Digest of 13th Int. Conf. on IR and MM Waves.* Honolulu, Hawaii, 1988, p.113-114.
9. Henle W., Jacobs A., Kasperek W., Kumric H., Müller G.A., Schüller P.G., Thumm M. Study on ECW transmission lines for ITER/NET // 2nd Intermediate Report. Stuttgart: Institut für Plasmaforschung, 1989.

10. Alikhaev V.V., Arsenev Yu.I., Berlizov A.B. e.a. The ECRH experiments on the T-10 tokamak // Proc. of 10th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. Moscow, 1981. V. 1. P. H-3.
11. Алихаев В. В., Багдасаров А. А., Васина Н. Л. и др. Влияние профиля вкладываемой в плазму мощности на эффективность ЭЦР нагрева на Т-10 // Физика плазмы. 1988. Т. 14, № 9. С. 1027 - 1045.
12. Electron cyclotron wave system for ITER. Common reference design / Comp. by L.Rebuffi. ITER-IL-HD-3-9, 1989.
13. Гапонов А. В., Гольденберг А. Л., Григорьев Д. П. и др. Экспериментальное исследование гиротронов диапазона сантиметровых волн // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18, № 2. С. 280 - 289.
14. Grimm T.L., Kreischer K.E., Guss W.C., Temkin R.J. Experimental study of high-frequency megawatt gyrotrons // 13th Int. Conf. on IR and MM Waves. Conf. Digest., Oct, 1989, Würzburg, FRG. P.81-82.
15. Власов С. Н., Загрядская Л. И., Петелин М. И. Преобразование волны шепчущей галереи, распространяющейся в волноводе кругового сечения, в волновой пучок // Радиотехника и электроника. 1975. Т. 20, № 10. С. 2026 - 2030.

УДК 621.385.69

В е н е д и к т о в Н. П., З а п е в а л о в В. Е.,
К у ф т и н А. Н.. Мощный высокоэффективный гиротрон
3-миллиметрового диапазона // Гиротроны: Сб. науч. тр.
/ ИФФ АН СССР. Горький, 1989. С.12.

Приведены расчет, описание элементов конструкции и
результаты экспериментальных исследований мощного гиро-
трона. Оптимизация электронно-оптической и электродинами-
ческой систем позволила создать гиротрон с длиной волны
3,6 мм, в котором получена генерация СВЧ-мощности свыше
1 МВт при КПД около 50 %.

Ил. 4, список лит. 5 назв.

УДК 621.385.69

Г о л ь д е н б е р г А. Л., П а в е л ь е в А. Б.,
Х и ж н я к В. И. Моделирование непрерывных мегаваттных ги-
ротронов в условиях конкуренции мод в резонаторе // Гиро-
троны Сб. науч. тр. / ИФФ АН СССР. Горький, 1989.
С. 20.

Проведены оценки параметров непрерывных гиротронов
с выходной мощностью порядка 1 МВт на длинах волн от
3 до 1 мм. Из численных расчетов и экспериментов опреде-
лены условия, при которых конкуренция мод оказывает суще-
ственное влияние на работу гиротрона. На основе этих дан-
ных оценены предельные мощности гиротронов.

Ил. 13, табл. 1, список лит. 10 назв.

УДК 621.385.69

Г о л ь д е н б е р г А. Л., М а л ы г и н В. И.,
П а в е л ь е в А. Б., П а в е л ь е в В. Г., П ы -
л и н А. В., Ц и м р и н г Ш. Е. Мощный гиротрон на
высоких модах связанных резонаторов с трансформацией мод
// Гиротроны: Сб. науч. тр. / ИФФ АН СССР. Горький,
1989. С. 40.

Опыт применения связанных резонаторов с трансформа-
цией мод (СРТМ) для повышения мощности гиротронов на
гармониках гирочастоты позволяет предложить СРТМ для
селективного возбуждения высоких мод на основном цикло-

тронном резонансе в гиротронах мегаваттного уровня мощности на волнах короче 2 мм. Изложена теория СРТМ. Проведены эксперименты, подтверждающие высокие селективные свойства СРТМ по сравнению, например, с коаксиальным резонатором. Недостаточно высокий КПД (около 20 %), полученный в экспериментах, объясняется, вероятно, тем, что в полосе циклотронного резонанса вместе с расчетной связанной модой оказалась еще одна, конкурирующая с ней.

Ил. 7, список лит. 9 назв.

УДК 538.561; 621.385.69

Л у ч и н и н А. Г., Н у с и н о в и ч Г. С. Гиротроны с импульсными магнитными полями // Гиротроны: Сб. науч. тр. / ИПФ АН СССР. Горький, 1989. С. 55.

