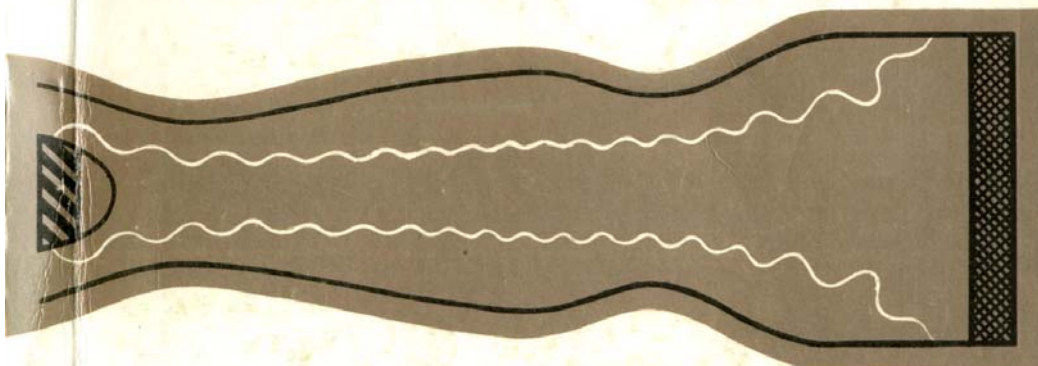


АН
ИПФ
СССР

Гиротроны



АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

ГИРОТРОНЫ

Сборник научных
трудов

Горький - 1980

УДК 621.385.69

Содержание настоящего сборника характеризует современное состояние отечественных разработок мощных длинноимпульсных гиротронов миллиметрового диапазона длин волн. В нем последовательно изложены анализ электроннооптических систем гиротронов; проблемы, возникающие при увеличении мощности и длительности СВЧ-импульса гиротрона, и способы их решения; теория трансформаторов волноводных волн в волновые пучки; результаты экспериментальных исследований гиротронов.

В заключительном разделе описаны разработанные на основе гиротронов СВЧ-комплексы для нагрева плазмы в различных установках (в том числе в токамаке Т-10).

Сборник предназначен для специалистов, занимающихся теоретическими и экспериментальными исследованиями в области электроники больших мощностей миллиметрового диапазона длин волн, а также интересующихся вопросами использования мощного излучения этого диапазона в физических и прикладных исследованиях.

Р е д а к ц и о н н а я к о л л е г и я

В.А.ФЛЯГИН, канд. физ.-мат. наук (отв. редактор),
Г.С.НУСИЛОВИЧ, канд. физ.-мат. наук,
В.К.ЮЛПАТОВ,
Н.А.ГОРОДЕЦКАЯ (отв. секретарь).

ПРЕДИСЛОВИЕ

Становление гиротрона как прибора, способного эффективно генерировать мощное когерентное электромагнитное излучение коротковолновой части диапазона СВЧ, происходило в 60-е годы, когда возникла сама идея прибора, была развита его теория и проведены первые успешные эксперименты. 70-е годы были годами разработки гиротронов для конкретных целей, важнейшей из которых стало создание источников СВЧ-мощности для проводимых по программе управляемого термоядерного синтеза экспериментов по нагреву плазмы в условиях электронно-циклотронного резонанса. В эти годы наряду с проблемами дальнейшего увеличения мощности и частоты электромагнитного излучения важную роль начали играть вопросы конструирования и технологии гиротронов.

В настоящее время потребность в гиротронах для проведения различных физических исследований сделала необходимым промышленный выпуск гиротронов. В этой связи представляется целесообразным издание сборника, дающего представление о современном уровне теоретических и эксперимен-

тальных исследований гиротронов и их применениях в ряде физических задач. Поскольку, однако, СССР занимает ведущее положение в разработке гиротронов, и в то же время их интенсивная разработка ведется за рубежом, публикация подобного сборника в открытой печати представляется преждевременной.

Содержание данного сборника составляют

- вопросы электронной оптики гиротронов,
- проблемы создания мощных длинноимпульсных гиротронов ,
- результаты экспериментальных исследований гиротронов ,
- описание разработок гиротронов для конкретных физических исследований (в том числе для нагрева плазмы в крупнейшем отечественном токамаке Т-10).

ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ
МОЩНЫХ МЦР

В.Е.Запевалов, В.К.Лыгин, В.Н.Мануилов,
Ш.Е.Цимринг

Основной тенденцией в разработках мощных МЦР, вытекающей из специфики этого класса приборов, является увеличение поперечного сечения области взаимодействия, т.е. переход к пространственно развитым структурам в сочетании с повышением мощности электронного пучка.

Указанное направление ставит ряд серьезных задач перед электронной оптикой. В частности, наращивание мощности электронного пучка связано с увеличением плотности тока, толщины пучка и переходом к релятивистским напряжениям. Во многих случаях эти изменения приводят к увеличению сил объемного заряда с соответствующим ростом скоростного разброса и возникновению неустойчивостей в электронном потоке.

Применение пространственно развитых структур выдвигает как важнейшую проблему селекцию колебаний. Электронные методы селекции, которые широко используются наряду с электродинамическими, также ставят интересные задачи перед электронной оптикой.

В настоящей статье рассматриваются некоторые из перечисленных вопросов. Естественно, что в рамках одной статьи трудно это сделать достаточно подробно. Однако для полноты картины мы предпочли во многих случаях поступиться деталями. В статье не затрагиваются результаты экспериментальных исследований.

В первом разделе рассмотрены системы формирования плотных винтовых электронных пучков (ВЭП), имеющие при прочих равных условиях малый скоростной разброс. Во втором – содержится анализ аберраций ВЭП, вносимых линзой, которая образуется на стыке между анодом и резонатором, имеющими разные потенциалы. В третьем – описан синтез магнетронно-инжекторных пушек (МИП) МЦР, работающих в режиме полного пространственного заряда. В четвертом разделе приведены результаты расчёта двухлучевых электронно-оптических систем (ЭОС) гиротронов. Возможности использования таких систем для электронной селекции колебаний рассмотрены в отдельной статье настоящего сборника. (см. с. 60).

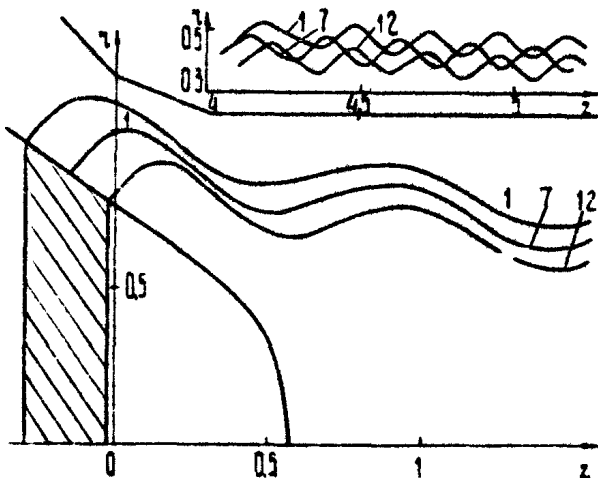
1. Сильноточные пушки с малым скоростным разбросом

Один из основных факторов, приводящих к возрастанию скоростного разброса в ВЭП под влиянием сил объемного заряда, связан [1,2] с наличием регулярных пересечений электронных траекторий в пучке. Устранить указанный эффект можно путём формирования в области пушки перемешанных или, наоборот, ламинарных пучков с непересекающимися траекториями.

1. Системы формирования ламинарных пучков. Траекторный анализ таких систем [3,4] показал, что устранение регулярных пересечений траекторий действительно способствует радикальному уменьшению скоростного разброса как функции тока пучка. Методика траекторного анализа, использованная в цитированных работах, позволяла исследовать пучки на временных интервалах, не превышающих 6–8 циклотронных периодов. Однако в результате эффектов обгона, связанных с наличием скоростного разброса δv_{\perp} , ламинарные пучки могут на достаточно большой длине трансформироваться в пересекающиеся. Оценки показывают, что число витков, требующееся для указанной трансформации,

$$N \approx 1/2 \bar{q}^2 \delta v_{\perp},$$

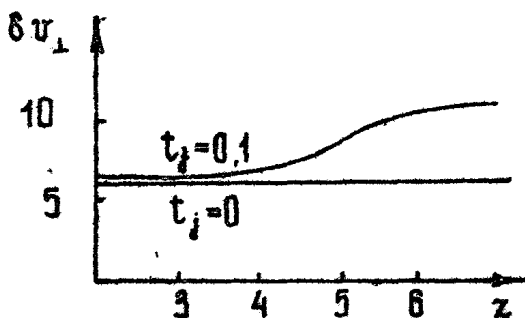
где \bar{v} - усредненное отношение осцилляторной скорости электронов к их скорости дрейфа вдоль магнитного поля. Полагая $\bar{v} = 1$, $\delta v_{\perp} = 5\%$, получаем $N \sim 10$. Пересечение траекторий на начальной стадии имеет регулярный характер, что способствует формированию дополнительного скоростного разброса под действием сил объемного заряда. На рис.1 представлена система формирования с ламинарным пучком.



Р и с.1. Пушка с квазиламинарным пучком электронов. Вверху приведены электронные траектории в переходной области ($I_j = 0,1$)

Согласно данным траекторного анализа [5] в области пушки (плоскость окончания счёта $z = 3$), разброс δv_{\perp} практически не зависит от величины тока и составляет 7% в холодной системе и 6% при $I_j = 0,1$ ($I_j = I/I_A$, где I - ток пучка, I_A - ленгмюровский ток пушки, соответствующий безмагнитному диодному промежутку анод-катод). Последующий траекторный анализ системы в области, простирающейся до рабочего пространства ($z = 7$), показал, что в переходной области возникают регулярные пересечения траекторий при $4 < z < 6$ (рис. 1). Соответственно разброс на этом участке увеличивается

с 7 до 11% (рис.2). При $\chi > 6$ траектории перемешиваются и величина δv_{\perp} перестает возрастать.



Р и с.2. Зависимость скоростного разброса от продольной координаты для системы рис.1

При наличии регулярных пересечений осцилляторная скорость электронов, оказавшихся на левом краю пучка ^{*)}, увеличивается, а на правом - уменьшается [2] по сравнению с величинами, удовлетворяющими условию сохранения поперечного адиабатического инварианта. Согласно рис.1 при $4 \leq \chi \leq 6$ слева оказываются электроны, вылетевшие из центра эмиттера, справа - с краев. В таблице приведены относительные величины осцилляторных скоростей в трёх трубках тока после прохождения области регулярных пересечений при $t_j = 0$ и 0,1.

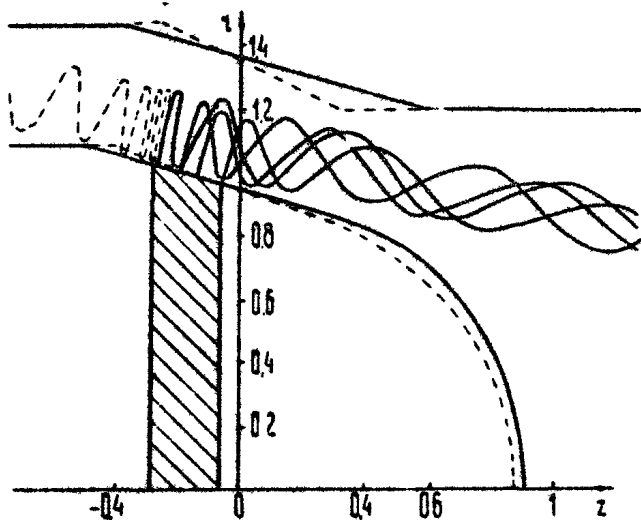
t_j	1-я трубка	7-я трубка	12-я трубка
0	1,185	1,184	1,188
0,1	1,159	1,209	1,163

^{*)} "Левыми" ниже называются электроны, находящиеся на восходящем участке внешней границы полого пучка.

При слабом пространственном заряде (см. таблицу) возрастание вдоль траектории всех осцилляторных скоростей одинаково и соответствует условию сохранения поперечного адиабатического инварианта. В режиме с пространственным зарядом скорости центральных электронов увеличиваются быстрее, а крайних – медленнее.

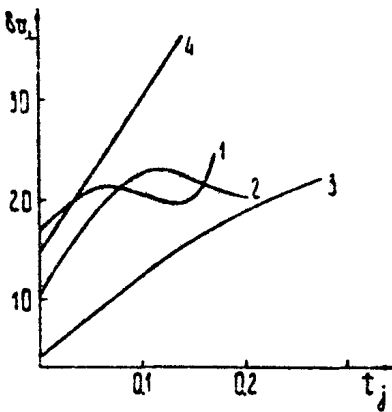
Таким образом, увеличение разброса в квазиламинарном пучке связано с резонансным механизмом [2], который нарушает адиабатичность. Важно, что увеличение разброса в квазиламинарных пучках заметно меньше, чем в традиционных системах, где регулярное пересечение траекторий начинается непосредственно у инжектора [2].

2. Системы формирования пучков с траекториями, перемешанными в области пушки, реализуются в МИП, имеющих малые углы наклона φ магнитного поля к поверхности катода. Специфической особенностью этих систем является малый разброс ведущих центров в резонаторе при большой ширине эмиттирующего пояска. На рис.3 показаны расчетные траектории, а на рис.4 – зависимость скоростного разброса δv_1 от t_j .



Р и с.3. МИП с малым φ . Штрих-пунктир – траектория отраженного электрона

Р и с.4. Зависимость скоростного разброса от тока пучка в пушке рис.3 при разной ширине эмиттера



Как видно, δv_{\perp} слабо зависит от тока пучка (ср. кривую 1 с кривой 4).

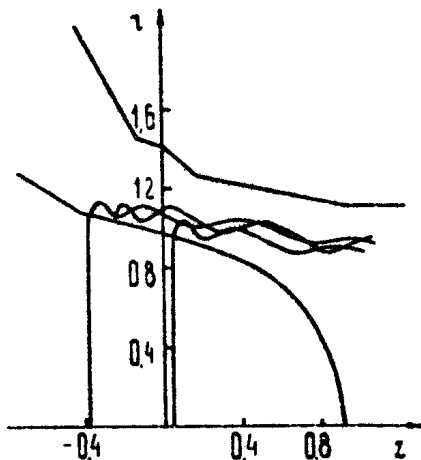
Эффект вызван быстрым перемешиванием траекторий за счёт большой ширины l эмиттера (согласно рис.3 $l/L \sim 2$, где L — длина первого шага электронной траектории). Этот вывод подтверждается результатами траекторного анализа системы с вдвое и вчетверо меньшей шириной эмиттирующего пояaska, когда вблизи инжектора появляются области с регулярным пересечением траекторий и резко возрастает δv_{\perp} (кривые 2,3). Полный скоростной разброс у широкого пучка при $t_j = 0,14$ меньше соответствующей величины для более узких поясков, несмотря на двукратное снижение тока (точки $t_j = 0,14$ и $0,28$ для кривых 2 и 3). К аналогичным результатам приводит увеличение угла φ при неизменной ширине эмиттера и плотности тока (профиль электродов показан на рис.3 пунктиром). Несмотря на большую величину позиционного скоростного разброса (15% для кривой 4), прирост δv_{\perp} при $t_j = 0,14$ достигает 20% по сравнению с 2% в исходной геометрии.

Согласно рис.4 при некоторой величине $t_j = t_{jk}$ на δv_{\perp} наблюдается максимум. Соответствующие значения t_{jk} и прирост δv_{\perp} при вдвое суженном эмиттере существенно больше, что вполне естественно, учитывая меньший ток пучка.

По мере увеличения тока падает компонента электрического поля E_{\parallel} , определяющая дрейф электронов из области пушки. В результате при некотором критическом токе

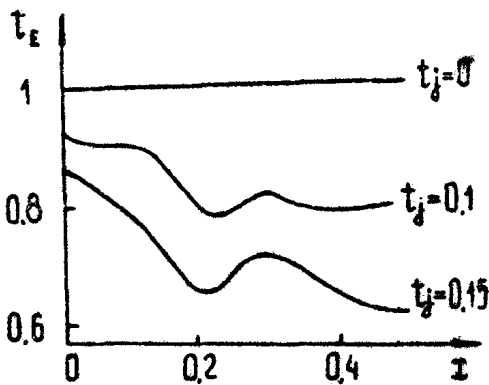
I_s на катоде формируется пробка для электронов, стартующих с левого края эмиттера. Эти электроны дрейфуют влево и попадают на анод. Для системы рис.3 подобный режим реализуется при $t_j \geq 0,2$. С увеличением ширины пояса I_s несколько возрастает.

Применение методики траекторного анализа, модифицированной на случай отражений, показало, что при $I > I_s$ итерационный процесс становится неустойчивым (отсутствует сходимость). Указанная вычислительная неустойчивость, по-видимому, свидетельствует о реальной неустойчивости таких режимов (ср. [6]). Для устранения эффекта отражения электронов необходимо увеличить положительную компоненту продольной скорости "левых" электронов. Одним из способов является введение заднего фокусирующего электрода (рис.5), что по данным траекторного анализа позволяет существенно увеличить I_s .



Р и с.5. МИП с малым φ , работающая в сильно закритическом режиме

В МИП с малыми φ при достаточной ширине эмиттера скоростной разброс в основном определяется экранирующим действием пучка. На рис.6 приведено распределение коэффициента экранировки электростатического поля $t_E = E_K$: $E_K^{(0)}$ при различных плотностях тока ($E_K^{(0)}$ - поле на катоде в холодной системе) для системы с задним фокусирующим электродом (см.рис.5).



Р и с.6. Распределение коэффициента экранировки электростатического поля вдоль эмиттера для системы рис.5 (x - координата вдоль эмиттирующего пояска, отсчитываемая от его левого края)

Пространственный заряд вызывает заметное изменение t_E даже при относительно небольших t_j . Максимум t_E (и, соответственно, осцилляторной скорости) оказывается на левом краю эмиттера. Поэтому очевидным способом снижения δv_{\perp} является подбор конфигурации электродов, обеспечивающей в холодной системе снижение поля к левому краю эмиттера.

В пушках с $t_R = R/d \sim 1$ ($t_R \approx 0,5 \div 0,8$) (R - высота первого максимума электронной траектории) получение требуемого распределения $E_{\kappa}^{(0)}(x)$ возможно лишь в системах с достаточно резким изменением профиля анода, нарушающим при больших t_R условия адиабатичности. Оптимизация системы формирования в этом случае, как правило, существенно усложняется. Указанное ограничение играет меньшую роль в МИП, работающих в сильно закритическом режиме ($t_R \ll 1$). На рис.5 представлен один из вариантов. При такой форме электронов холодное распределение $v_{\perp}(x)$ является монотонно возрастающим слева направо и практически точно совпадает с адиабатическим [1]. По данным траекторного анализа величина разброса падает с 22% при $t_j = 0$ до 12,5% при $t_j = 0,1$. Дальнейшее увеличение тока, однако, приводит к сильной экранировке электрического поля, снижению средней осцилляторной скорости и возрастанию δv_{\perp} до 51% при $t_j = 0,2$.

Таким образом, применение МИП с малым углом на -

клона магнитного поля к поверхности катода и широким эмиттером позволяет формировать сильноточные винтовые электронные пучки с достаточно малым скоростным разбросом.

2. Скоростные aberrации в электронно-оптических системах МЦР, содержащих иммерсионную линзу

Формирование интенсивных ВЭП в прикатодной области не гарантирует сохранение малого скоростного разброса в пучке при разных потенциалах анода и рабочего пространства. Возникающее в этом случае неоднородное поле между анодом и резонатором (указанную область в дальнейшем будем называть иммерсионной линзой [7]) может привести к дополнительному разбросу осцилляторных скоростей из-за нарушений адиабатичности, если параметры винтовой траектории (шаг, радиус) сравнимы с масштабом неоднородности электрического поля.

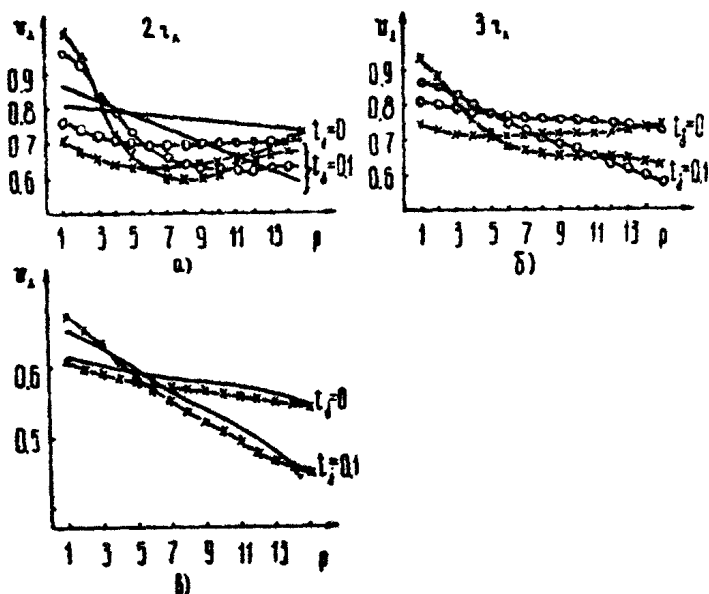
Скоростной разброс может возрасти еще больше в результате действия сил пространственного заряда. Ниже рассматривается влияние иммерсионной линзы на скоростной разброс в типичной пучке МЦР с широким эмиттером ($l/d \sim 1$) и током I , соответствующим $t_j = 0,1 \pm 0,15$.

Изменение параметров пучка при прохождении области линзы исследовалось численными методами траекторного анализа [5] при расположениях ведущего центра пучка относительно электродов линзы на расстояниях, кратных ларморовскому радиусу (r_L в области линзы).

Влияние электрического поля линзы на параметры траекторий иллюстрируется сравнением рис.7, а, б, где приведены кривые распределения осцилляторных скоростей как функции ρ (номер трубки тока) при различных удалениях ведущего центра от краев линзы, с рис.7, в, на котором представлено распределение осцилляторных скоростей в области влета электронов в линзу ($\chi = 2,7$).

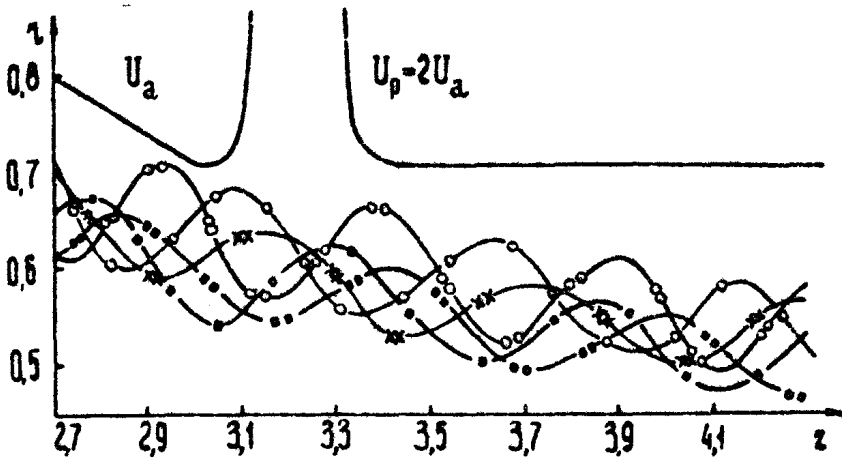
Согласно этим рисункам поле линзы оказывает наибольшее влияние на электроны, ведущий центр которых располагается на расстояниях $2 r_L$ от краев электродов. Из рис. 7, а видно, что при $t_j = 0$ увеличение напряжения на элект-

троях линзы сильнее всего влияет на частицы, вылетающие с левой половины эмиттера. Действие иммерсионной линзы ослабляется по мере удаления ведущего центра от краёв электродов и практически исчезает на расстояниях, превышающих $4 \tau_A$.



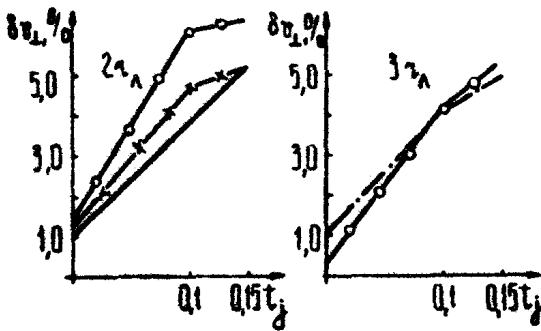
Р и с. 7. Кривые распределения осцилляционных скоростей по трубкам тока при различных удалениях ведущего центра от электродов линзы: а-б - в конечной плоскости после прохождения линзы; в - в плоскости влета в линзу ($\chi = 2,7$).
 — при $U_p = U_a$; —○— при $U_p = 2 U_a$;
 —x—x— при $U_p = 2,5 U_a$

На рис.8 построены центральные траектории трёх трубок тока (в режиме $t_j = 0$ и $t_j = 0,1$), соответствующие точкам вылета частиц с краёв и из центра эмиттера для случая удаления ведущего центра от электродов линзы на $2 \tau_A$. Изменения скоростного разброса Δv_1 пучка как функции t_j при различном расположении ведущего центра показаны на рис.9.



Р и с.8. Электронные траектории в области иммерсионной линзы

\circ — 1-я трубка \times — 7-я трубка \square — 15-я трубка для $t_j = 0$
 $\circ\circ$ — трубка $\times\times$ — трубка $\square\square$ — трубка для $t_j = 0,1$



Р и с.9. Зависимость скоростного разброса от t_j ; при различных удалениях ведущего центра от электродов линзы:

— при $U_p = U_a$; - - - при $U_p = 1,3 U_a$;
 — \times — \times — при $U_p = 2 U_a$; \circ — \circ — при $U_p = 2,5 U_a$

При $\bar{t}_j = 0,1$ также наибольшие возмущения испытывают частицы, выходящие из левого участка эмиттера. Осцилляторные скорости этих частиц в результате действия поля пространственного заряда в области линзы возрастают (ср. осцилляторные скорости для трубок $\rho = 1$, $\rho = 2$ на рис. 7,а и рис. 7,б, относящихся к одинаковым величинам U_p и \bar{t}_j , а также значения осцилляторных скоростей при различных величинах линзового напряжения $U_p - U_a$). Удаление ведущего центра от края линзы на $3 \lambda_A$ согласно рис. 7,б и рис. 9 значительно ослабляет возмущения функции распределения и скоростного разброса. Для случая $4 \lambda_A$ поле линзы практически не влияет на электронные траектории.

Проведенный анализ показывает, что если геометрия электронно-оптической системы и электрические режимы обеспечивают прохождение ведущих центров электроны орбит на расстояниях, больших $4 \lambda_A$ от электродов линзы, то действие последней на электронные траектории практически отсутствует. Отметим, что в ряде случаев условия $\lambda > 4 \lambda_A$ удается обеспечить соответствующим выбором обрыва анода.

3. Синтез магнетронно-инжекторных пушек с полным пространственным зарядом

В отличие от большинства ЭОС приборов СВЧ, магнетронно-инжекторные пушки (МИП) МЦР работают в режиме температурного ограничения эмиссии (\bar{T} - режиме). Последний позволяет управлять током пучка и параметрами электронных траекторий независимо друг от друга. Однако по сравнению с режимом пространственного заряда (ρ - режимом) \bar{T} - режим характеризуется значительно большей неоднородностью эмиссии, ведущей к снижению срока службы катода и тепловым перегрузкам коллектора, а также более чувствителен к влиянию шероховатостей эмиттирующей поверхности на скоростной разброс, особенно в коротковолновых МЦР.

ρ - режим позволяет в принципе получить максимальный ток пучка при заданных потенциалах электродов. Это особенно важно для приборов субмиллиметрового и коротковолновой части миллиметрового диапазонов.

В работах [8,9] дана теория синтеза МИП, работающих в Γ - режиме, когда отношение тока к ленгмюровскому параметру $0,3-0,5$. Ниже теория развивается на β - режим.

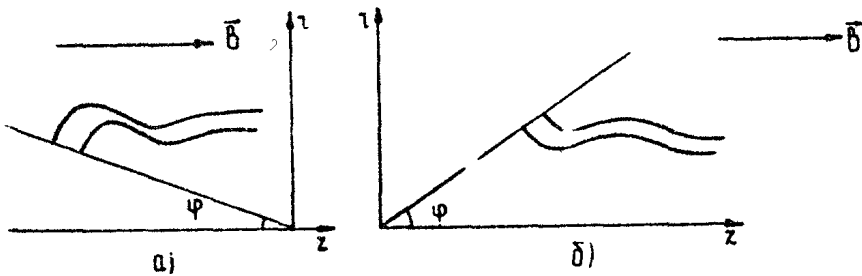
1. Внутренняя задача синтеза. Рассмотрим безграничный поток, образованный электронами, выходящими с поверхности конического катода и движущимися в однородном магнитном поле (рис.10), который описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений (1)-(9) из [9] при замене $\mu \rightarrow 1$, $\gamma \rightarrow \nu$ с начальными ($t=0$) условиями*

$$\tau = 1, z = \mp ctg\varphi, \theta = v_r = v_\theta = v_z = E_r = E_z = V = 0. \quad (1)$$

Знак "-" соответствует обычному потоку Драйдена, "+" - обращенному (рис.10). Параметр цилиндричности

$$\nu = j_0' / \epsilon_0 \eta'^2 r_k' B'^3 \quad (2)$$

по порядку величины равен отношению радиуса ларморовской окружности к радиусу катода.

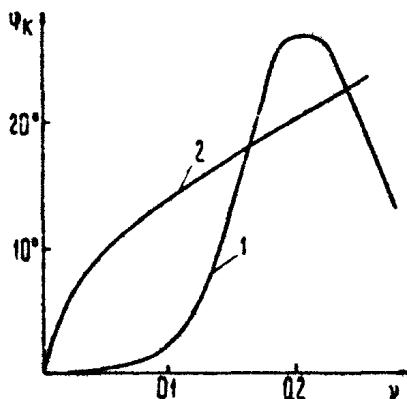


Р и с.10. Потоки Драйдена в прямой (а) и обращенной (б) пушках

* Здесь и ниже использованы обозначения и безразмерные переменные, введенные в [9]. Для электрического поля принята нормировка

$$\vec{E} = \vec{E}' / r_k' \eta' B'^2.$$

Так же как для потока Драйдена в Γ - режиме [9], формальные решения уравнений не всегда соответствуют ламинарным пучкам. На рис.11 представлена найденная из предложенного в [9] критерия зависимость критических (минимальных) величин $\psi = \psi_k$ от параметра ν . Как видно, обращенная система предъявляет более жесткие требования к выбору угла ψ .



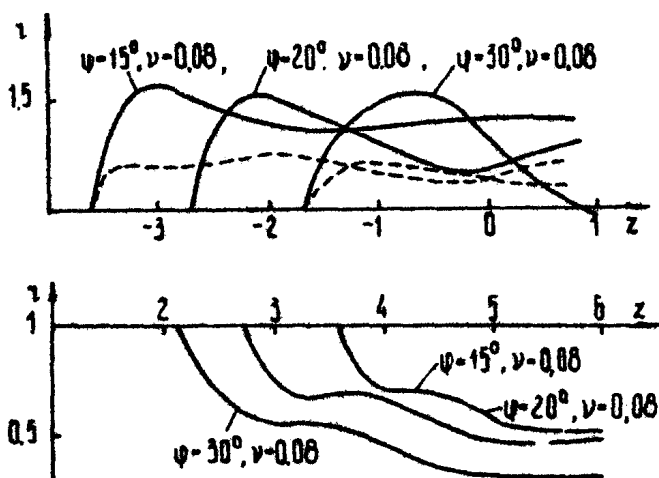
Р и с.11. Зависимость критического угла от параметра цилиндричности для прямой (кривая 1) и обращенной (кривая 2) пушек

Увеличение осцилляторной скорости связано с использованием достаточно больших величин ν . Однако расчёт электронных траекторий прямого потока Драйдена (рис.12) при различных ψ и ν показал, что системы с $\nu > 0,1$ или $\psi < 10^\circ$ непригодны ввиду недопустимого возраста - ния высоты подъема электронов в пушке. Для достаточно больших ν ($\nu \geq 0,03$) потенциал V на траекториях имеет максимум, при наличии которого электронные траектории не пересекают анодную эквипотенциаль с $V > V_{\text{анод}}$. Указанное обстоятельство открывает возможность синтеза электродной системы с минимальной последующей коррекцией.

Для обращенных пушек согласно рис.13 параметр ν не должен превышать значение 0,08*. С уменьшением ψ

* В обращенных системах ограничением является условие $E'_2 < E'_{\text{пр}}$, где E'_2 - напряженность электрического поля на аноде, $E'_{\text{пр}}$ - пробивное значение поля.

скорость радиального дрейфа падает. Для этих пушек зави-
симость потенциала от угла пролета является монотонно на-
растающей при любых ν .

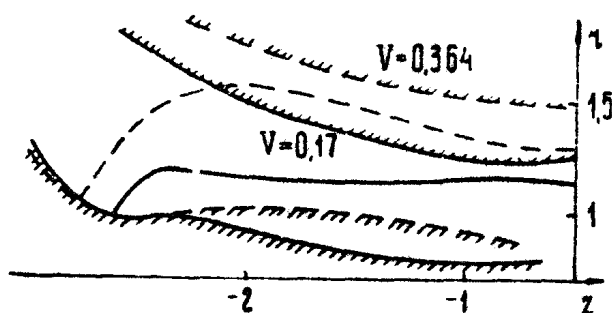


Р и с.12. Электронные траектории в прямом по-
токе Драйдена (пунктир - $\nu = 0,03$)

Р и с.13. Электронные траектории в обращенном
потоке Драйдена

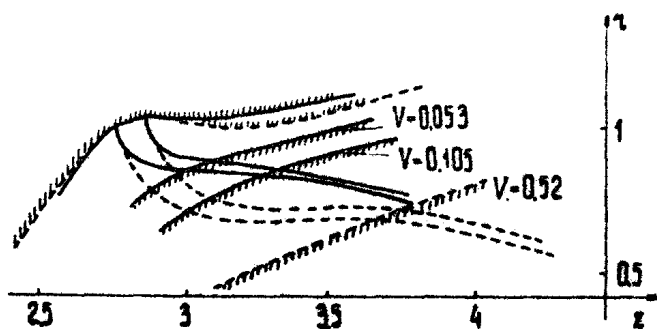
2. Решение внешней задачи синтеза проводилось ме-
тодом Харкера по описанному в [9] алгоритму. На рис.14
представлены результаты расчёта двух вариантов пушек с
 $\psi = 20^\circ$; $\nu = 0,03$ и $0,08$. Вблизи эмиттера передняя
и задняя катодные эквипотенциали наклонены к пучку под
углом Пирса ($67^\circ 30'$). Форма заднего фокусирующего элект-
рода слабо зависит от параметра ν . Результаты реше-
ния внешней задачи позволяют уточнить ограничения на ве-
личину ν . Из рис.14, а также из результатов расчёта
других вариантов следует, что уже при $\nu = 0,08$ расстоя-
ние анод-катод оказывается одного порядка с радиусом ка-
тода. Это значение следует принять за верхнюю границу ν .
При $\psi \leq 10^\circ$ экстремальные значения потенциала на траек-

тории и соответствующий угол пролета сильно возрастают. В этом случае целесообразно выбирать γ анодную эквипотенциаль с $V < V_{\text{плд}}$ (с последующей коррекцией формы анода [8]).



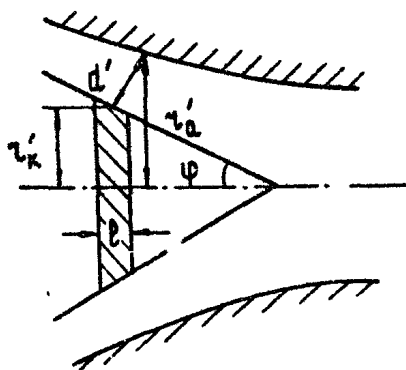
Р и с.14. Форма электродов и электронные траектории в прямой МИП, формирующей поток Драйдена с $\psi = 20^\circ$ и $\nu = 0,03$ (пунктир - $\nu = 0,08$)

Для обращенных систем, как уже отмечалось, потенциал является монотонно возрастающей функцией угла пролета \bar{t} , поэтому электронный пучок всегда пересекает анодную эквипотенциаль. На рис.15 приведена форма электродов и электронные траектории для $\psi = 20^\circ$, $\nu = 0,03$ и $0,08$.



Р и с.15. Форма электродов и электронные траектории в обращенной МИП, формирующей поток Драйдена с $\psi = 20^\circ$ и $\nu = 0,03$ (пунктир - $\nu = 0,08$)

Целесообразно выбирать в качестве анода эквипотенциаль, соответствующую углу пролета $\uparrow \sim (1,5+2)\pi$. При больших \uparrow конфигурация электродов не технологична (требуется увеличивать r_k/r_a - см.рис.16). Кроме того, электрическое поле на аноде может превышать пробивное значение. Величину угла φ целесообразно выбирать в диапазоне $\varphi_k < \varphi \leq 20^\circ$. Это же относится к системам с внутренним катодом.



Р и с.16. К расчёту основных параметров системы формирования

3. Полная процедура расчёта МИП в ρ - режиме требует привлечения численных методов. Для предварительной оценки параметров ЭОС целесообразно воспользоваться плоской моделью, допускающей простое аналитическое решение внутренней задачи [8]. Проводя в расчетных соотношениях [8] предельный переход $\gamma \rightarrow \infty$, что соответствует ρ - режиму, получаем основные параметры системы

$$I = 1,07 t_p (t_1 U_0)^{1/2} E_k^{(0)} R_0 K_a^2 \cos^2 \varphi F_a^{-1}, \quad (3)$$

$$d_k = 10,4 E_k^{(0)5/3} B_0^{1/3} K_a^{5/3} \cos^{2/3} \varphi (t_1 U_0)^{-1/3} F_a^{-5/3}, \quad (4)$$

$$U_a = 1,32 (t_1 U_0)^{2/3} E_k^{(0)} F_a^{1/3} K_a^{2/3} \cos^2 \varphi B_0^{-2/3}, \quad (5)$$

$$\alpha = 1,52(t_1 U_0)^{1/3} B_0^{2/3} F_a^{2/3} E_K^{(0)2/3} K_a^{-2/3} \cos^{-2/3} \varphi, \quad (6)$$

K_a и F_a - безразмерное расстояние до анода и анодный потенциал, даваемые соотношениями

$$K_a = \frac{\Phi_a^3}{6} \operatorname{tg}^2 \varphi + \Phi_a - \sin \Phi_a, \quad (7)$$

$$\Phi_a = \frac{\Phi_a^4}{8} \operatorname{tg}^2 \varphi + \frac{\Phi_a^2}{2} - \Phi_a \sin \Phi_a + 1 - \cos \Phi_a. \quad (8)$$

$\Phi_a \sim 2\pi$ - угол пролета до анода. Здесь приняты обозначения и система единиц, обычно используемые при расчётах МИП МЦР (см. [10]).

Расчёты по формулам (3) - (8) показывают, что использование пушек в ρ - режиме для приборов сантиметрового диапазона нецелесообразно, так как при этом анодное напряжение U_a как правило превышает рабочее U_0 . Приемлемые результаты получаются для МИП МЦР миллиметрового диапазона ($B_0 \geq 30$ кгс).

Совместное использование адиабатической теории МИП и результатов численного решения внутренней и внешней задач синтеза приводит к следующим расчётным соотношениям для аксиально симметричных систем

$$I = 22,2 t_p t_d \nu t_1 U_0 K_E E_K^{(0)} (\sigma_{1y}^2 V_a B_0)^{-1}, \quad (9)$$

$$j_K = 32,5 \nu E_K^{(0)5/3} K_E^{5/3} B_0^{1/3} \sigma_{1y}^{2/3} (t_1 U_0)^{-1/3} V_a^{-5/3}, \quad (10)$$

$$U_a = 1,04 (t_1 U_0)^{2/3} V_a^{1/3} K_E^{2/3} E_K^{(0)2/3} B_0^{-2/3} \sigma_{1y}^{-4/3}, \quad (11)$$

$$\alpha = 0,96 (t_1 U_0)^{1/3} B_0^{2/3} V_a^{2/3} (\sigma_{1y}^{2/3} E_K^{(0)2/3} K_E^{2/3})^{-1}, \quad (12)$$

$$R_0 = 1,07 t_p (t_1 U_0)^{1/2} (B_0 \sigma_{1y})^{-1}, \quad (13)$$

$$R_k = R_0 \sqrt{\alpha}; t_d = d'/R'_k; t_e = l'/d'; t_r = R'_y/R'_k; K_E = \ln \frac{R_2}{R_k} / \cos \varphi. \quad (14)$$

Здесь R_k и R_0 - в мм, I - в А, j_k - в А/см², U_0 , U_d - в кВ, $E_k^{(0)}$ - в кВ/мм, B_0 - кгс, R'_y - радиус ведущего центра на выходе из пушки (см. также рис.16).

Согласно (9) - (14) все параметры ЭОС определяются через непосредственно задаваемые величины ($U_0, B_0, E_k^{(0)}, \nu, \varphi, t_e$) и величины V_d, K_E, t_r, t_d , находимые из решения внутренней и внешней задач синтеза. Безразмерную осцилляторную скорость $v_{\text{ш}}$ в области пушки можно определить из графиков $v_0(t)$ и $v_1(t)$ как полуразность максимального и минимального значений соответствующих компонент скорости на периоде гирочастоты. Как показывают расчёты, при $\nu \lesssim 0,03$ величина $v_{\text{ш}} \approx \nu$, а $t_r \approx 1$. При этих условиях

$$\nu = (t_1 U_0)^{1/2} / R_0 B_0. \quad (15)$$

Окончательно процедура расчёта МИП выглядит следующим образом. Сначала по формуле (15) оценивается ν , а по рис.11 определяется (с учётом приведенных выше ограничений углов) величина φ . Затем при выбранных ν и φ по методике [9] решается задача синтеза и по формулам (9)-(14) находятся основные параметры системы формирования. После этого производится коррекция параметров внутренней задачи и предыдущие три этапа повторяются до получения приемлемых характеристик ЭОС. На рис. 14 показана конфигурация электронов пушки, рассчитанной для β -режима с параметрами: $U_0 = 70$ кВ, $B_0 = 35$ кгс, $t_1 = 0,6$, $E_k^{(0)} = 2,8$ кВ/мм. Оценочное значение ν , вычисленное по формуле (15), равно приблизительно 0,03. В качестве параметров при решении задачи синтеза были выбраны $\nu = 0,03$ и $\varphi = 20^\circ$. В результате решения внутренней и внешней задач $t_d = 0,6$, $V_d = 0,155$, $v_{\text{ш}} = 0,032$, $t_r = 1,18$. Подставляя полученные значения в (9)-(14), находим: $j_k = 4,8$ А/см², $U_d = 70$ кВ, $t_e = 0,3$, $I = 140$ А, $\alpha = 90$.

4. ЭОС двухлучевых гиротронов

Многолучевые гиротроны позволяют существенно повысить селекцию мод по поперечному индексу [11].

Наиболее простой является двухлучевая система. Ниже рассмотрено несколько конструктивных вариантов двухлучевых МИП:

а) эмиттирующие пояски 3 расположены на общем катоде 1 обычной МИП (рис.17,а);

б) эмиттеры 3 расположены на общем катоде обращенной МИП (рис.17,б);

в) эмиттер 1 на общем катоде 2 образует с внутренним анодом 3 обращенную МИП, а поясок 4 с внешним анодом 5—обычную МИП (рис.17,в);

г) общий анод 1 с катодом 2 образует обычную МИП, а с катодом 3—обращенную МИП (рис.17,г);

д) вариант, в), но катоды разделены;

е) вариант г), но аноды разделены;

ж) основной эмиттирующий поясок 1 располагается обычным образом в прямой или обращенной МИП, а дополнительный эмиттер 2, помещенный на анод 3 пушки, является катодом в системе анод-резонатор (рис.17,д,е,).

Выбор того или иного варианта в значительной степени зависит от назначения второго пучка (излучатель или поглотитель);

1. В двухлучевых МИП с обоими излучающими пучками должны быть выполнены следующие условия:

а) достаточно большие для каждого из пучков параметры $\Gamma_{\perp}^{(1)}$, $\Gamma_{\perp}^{(2)}$ (отношения колебательной энергии электронов в рабочем пространстве к их полной энергии);

б) близкий к единице коэффициент токопрохождения;

в) малый разброс осцилляторных скоростей;

г) формирование пучков с заданными радиусами в резонаторе.

Для реализации указанных условий существенны относительные масштабы трех характерных величин радиуса катода R_k , высоты подъема электронов в пушке h и межэлектродного расстояния d . Всего возможно 4 случая ($h/R_k \sim 1, h/d \sim 1; h/R_k \ll 1, h/d \sim 1, h/R_k \sim 1, h/d \ll 1, h/R_k \ll 1, h/d \ll 1$).

Рассмотрим первый из них ($R/R_k \sim 1, R/d \sim 1$) для варианта а) (рис.17, а). Чтобы уменьшить электростатическую связь обоих пучков, радиусы ведущих центров пучков в области пушки должны быть разнесены на величину $\Delta \geq R$.