Суммированы результаты исследований гиротронов с импульсными соленоидами, работающих в субмиллиметровом и коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн. Обсуждаются проблемы использования импульсных магнитных полей в гиротронах; приводятся результаты экспериментов, в которых на частотах вплоть до 500 ГГц импульсная СВЧ-мощность превысила 100 кВт; описываются результаты исследований частотных характеристик; проведен анализ технического КПД гиротронов с импульсными соленоидами.

Ил. 6, табл. 1, список лит. 19 назв.

УДК 621.385.69

Г л я в и н М. Ю., Г у р т о в н и к А. А., Н у с и н о в и ч Г. С., П а н к р а т о в а Т. Б. Возбуждение высших мод в гиротронах, работающих на гармониках циклотронной частоты // Гиротроны: Сб. науч. тр. / ИПФ АН СССР. Горький, 1989. С. 73.

Описаны результаты теоретических и экспериментальных исследований, направленных на получение устойчивой одномодовой генерации на одном из высших типов колебаний в условиях циклотронного резонанса со второй гармоникой циклотронной частоты. В диапазоне длин волн от 1 до 1,2 мм была получена устойчивая одномодовая генерация на модах $H_{6,5}$ и $H_{8,5}$ с уровнем мощности непрерывного излучения до 900 Вт. Относительная ширина линии излучения составила

10^{-6} , что делает возможным применение подобных гиротронов для активной диагностики плазмы.

Ил. 5, список лит. 12 назв.

УДК 530.18

Завольский Н. А., Нусинович Г. С., Павельев А. Б. Устойчивость одномодовых колебаний и нестационарные процессы в гиротронах со сверхразмерными низкодобротными резонаторами // Гиротроны: Сб. науч. тр. / ИФФ АН СССР. Горький, 1989. С. 84.

В работе развита нестационарная теория гиротрона со сверхразмерной низкодобротной электродинамической системой, в которой продольная структура ВЧ поля зависит от электронного пучка. Исследована устойчивость одномодовых колебаний в условиях несинхронного и синхронного взаимодействия мод. Рассмотрены нестационарные процессы, имеющие место при возбуждении ограниченного числа мод с нефиксированной продольной структурой. Для гиротрона с большим числом взаимодействующих мод развит пространственно-временной подход, позволивший определить критическую плотность спектра собственных частот, при которой в генераторе возникают хаотические во времени, а также по азимутальной и продольной координатам пульсации ВЧ поля.

Ил. 14, список лит. 19 назв.

УДК 621.372.8

Цимринг Ш. Е. Аксиально-симметричные волноводные переходы и трансформаторы // Гиротроны: Сб. науч. тр. / ИФФ АН СССР. Горький, 1989. С. 113.

Рассматривается синтез аксиально-симметричных волноводных переходов и гофрированных волноводных трансформаторов с минимизированным переизлучением в паразитные моды на заданной длине переходов. Расчеты базируются на уравнениях метода плоских поперечных сечений и представлении искомых профилей кубичными сплайнами или отрезками синусоид. Для ускорения поиска оптимума используется приближение связанных волн. Описываются алгоритмы и программы решения краевых задач и оптимизации. Приводятся

результаты синтеза некоторых конкретных волноводных переходов и резонаторов.

Ил. 5, табл. 3, список лит. 18 назв.

УДК 621.372.8.09

В л а с о в С. Н., Ш а п и р о М. А. Трансформация волн в квазиоптических волноводных линиях передачи // Гиротроны: Сб. науч. тр. / ИПФ АН СССР. Горький, 1989. С. 133.

На основе метода параболического уравнения анализируется трансформация низших волноводных мод в волновые пучки простейших типов. Показано, что эффективная трансформация волн реализуется в плавно раскрывающихся и плавно изгибающихся квазиоптических волноводах.

Ил. 10, список лит. 38 назв.

УДК 621.372.852.5

Б е л о у с о в В. И., К о п о с о в а Е. В., О р л о в а И. М., П е с к о в Н. Ю., П е т е л и н М. И. Вспомогательные элементы квазиоптических волноводных трактов большой мощности // Гиротроны: Сб. науч. тр. / ИПФ АН СССР. Горький, 1989. С. 155.

Предложен ряд новых элементов квазиоптических волновых трактов большой мощности: мультиплексер, сумматор взаимно сфазированных волновых потоков, направленный ответвитель, универсальный перестраиваемый поляризатор. Действие этих элементов основано на эффектах рассеяния электромагнитных волн гофрированными металлическими поверхностями. Кроме того, предложен вариант переключателя мощности для волноводов сверхразмерного сечения.

Ил. 6, список лит. 6 назв.

УДК 621.3.032.272

Б о р о д а ч е в а Т. В., Г о л ь д е н б е р г А. Л., М а н у и л о в В. Н. О рекуперации в гиротроне // Гиротроны: Сб. науч. тр. / ИПФ АН СССР. Горький, 1989. С. 161.