Это обстоятельство приводит к условию

$$\frac{d^{(2)}}{d^{(1)}} \approx \frac{E_k^{(1)}}{E_k^{(2)}} = n \geq 2, \quad (16)$$

где $E_k^{(p)}$ - электрическое поле на поверхности эмиттера ($p=1,2$). Эмиттеры должны быть также разнесены по оси на величину порядка $R + 0,5(l^{(1)} + l^{(2)})$ (см.рис.17,а). Следовательно, отношение магнитных полей в центрах эмиттеров

$$\alpha_{1,2} = \frac{B_k^{(2)}}{B_k^{(1)}} = 1 + \frac{1}{B_k^{(1)}} \frac{dB}{dz} \left(R + \frac{l^{(1)} + l^{(2)}}{2} \right). \quad (17)$$

Согласно адиабатической теории МИП [1] при фиксированном магнитном поле в резонаторе поперечная энергия

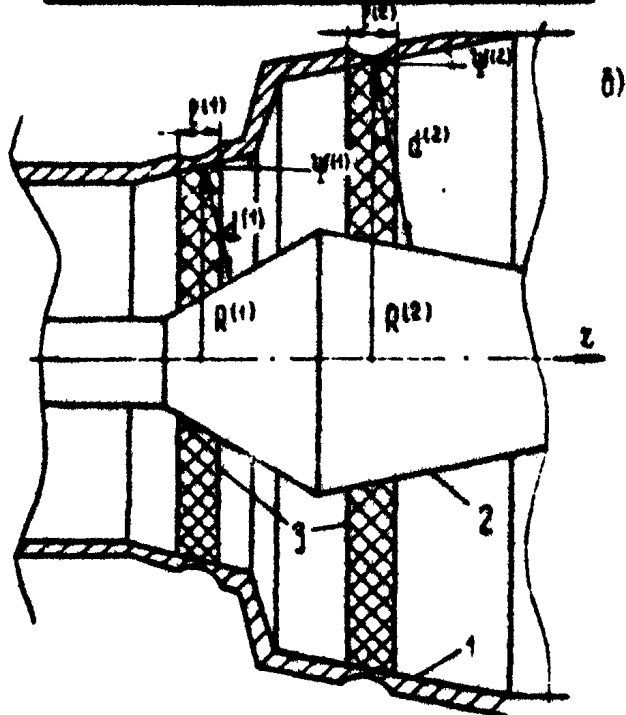
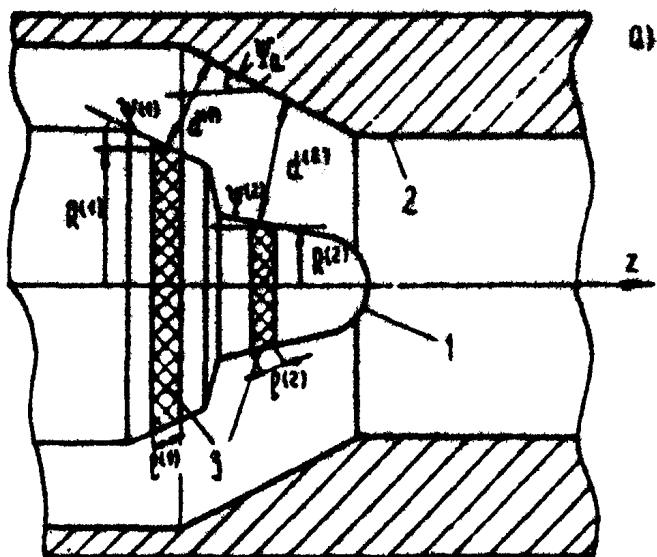
$$2\eta U_0 t_1 \sim E_{1k}^2 B_k^3 \quad (18)$$

Комбинируя (16)-(18), получаем отношение поперечных энергий электронов в обоих пучках

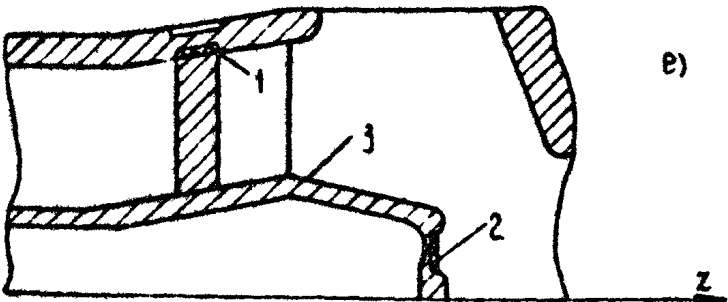
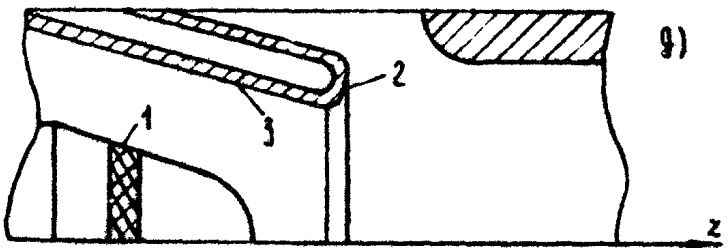
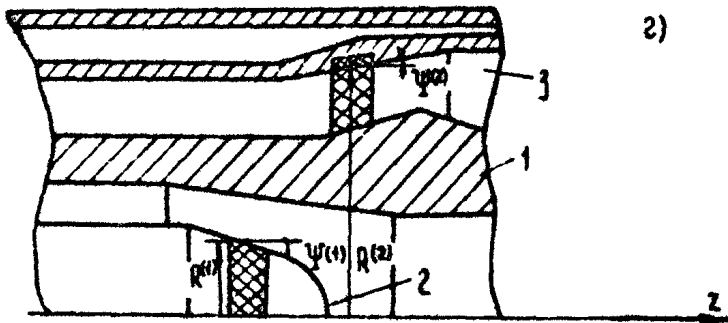
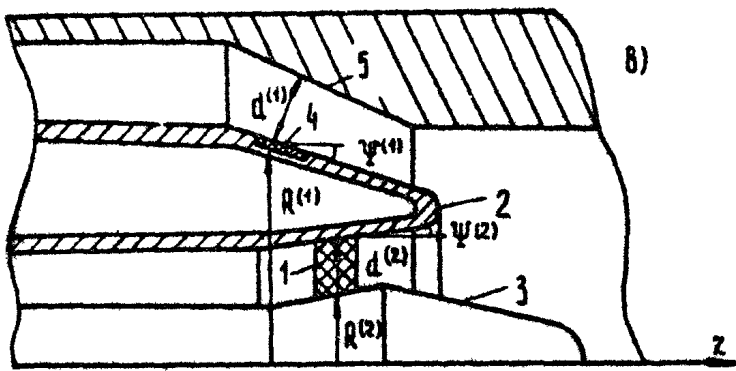
$$t_1^{(1)}/t_1^{(2)} = n^2 \alpha_{1,2}^3 \geq 4 \alpha_{1,2}^3. \quad (19)$$

В результате при удовлетворительных параметрах первого пучка недостаточна энергия второго пучка. Дополнительным ограничением является близость высоты подъема электронов в пушке к радиусу второго эмиттера $R_k^{(2)}$, что затрудняет использование широких внутренних пучков.

Приведенные соображения показывают, что использование варианта а) требует существенно изменить традиционную геометрию МИП. В частности, для получения $E_1^{(1)} = E_1^{(2)}$ при условии (16) должны использоваться $\Psi^{(1)} > 60^\circ$, что увеличивает разброс ведущих центров и скоростной разброс. Компромиссным решением является одновременное увеличение $\Psi^{(1)}$ до $30-40^\circ$, межэлектронного расстояния $d^{(1)}$ и анодного угла Ψ_a . При значительной величине $\alpha_{1,2}^3$ указанные меры могут оказаться недостаточными. В этом



Р и с. 17. Варианты пушек двухлучевых гироскопов

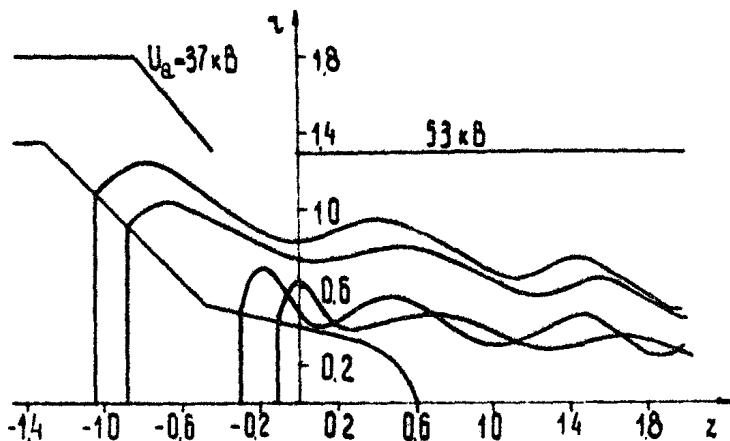


Р и с. 17. (продолжение)

случае целесообразно использовать бипотенциальный анод (два анода с разными потенциалами) и (или) магнитные системы с однородными в области катода или плавно спадающим от 1-го ко 2-му эмиттеру магнитным полем.

Аналогичное рассмотрение других систем с использованием соотношений (16)-(19) при разных R/d и R/R_k показывает, что при условиях $R/d \sim 1, R/R_k \sim 1$ и $R/R_k \sim 1, R/d \ll 1$ целесообразно использовать вариант а). При условии $R/R_k \ll 1, R/d \sim 1$ можно использовать любую из систем а)-г). Наконец, при условии $R/R_k \ll 1, R/d \ll 1$ реализуются варианты а), б), а при дополнительном условии $d/R_k \ll 1$ и в), г) *). Приведенные соображения носят наводящий характер. Окончательный выбор геометрии электродов и магнитных систем должен производиться по результатам траекторного анализа. Ниже приведены расчётные данные для трёх систем формирования типа рис.17, а с различными R/R_k и R/d .

Системы с $R/R_k \sim 1, R/d \sim 1$. На рис.18 представлена система формирования гиротрона с бипотенциальной пушкой.



Р и с.18. Двухлучевая МИП с бипотенциальным анодом

*) Отметим, что использование указанных вариантов требует (полностью или частично) реализовать рассмотренные выше рекомендации для систем типа а).

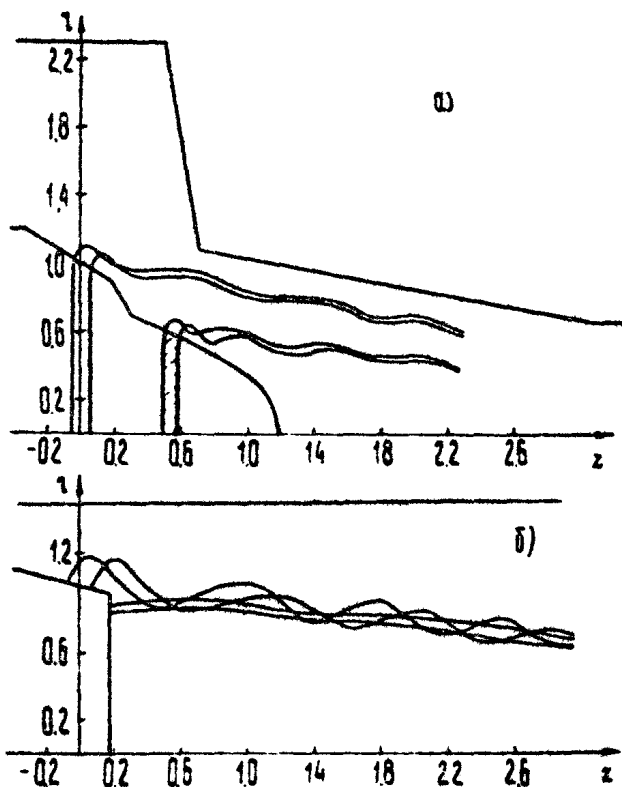
Траекторный анализ [5], проведенный без учета сил объемного заряда, дал $t_{\perp}^{(1)} = 0,75$, $\delta v_{\perp} = 22\%$, $t_{\perp}^{(2)} = 0,65$, $\delta v_{\perp} = 18\%$. Однопотенциальная пушка с аналогичными параметрами, спроектированная на основе адиабатической теории с учетом данных выше рекомендаций, дает $t_{\perp}^{(1)}/t_{\perp}^{(2)} > 2$ при $t_{\perp}^{(2)} = 0,7$. Одним из основных факторов, препятствующих получению одинаковых $t_{\perp}^{(p)}$, является большая величина $\alpha_{1,2}^3 = 2$. Задача облегчается в МИП с однородным магнитным полем на катоде, где по данным траекторного анализа параметры пучков: $t_{\perp}^{(1)} = 0,67$, $\delta v_{\perp}^{(1)} = 19\%$; $t_{\perp}^{(2)} = 0,5$, $\delta v_{\perp}^{(2)} = 11\%$. Следует отметить, что в некоторых случаях даже в МИП с однородным магнитным полем требуемые параметры пучков реализуются только при использовании бипотенциального анода.

На рис. 19, а изображена система формирования электронного пучка для двухлучевого гиротрона с $R/R_k \ll 1$, $R/d \ll 1$. Коррекция формы электродов (на рис. 19, а показан окончательный вариант) приводит к следующим параметрам пучков: $t_{\perp}^{(1)} = 0,61$, $\delta v_{\perp}^{(1)} = 9\%$, $t_{\perp}^{(2)} = 0,69$, $\delta v_{\perp}^{(2)} = 13\%$.

Результаты траекторного анализа подтверждают возможность создания систем формирования двухлучевых гиротронов с удовлетворительными параметрами обоих пучков. Проектирование ЭОС существенно упрощается, когда высота подъема h много меньше других характерных масштабов пушки. В случае $R/R_k \sim 1$, $R/d \sim 1$ изменения профиля анода и катода, рекомендованные выше, недостаточны для формирования 2-х пучков с близкими $t_{\perp}^{(p)}$ в системе с однопотенциальным анодом. Однопотенциальные ЭОС с однородным магнитным полем практически одnoreжимны, и их применение требует точной юстировки ЭОС и затрудняет управление электронными пучками. Поэтому целесообразно применять МИП с бипотенциальным анодом и сглаженным распределением $B(z)$.

2. Конструкция МИП с поглощающим пучком существенно проще. Общей особенностью таких пушек является возможно меньшая осцилляторная энергия электронов в поглощающем пучке. Последнее условие диктуется возрастом эффективности поглощения по мере уменьшения полной энергии электронов поглощающего пучка [11]. Варианты а)

и б) менее эффективны по сравнению с г), д), е), но проще в реализации. На рис.19,б приведен пример системы, использованной в экспериментальном гиротроне [12], которая формирует пучки с параметрами $\beta_{\perp} = 0,63$, $\delta v_{\perp}^{(1)} = 45\%$, $\beta_{\perp}^{(2)} = 0,05$, $\delta v_{\perp}^{(2)} = 19\%$.



Р и с.19. Двухлучевые МИП: а - с обоими генерирующими; б - с генерирующим и поглощающим пучками

Отметим значительное влияние краевых полей на величину осцилляторной скорости поглощающего пучка, которая втрое превосходит величину, следующую из адиабатической теории. Вариант ж) соединяет высокую эффективность с относительной простотой конструкции. Для него возможна и

обращенная модификация. В случае, когда радиусы вострела
 разнесены на величину $|R_0^{(1)} - R_0^{(2)}| > 2r_{A0}$, использование
 подобных систем позволяет при достаточной длине анода
 дополнительно уменьшить $t_1^{(2)}$ в $(R_k^{(2)}/R_k^{(1)})^3$ раз.

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, 16, №1, с.141-149.
2. Мануилов В.Н., Цимринг Ш.Е. Траекторный анализ винтовых электронных пучков с учётом сил пространственного заряда. - Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1977, №4, с.67-76.
3. Цимринг Ш.Е., Лыгин В.К. Траекторный анализ протяженных винтовых электронных пучков с учётом сил пространственного заряда. - Изв.вузов. Радиофизика, 1978, 21, №9, с.1363-1370.
4. Лыгин В.К. Расчёт адиабатических пушек МЦР, формирующих квазиламинарные пучки с малым разбросом осцилляторных скоростей. - Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1980, №1, с.62-68.
5. Мануилов В.Н., Цимринг Ш.Е. Об учёте сил пространственного заряда при траекторном анализе протяженных электронных пучков. - Изв.вузов. Радиофизика, 1981, 24, №4,
6. Запевалов В.Е., Малыгин С.А., Цимринг Ш.Е. Катодная неустойчивость в мощном гиротроне. - В наст. сборнике, с. 74.
7. Рустерхольц А. Электронная техника, М., ИЛ, 1952.
8. Цимринг Ш.Е. Синтез систем формирования винтовых электронных пучков. - Изв.вузов. Радиофизика, 1977, 20, №10, с.1550-1560.
9. Мануилов В.Н., Цимринг Ш.Е. Синтез аксиально симметричных систем формирования винтовых электронных пучков. - Радиотехника и электроника, 1978, 23, №7, с.1486-1495.
10. Цимринг Ш.Е. - В кн.: Лекции по электронике СВЧ на 3-ей зимней школе. Кн. IY. 1974, с.3-94.

11. Запевалов В.Е., Цимринг Ш.Е. Многолучевые гиротроны. В наст. сборнике, с. 60.
12. Запевалов В.Е., Малыгин С.А., Цимринг Ш.Е. Гиротроны на второй гармонике циклотронной частоты. - В наст. сборнике, с. 171.

ОМИЧЕСКИЙ НАГРЕВ РЕЗОНАТОРОВ И ОГРАНИЧЕНИЕ МОЩНОСТИ ДЛИННОИМПУЛЬСНЫХ ГИРОТРОНОВ

В.А.Брайловская, С.Н.Власов, Г.С.Нусинович,
А.Б.Павельев, А.Ш.Фикс, Т.Н.Хлопкова

Для электронно-циклотронного нагрева плазмы в больших токамаках необходимы источники электромагнитного излучения миллиметрового диапазона длин волн с выходной мощностью порядка и более 1 МВт и длительностью импульса свыше 0,1 с (см., например, [1]). При разработке гиротронов с подобными параметрами одним из принципиальных ограничений на величину СВЧ-энергии в импульсе является нагрев резонатора, обусловленный омическими потерями высокочастотной мощности. Анализ этого фактора и посвящена настоящая работа.

Исходные уравнения

Температура резонатора T при наличии омических потерь определяется уравнением теплопроводности

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \Omega^2 \Delta T + f(\vec{R}, t) \quad (1)$$

в котором коэффициент температуропроводности $\Omega = \sqrt{\lambda_T / c_T \rho}$ зависит от удельной теплоемкости c_T , плотности ρ и коэффициента теплопроводности λ_T материала резонатора (для меди $\lambda_T = 4,3 \cdot 10^2$ Вт/м·град, $c_T = 4 \cdot 10^2$ Дж/кг·град,

$\rho = 8,9 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ и, следовательно, $\alpha^2 = 1,21 \text{ см}^2/\text{с}$.
 Функция источника тепла $f(\bar{R}, t)$ связана с количеством
 тепла, выделяемом в единице объема в единицу времени $F(\bar{R}, t)$,
 соотношением $f(\bar{R}, t) = (c_T \rho)^{-1} F(\bar{R}, t)$. Поскольку толщина
 скин-слоя d много меньше расстояния $\alpha \sqrt{\tau}$, на кото-
 рое распространяется тепло за время импульса τ , и про-
 чих характерных размеров системы, то функцию $F(\bar{R}, t)$ мож-
 но записать в виде

$$F = \rho_{\text{ом}} \delta(R - R_0),$$

где R_0 - внутренний радиус стенки круглого цилиндричес-
 кого резонатора ($\int \delta(R - R_0) dR = 1$), $\rho_{\text{ом}}$ - поверхност-
 ная плотность омических потерь на внутренней стенке резо-
 натора.

В гиротроне с дифракционным выводом СВЧ-мощности
 $\rho_{\text{вых}}$ плотность омических потерь определяется выражением

$$\rho_{\text{ом}} = \frac{Q_{\text{диф}}}{Q_{\text{ом}}} \frac{\rho_{\text{вых}}}{2\pi R_0} \frac{|\varphi(z)|^2}{\int_0^L |\varphi(z)|^2 dz}. \quad (2)$$

Здесь $Q_{\text{диф}}$ и $Q_{\text{ом}}$ - соответственно, дифракционная и
 омическая добротности резонатора, L - его длина, функ-
 ция $\varphi(z)$ описывает продольную структуру высокочастотно-
 го поля.

Минимальная дифракционная добротность круглого цилин-
 дрического резонатора определяется его длиной [2]

$$Q_{\text{диф}}^{\text{min}} \approx 25 (L/\lambda)^2, \quad (3)$$

а омическая добротность мод $TE_{m,p}$ - его радиусом [3]

$$Q_{\text{ом}} = \frac{R_0}{d} \left(1 - \frac{m^2}{\nu^2} \right) \quad (4)$$

(ν - p -й корень уравнения $J'_m(\nu) = 0$). Следова-
 тельно, максимальная (в сечении, где $\varphi(z)$ максимальна)
 плотность омических потерь равняется

$$P_{\text{ом}} = \frac{25}{2\pi} \frac{L^2}{R_0^2 (1 - m^2/v^2)} \frac{P_{\text{внх}}}{\lambda^2} d \left[\int_0^L \left| \frac{\psi(z)}{\psi_{\text{маг}}} \right|^2 dz \right]^{-1}. \quad (5)$$

Таким образом, для определения омического нагрева резонатора следует решать уравнение теплопроводности (1) с функцией источника тепла $f = P_{\text{ом}}(c_T \rho_T \gamma \delta (R - R_0))$, где плотность омических потерь определяется выражением (2). При этом следует иметь в виду, что толщина скин-слоя $d = (2\pi)^{-1} \sqrt{\lambda c / \sigma}$ является функцией температуры резонатора, поскольку проводимость металла σ с ростом температуры T ухудшается. При $T > (2/3)\theta$, где θ — температура Дебая, равная для меди 340 К, зависимость σ от T имеет вид [4] $\sigma(T) = \sigma(\theta)\theta/T$ и, следовательно,

$$d = d_0 \sqrt{T/T_0}, \quad (6)$$

(здесь d_0 соответствует начальной температуре резонатора T_0 , для меди $\sigma_0 = 5 \cdot 10^{17} \text{ с}^{-1}$).

После введения безразмерных величин $T' = T/T_0$, $t' = \alpha^2 t/R_0^2$, $R' = R/R_0$, $z' = z/R_0$, $L' = L/2\sqrt{2}R_0$ уравнение (1) для круглого цилиндрического резонатора с гауссовой продольной структурой поля $\psi(z) = e^{i\pi}[-(2z/L)^2]$ принимает вид (штрихи ниже опустим)

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \left(\frac{\partial^2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) T + A \sqrt{T} \delta(R-1) e^{-(z/L)^2} \quad (7)$$

В (7) величина $A = R_0 P_{\text{ом,маг}}^0 / \lambda_T T_0$ определяется максимальной плотностью омических потерь $P_{\text{ом,маг}}^0 = P_{\text{ом}}(T = T_0, z = 0)$. Заметим, что уравнение (7) с граничным условием $\partial T / \partial R|_{R=1} = 0$ на внутренней поверхности резонатора, означающим отсутствие теплоотдачи, эквивалентно уравнению теплопроводности без источника тепла, но с граничным условием $\partial T / \partial R|_{R=1} = -A \sqrt{T} e^{-(z/L)^2}$.