Разработана программа численного анализа электронных траекторий в коллекторной области гиротрона, включая многоступенчатые коллекторы с различными потенциалами ступеней. Рассчитаны конфигурации двухступенчатых коллекторов с рекуперацией, в которых реализуются повышенные КПД, близкие к предельным значениям, вычисленным для известных расчетных распределений по энергии электронов на выходе из резонатора гиротрона.

Ил. 8, список лит. 11 назв.

УДК 621.385.65

Сушили П. Б., Фикс А. Ш., Паршин В. В. Перспективы повышения пропускной способности окон вывода энергии гиротронов // Гиротроны: Сб. науч. тр. / ИПФ АН СССР. Горький, 1989. С. 181.

Рассмотрена возможность существенного увеличения пропускной способности выходных окон гиротронов путем низкотемпературного охлаждения. Расчеты показывают, что через сапфировое окно диаметром 8 см, охлаждаемое жидким азотом, можно транспортировать электромагнитное излучение частотой 150 ГГц мощностью порядка 0,5 МВт в непрерывном режиме.

Ил. 3, список лит. 14 назв.

УДК 621.385.69

Пегелин М. И., Флягин В. А. Проблемы создания систем электронно-циклотронного нагрева плазмы // Гиротроны: Сб. науч. тр. / ИПФ АН СССР. Горький, 1989. С. 195.

В токамаках, для того чтобы обеспечить электронно-циклотронный нагрев плазмы и ее стабилизацию (в частности, посредством генерации тока), необходимо использовать мультимегаваттное излучение с длинами волн порядка нескольких миллиметров. Такое излучение может быть получено с помощью гиротронов, а также мазеров на циклотронном авторезонансе или лазеров на свободных электронах — в зависимости от того, какой из этих методов окажется наиболее эффективным и экономичным.

Статья представляет собой краткий обзор проблем генерации (повышение КПД, селекция мод, вывод излучения из генераторов, перестройка частоты) и транспортировки (открытые и закрытые волноводы, ввод излучения в токамак) мощного излучения диапазона миллиметровых волн.

Ил. 2, список лит. 15 назв.

GYROTRONS

(Ed. V. A. Flyagin)

A B S T R A C T S

V e n e d i k t o v N. P., Z a p e v a -
l o v V. E., K u f t i n A. N. A powerful high-
efficiency 3 mm wavelength gyrotron.

Results of the calculation and experimental investigation of a powerful gyrotron are given. Optimization of the electron optical and electrodynamic systems enabled one to develop a 3.6 mm wavelength gyrotron in which a microwave power exceeding 1 MW is generated with an efficiency of about 50%.

G o l d e n b e r g A. L., P a v e l y -
e v A. B., K h . z h n y a k V. I. Simula-
tion of continuous-wave megawatt gyrotrons under the conditions of mode competition.

The parameters of CW gyrotrons with an output of the order of 1 MW at the wavelengths from 3 to 1 mm are estimated. The conditions under which the mode competition has a strong effect on the gyrotron operation are specified on the basis of numerical simulation and experimental data. Maximum gyrotron powers are estimated.

G o l d e n b e r g A. L., M a l y g i n
V. I., P a v e l y e v A. B., P a v e l y e v
V. G., P y l i n A. V., T s y m r i n g Sh. E.,
A powerful gyrotron at high modes of coupled reso-
nators with mode conversion.

The experience in using coupled resonators with mode conversion (CRMC) to increase the gyrotron power at cyclotron harmonics enables one to propose CRMC for selective excitation of high modes at the fundamental cyclotron resonance in magawatt gyrotrons at wavelengths shorter than 2 mm. The CRMC theory is expounded. Experiments confirming high selective properties of CRMC as compared, for example, with a coaxial resonator, are performed. The insufficiently high efficiency (about 20%), obtained in the experiments, is evidently explained by the fact that in addition to the calculated coupled mode, there is another one, competing with it, in the cyclotron resonance band.

L u c h i n i n A. G., N u s i n o v i c h G. S. Gyrotrons with pulsed magnetic fields.

Results of the investigations of gyrotrons with pulsed solenoids operated in the submillimetre and short-wave part of the millimetre wavelength range are summarized. The problems of using pulsed magnetic fields in gyrotrons are discussed. Results of the experiments in which the pulsed microwave power exceeded 100 kW at the frequencies up to 500 GHz are given. Results of the frequency and spectrum measurements are described. The technical efficiency of gyrotrons with pulsed solenoids is analyzed in the last section.

G l y a v i n M. Yu., G u r t o v n i k A. A., N u s i n o v i c h G. S., P a n k - r a t o v a T. B. Excitation of high modes in gyrotrons operated at cyclotron harmonics.