Тепловые процессы в резонаторе существенно зависят от соотношения между толщиной стенки резонатора l и характерным расстоянием $\alpha \sqrt{t}$, на которое распростра-

няется тепло за время длительности импульса. При $l > a\sqrt{\tau}$ тепловые процессы определяются теплоемкостью материала резонатора – резонатор с “толстой” стенкой. В такой системе импульсный нагрев имеет существенно нестационарный характер. При $l \ll a\sqrt{\tau}$ – резонатор с “тонкой” стенкой – тепловые процессы определяются эффективностью теплосъема с наружной поверхности резонатора. Время переходных процессов $\tau_{пер} \sim l^2/a^2$ в такой системе много меньше длительности импульса, т.е. такой резонатор быстро выходит на стационарный режим – тепловая задача оказывается той же, что и в гиротронах, работающих в режиме непрерывной генерации. Поэтому каждый из указанных случаев рассмотрим отдельно.

Нагрев резонатора с тонкой стенкой

Рассмотрим резонатор, толщина стенки которого много меньше не только $a\sqrt{\tau}$, но и радиуса резонатора R_0 и его длины L . В этом случае цилиндричность задачи и растекание тепла вдоль оси системы несущественны – уравнение (7) сводится к одномерному

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial R^2} + A\sqrt{\tau} \delta(R-1) \quad (8)$$

(будем рассматривать процессы в самом “горячем” сечении $z = 0$). Начальное условие к уравнению (8) имеет вид $T(t=0) = 1$. Граничное условие на внешней поверхности (условие на внутренней поверхности написано выше) $\left. \frac{\partial T}{\partial R} \right|_{R=1+l/R_0} = -h' [T(R, t) - T_0]_{R=1+l/R_0}$ характеризует теплоотдачу с охлаждаемой поверхности в соответствии с законом Ньютона $q = h\lambda\Delta T$.

Здесь q – теплоотдача с единицы поверхности, ΔT – разность температур внешней поверхности резонатора и охлаждающей среды, величина коэффициента $h = h'/R_0$ определяется давлением и расходом воды и геометрией трубки, в которой протекает вода (см. Приложение). Как следует из уравнения (8), температура внутренней поверхности резонатора в режиме, близком к стационарному, при данных начальном и граничных условиях и в пренебрежении зависимостью

толщины скин-слоя от температуры имеет вид [5]

$$T = T_0 + \frac{\rho_{\text{см, макс}}^0}{\lambda_{\tau}} (l + h^{-1}). \quad (9)$$

С учётом зависимости толщины скин-слоя от температуры уравнение (8) можно преобразовать к интегральному уравнению, которое в стационарном режиме ($T = \text{const} \neq T_0$, $d(T) = \text{const} \neq d_0$) сводится к алгебраическому

$$\bar{T} - T_0 = \sqrt{\bar{T}/T_0} (T - T_0), \quad (10)$$

здесь \bar{T} - температура внутренней поверхности с учётом зависимости $d(T)$; T - температура внутренней поверхности, определяемая выражением (9) в пренебрежении изменением толщины скин-слоя с температурой. Как следует из выражений (9)-(10),

$$\bar{T} = T_0 \left[1 + \frac{1}{2} B^2 + B \sqrt{1 + \frac{B^2}{4}} \right], \quad (11)$$

здесь $B = \rho_{\text{см, макс}}^0 (\lambda_{\tau} T_0)^{-1} (l + h^{-1}) = A (l + h^{-1}) / R_0$.

Нагрев резонатора с толстой стенкой

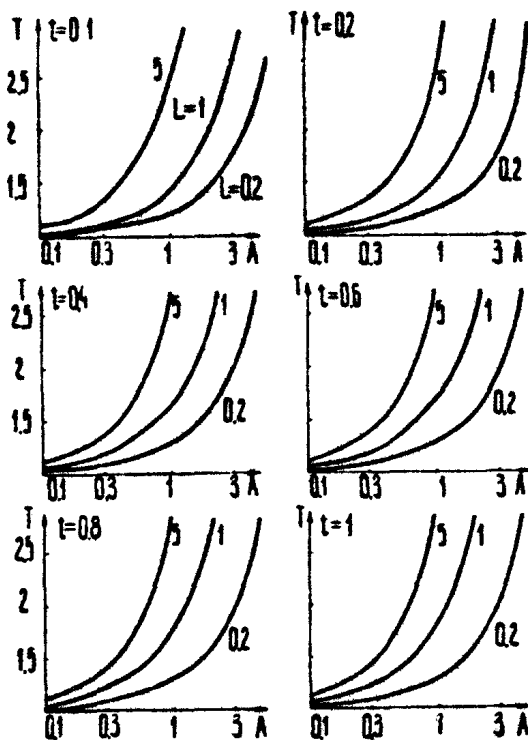
В резонаторе с толстой стенкой $l > a\sqrt{\tau}$ (для меди это может быть, например, при $\tau \leq 0,1$ с., $l \geq 3$ мм) тепловые процессы определяются теплоемкостью материала резонатора. Температуру на внешней поверхности резонатора с толстой стенкой можно считать неизменной, т.е. уравнение теплопроводности (7) в этом случае следует дополнить граничным условием $T|_{R-\bar{R}} = T|_{z=\pm \bar{z}} = 1$, означающим постоянную температуру на границе достаточно большого температурного поля ($R > a\sqrt{\tau}/R_0$, $\bar{z} > L/R_0$, $a\sqrt{\tau}/R_0$). Следует иметь в виду, что в резонаторе с толстой стенкой могут быть существенны как цилиндричность задачи (при $l \geq R_0$), так и растекание тепла вдоль оси системы (при $L < a\sqrt{\tau}$)*.

*) Без учёта этих эффектов задача решена в [6].

Поэтому исследование процессов распространения тепла в данной системе проводилось с помощью ЭВМ БЭСМ-6.

На рис.1 показаны построенные на основе численных результатов зависимости температуры в наиболее горячей точке резонатора ($R = 1, z = 0$) от амплитуды источника тепла

A в разные моменты времени при трёх значениях приведенной длины L области локализации высокочастотного поля.



Р и с.1. Зависимость температуры резонатора (в самой горячей точке) от мощности и - лучения и длительности импульса

Расчёт параметров длинноимпульсного лазера

Максимально допустимая температура резонатора определяется в соответствии с формулой (1.1) и рис.1 максималь-

ную амплитуду источника тепла, т.е., в конечном счёте, допустимый при данной длительности импульса уровень СВЧ-мощности гиротрона.

В гиротроне с тонкостенным резонатором такой расчёт сводится к следующей процедуре. По максимально допустимой температуре и заданной начальной температуре определяем с помощью формулы (11) максимальную величину параметра $V_{max} = \rho_{in, max}^0 (\lambda_T T_0)^{-1} (l + R^{-1})$. Отсюда, представляя выражение для $\rho_{in, max}^0$ (5) в виде $\rho_{in, max}^0 = (25/2\pi) \times [L^2/R_0^2 (1 - m^2/v^2)] d_0 \lambda^{-2} \left[\int_0^l |\psi(z)/\psi_{max}|^2 dz \right]^{-1} \rho_{вых} = \psi(L, R_0)$,

находим $\rho_{вых}$

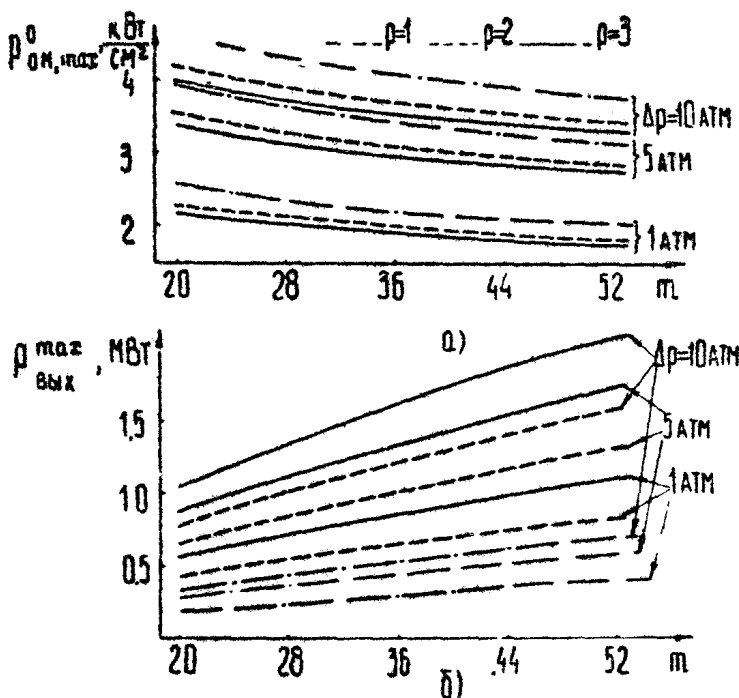
$$\rho_{вых}^{max} = \lambda_T T_0 V_{max} / \psi(L, R_0) [l + R^{-1}(L, R_0)]. \quad (12)$$

Здесь учтено, что величина R зависит не только от давления и расхода воды, определяемых параметрами насоса, но и от геометрии канала (см. Приложение). Длину регулярного участка канала охлаждения будем считать равной длине резонатора, а внешний диаметр резонатора — примерно равным внутреннему (так как $l \ll R_0$). Таким образом, с помощью формулы (11) и результатов расчёта R , содержащихся в Приложении, оказывается возможным определить предельную выходную мощность гиротрона (12), работающего на различных модах.

В качестве примера на рис. 2, а показана зависимость $\rho_{in, max}^0$ от азимутального индекса рабочей моды в гиротроне с длиной волны 3 мм при максимально допустимой температуре резонатора $T_{max} = 3T_0 = 900K$, расходе воды 100 л/мин и резонаторе с параметром Френеля $C = L^2/8\lambda R_0 \sqrt{1 - m^2/v^2}$ равным единице. Кривые приведены для трех значений давления в системе охлаждения $\Delta p = 1, 5, 10$ атм и трех семейств рабочих типов колебаний — с радиальным индексом $\rho = 1, 2, 3$. При расчёте учитывалось, что в случае мод шепчущей галереи ($m > \rho$) радиус резонатора R_0 связан с индексами моды $H_{m, \rho}$ соотношением [7]

$$R_0 = \lambda (2\pi)^{-1} [m + |t_\rho| (m/2)^{1/3}], \quad (13)$$

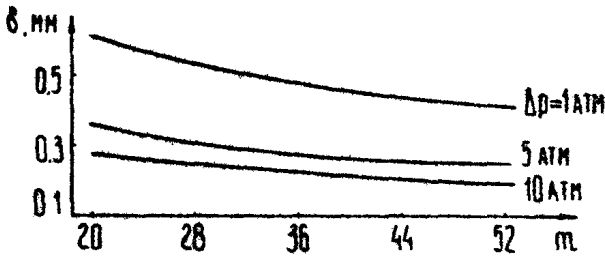
здесь t_p - p -й корень уравнения $v'(t)=0$, $v(t)$ - функция Эйри.



Р и с.2. а - зависимость максимально допустимой удельной мощности омических потерь в гиротронах с модами шепчущей галереи от азимутального индекса моды; б- зависимость максимально допустимой выходной мощности гиротрона с модами шепчущей галереи от азимутального индекса моды

На рис.3 показана соответствующая зависимость толщины шели δ (мм) от азимутального индекса m (величина радиального индекса $p=1; 2; 3$ слабо влияет на результаты расчёта). Соответствующие значения максимальной выходной СВЧ-мощности гиротрона с гауссовой продольной структурой высокочастотного поля приведены на рис.2,б. Некоторого увеличения допустимого уровня выходной СВЧ-

мощности, очевидно, можно добиться за счёт перехода на пространственно развитые моды (с $m \lesssim p$), однако при этом обостряется проблема конкуренции мод.



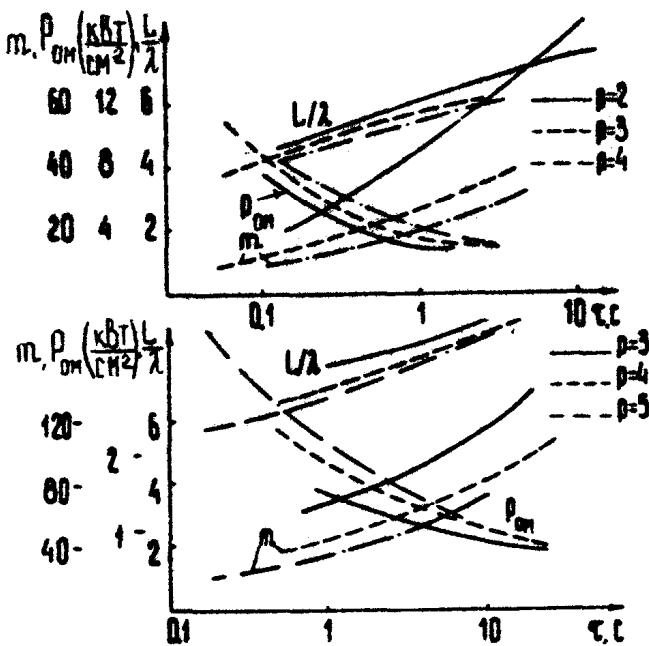
Р и с.3. Зависимость требуемой толщины щели в системе охлаждения цилиндрического резонатора от азимутального индекса моды

Аналогичным образом рассчитываются и параметры гиротрона с толстой стенкой. Для этой цели нужно задаться максимально допустимой температурой разогрева резонатора T_{\max} . Затем с помощью рис.1 следует построить на плоскости A, L' изотермы $T = T_{\max}$ в различные моменты безразмерного времени t' . Данные изотермы позволяют определить зависимость максимальной амплитуды источника тепла A от безразмерных длин и времени $A_{\max} = F(L', t')$. Далее следует задаться индексами моды m, p и длиной волны (при этом определится радиус резонатора R_0), а также длиной резонатора L . Тогда будут определены величины $\psi(L, R_0)$ и L' . После этого с помощью формулы

$$\rho_{\text{вых}}^{\max} = \frac{\lambda T_0}{R_0} \frac{F(L', t')}{\psi(L, R_0)},$$

следующей из определений $\rho_{\text{ам, max}}^{\circ} = \psi(L, R_0) \rho_{\text{вых}}^{\max}$, $A_{\max} = F(L', t')$, можно построить зависимость $\rho_{\text{вых}}^{\max}$ от времени длительности импульса T .

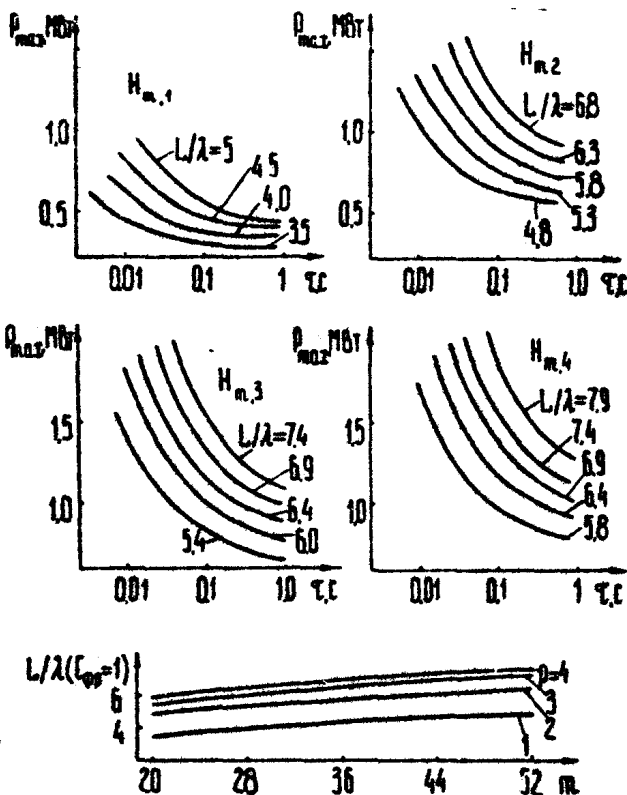
В качестве примера на рис.4 показаны результаты расчёта гиротрона с выходной мощностью 1 МВт на длине волны 3 мм.



Р и с.4. Зависимость параметров мегаваттного гиротрона с длиной волны 3 мм от длительности импульса

Верхний рисунок соответствует максимально допустимой температуре $T_{max} = 3T_0 = 900 \text{ К}$, нижний - $T_{max} = 2T_0 = 600 \text{ К}$. Расчёты выполнены для медного резонатора, в котором толщина скин-слоя из-за шероховатостей поверхности двое больше, чем определяемая формулой $d_s = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\lambda c / \sigma_0}$, параметр Френеля полагался равным единице. На рисунке показаны значения максимальной плотности омических потерь ρ_{oh}^{max} ; азимутальных индексов мод шепчущей галереи (при разных радиальных индексах p) и соответствующая условию $L_{фр} = 1$ длина резонатора.

На рис.5 приведены аналогичные результаты в виде зависимостей максимальной выходной мощности гиротрона от длительности импульса при фиксированных радиальных индексах мод и длинах резонатора.



Р и с.5. Зависимость максимальной выходной мощности гиротрона с модами шепчущей галереи от длительности импульса

Соответствующая условию $C_{op}=1$ зависимость длины резонатора от индексов мод шепчущей галереи дана на нижнем рисунке.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что допустимый омическим нагревом резонатора уровень выходной мощности длинноимпульсного гиротрона может достигать 1-2 МВт. При этом, однако, для получения мощности порядка и более 1 МВт необходима работа на весьма высоких модах резонатора - возможность устойчивой одномодовой генерации таких мод пока что экспериментально не исследовалась.

П Р И Л О Ж Е Ч И Е

Расчёт коэффициента теплоотдачи

Коэффициент теплоотдачи $H = \lambda_{ж} h$ ($\lambda_{ж}$ - коэффициент теплопроводности охлаждающей жидкости) можно определить из соотношений теории подобия (см., например, [8]). Критериальное уравнение, описывающее теплоотдачу при турбулентном течении жидкости в кольцевой щели, имеет вид [8]

$$Nu = 1,5 \cdot 10^{-2} Re^{0,8} Pr^{0,4} (d_2/d_1)^{0,25} \quad (П.1)$$

Здесь d_1 - внешний диаметр резонатора, d_2 - внутренний диаметр кожуха (толщина щели $\delta = \frac{1}{2}(d_2 - d_1)$) критерии подобия Нуссельта Nu , Рейнольдса Re и Прандтля Pr определяются выражениями

$$Nu = 2\delta H / \lambda_{ж}, \quad Re = 2\rho\eta^{-1}\delta v, \quad Pr = \eta c / \lambda_{ж}, \quad (П.2)$$

где ρ - плотность охлаждающей жидкости, η - ее динамическая вязкость, c - удельная теплоемкость при постоянном давлении, v - средняя скорость течения жидкости в щели. Для воды при $20^\circ C$ $\rho = 10^3 \text{ кг/м}^3$, $\lambda_{ж} = 0,6 \text{ Вт/м}\cdot\text{град}$, $\eta = 10^{-3} \text{ н}\cdot\text{с/м}^2$, $Pr \approx 7$.

Средняя скорость течения жидкости определяется ее общим расходом G и площадью поперечного сечения кольцевого зазора $S = \pi\delta(d_1 + \delta) \approx \pi d_1 \delta$

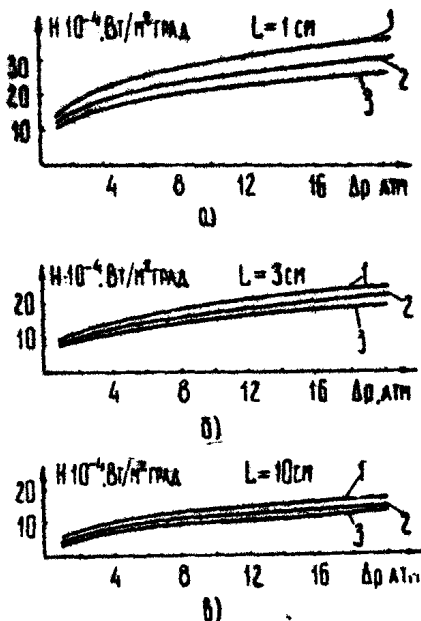
$$v = G / S \quad (П.3)$$

При этом перепад давлений на щели в цилиндрической системе длины L равен

$$\Delta p = \gamma \rho v^2 4^{-1} L \delta^{-1}, \quad (П.4)$$

здесь $\gamma = 0,0032 + 0,221 Re^{-0,273}$ при $Re = 10^4 \div 10^8$

Таким образом, задаваясь общим расходом воды, толщиной щели, диаметром d_1 и длиной системы L , можно с помощью формул (П.1)–(П.4) определить зависимость коэффициента η от перепада давлений Δp . Соответствующие графики приведены на рис.6 для расхода воды $G = 100$ л/мин., трёх значений длины системы $L = 1; 3$ и 10 см и трёх значений диаметра резонатора $d_1 = 1; 2; 3$ см.



Р и с.6. Зависимость коэффициента теплоотдачи от давления в системе охлаждения (кривые 1, 2, 3 соответствуют $d_1 = 1; 2; 3$ см)

Обычно интерес представляет расчёт коэффициента теплоотдачи при известных расходе воды G^* и давлении Δp^* в системе охлаждения, так как эти величины определяются мощностью насоса, питающего систему. В этом случае толщина кольцевого зазора δ , необходимая для получения максимального коэффициента теплоотдачи, определяется уравнением

$$\gamma(\delta) \rho v^2(\delta) 4^{-1} L \delta^{-1} = \Delta p^*, \quad (\text{П.4})$$

а максимальное значение коэффициента теплоотдачи зависит только от геометрии канала. Для $\delta \ll d_1$ (П.4) принимает простой вид:

$$\gamma p G^{*2} L / 4\pi^2 d^2, \delta^3 = \Delta p^*$$

где $\gamma = \text{const}$.

Л и т е р а т у р а

1. Глухих В.А., Аликаев В.В. и др. Инженерные вопросы ре конструкции установки "Токамак-10". - В кн.: Докл. Всесоюз. конф. по инженерным проблемам термоядерных реакторов. Л, 1977, 1, с.26-41.
2. Власов С.Н., Жислин Г.М., Орлова И.М., Петелин М.И., Рогачёва Г.Г. Открытые резонаторы в виде волноводов переменного сечения. - Изв.вузов. Радиофизика, 1969, 12, №8, с.1236-1240.
3. Власов С.Н., Загрядская Л.И., Петелин М.И. Резонаторы и волноводы с модами шепчущей галереи для мазеров на циклотронном резонансе. - Изв.вузов. Радиофизика, 1973 16, №11, с.1743-1750.
4. Физика металлов. Под ред. Дж.Займана. Т.1. Электроны. М., Мир, 1971.
5. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М., Наука, 1964.
6. Нусинович Г.С., Фикс А.Ш. Об омическом нагреве стенок резонатора в мощных МИР-генераторах. - В кн.: Тезисы 7-й Межвуз. конф. по электронике СВЧ. Ростов-на-Дону, Ростов.гос.ун-т., 1976, с.54.
7. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М., Сов.радио, 1966, гл.5, 824.
8. Малков М.П., Данилов И.Б., Зельдович А.Г., Фрадков А.Е. Справочник по физико-техническим основам криогеники. М., Энергия, 1973, с.242-248.

ДВУХРЕЗОНАТОРНЫЙ ГИРОТРОН

И.И.Антаков, Е.В.Засыпкин, Е.В.Соколов

В простейших однорезонаторных гиротронах режим максимального КПД реализуется при относительно малых первансах электронного потока, что не позволяет полностью использовать возможности существующих электронно-оптических систем [1]. Увеличение рабочего тока приводит к возбуждению в резонаторе излишне интенсивного высокочастотного поля, вызывающего перегруппировку электронов и падение КПД. Режим перегруппировки может быть смещен в область повышенных токов как путём снижения импеданса связи пучка с полем рабочей моды, так и за счёт уменьшения добротности резонатора. Очевидным следствием обеих мер в резонаторах большого поперечного сечения является обострение проблем конкуренции мод.

Селекция мод в МЦР с высокодобротными резонаторами осуществляется электродинамическими средствами [2], однако в генераторе с предельно низкодобротной электродинамической системой ($Q \approx Q_{\text{диф.мод.}}$), где формирование продольной структуры высокочастотного поля происходит под действием переменной составляющей тока, такая селекция затруднительна [3].

Не облегчается ситуация и в известных вариантах двухрезонаторных гиротронов [4,5]. Заметное повышение стартовых токов паразитных мод, возможное в гиротроне, синхронизованном посредством предварительной модуляции электронного потока, реализуется лишь при селективном возбуждении во входном резонаторе рабочей моды — задачи в мощ-

ном генераторе не менее сложной, чем селекция типов колебаний в низкодобротном многомодовом резонаторе. В гиротронах со связанными резонаторами (ГСР) возникают дополнительные трудности, обусловленные необходимостью устранения конкуренции мод с различными продольными индексами [5].

В связи с этим определенный интерес представляет двухрезонаторный гиротрон, в котором первый резонатор имеет небольшую длину ($L_1 \sim \lambda$), а добротность его такова, что ток пучка ненамного превышает стартовый $I > I_{st1}$. Возникающие в первом резонаторе автоколебания относительно малой амплитуды модулируют, как и в обычном клистроне, энергию электронов; в пространстве дрейфа модуляция по энергии переходит в модуляцию по плотности и, в результате, сгруппированный электронный поток возбуждает колебания в выходном резонаторе. Поскольку предварительно сгруппированный поток способен отдать значительную часть своей кинетической энергии высокочастотному полю относительно небольшой протяженности, добротность выходного резонатора может быть низкой и, следовательно, оптимальный ток достаточно велик.

Следует отметить, что для устранения конкуренции мод добротность первого резонатора целесообразно выбирать значительно выше минимальной дифракционной ($Q \gg Q_{диф, мин}$). В высокодобротном и достаточно коротком резонаторе ($L_1 \sim \lambda$) наиболее просто выделить моды шепчущей галереи с радиальным индексом, равным единице. Осуществить селекцию типов колебаний по радиальному индексу несложно, подбирая профиль торцов резонатора и создавая условия для переизлучения пространственно развитых мод в низшие волны с меньшими радиальными индексами. Относительно малая амплитуда высокочастотного поля в первом резонаторе допускает применение и различных видов поглотителей. При одномодовом режиме генерации в первом резонаторе отсутствует конкуренция мод и в выходном резонаторе [4].

Данная работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию описанного двухрезонаторного генератора.

В рамках обычных для теории МЦР предположений (слаборелятивистский моноскоростной электронный поток взаимодействует на циклотронной частоте с одной из высокодобротных H -мод резонатора; поле пространственного заряда пренебрежимо мало) укороченные уравнения движения электронов могут быть записаны в виде [1,6]:

$$\frac{d\Psi}{d\xi} = (1 - \omega) - \Delta, \quad (1)$$

$$\frac{d\omega}{d\xi} = 2 \operatorname{Im} [\sqrt{\omega} F_f(\xi)].$$

Здесь ω и Ψ - безразмерная энергия и фаза вращательного движения электронов, $f(\xi)$ - продольное распределение высокочастотного поля в резонаторе; $\Delta = 2\beta_1^{-2}(1 - \omega_H/\omega)$ - относительная расстройка циклотронной и рабочей частот; β_1 - отношение скорости поперечного движения электронов в невозмущенном потоке к скорости света; F - безразмерная амплитуда высокочастотного поля, связанная в стационарном режиме с параметром \hat{I} , пропорциональным току электронного пучка, соотношением

$$F^2 \mu^4 \eta_1^{-1} = \hat{I}, \quad (2)$$

в котором $\mu = \pi \beta_1^2 \beta_H^{-2} L \lambda^{-1}$ - приведенная длина резонатора, L - протяженность области локализации высокочастотного поля, а поперечный электронный КПД - η_1 определяется формулой

$$\eta_1 = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \omega(\mu) d\vartheta_0. \quad (3)$$

На входе первого резонатора пучок предполагается немодулированным

$$\omega_1(0) = 1, \quad \Psi_1(0) = \vartheta_0 \quad (0 \leq \vartheta_0 < 2\pi). \quad (4)$$

На границах резонаторов с пространством дрейфа ω , ξ непрерывны.

Ограничимся рассмотрением системы с длинной трубкой дрейфа - $\mu_{др} \gg \mu_1, \mu_2$, когда малая модуляция электронов по энергии в первом резонаторе приводит к значительной группировке частиц по фазам на входе второго резонатора, а группировкой по энергии можно пренебречь

$$\omega_z(0) = 1, \Psi_z(0) = \vartheta_0 - X \sin \vartheta_0 \quad (0 \leq \vartheta_0 \leq 2\pi), \quad (5)$$

где параметр группировки X при малой амплитуде колебаний в первом резонаторе равен

$$X = 2\mu_{др} |F_1| \left| \int_0^{\vartheta_1} f_1(\xi) e^{i\omega_1 \xi} d\xi \right|. \quad (6)$$

Наличие только фазовой группировки на выходе трубки дрейфа, вообще говоря, необязательно. Однако с учётом соотношений (5), (6) анализ работы двухрезонаторного генератора значительно упрощается: для описания системы можно применить результаты численного исследования выходных характеристик гироклистронов (см., например, [7,8]).

Амплитуду стационарных колебаний в первом резонаторе при небольшой величине F_1 можно определить, представляя зависимость поперечного КПД и электронной восприимчивости в виде [9]

$$\eta_{\perp} = |F|^2 \hat{\chi}'' = |F|^2 (\hat{\chi}''_{\text{лин}} - |F|^2 \hat{\chi}''_{\text{нелин}}). \quad (7)$$

Выражение (7) позволяет учесть эффекты "насыщения" в генераторе с мягким самовозбуждением колебаний, реализуемом при не слишком большой длине резонатора. Выражения для коэффициентов $\hat{\chi}''_{\text{лин}}$ и $\hat{\chi}''_{\text{нелин}}$ получаются из (1), (3), (7) при разложении решения уравнений (1) в степенной ряд по F и, в частности, в резонаторе с однородной структурой высокочастотного поля $f(\xi) \equiv 1$ равняются:

$$\hat{\chi}''_{\text{лин}} = \frac{4(2-\Delta)}{\Delta^3} \sin^2 \frac{\Delta\mu}{2} - \frac{2\mu}{\Delta^2} \sin \Delta\mu, \quad (8)$$

$$\hat{\chi}''_{\text{нелин}} = \frac{24\Delta^2 - 168\Delta + 140}{3\Delta^3} \cos \Delta\mu + \frac{12\Delta^2 - 132\Delta + 211}{12\Delta^3}.$$

$$\begin{aligned}
 & \cdot \cos 2\Delta\mu - \frac{36\Delta^2 - 268\Delta + 257}{4\Delta^7} + \frac{6\Delta^2 - 50\Delta + 51}{\Delta^6} \mu \sin \Delta\mu + \\
 & + \frac{21 - 8\Delta}{2\Delta^6} \mu \sin 2\Delta\mu + \frac{24\Delta - 35}{3\Delta^5} \mu^2 \cos \Delta\mu - \quad (9) \\
 & - \frac{11}{6\Delta^5} \mu^2 \cos 2\Delta\mu - \frac{2}{3\Delta^4} \mu^2 \sin \Delta\mu.
 \end{aligned}$$

Учитывая соотношения (2), (7), амплитуду стационарных колебаний в первом резонаторе можно записать как

$$|F_1|^2 = \frac{\alpha \hat{x}_{\text{лин}}'' - (\hat{x}_{\text{лин}}'')_{\text{max}}}{\alpha \hat{x}_{\text{нелин}}''} \quad (10)$$

Здесь $\alpha = I/I_{\text{ст.мак}}$ — превышение тока пучка над минимальным стартовым, $(\hat{x}_{\text{лин}}'')_{\text{max}}$ — максимизированное по Δ значение линейной электронной восприимчивости ($I_{\text{ст.мак}} \sim \sim (\hat{x}_{\text{лин}}'')^{-1}_{\text{max}}$).

Подставляя (10) в (6), нетрудно получить

$$X = 2\mu_{\text{дв}} G_1, \quad (11)$$

где коэффициент G_1 , зависящий только от параметров первого резонатора, равен:

$$G_1 = \left| \int_0^{\mu_1} f(\xi) e^{i\Delta\xi} d\xi \right| \sqrt{\frac{\alpha \hat{x}_{\text{лин}}'' - (\hat{x}_{\text{лин}}'')_{\text{max}}}{\alpha \hat{x}_{\text{нелин}}''}} \quad (12)$$

Соотношения (11), (12) позволяют определить группировку частиц при фиксированных параметрах первого резонатора и трубки дрейфа либо, если X задано, накладываю-ют ограничения на выбор значений μ_1 , Δ , $I/I_{\text{ст.мак}}$ и $\mu_{\text{дв}}$.

Прежде, чем приступить к расчёту вариантов генератора, укажем область допустимых значений α . Наибольшая точность использованной выше аппроксимации обеспечива-ется на начальном участке зависимости КПД от F . Диф-ференцируя (7) и учитывая (2), находим α в максимуме КПД

$$\alpha_{opt} = (I/I_{st \min})_{opt} = 2(\hat{x}''_{\text{лин}})_{\text{max}} / \hat{x}''_{\text{лин}}. \quad (13)$$

Из (13) следует, что для $\alpha_1 < 2$ расчёты справедливы при любой величине Δ_1 .

Расчёт параметров экспериментальных гиротронов

При наличии на выходе трубки дрейфа только фазовой группировки – выполнении граничных условий (5) – КПД данного генератора, так же как и двухрезонаторного гироклистрона, близок к максимальному значению $\eta_1 \approx 0,75$, если параметры выходного резонатора и электронного пучка удовлетворяют условиям [7,8]:

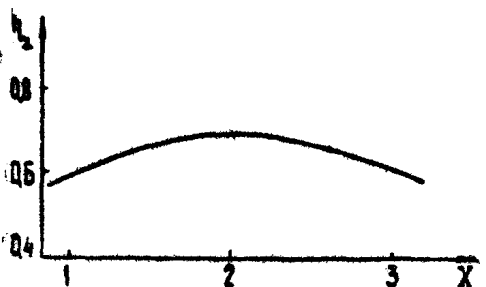
$$\alpha_2 \approx 1, \quad \mu_2 = 3+5, \quad \theta_2 \approx 5 \quad (14)$$

($\theta_2 = \Delta_2 \mu_2$ – угол пролета электронов через выходной резонатор).

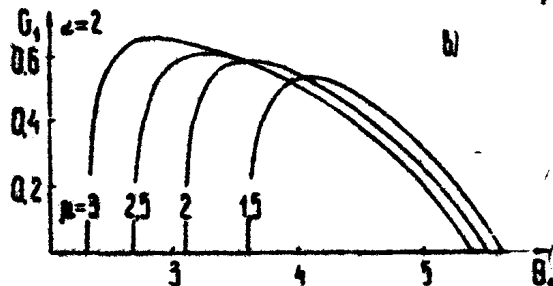
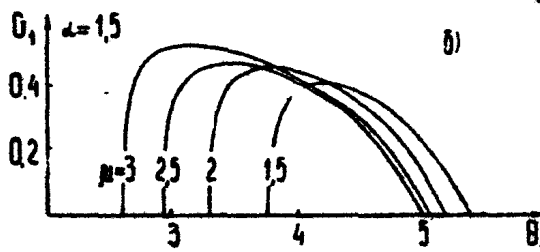
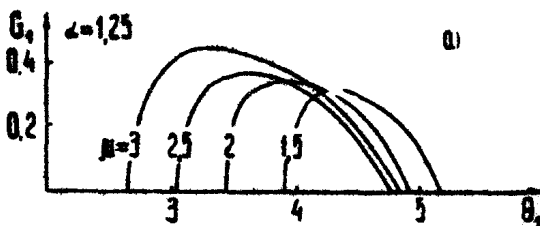
Соотношения (14) ограничивают и минимальную протяженность трубки дрейфа $\mu_{др} \geq \mu_2$. Вместе с тем, длина дрейфа в экспериментальных макетах гиротронов не может быть выбрана слишком большой вследствие расплывания фазовых сгустков из-за разброса скоростей электронов, который в реальных винтовых пучках имеет значительную величину [10]. Поэтому наиболее целесообразна трубка дрейфа примерно вдвое большей протяженности, чем длина выходного резонатора $\mu_{др} \approx 6$. Учитывая далее, что в режимах работы гиротрона с КПД, близким к максимальному, значение параметра группировки лежит в интервале $X \approx 1-3$ (рис.1), определим величину коэффициента G_1 , необходимую для оптимальной группировки электронного потока

$$G_1 \approx X / 2 \mu_{др} \approx 0,1 - 0,3. \quad (15)$$

Р и с.1. Зависимость поперечного КПД, оптимизированного по амплитуде высокочастотного поля, в выходном резонаторе от параметра группировки χ при $\mu_2 = 5$, $\theta_2 = \Delta_2 \mu_2 \approx 5$



Воспользовавшись представленными на рис.2 графиками зависимости G_1 от параметров первого резонатора, трудно оценить Δ_1 , μ_1 и α_1 , соответствующие (15).



Р и с.2. Зависимость коэффициента G_1 от угла пролёта электронов в первом резонаторе $\theta_1 = \Delta_1 / \mu_1$ для $f(\xi) = 1$

Очевидно, что рабочую точку нужно выбирать вблизи максимума G_1 , снижая таким образом критичность генератора по отношению к малым изменениям магнитного поля в резонаторе.

Рассчитанные таким образом параметры лабораторного макета низковольтного гиротрона ($V = 16$ кВ, $P_{\text{вых}} \approx 5$ кВт) 3-сантиметрового диапазона, с которым проводились эксперименты, и одного из вариантов мощного генератора ($V = 180$ кВ, $P_{\text{вых}} \approx 3$ МВт) 3-миллиметрового диапазона приведены в таблице (здесь $Q_{\text{нагр}} \cdot Q_{\text{ом}} -$ нагруженная и омическая добротности, $Q_{\text{диф, мин}} = 4\pi(L/\lambda)^2$, $c = 3 \cdot 10^{10} (L/\lambda)(v - n)^{1/2}$ - параметр Френеля эквивалентного открытого резонатора). В первом генераторе в качестве рабочей моды обоих резонаторов выбран низкий симметричный тип колебаний цилиндрического резонатора - $H_{0,11}$. В мощном гиротроне рабочие типы колебаний резонаторов различаются радиальным индексом. Первый резонатор работает на моде $H_{2,0,1,1}$, локализованной вблизи стенок резонатора, что позволяет, подбирая соответствующим образом радиус электронного пучка и профиль закритических торцов, добиться ее селективного возбуждения. Выходной резонатор имеет в качестве рабочей моды $H_{2,0,3,1}$, использование которой значительно упрощает задачи, связанные с омическим нагревом стенки резонаторов, высокочастотными пробоями и выводом энергии из вакуумного объема. Как следует из таблицы, параметры резонаторов генераторов оказываются приемлемыми для практической реализации.

Результаты эксперимента

Целью проведенных экспериментов являлась проверка возможности повышения КПД в режиме максимальной мощности. Эксперименты проводились с двумя гиротронами, отличающимися длиной резонаторов, и описанным выше двухрезонаторным генератором. Один из гиротронов имел протяженный резонатор ($\mu \approx 10$) и рассчитывался на работу с максимальным КПД. Увеличение оптимальной величины рабочего тока другого гиротрона достигалось, как это

3-сантиметровый гиротрон

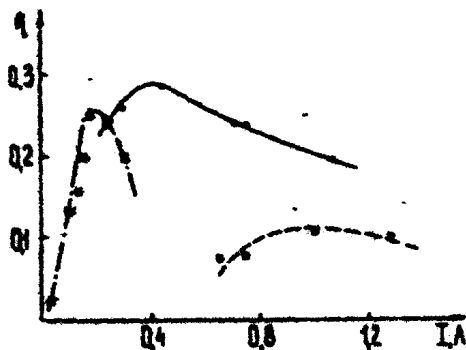
П а р а м е т р ы	Первый резонатор	Выходной резонатор
Рабочий тип колебаний	$H_{0,1,1}$	$H_{0,1,1}$
Добротность резонатора,	7000	700
Отношение добротности резонатора к омической добротности, Q/Q_{Ω}	0,2	0,02
Отношение добротности к минимальной дифракционной, $Q/Q_{\text{диф. мин.}}$	250	11
Параметр Френеля, ζ	1,1	1,6

3-миллиметровый гиротрон

Рабочий тип колебаний	$H_{20,1,1}$	$H_{20,3,1}$
Добротность резонатора, Q	1000	200
Отношение добротности резонатора к омической добротности, Q/Q_{Ω}	1	0,014
Отношение добротности к минимальной дифракционной, $Q/Q_{\text{диф. мин.}}$	25	1,5
Параметр Френеля, ζ	0,4	0,6

обычно делается в мощных МЦР [1] за счёт укорочения длины резонатора ($\beta \approx 4$). Такой резонатор был использован в качестве выходного в двухрезонаторном генераторе. Параметры первого резонатора и трубки дрейфа определялись с помощью соотношений (11), (12), (14), (15), причём при расчёте величина ϕ_1 предполагалась равной 1,25. Конструкция всех генераторов аналогична описанной в [1].

Полученные в ходе эксперимента выходные характеристики генераторов приведены на рис. 3-5.

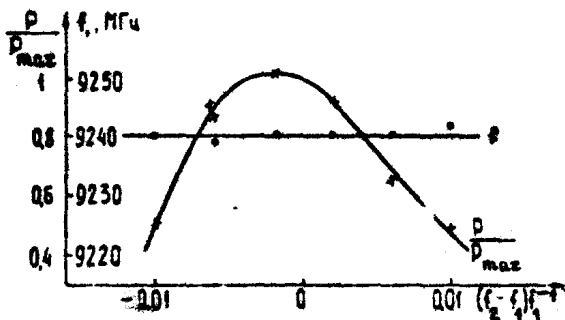
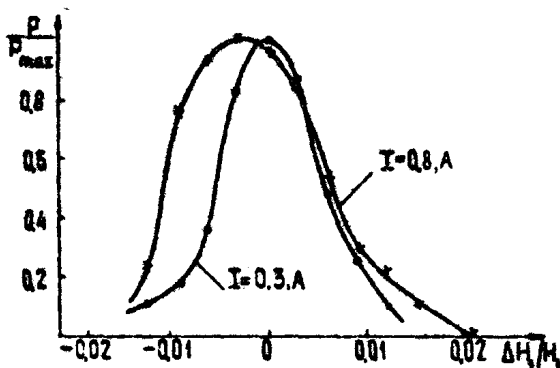


Р и с. 3. Зависимость электронного КПД от тока пучка: штрих-пунктирная кривая — гиротрон с $\beta = 10$; пунктирная — гиротрон с $\beta = 4$; сплошная — двухрезонаторный генератор

Максимум КПД гиротрона с относительно длинным резонатором, как и ожидалось, находится в области малых токов (рис.3). Резкое падение КПД с ростом тока из-за перегрузки электронов в резонаторе препятствует получению большой мощности.

При укорочении резонатора максимум КПД смещается в область больших токов, однако значение КПД однорезонаторного гиротрона при этом заметно падает. В двухрезонаторном гиротроне удастся, сохраняя высокой величину КПД, сдвинуть режим перегруппировки в зону больших токов и, следовательно, добиться заметного повышения выходной мощности.

Наличие автоколебаний в первом резонаторе генератора иллюстрирует рис.4, где изображена зависимость выходной мощности от величины магнитостатического поля в первом резонаторе H_1 .



Р и с. 4. Зависимость выходной мощности двухрезонаторного генератора от магнитного поля в первом резонаторе

Р и с. 5. Зависимость частоты и мощности выходного сигнала от величины расстройки частот резонаторов

Магнитное поле в резонаторе изменялось при помощи дополнительного соленоида; напряженность магнитного поля в выходном резонаторе поддерживалась постоянной, и угол проле-

та оставался близким к оптимальному - $\theta_2 \approx 5$. Расстройка магнитного поля ΔH_1 , связана с изменением угла пролета формулой

$$\frac{\Delta H_1}{H_1} = \frac{\beta_{\perp}^2 \Delta \theta_1}{2\mu_1 - \beta_{\perp}^2 \theta_{1, \max}} \quad (16)$$

где $\theta_{1, \max}$ соответствует максимуму G_1 .

Ширина зоны автоколебаний - $\Delta H_1/H_1$, полученная при подстановке в (16) экспериментальных параметров $\beta_{\perp} \approx 0,22$, $\mu_1 \approx 2,5$ и найденных из рис.2 значений $\Delta \theta_1, \theta_{1, \max}$ достаточно точно совпадает с экспериментальной. Некоторое уширение зоны генерации в первом резонаторе с ростом тока связано, по-видимому, с электронной перестройкой его собственной частоты.

Частота выходного сигнала определяется резонансной частотой первого резонатора (рис.5). Генератор, как видно из рисунка, не слишком критичен к расстройке частот резонаторов, что существенно упрощает создание таких систем.