The results of theoretical and experimental investigations are given, which are aimed to provide stable single-mode oscillations at one of the high resonator modes under the conditions of cyclotron resonance with the second cyclotron harmonic. Stable single-mode oscillations were obtained at the modes $H_{6,5}$ and $H_{8,5}$ with the CW power up to 900 W in the wavelength range from 1 to 1.2 mm.

The relative frequency linewidth was 10^{-6} thus making it possible to use such gyrotrons for active plasma diagnostics.

Zavol'skiy N. A., Nusinovich G. S., Pavelyev A. B. Stability of single-mode oscillations and nonstationary processes in gyrotrons with oversized low-Q resonators.

The nonstationary theory is developed for a gyrotron with an oversized low-Q electrodynamic system where the axial structure of the RF field depends on the electron beam. Stability of single-mode oscillations under the conditions of nonsynchronous and synchronous mode interaction is investigated. Nonstationary processes, which take place when a number of modes with a nonfixed axial structure is excited, are considered. The spatio-temporal approach is developed for a gyrotron with a large number of interacting modes. This approach permits one to determine the critical density of the eigenfrequency spectrum, at which temporally, azimuthally and axially chaotic RF field pulsations occur in the oscillator.

Tsymring Sh. E. Axially symmetric waveguide tapers and transformers.

A synthesis of axially symmetric waveguide tapers and corrugated waveguide transformers with minimized conversion into parasitic modes at a given taper length is considered. The calculations are based on the equations of the plane cross-section method and on the representation of sought profiles by cubic splines or sinusoidal sections. To speed up the search of optimum, the coupled wave approximation is used. Algorithms and programs for solution of the boundary-value problems and optimization are described. Results of the synthesis of some particular waveguide tapers and resonators are given.

V l a s o v S. N., S h a p i r o M. A.
Wave conversion in quasioptical waveguide transmission lines.

The conversion of low waveguide modes into the simplest wave beams is analyzed on the basis of the parabolic equation method. It is demonstrated that effective mode conversion occurs in smoothly opening and smoothly bending quasioptical waveguides.

B e l o u s o v V. I., K o p o s o v a E. V., O r l o v a I. M., P e s k o v N. Yu., P e t e l i n M. I. Auxiliary elements of high-power quasioptical waveguide ducts.

A number of new elements of high-power quasioptical waveguide ducts is proposed including a multiplexer, a summator of mutually phase-locked wave beams, a directed coupler and an universal tunable polarizer. The action of these elements is based on the effects of electromagnetic wave scattering by corrugated metallic surfaces. A candidate power switch for oversized waveguides is also proposed.

B o r o d a c h y o v a T. V., G o l ' - d e n b e r g A. L., M a n u i l o v V. N.
On recuperation in gyrotron.

A program of the numerical analysis of electron trajectories in the collector part of the gyrotron, including multistage collectors with different potentials of the stages, is developed. Configurations of two-stage recuperated collectors with increased efficiencies close to the maximum values, obtained for the known distributions of electron energies at the resonator output, are calculated.

S u s h i l i n P. B., F i x ' A. Sh., P a r s h i n V. V. Perspectives of increasing the gyrotron output window capacity.

The possibility to increase significantly the gyrotron output window capacity by low-tempera-

ture cooling is considered. Calculations show that electromagnetic radiation with a frequency 150 GHz and a power of the order of 0.5 MW can be transported in a continuous regime through a liquid nitrogen cooled sapphire window of a diameter 8 cm.

P e t e l i n M. I., F l y a g i n V. A.
Problems in creation of microwave systems for electron-cyclotron plasma heating.

In tokamaks, to provide the electron-cyclotron plasma heating and stabilization (including the current drive), controllable multi-megawatt radiation at short millimetre wavelengths is necessary. The radiation can be produced by gyrotrons or, if a sufficient efficiency is demonstrated, by cyclotron auto-resonance masers and free electron lasers.

The paper aims to systematize the main problems of high-power mm wave radiation production (efficiency enhancement, mode selection, radiation output, frequency tuning) and transport (open and closed waveguides, injection of radiation in tokamak).

ГИРОТРОНЫ

Сборник научных трудов

Редактор *Н. Н. Кралина*
Техн. редактор *О. А. Сударик*
Корректор *О. И. Сигинова*

МЦ 006 23. Подписано к печати 29.12.89. Формат 60x90 1/16.
Бумага типографская №1. Усл. печ. л. 13,625. Усл. кр.-отт. 13,625.
Уч.-изд. л. 10,0. Тираж 500 экз. Темплан 1989 г. Поз. 2.
Цена 1 р. 50 к. Заказ № 286.

Отпечатано на ротавринтере в Институте прикладной физики АН СССР,
603600, г. Горький, ул. Ульянова, 46