Проведенные расчёты и эксперименты свидетельствуют, таким образом, о возможности разработки мощных высокоэффективных гиротронов.

Л и т е р а т у р а

1. Гапонов А.В., Гольденберг А.Л., Григорьев Д.П., Панкратова Т.Б., Петелин М.И., Флягин В.А. Экспериментальное исследование гиротронов диапазона сантиметровых волн. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, 18, № 2, с.280-289.
2. Власов С.Н., Жислин Г.М., Орлова И.М., Петелин М.И., Рогачёва Г.Г. Открытые резонаторы в виде волноводов переменного сечения. - Изв.вузов. Радиофизика, 1969, 12, № 8, с.1236-1244.
3. Братман В.Л., Моисеев М.А. Условия самовозбуждения МЦР с нерезонансной электродинамической системой. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, 18, № 7, с.1045-105

4. Зарницына И.Г., Нусинович Г.С. Об устойчивости синхронизованных одномодовых колебаний в многомодовом гиromонотроне. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, 18, № 3, с.459-462.
5. Братман В.Л., Эрм Р.Э. Гиротрон со связанными резонаторами. - Докл. на УП Всесоюз. конф. "Электронные приборы СВЧ и области их применения", Томск, 1972; вып.2, с.134.
6. Галонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике. - Изв.вузов. Радиофизика, 1967, 10, №9-10, с.1414 - 1454.
7. Жураховский В.А. Нелинейные колебания электронов в магнитонаправляемых потоках. Киев, Наукова думка, 1972, с. 303.
8. Кураев А.А., Ковалев И.С., Колосов С.В. Численные методы оптимизации в задачах электроники СВЧ. Минск, Наука и техника, 1975, 295 с.
9. Лучинин А.Г., Нусинович Г.С. Сравнение КПД и выходных мощностей МЦР - монотронов с различными электродинамическими системами. - Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1975, вып.11, с.26-36.
0. Антаков И.И., Гинцбург В.А., Засыпкин Е.В., Соколов Е.В. Экспериментальное исследование распределения электронов по скоростям в винтовом электронном потоке. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, 18, №8, с.1196-1200.

МНОГОЛУЧЕВЫЕ ГИРОТРОНЫ

В.Е.Запелалов, Ш.Е.Цимринг

Введение

Применение в МЦР пространственно-развитых электродинамических структур позволяет значительно увеличить выходную мощность, но ставит при этом ряд серьезных задач. К их числу относится адекватное увеличение мощности электронного пучка при использовании пространственных мод (мод с радиальным индексом, большим 1) и селекция типов колебаний. Поскольку селекция по продольному индексу решается путём применения дифракционных выводов энергии [1], то основные трудности связаны с проблемой селекции мод по поперечному индексу. Ощутимый эффект здесь дает комбинация электродинамической и электронной селекции [2]. Последняя обычно достигается выбором среднего радиуса полового винтового пучка в резонаторе, обеспечивающим наибольший стартовый ток паразитных колебаний при сохранении эффективного энергообмена электронного пучка с полем рабочей моды.

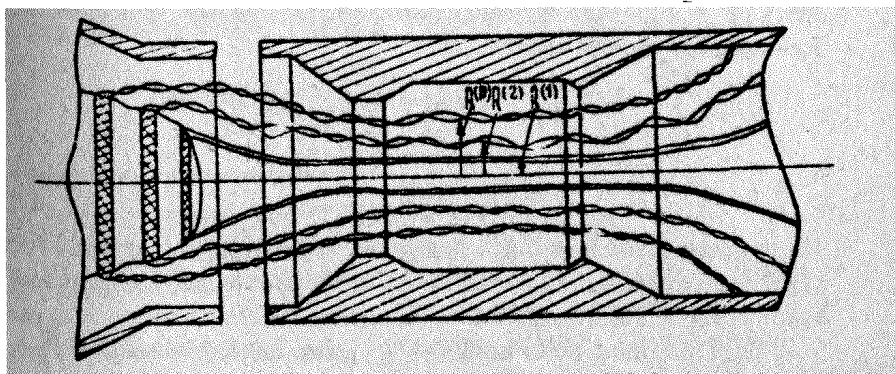
По мере увеличения поперечного сечения рабочего пространства спектр мод сгущается и существующие методы селекции становятся недостаточными. Особенно невыгодно положение МЦР, работающих на гармониках циклотронной частоты, так как в число конкурирующих включаются моды, синхронные с пучком на всех низших гармониках, для которых стартовые токи обычно меньше.

В настоящей статье обсуждается ещё одна возможность улучшения селекции мод по поперечному индексу и повышения выходной мощности путём реализации многолучевых гиротронов [3], чему способствует большое поперечное сечение резонатора. В указанных гиротронах к основному пучку добавляются один или несколько соосных с ним полей винтовых электронных пучков. В зависимости от параметров (главным образом, величин осцилляторной и дрейфовой скоростей) дополнительные пучки могут быть излучающими или выполнять функцию электронных поглотителей.

В статье показано, что излучающие дополнительные пучки помимо повышения электронной селекции по поперечному индексу способствуют увеличению выходной мощности. Поглощающие дополнительные пучки дают возможность улучшить селекцию по поперечному индексу, особенно при работе на второй гармонике циклотронной частоты.

Излучающие пучки

1. Получим для многолучевого гиротрона условие устойчивости одномодовых колебаний на рабочей моде 1 по отношению к конкурирующей моде 2 аналогично [4] (сечение аксиально симметричного резонатора гиротрона, нагруженного N тонкими трубчатыми моноскоростными винтовыми электронными пучками, которые расположены соосно с резонатором, показано на рис.1).



Р и с. 1. Схема многолучевого гиротрона

Уравнения (см., например, [4,5]) для нестационарных амплитуд указанных мод, модифицированные на случай N -пучков, имеют вид

$$\frac{d A_s}{d t} = \left(-\frac{\nu_s}{Q_s} + \sum_{p=1}^N I_s^{(p)} \hat{\Phi}_s^{(p)} \right) A_s. \quad (1)$$

Здесь s - индекс моды ($s = 1, 2$); ν_s - номер гармоники гирочастоты; A_s - амплитуда поля соответствующей моды; Q_s - добротность; $I_s^{(p)}$ - безразмерный ток; p -го парциального пучка, приведенный к параметрам s моды;

$\hat{\Phi}_s^{(p)}$ - реальные части приведенных факторов возбуждения, которые пропорциональны электронной восприимчивости каждого из пучков. Факторы возбуждения зависят от амплитуд полей обеих мод. Формулы для $I_s^{(p)}$, $\hat{\Phi}_s^{(p)}$, а также для фигурирующей ниже безразмерной амплитуды поля рабочей моды $F_1^{(p)}$ не приводим. Они совпадают с соответствующими выражениями, полученными в [4,5] для одного пучка, характеризующегося тем же набором параметров, что и p -й парциальный пучок.

Стационарная амплитуда одномодовых колебаний (мода 1) определяется условием баланса активных мощностей, которое следует непосредственно из (1):

$$\sum_{p=1}^N I_1^{(p)} \hat{\Phi}_1^{(p)} (F_1^{(p)}) = \nu_1 / 2 Q_1. \quad (2)$$

Условие устойчивости стационарных колебаний получается из (1) и (2) аналогично соответствующему условию из [4] для однопучковой системы:

$$\mathcal{E}_1 = \sum_{p=1}^N I_1^{(p)} \hat{\Phi}_1^{(p)} (F_1^{(p)}) / \sum_{p=1}^N I_2^{(p)} \hat{\Phi}_2^{(p)} (F_1^{(p)}) > \nu_1 Q_2 / \nu_2 Q_1. \quad (3)$$

Нарушение условия (3) означает возбуждение паразитной моды в условиях генерации на рабочей моде с конечной амплитудой поля рабочей моды $F_1^{(p)}$.

2. Сравним величины \mathcal{E}_N для однолучевого ($N = 1$) и N -лучевого гиротрона, в которых установилась оди-

наковая амплитуда поля рабочей моды. Пусть радиусы основного пучка в обоих случаях одинаковы, а радиусы дополнительных пучков удовлетворяют условию нулевой связи с полем паразитной моды^{*)}. При этом легко показать, что

$$I_2^{(p)} = 0 \quad (p = 2, 3, \dots, N). \quad (4)$$

Тогда для однолучевого гиротрона

$$z_1 = I_1^{(0)} \hat{\Phi}_1(F_1) / I_2^{(0)} \hat{\Phi}_2(F_1), \quad (5)$$

где $I_1^{(0)}$, $I_2^{(0)}$ — безразмерный ток основного пучка, приведенный соответственно к параметрам мод 1 и 2.

Для N — лучевого гиротрона

$$z_N = \sum_{p=1}^N I_1^{(p)} \hat{\Phi}_1^{(p)}(F_1^{(p)}) / I_2^{(p)} \hat{\Phi}_2^{(p)}(F_1^{(p)}). \quad (6)$$

Числители в (5) и (6) одинаковы согласно уравнениям баланса (2). Из равенства амплитуд полей в однолучевом и N — лучевом гиротроне и равенства радиусов пучка однолучевого гиротрона и 1-го (основного) пучка в N — лучевом гиротроне следует также, что

$$F_1^{(1)} = F_1. \quad (7)$$

Ввиду вышесказанного и с учетом (5) и (6)

$$\frac{z_N}{z_1} = \frac{I_2^{(0)}}{I_2^{(1)}}. \quad (8)$$

^{*)} Это условие имеет вид [6]:

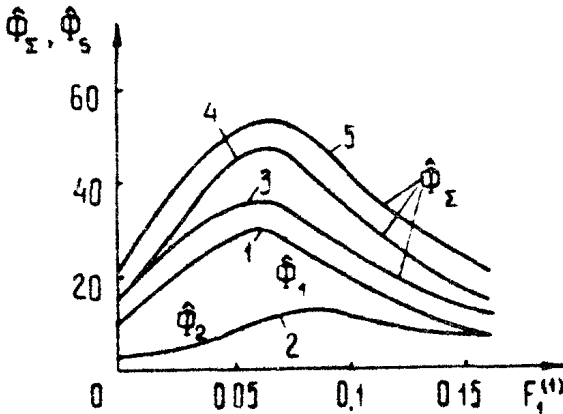
$$J_{m-n}(2\beta R^{(p)} / \lambda_s) = 0 \quad (p = 2, 3, \dots, N),$$

где J_{m-n} — функция Бесселя порядка $m-n$; m — азимутальный индекс, n — номер гармоники гирочастоты; $R^{(p)}$ — радиус p -го пучка; λ_s — длина волны s -й моды.

Фактор $\mathcal{E}_N/\mathcal{E}_1$ можно принять за показатель эффективности селекции в многолучевом гиротроне: согласно условию (3) увеличение $\mathcal{E}_N/\mathcal{E}_1$ способствует созданию определенного запаса устойчивости колебаний на рабочей моде.

Физический смысл уравнения (8) очевиден: чем меньше ток в многолучевой системе приходится на тот пучок, который, кроме рабочей моды, также связан с паразитной модой и является рабочим пучком в однолучевом гиротроне, тем больше запас устойчивости колебаний. С этой точки зрения наилучший результат дает случай $I_2^{(1)} = 0$, т.е. парциальный пучок, который имеет нулевую связь с паразитной модой, должен быть исключен. На практике, однако, условие обеспечения максимума выходной мощности не позволяет удалить пучок, который связан с паразитной модой. Как правило, этот пучок имеет наибольший радиус и передает полю рабочей моды большую часть мощности.

Для выяснения в этом случае роли добавочных пучков рассмотрим взятую из [6] зависимость факторов возбуждения $\hat{\Phi}_2$ и $\hat{\Phi}_1$ однолучевого гиротрона от амплитуды поля рабочей моды (рис.2, кривые 1 и 2).



Р и с. 2. Зависимость факторов возбуждения рабочей и паразитной мод от амплитуды поля рабочей моды

В области больших амплитуд кривые сближаются, что уменьшает \mathcal{E}_1 и в конечном счёте приводит к нарушению

условия устойчивости (3). Однако при больших амплитудах кривые $\hat{\Phi}_1$ и $\hat{\Phi}_2$ идут почти параллельно. Добавление пучков, не взаимодействующих с полем рабочей моды, как показано ниже, эквивалентно смещению кривой $\hat{\Phi}_1$ вверх. При этом сближение кривых происходит при значительно больших амплитудах с соответствующим возрастанием запаса устойчивости.

Рассмотрим численные примеры, иллюстрирующие приведенные выше рассуждения. В связи с этим представим фактор $\mathcal{F}_N/\mathcal{F}_1$ в виде

$$\frac{\mathcal{F}_N}{\mathcal{F}_1} = \frac{\hat{\Phi}_\Sigma}{\hat{\Phi}_1}, \quad (9)$$

где

$$\hat{\Phi}_\Sigma = \sum_{p=1}^N \kappa^{(p)} \Phi_1^{(p)} (F_1^{(p)}). \quad (10)$$

Коэффициенты $\kappa^{(p)}$ равны отношениям приведенного тока p -го частичного пучка к току основного пучка. Очевидно, что $\kappa^{(1)} = 1$. Формула (9) получается непосредственно из (5) и (6), если учесть, что

$$\frac{I_2^{(0)}}{I_1^{(0)}} = \frac{I_2^{(1)}}{I_1^{(1)}}. \quad (11)$$

Каждое из отношений в (11) не зависит от абсолютной величины тока пучка, а определяется радиусами соответствующих пучков и параметрами рабочей моды, которые одинаковы для одноручевого и многоручевого гиротронов.

Кривые 3 и 4 на рис. 2 представляют факторы $\hat{\Phi}_\Sigma$ (см. (10)), когда введен дополнительный пучок соответственно во внутренний по отношению к основному пучку и внешний максимумы взаимодействия с рабочей модой. Наконец, кривая 5 относится к случаю, когда, кроме основного пучка, в пространство взаимодействия введены оба указанных выше дополнительных пучка. Параметры пучков введены в следующую таблицу.

Параметры	Кривые				
	1	2	3	4	5
$\mu_s^{(0)}$	10	10	-	-	-
$\mu_4^{(1)}$	-	-	10	10	10
$\mu_4^{(2)}$	-	-	3,5	10	3,5
$\mu_4^{(3)}$	-	-	-	-	10
$K^{(1)}$	-	-	1	1	1
$K^{(2)}$	-	-	1,9	0,67	2,2
$K^{(3)}$	-	-	-	-	0,67
$\mathcal{E}_N/\mathcal{E}_1$	-	-	2	2,3	3,6

Здесь $\mu_s^{(0)} = \omega_n \beta_1 (2c \beta_n^{(0)})^{-1} L$ параметр неизохронности пучка в поле \mathcal{E}_s s моды.

Анализ кривых на рис.2 показывает, что введение внутреннего дополнительного пучка, ток которого составляет 0,43 тока основного пучка, дает отношение $\mathcal{E}_N/\mathcal{E}_1 = 2$ при амплитуде $F_4^{(1)} = 0,16$. Внешний пучок (токи дополнительного и основного пучков одинаковы) дает величину $\mathcal{E}_N/\mathcal{E}_1 = 2,3$ при той же величине $F_4^{(1)}$. Наконец, в трехлучевой системе с током внутреннего пучка 0,5 от основного и током внешнего пучка, равным основному, величина $\mathcal{E}_N/\mathcal{E}_1$ при $F_4^{(1)} = 16$ составляет 3,6.

Отметим, что для количественного исследования условий устойчивости требуется вычислять $\hat{\Phi}_s^{(0)}$ из решений нелинейных уравнений гиротрона [4,5] для заданных параметров $\mu_s^{(0)}, \Delta_s^{(0)}, F_s^{(0)}$.

3. КПД N -лучевого гиротрона определяется аналогично КПД однолучевого. Парциальный поперечный КПД каждого пучка может быть вычислен по формуле (см., например [4

$$\eta_{\perp}^{(p)} = 2 \hat{\Phi}^{(p)} F^{(p)2} \quad (12)$$

Выходная мощность от N пучков

$$P = \sum_{p=1}^N J^{(p)} t_{\perp}^{(p)} \eta_{\perp}^{(p)} U^{(p)} \quad (13)$$

и результирующий электронный КПД системы

$$\eta = \frac{\sum_{p=1}^N J^{(p)} t_{\perp}^{(p)} \eta_{\perp}^{(p)} U^{(p)}}{\sum_{p=1}^N J^{(p)} U^{(p)}} \quad (14)$$

Здесь $J^{(p)}$ - парциальные токи пучков, $U^{(p)}$ - энергии электронов в вольтах в каждом из пучков, $t_{\perp}^{(p)}$ - отношение осцилляторной энергии электронов к полной энергии в p -ом пучке. В практически важных случаях удается подобрать параметры многопучковой системы так, чтобы КПД многолучевого гиротрона был достаточно близок к типичным КПД однолучевых гиротронов.

Пространственное разделение парциальных пучков ослабляет влияние объемного заряда на скоростной разброс (см., например, статью [7] в настоящем сборнике). Поэтому суммарный ток в многолучевой системе может быть сделан достаточно большим без ухудшения качества пучка. Это обстоятельство тем более важно, что повышение устойчивости колебаний рабочей моды, достигаемое в многолучевых гиротронах, создает предпосылки для увеличения тока каждого из парциальных пучков. Пространственное разделение пучков снижает также вероятность возникновения двухлучевой неустойчивости, которая в принципе может иметь место за счет многогорбой функции распределения продольных скоростей в N - лучевом электронном потоке.

Отметим, наконец, что использование нескольких пучков облегчает решение тепловых проблем, возникающих при проектировании коллектора.

Поглощающие электронные пучки

Поглощающие пучки должны иметь параметры, обеспе-

чивающие максимум циклотронного поглощения паразитной моды при минимальном взаимодействии с полем рабочей моды. Рассмотрим в связи с этим в приближении малых амплитуд выражение для мощности, передаваемой полю электронным пучком [8]:

$$P' = -\rho_{10} |F_0|^2 n^2 \mu^2 4^{-1} \left(n + \mu n \frac{d}{d\psi} \right) \times \left[\left| \int_0^1 e^{i\psi\sigma} f(\sigma) d\sigma \right|^2 \right], \quad (15)$$

где ρ_{10} - осцилляторная мощность пучка, σ - нормированная продольная координата; ψ - угол пролета; μ - параметр неизохронности.

Первое слагаемое в круглых скобках соответствует циклотронному поглощению, тогда как второй член обусловлен неизохронностью электронных осцилляторов и связан, как правило, с их индуцированным излучением *). При $\mu = 0$, т.е. для случая прямолинейных траекторий электронов, имеет место поглощение. В случае гауссового продольного распределения высокочастотного поля $f = e^{i\pi} [-(2z/L_s)^2]$ условие циклотронного поглощения принимает вид (для ρ -го пучка):

$$\pi^2 q^{(p)2} 2^{-1} (L_s/\lambda_s)^2 [(\omega_s - n_s \omega_n^{(p)})/\omega_s] < n_s. \quad (16)$$

Мощность, поглощаемая ρ -ым пучком, при сильном неравенстве (16)

$$P' \sim (A_s^2 J^{(p)}) \rho_1^{(p)2(n-1)} / \rho_n^{(p)} (L_s/\lambda)^2 J_{m_s - n_s} (k_s R^{(p)}) \times e^{i\pi} (-\psi_s^{(p)2}/8), \quad (17)$$

*) Второй член при определенных значениях угла пролета ψ также может приводить к поглощению (область абсорбции). Указанное обстоятельство, как показано в работе Ю.В.Быкова и М.И.Петелина [9], позволяет придать излучающему электронному пучку в МЦР-ЛПТ также функцию поглотителя отраженной волны, которая ответственна за эффект самовозбуждения ЛПТ-усилителя при больших коэффициентах усиления.

$$\text{где } \psi_s^{(p)} = n_s \mu_s^{(p)} \Delta_s^{(p)} = (2\pi/\beta_H^{(p)}) (L_s/\lambda_s) \times \\ \times [(\omega_s - n_s \omega_H^{(p)})/\omega_s] \quad (18)$$

является углом пролета вращающегося осциллятора относительно поля. Приведенная расстройка $\Delta_s^{(p)} = (2/\beta_H^{(p)2})(\omega_s - n_s \omega_H^{(p)})/\omega_s$.

Согласно (17) при $n_s = 1$ поглощаемая мощность не зависит от $\beta_H^{(p)}$, т.е. имеет такую же величину, как и для прямолинейного пучка, а при $n_s = 2$ она пропорциональна $\beta_H^{(p)2}$. Это соответствует известному факту (см., например, [8]) отсутствия взаимодействия прямолинейного пучка с электромагнитным полем на второй и более высоких гармониках гирочастоты и наличию не зависящего от β_H поглощения на основном циклотронном резонансе.

Условие (16) определяет область параметров (длины L_s , расстройки $(\omega_s - n_s \omega_H^{(p)})$), дающую поглощение в зависимости от энергии электронов в каждом пучке и параметра $Q^{(p)}$, который равен отношению осцилляторной скорости к скорости дрейфа (длина и магнитное поле определяются условиями эффективного взаимодействия излучающих пучков). Поэтому свободными параметрами являются только $Q^{(p)}$, $\beta_H^{(p)}$ и $J^{(p)}$, где ρ' относится к поглощающим пучкам.

При наличии поглощающих пучков уравнение баланса мощностей (2) целесообразно записать в виде

$$\sum_{p \neq p'}^N I_s^{(p)} \hat{\Phi}_s^{(p)} = n_s / 2 Q_s^* = \frac{n_s}{2 Q_s} + \frac{n_s}{2} \sum_{p'}^{N'} \frac{1}{Q_{s \text{ эл}}^{(p')}} \quad (19)$$

Параметр

$$Q_{s \text{ эл}}^{(p')} = -(n_s/2) (I_s^{(p')} \hat{\Phi}_s^{(p')})^{-1} \quad (20)$$

имеет смысл электронной добротности, вносимой ρ' - пучком. Эффективность электронной селекции, производимой поглощающими пучками, зависит, очевидно, от отношения Q_s и $Q_{s \text{ эл}}$, где Q_s - добротность резонатора на s -й паразитной моде.

Пренебрегая неизохронностью электронов в поглощающих пучках, получаем, что при гауссовом продольном распределении поля S -й моды

$$Q_s^{(n)} = \left[5,4 \cdot 10^2 (\nu_{m_s, p_s}^2 - m_s^2) J_{m_s}^2(\nu_{m_s, p_s}) / J^{(n)}(\nu_s) J_{m_s - n_s}^2(2\pi R^{(n)} / \lambda_s) \right] \cdot \left(n_s! / 2^{n_s} n_s! \right)^{-2} \left[\beta_n^{(n)2} / (\beta_{\perp}^{(n)})^2 (n_s - 1) \right] (\lambda_s / L_s) \cdot \exp(\psi_s^{(n)2} / 8). \quad (21)$$

Согласно (21) $Q_{s \text{ ЗЛ}}^{(n)}$ пропорциональна $\beta_n^{(n)2}$ и не зависит от $\beta_{\perp}^{(n)}$ для $n_s = 1$. Для второй гармоники гармоничности $Q_{s \text{ ЗЛ}}^{(2)} \sim 1/Q_s^{(1)} \rightarrow \frac{\infty}{0} = 0$.

Рассмотрим два частных случая, представляющих наибольший интерес:

а) Рабочая и паразитная моды синхронны с пучком на основном циклотронном резонансе.

Поглощающий пучок должен вводиться в тот из узлов поля рабочей моды, в котором максимальна связь пучка с полем паразитной моды. Если при этом электронная добротность оказалась равной холодной, то стартовый ток паразитной моды возрастает вдвое. Так, для холодной добротности конкурирующей моды $3 \cdot 10^2$ (типичное значение) и следующих характеристических параметрах $L_s / \lambda_s = 3, \beta_n^{(n)2} = \beta_{\perp}^{(n)2} = 0,45, (\nu_{m_s, p_s}^2 - m_s^2) J_{m_s}^2(\nu_{m_s, p_s}) / J^{(n)}(\nu_s) J_{m_s - n_s}^2(2\pi R^{(n)} / \lambda_s) = 20, \psi_s^{(n)} = 0$ - электронная добротность сравнивается с холодной при токе поглощающего пучка 10 А.

При $n_s = 1$ согласно (21) электронная добротность пропорциональна $\beta_n^{(n)2} / J^{(n)}$. Следовательно,

$$Q_{s \text{ ЗЛ}}^{(n)} \sim U^{(n)} / J^{(n)} \sim R^{(n)} \quad (22)$$

т.е. $Q_{s \text{ ЗЛ}}^{(n)}$ пропорциональна сопротивлению пучка по постоянному току. Мощность поглощающего пучка, требуемая для получения заданной величины электронной добротности,

$$P^{(n)} = J^{(n)} U^{(n)} \sim U^{(n)2} / Q_{s \text{ ЗЛ}}^{(n)}. \quad (23)$$

Согласно (23) наилучшими являются пучки с возможно меньшей энергией электронов. Однако при уменьшении энергии поглощающих пучков возрастает расстройка циклотронных частот электронов в этих пучках относительно циклотронной частоты излучающих пучков, а также сужается полосу циклотронного поглощения. Поэтому реальная энергия $U^{(p')}$ в (23) не должна быть чрезмерно малой. В особенности это относится к тому случаю, когда энергия электронов основного пучка сравнима с энергией покоя пучка. В этом случае электроны поглощающего пучка также должны иметь высокую энергию (во избежание расстройки циклотронных частот). Согласно (22) при этом для получения достаточно малой электронной добротности должен быть также увеличен ток поглощающего пучка и применение поглощающих пучков становится энергетически невыгодным, если не прибегать к рекуперации. Отметим, что при высокой степени селекции мод поглощающий пучок остается моноскоростным и возможна его эффективная рекуперация;

б) Рабочая мода синхронна со второй гармоникой гиро-частоты, а конкурирующая - с первой.

Выводы предыдущего пункта сохраняются за исключением требования к радиусу встрела поглощающего пучка, так как последний не взаимодействует (при достаточно малых $Q^{(p')}$ с полем рабочей моды. Радиус встрела $R^{(p')}$ должен выбираться только из условий наилучшего взаимодействия с полем паразитной моды. Указанная особенность специфична только для второй гармоники циклотронной частоты: введение поглощающего (неосциллирующего) пучка обеспечивает поглощение энергии низшей гармоники и совершенно не влияет на поле рабочей (второй) гармоники.

Условие устойчивости одномодовых стационарных колебаний рабочей моды (3) принимает вид (N' пучков не взаимодействуют с полем рабочей моды и настроены на поглощение паразитной моды ($I_2^{(p')} \Phi_2^{(p')} < 0$))

$$g_N = \sum_{p \neq p'}^{N_1} I_1^{(p)} \hat{\Phi}_1^{(p)}(F_1^{(p)}) / \left(\sum_{p \neq p'}^{N_2} I_2^{(p)} \hat{\Phi}_2^{(p)}(F_1^{(p)}) - \sum_{p'}^{N_2} I_2^{(p')} |\hat{\Phi}_2^{(p')}| \right) > Q. \quad (23)$$

Величина $I_2^{(p')} |\Phi_2^{(p')}|$ может быть определена по линейной теории (из соотношения (20)). Наличие поглощающих членов в знаменателе (23) увеличивает величину \mathcal{F}_μ , что создает запас устойчивости и предпосылки для наращивания выходной мощности путём повышения тока излучающих пучков.

Приведенный анализ показывает, что в многолучевых гиротронах при определенных условиях можно существенно увеличить селекцию колебаний по поперечному индексу путём использования как излучающих, так и поглощающих дополнительных пучков. Это должно способствовать наращиванию выходной мощности.

Многочисленные вопросы, связанные с формированием многолучевого электронного потока с заданными параметрами, требуют специального рассмотрения (см. статью [7] в настоящем сборнике).

Авторы благодарны Г.С.Нусиновичу и В.К.Юлпатову за внимательное прочтение рукописи и полезные критические замечания.

Л и т е р а т у р а

1. Власов С.Н., Жислин Г.М., Орлова И.М., Петелин М.И., Рогачёва Г.Г. Открытые резонаторы в виде волноводов переменного сечения. - Изв.вузов. Радиофизика, 1969, 12, №8, с.1236-1244.
2. Гапонов А.В., Гольденберг А.Л., Григорьев Д.П., Панкратова Т.Б., Петелин М.И., Флягин В.А. Экспериментальное исследование гиротронов диапазона сантиметровых волн. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, 18, №2, с.280-289; Запевалов В.Е., Кораблёв Г.С., Цимринг Ш.Е. Экспериментальное исследование гиротрона на второй гармонике циклотронной частоты с оптимизированным распределением высокочастотного поля. - Радиотехника и электроника, 1977, 22, №8, с.1661-1669.
3. Запевалов В.Е., Курбатов В.И., Мальгин О.В., Мануилов В.Н., Нусинович Г.С., Цимринг Ш.Е. Мазер на циклотронном резонансе. Заявка на изобретение от 25.07.79 № 2801425/25. Положительное решение от 18.01.80г.
4. Зарницына И.Г., Нусинович Г.С. Об устойчивости одномодовых колебаний в гиромонотроне. - Изв.вузов. Радиофизика, 1974, 17, №12, с.1858-1867.

5. Моисеев М.А., Нусинович Г.С. К теории многомодовой генерации в гириомотроне. - Изв.вузов. Радиофизика, 1974, 17, №11, с.1709-1717.
6. Зарницына И.Г., Нусинович Г.С. Конкуренция мод, резонансных с разными гармониками циклотронной частоты. - Изв.вузов. Радиофизика, 1977, 20, №3, с.461-467.
7. Запевалов В.Е., Лыгин В.К., Мануилов В.Н., Цимринг Ш.Е. Электронно-оптические системы мощных МЦР. - В наст. сборнике, с. 5.
8. Петелин М.И., Юпатов В.К. Мазеры на циклотронном резонансе. - В кн.: Лекции по электронике СВЧ (3-я зимняя школа-семинар инженеров). Саратов. СГУ, 1974, кн.4, с.95-178.
9. Быков Ю.В., Петелин М.И. Об одной возможности увеличения коэффициента полезного действия МЦР-ЛПТ в режиме с устойчивым усилением. - В кн.: Доклады VII Всесоюз. науч. конф. "Электронные приборы СВЧ и области их применения. Томск, ТГУ, 1972, вып.2, с.117-122.

КАТОДНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В МОЩНЫХ ГИРОТРОНАХ

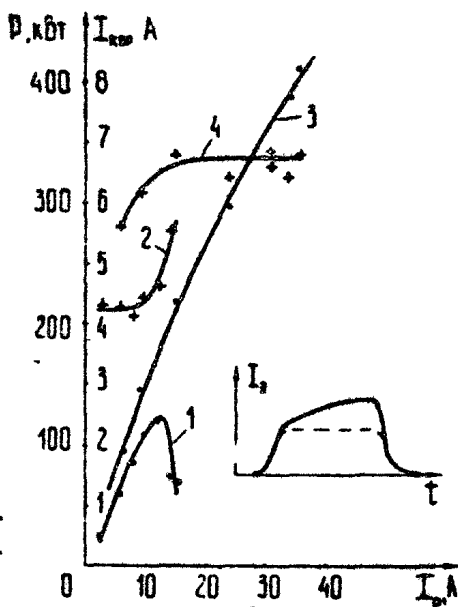
В.Е.Запевалов, С.А.Мальгин, Ш.Е.Цимринг

Одним из нежелательных эффектов, препятствующих увеличению выходной мощности МЦР, в которых используются винтовые электронные пучки, особенно при непрерывном режиме работы, является неустойчивость эмиссионного тока. Когда последний превышает некоторое пороговое значение, возникает неуправляемое нарастание эмиссии, которое заканчивается срывом колебаний или пробоем. Имеющиеся экспериментальные данные показывают, что при неустойчивых режимах катод подвергается интенсивной бомбардировке электронами, энергия которых сравнима с энергией электронов основного пучка. Причиной неустойчивости (см., например, [1]) является отражение части электронов, осцилляторные скорости которых превосходят среднюю величину, от магнитной пробки в области нарастающего магнитного поля. Эти электроны оказываются запертыми в адиабатической ловушке. Неустойчивость такого состояния, и связанные с ней интенсивные переменные поля, и является тем механизмом, который восстанавливает баланс заряженных частиц.

Ниже описываются эксперименты, которые указывают на существование неустойчивых режимов несколько иного типа. Эксперименты проводились с гиротроном, работавшим на второй гармонике циклотронной частоты. При некоторых режимах (типичные параметры $U_p = 50 \text{ кВ}$, $U_a = 35 \text{ кВ}$, $I \geq 10 \text{ А}$) наблюдался срыв регулярных высокочастотных

колебаний и резкое нарастание тока эмиссии при длительностях импульса 50 мкс (рис.1).

Р и с.1. Форма импульса катодного тока при наличии катодной неустойчивости и зависимость выходной мощности (кривые 1,3) и оптимального тока корректирующей катодной катушки (2,4) от тока пучка



Остающаяся после срыва основных колебаний слабая генерация носила шумовой характер.

Указанная неустойчивость, хотя и имеет некоторое сходство с предыдущей *) (нарастание тока эмиссии, интенсивные шумовые колебания) имеет некоторые характерные отличия.

Известно, что устранению неустойчивостей 1-го типа способствует помещение дополнительных электродов [2], перехватывающих отраженные электроны в области нарастающего магнитного поля. В описываемых экспериментах дополнительные электроды ни в качественном, ни в количественном отношении на наблюдаемые эффекты не влияли. Не-

*) Ниже для краткости она называется неустойчивостью 1-го типа, а описываемая неустойчивость - 2-го типа.

устойчивость 1-го типа ослабляется при снижении анодного напряжения (за счёт уменьшения осцилляторных скоростей электронов), тогда как неустойчивость 2-го типа имеет, наоборот, тенденцию к усилению. Наконец, в некотором диапазоне параметров неустойчивость 1-го типа сравнительно слабо влияет на эффективность взаимодействия (если с помощью специальных мер стабилизировать возросшую эмиссию), в то время как при неустойчивости 2-го типа колебания срываются немедленно.

Совокупность приведенных фактов указывает на то, что механизм неустойчивости 2-го типа не связан с отражением электронов от магнитной пробки, а определяется процессами происходящими в непосредственной близости от эмиттера. Существенно, что использованная в экспериментах электронная пушка отличалась сравнительно малым углом наклона магнитного поля к поверхности эмиттера. Траекторный анализ этой пушки обнаружил, что при достаточно сильном токе пучка электрическое поле, действующее на электроны, выходящие из левой (см. рис. 3 на с. 9 в [3]), т.е. первой по ходу электронов, части эмиттера, меняет знак. Эти электроны уже не могут дрейфовать в сторону резонатора и отражаются непосредственно у эмиттера или совершают ряд колебаний, прежде чем наберут достаточно большую величину дрейфовой скорости. Накопление таких электронов может привести к возникновению динамических неустойчивостей. Обусловленное этими эффектами ухудшение качества электронного пучка приводит к срыву колебаний рабочей моды.

Увеличение угла наклона ψ магнитного поля к поверхности катода должно способствовать возрастанию компоненты электрического поля, ответственной за дрейф электронов в сторону резонатора, а следовательно, устранению указанной неустойчивости. Изменение углов наклона магнитного поля в описываемом макете гиротрона легко достигается путём перемещения основного соленоида относительно лампы и соответствующего изменения магнитного поля корректирующей катушки. Эксперименты вполне подтвердили указанный вывод для устранения неустойчивостей в ряде случаев достаточно сдвинуть соленоид всего на 1 см.

Наличие катодной неустойчивости, так же как и неустойчивости 1-го типа, ограничивает полезный ток пучка и пре-

пятствует увеличению выходной мощности. На рисунке приведены зависимости выходной мощности и оптимального тока корректирующего катодного соленоида (соответственно, кривые 1 и 2) при наличии катодной неустойчивости ($U_p = 50$ кВ, $U_a = 35$ кВ, $\psi = 7^\circ$). Кривые 3,4 показывают те же зависимости после устранения неустойчивости ($U_p = 50$ кВ, $U_a = 31$ кВ, $\psi = 15^\circ$). Максимальная выходная мощность превышает 400 кВт ($\eta \approx 23\%$) при токе $I = 36$ А ($I_j \approx 0,33$) и ограничена эмиссионной способностью катода и электрической прочностью промежутка катод-анод.

Л и т е р а т у р а

1. Цимринг Ш.Е. Формирование винтовых электронных пучков. - В кн.: Лекции по электронике СВЧ (3-я зимняя школа-семинар инженеров), кн.4. Саратов, СГУ, 1974, с.3-94.
2. Быков Ю.В., Гапонов А.В., Гольденберг А.Л., Панкратова Т.Б., Флягин В.А. Адиабатическая электронная пушка магнетронного типа. Авт.свид. № 688023 (СССР) с приоритетом от 26 апреля 1976.
3. Запезалов В.Е., Лыгин В.К., Мануилов В.Н., Цимринг Ш.Е. Электронно-оптические системы мощных МЦР. - В наст. сборнике, с. 5.

С.А.Малыгин, В.Г.Павельев, Ш.Е.Цимринг

Введение

Увеличение мощности электронных СВЧ приборов миллиметрового диапазона длин волн и, в частности, МЦР в значительной степени связано с использованием пространственно развитых электродинамических структур с высокой степенью селекции. В этом отношении представляет интерес система связанных резонаторов, настроенных на моды с отличающимися радиальными индексами и одинаковым азимутальным распределением. Связь между резонаторами обеспечивается за счет трансформации мод на участке, содержащем неоднородность.

Настоящая статья посвящена расчету основных параметров (продольное распределение поля, добротности нормальных колебаний) практических вариантов связанных систем, которые могут быть использованы в качестве электродинамической структуры гиротронов. Кратко изложена методика анализа. Результаты расчета указывают на наличие дискриминации мод по поперечному индексу и возможность реализации распределения высокочастотного поля, благоприятного для получения высокого КПД.

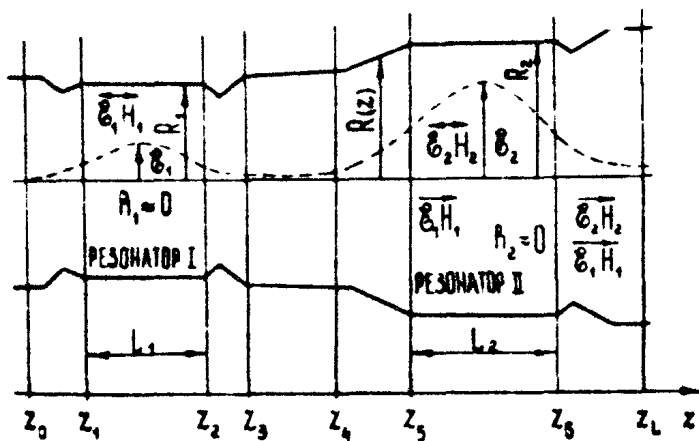
Некоторые свойства связанных резонаторов с трансформацией мод

1. На рис.1. показаны два круглых открытых резонатора I и II, связанные отрезком неоднородного круглого волновода. Радиусы резонаторов R_1 и R_2 выбираются близкими к

критическим для мод, соответственно, $H_{m,l}$ и $H_{m,l+p}$ на одинаковой длине волны λ

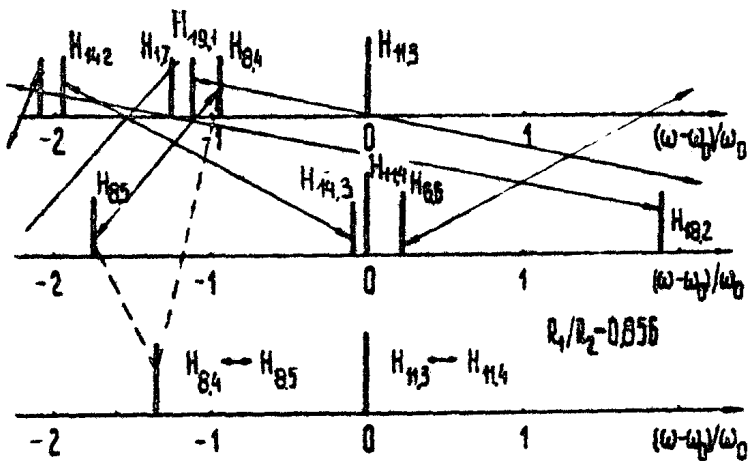
$$R_1 \approx \lambda \nu_{m,l} / 2\pi, \quad R_2 \approx \lambda \nu_{m,l+p} / 2\pi \quad (1)$$

Здесь $\nu_{m,l}$ и $\nu_{m,l+p}$ — l -й и $(l+p)$ -й корни уравнения $J'_m = 0$, где $J_m(x)$ — функция Бесселя m -го порядка. Отдельные резонаторы аналогичны по геометрии традиционным открытым резонатором гиротронов [1]. Эффективные радиусы встраля $R_{эф}$ электронного пучка одинаковы для обоих резонаторов [2]. Совпадение резонансных частот и оптимальных радиусов встраля создает предпосылки для эффективного взаимодействия электронного пучка с высоко-частотным полем.



Р и с. 1 Связанные резонаторы с трансформацией мод

2. Селекция колебаний по поперечному индексу, частоты которых лежат в полосе циклотронного резонанса, обусловлена различием спектров резонаторов I и II. Рассмотрим диаграмму на рис.2,а. Вертикальными линиями обозначены основная $H_{11,3}$ и ближайшие к ней моды резонатора I. По горизонтали отложена расстройка соответствующих мод



Р и с. 2. Диаграмма спектров резонаторов

относительно основной в процентах. На рис.2,6 показан спектр резонатора II, у которого в качестве основной моды выбрана $H_{11,4}$. Радиусы резонаторов I и II определены из (1) при $\nu_{m,n} = \nu_{11,3}$; $\nu_{m,n+p} = \nu_{11,4}$, поэтому частоты мод $H_{11,3}$ и $H_{11,4}$ совпадают и соответствующие линии расположены на одной вертикали. Наклонные линии со стрелками объединяют колебания отдельных резонаторов с одинаковыми азимутальными индексами. Очевидно, только такие пары могут образовывать связанные колебания. Взаимная трансформация каждой пары мод претерпевает существенные изменения в полосе расстройки

$$\Delta \omega = \omega / Q, \quad (2)$$

где Q — наименьшая из добротностей несвязанных резонаторов. Рассматривая оба резонатора как связанную систему получаем, что при $\omega_2 - \omega_1 \gg \Delta \omega$ амплитуда связанных колебаний, например, во входном резонаторе при возбуждении пучком выходного становится настолько малой, что практически может иметь место возбуждение электронным пучком только одного из резонаторов, но не связанной системы. Соответственно возрастает стартовый ток.

На рис.2 пара $H_{11,3} - H_{11,4}$ является основной а пары $H_{8,4} - H_{8,5}$ и $H_{14,2} - H_{14,3}$ конкурирующими. Если принять, что частотная расстройка в пределах каждой пары, большая 1%, разрушает связь (см. ниже), то в спектре объединенного резонатора остается, кроме основной, только пара $H_{8,4} - H_{8,5}$ (рис. 2, в). Для шепчущих мод вида $H_{m,1}$ спектр связанной системы ($H_{m,1} - H_{m,2}$) содержит только одно основное колебание. Для колебаний $H_{m,n}$, $n > m$ спектр связанных мод гуще (особенно для колебаний $H_{0,n}$). Тем не менее и в этом случае общее разрежение спектра значительно.

Анализ системы связанных резонаторов

Применим для расчета системы рис.1 метод поперечных сечений, развитый Б.З.Каценеленбаумом. Согласно [3], электромагнитное поле в нерегулярном волноводе может быть представлено как суперпозиция волн регулярных волноводов сравнения, радиусы которых в каждом сечении $z = \text{const}$ совпадают с радиусом $R(z)$ нерегулярного волновода. В частности, для круглого волновода поперечные электрическое и магнитное поля

$$\begin{aligned} \vec{E}_1(r, z) &= \sum_{p=1}^{\infty} \mathcal{E}_p(z) \vec{E}_{p1}(r, z), \\ \vec{H}_1(r, z) &= \sum_{p=1}^{\infty} \mathcal{H}_p(z) \vec{H}_{p1}(r, z). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь E_{p1} и H_{p1} поперечные компоненты амплитуд TE и TM - волн в волноводах сравнения. Суммирование в (3) ведется по всем колебаниям, имеющим тот же азимутальный индекс, что и результирующее поле \vec{E}_1 и \vec{H}_1 . Согласно [2] уравнения для амплитудных коэффициентов $\mathcal{E}_j(z)$ и $\mathcal{H}_j(z)$ имеют вид

$$\frac{d \mathcal{E}_j}{dz} + i k_j \mathcal{H}_j = \sum_{p=1}^{\infty} \mathcal{E}_p (S_{jp} - S_{pj}),$$

$$\frac{d \mathcal{H}_j}{d z} + i h_j \mathcal{E}_j = \sum_{p=1}^{\infty} \mathcal{H}_p (S_{jp} + S_{-jp}) . \quad (4)$$

Здесь S_{jp} — коэффициенты связи j -й и p -й парциальных волн; S_{jp} выражаются через мембранные функции волноводом сравнения и пропорциональны $\tau = \lg \alpha$, где $\alpha(z)$ угол наклона образующей нерегулярного волновода к оси z .

После соответствующих преобразований получаем систему (ср. с уравнениями (11.5.) из [2]) уравнений первого приближения для структуры рис.1 с учетом двух главных мод ^{*}

$$\frac{d^2 \mathcal{E}_1}{d z^2} + h_1^2 \mathcal{E}_1 = 0 \quad (z_0 \leq z \leq z_a) , \quad (5)$$

$$\frac{d^2 \mathcal{H}_1}{d z^2} + h_1^2 \mathcal{H}_1 = -i A_1 \mathcal{E}_2 \quad (z_a \leq z \leq z_b) , \quad (6)$$

$$\frac{d^2 \mathcal{E}_2}{d z^2} + h_2^2 \mathcal{E}_2 = i A_2 \mathcal{E}_1 \quad (z_a \leq z \leq z_b) , \quad (7)$$

$$\frac{d \mathcal{E}_1}{d z} - i h_1 \mathcal{E}_1 = 0 \quad (z = z_0) ; \quad (8)$$

$$\frac{d \mathcal{E}_1}{d z} - i h_1 \mathcal{H}_1 = 0 \quad (z = z_a) ; \quad (9)$$

$$\frac{d \mathcal{H}_1}{d z} - i h_1 \mathcal{E}_1 = 0 \quad (z = z_a) ; \quad (10)$$

$$\frac{d \mathcal{E}_2}{d z} - i h_2 \mathcal{E}_2 = 0 \quad (z = z_b) ; \quad (11)$$

^{*} Подобное рассмотрение корректно при достаточной длине резонаторов [4], когда параметр Френеля

$$(2 \sqrt{v_{m, \alpha+\beta}^2})^{-1} (\pi L / \lambda)^2 \gg 1 .$$

$$\frac{d\mathcal{H}_1}{dz} + i h_1 \mathcal{H}_1 = 0 \quad (z = z_L); \quad (12)$$

$$\frac{d\mathcal{E}_2}{dz} + i h_2 \mathcal{E}_2 = 0 \quad (z = z_L); \quad (13)$$

Здесь \mathcal{E}_1 , \mathcal{H}_1 и \mathcal{E}_2 , \mathcal{H}_2 — амплитудные коэффициенты главных (связанных) мод соответственно I-го и II-го резонаторов (см. рис.1).

Общее число степеней свободы системы связанных резонаторов в двухмодовом приближении равно 4. Поэтому для описания системы резонаторов достаточно двух уравнений второго порядка. Однако недопустимость оперирования в окрестности критических сечений I-го и II-го резонаторов с амплитудами, соответственно, \mathcal{H}_1 и \mathcal{H}_2 приводит к системе трех уравнений с условиями сшивания (9), (10) в плоскости (см. рис 1). Остальные уравнения (8), (11) — (13) являются условиями излучения в соответствующих плоскостях (см. рис.1).

Коэффициенты связи в (6) и (7) равны

$$A_1 = \frac{2\tau}{h_1(\nu_2^2 - \nu_1^2)R(z)} \left[\nu_2^2 h_1^2 \sqrt{\frac{\nu_1^2 - m^2}{\nu_2^2 - m^2}} + \nu_1^2 h_2^2 \sqrt{\frac{\nu_2^2 - m^2}{\nu_1^2 - m^2}} \right],$$

$$A_2 = \frac{2\tau h_2}{(\nu_2^2 - \nu_1^2)R(z)} \left[\nu_2^2 \sqrt{\frac{\nu_1^2 - m^2}{\nu_2^2 - m^2}} + \nu_1^2 \sqrt{\frac{\nu_2^2 - m^2}{\nu_1^2 - m^2}} \right],$$

где $\nu_1 = \nu_{m,n}$; $\nu_2 = \nu_{m,n+p}$;

$$h_{1,2} = \sqrt{\frac{\hat{\omega}^2}{c^2} - \frac{\nu_{1,2}^2}{R^2(z)}}.$$

Уравнения (5) — (13) описывают свободные колебания связанной системы с комплексной частотой

$$\hat{\omega} = \omega (1 + i/2Q),$$

где Q - добротность.

При анализе вынужденных колебаний, возникающих, например, за счет падения волны (\mathcal{E}_2 , \mathcal{H}_2) из $z = \infty$, условие излучения (13) следует заменить на уравнение

$$\left. \frac{d\mathcal{E}_2}{dz} + i h_2 \mathcal{E}_2 - 2i h_2 \rho_{-2} \right|_{z=z_L},$$

где ρ_{-2} - амплитуда падающей справа волны. В этом случае частота колебаний полагается вещественной, а добротность определяется по частотной зависимости коэффициента прохождения (резонансной кривой)

$$K(\omega) = \frac{|\mathcal{E}_1(z_0)|^2 h_2^2(z_L)}{|\rho_{-2}(z_L)|^2}$$

Решение уравнений связанных колебаний

1. При рассмотрении свободных колебаний связанных резонаторов первый из указанных методов приводит к системе шести комплексных обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка, разрешенных относительно производных. Уравнения вместе с граничными условиями излучения образуют краевую задачу, которая решалась методом стрельбы [5]. Для определения собственной комплексной частоты находился минимум невязки

$$N = \left| \frac{d\mathcal{E}_2}{dz} + i h_2 \mathcal{E}_2 \right|_{z=z_L}^2.$$

Последняя вычислялась в результате решения соответствующих дифференциальных уравнений с граничными условиями Коши. Поиск экстремума N производился методом покоординатного спуска, а также методом Розенброка (см., например, [6]). Полное время решения задачи для любого из рассмотренных вариантов на ЭВМ БЭСМ-6 составляет 3-6 мин.

Два основных нормальных колебания системы являются аналогами синфазных и противофазных колебаний связанных резонаторов.

Нахождение характеристик резонаторов при исследовании вынужденных колебаний значительно проще. Однако определение добротности низкодобротных колебаний в этом случае ненадежно, ввиду сильной асимметрии резонансных кривых.

2. На рис. 3, а изображена конфигурация системы связанных резонаторов, рассчитанная по уравнениям (5) - (13). Резонатор I настроен на моду $H_{4,1,1}$, а резонатор II с

большой площадью поперечного сечения - на $H_{4,2,1}$. Добротности отдельных резонаторов, вычисленные без учета трансформации мод, равны, соответственно, $Q_1 = 220$ и $Q_2 =$

$= 1000$. Для каждого из нормальных колебаний связанной системы характерные распределения полей приведены на рис. 3, б, в. У одного из них (рис. 3, в) - низкодобротного - энергия локализуется в основном внутри резонатора I

($f = | \mathcal{E}_1^{max} / \mathcal{E}_2^{max} | = f_n > 1$). У другого - высокодобротного - (рис. 3, б) энергия запасена в области резонатора II

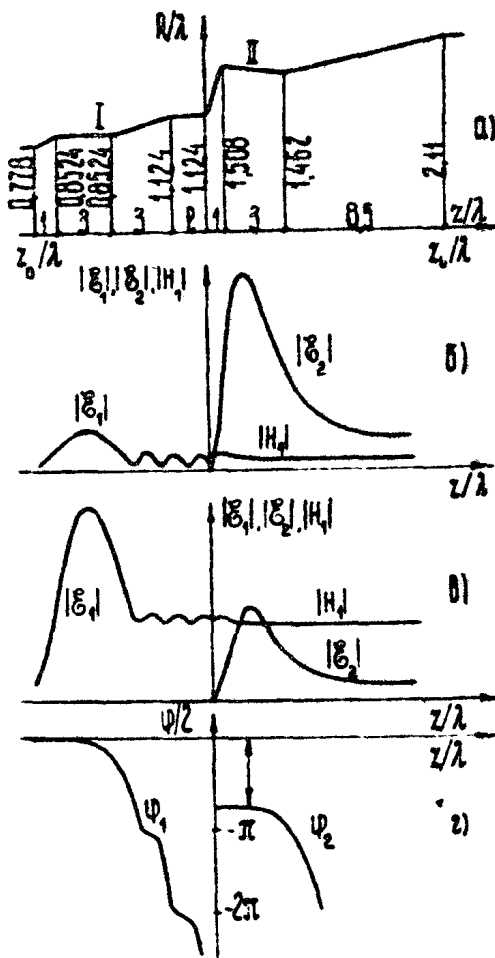
($f = f_0 < 1$) Типичные зависимости фаз $\varphi_i(z)$ комплексных распределений $\mathcal{E}_i(z) = |\mathcal{E}_i(z)| e^{i\varphi_i(z)}$ представлены на рис. 3, г "Лесенка" в распределении $\varphi_1(z)$ связана с наличием стоячей волны, являющейся суперпозицией встречных волн низшего типа.

Представляют интерес зависимости добротностей связанных колебаний, а также амплитуд полей $|\mathcal{E}_1^{max}|, |\mathcal{E}_2^{max}|$

и разности фаз $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ полей в резонансных объемах от расстройки $\Delta\omega_{1,2} = (\omega_2 - \omega_1) / \omega_1$ собственных частот

отдельных резонаторов. Расстройка изменялась варьированием радиуса регулярной части резонатора I.

Добротности Q_B высокодобротного и низкодобротного колебаний, соответствующие величины f_0 и $1/f_0$, а также $\Delta\varphi_B$ и $\Delta\varphi_H$ как функции расстройки $\Delta\omega_{1,2}$ представлены на рис. 4, а, б. Резонансный характер зависимостей f_0 и $1/f_0$ свидетельствует о наличии селекции в рассматриваемых системах. Так, величина f_0 существенно уменьшается уже при $\Delta\omega_{1,2} = 0,4\%$. В системе,



Р и с. 3. Конфигурация (а) системы связанных резонаторов и распределения амплитуд (б, в) и фаз (в) основных видов колебаний

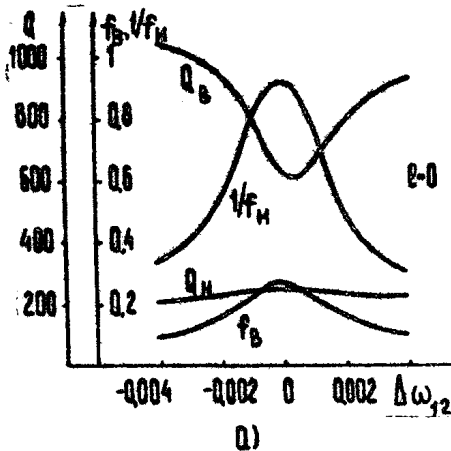
фазы можно менять, варьируя длину переходной области между резонатором I и неоднородным участком. Зависимость

настроенной на рабочую пару мод $H_{4,1,1} - H_{4,1,2}$, любая соседняя пара имеет, как правило, большую величину $\Delta\omega_{12}$ (ср. с рис. 2). Поле паразитной пары практически локализуется либо в одном, либо в другом резонаторе, что эквивалентно уменьшению эффективной длины области взаимодействия пучка с СВЧ-полем и влечет за собой рост стартового тока паразитных мод.

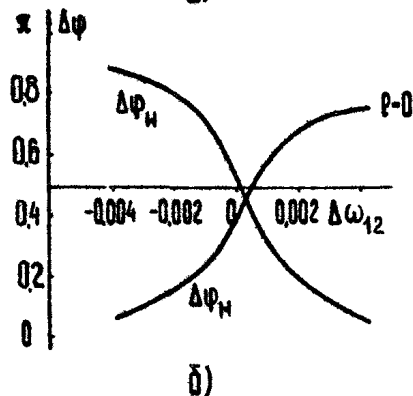
Отметим, что низшая мода $H_{4,1,1}$ в области резонатора II имеет величину фазовой скорости, близкую к c , что практически исключает ее взаимодействие с электронным пучком в этой области.

Взаимодействие мод на неоднородном участке приводит к возникновению встречной волны низшего типа. Эта волна проходит через резонатор I и, отражаясь от запредельного сужения $z = z_0$, интерферирует с прямой волной того же типа. При разных фазовых соотношениях между указанными волнами добротность связанных колебаний может претерпевать существенные изменения. Набег

Q_B связанной системы и разности фаз $\Delta\psi_B$ нормальных колебаний от длины переходной области ^{*)} приведена на рис.5. $Q_B(\rho)$ изменяется с периодом $\lambda_B/2$, где λ_B - длина волны $H_{4,1}$ в волноводе с радиусом цилиндрической вставки. Величина Q_B в максимуме превосходит добротность Q_2 изолированного резонатора П. Пики добротности соответствуют $\Delta\psi_B \approx \pi n$ ($n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$). В минимуме $Q_B(\rho)$ $\Delta\psi_B \approx \frac{\pi}{2} + \pi n$.



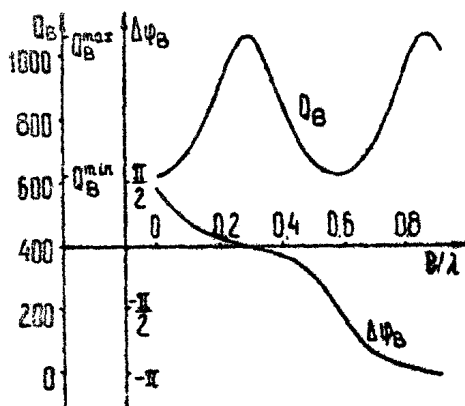
При $\rho = 0$ Q_B близка к минимуму. Ввиду этого, любое изменение набега фазы, и в том числе за счёт изменения радиуса резонатора I, приводит к увеличению добротности Q_B (ср. с рис.4,а). В системах с более сильной связью величины Q_B^{max} и Q_B^{min} могут заметно отличаться от Q_2 . Так, если увеличить вдвое коэффициенты связи A_1 и A_2 в уравнениях (6), (7), то для системы рис.3,а $Q_B^{max} = 1120$, а $Q_B^{min} = 500$.



Р и с. 4. Основные параметры системы резонаторов рис. 3 (по результатам расчёта)

Низкодобротные колебания связанной системы подробно не исследовались. Отметим, что при $Q_B = Q_B^{max}$ величина Q_N минимальна и, наоборот, когда $Q_N = Q_N^{min}$ величина Q_B минимальна. Величины Q_N^{min} и Q_N^{max} равны, соответственно, 210 и 260. Фазовый сдвиг между колебаниями в

^{*)} Длина переходной области изменялась введением цилиндрического волновода переменной длины l (рис.3,а).



Р и с.5. Добротность Q_B высокодобротных нормальных колебаний и фазовый сдвиг $\Delta\psi_B$ между полями в резонаторах как функции длины B переходной области в системе рис.3

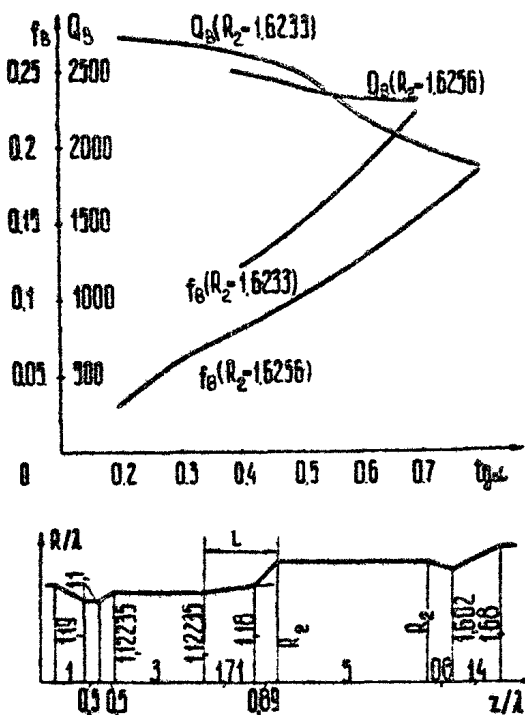
соседних резонаторах $\Delta\psi_n$ отличается от $\Delta\psi_{n+1}$ на $\pi + 2\pi n$ в случае $Q_B = Q_B^{\max}$, а при $Q_B = Q_B^{\min}$ на $2\pi n$.

3. Другие подходы к анализу системы рис.1 могут быть связаны с преобразованием уравнений (4) к виду, пригодному и в окрестности критических сечений, а также — с использованием неортогональной криволинейной системы координат [7].

Сравнение трех вариантов анализа связанных резонаторов проводилось путем анализа системы рис. 6,б с резонансными модами $H_{0,2} - H_{0,3}$. Указанные выше методы дали примерно одинаковые величины добротности ($Q_B \approx 2200$). Величины отношений полей различались сильнее ($f_B = 0,06 + 0,14$), хотя по порядку величины также совпадали.

Для последнего случая (использование неортогональной системы координат) была рассчитана зависимость добротности Q_B и отношения f_B как функций угла наклона α образующей на участке связи. Длина этого участка в процессе вычислений оставалась неизменной. Окончательный выбор адекватной методики требует проведения более детальных исследований.

Приведенные результаты указывают на целесообразность использования в мощных гиротронах в качестве электродинамической структуры связанных резонаторов с трансформацией мод. Селективность рассматриваемых систем определяется не только относительным увеличением длины взаимодействия, но и возрастанием, при определенных условиях,



Р и с. 6. Основные параметры (а) системы резонаторов (б), рассчитанные методом, использующим неортогональную систему координат

добротности объединенных колебаний по сравнению с добротностью отдельных резонаторов.

Хотя двухмодовая модель дает только первое приближение, использованный подход, однако, раскрывает ряд характерных эффектов. Точный расчет должен учитывать возможность частичной трансформации рабочих мод в ближайшие к ним H -волны и, в особенности, E -волны (при $m \neq 0$). Для последних критические сечения находятся на нерегулярном участке (для пары $H_{4,1} - H_{4,2}$ такой волной является $E_{4,1}$).

Авторы благодарны С.Н.Власову за полезные замечания.

Л и т е р а т у р а

1. Власов С.Н., Жислин Г.М., Орлова И.М., Петелин М.И., Рогачева Г.Г. Открытые резонаторы в виде волноводов переменного сечения. - Изв. вузов. Радиофизика, 1969, 12, №3, с.1236-1245.
2. Гапонов А.В., Петелин М.И., Юпатов В.К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике. - Изв. вузов. Радиофизика, 1967, 10, №9-10, с.1414-1424.
3. Каценеленбаум Б.З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М., изд-во АН СССР, 1961.
4. Власов С.Н. Селекция типов колебаний в квазиоптических открытых системах. Канд. дисс. [Рукопись]. Горький ГГУ, 1968.
5. Современные численные методы решения обыкновенных дифференциальных уравнений. Под. ред. Дж. Холла и Дж. Уатта, М., Мир, 1979.
6. Ковалев И.С., Колосов С.В., Кураев А.А. Численные методы оптимизации в задачах электроники СВЧ. Минск Наука и техника, 1975.
7. Емелин Б.Ф., Машковцев Б.М., Цибизов К.Н. Теория волноводов, М.-Л., Наука, 1966.

ДИФРАКЦИОННАЯ ДОБРОТНОСТЬ РЕЗОНАТОРА С ВИНТОВЫМ ГОФРОМ

А.Л.Гольденберг, Г.С.Нусинович, А.Б.Павельев

При разработке мощных длинноимпульсных гиротронов возникают затруднения, обусловленные нагревом резонатора из-за омических потерь СВЧ-мощности. Удельная мощность омических потерь $P_{ом}$ в резонаторе с дифракционным выводом СВЧ-излучения равна

$$P_{ом} = \frac{Q_{диф}}{Q_{ом}} \frac{P_{вых}}{2\pi R_p L_p} \quad (1)$$

Здесь $Q_{диф}$ и $Q_{ом}$ - дифракционная и омическая добротности резонатора, $P_{вых}$ - выходная СВЧ-мощность, R_p и L_p - радиус и длина резонатора. В обычных гладкостенных резонаторах гиротронов, представляющих собой отрезки цилиндрических волноводов, дифракционная добротность ограничена снизу величиной [1]

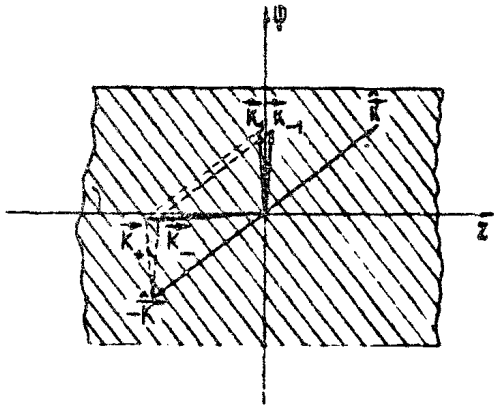
$$Q_{диф} \geq Q_{диф}^{min} \approx 25(L_p/\lambda)^2, \quad (2)$$

Уменьшение которой, очевидно, возможно лишь за счёт укорочения длины резонатора. Однако при уменьшении длины резонатора меньше 3-4 длин волн λ , как известно [2], КПД гиротрона резко снижается.

Возможности уменьшения омических нагрузок за счёт увеличения радиуса резонатора, в свою очередь, сопряжены с обострением проблемы конкуренции мод и ростом технологических трудностей. В связи с этим определённый инте-

рес представляют резонаторы с винтовым гофром, дифракционная добротность которых может быть меньше величины, определяемой условием (2).

Понижение дифракционной добротности открытого резонатора с гофрированной стенкой достигается благодаря достаточно сильной связи, возникающей в присутствии гофра, одной из высших мод гладкого резонатора, имеющей малое продольное волновое число, с одной из низших мод, имеющей продольное волновое число $\hat{h} = k = 2\pi/\lambda$. Принцип связи мод можно пояснить с помощью векторной диаграммы, изображенной на рис.1.



Р и с.1. Развертка цилиндрического резонатора с винтовым гофром

На этом рисунке представлена развертка цилиндрического волновода, на стенку которого нанесен винтовой гофр. Гофрированную поверхность можно характеризовать волновым вектором \hat{K} , проекции которого отражают соответственно азимутальный \hat{K}_ψ и продольный \hat{K}_z масштабы гофрировки. Рабочая мода с волновым вектором $\vec{K}_{\pm 1}$ (индексы ± 1 соответствуют противоположным направлениям r с-пространения вдоль оси волновода), возбуждаемая на частоте, близкой к критической, переотражаясь на гофре, трансформируется в моду с волновым вектором $\vec{K}_{\pm} = \vec{K}_{\pm 1} - \hat{K}$, которая, в свою очередь, рассеиваясь на гофре, переизлучается в рабочий тип колебаний. Подбирая параметры гофра, можно обеспечить достаточно сильную связь рабочей моды с одной из низших мод волновода.

Рассмотрим резонатор, образованный отрезком волновода длиной L , радиус которого меняется по закону

$$R = R_0 + \rho_0 \cos(\bar{m}\psi + \bar{R}z). \quad (3)$$

При малой, по сравнению с длиной волны, глубине гофрировки ($\rho_0 \ll \lambda$) данный волновод можно рассматривать как гладкий волновод радиуса R_0 , в стенках которого течёт поверхностный магнитный ток [3] *)

$$\bar{j}^m = \frac{c}{4\pi} [\bar{\tau}_n, \nabla(\rho \bar{E} \bar{\tau}_n) + ik \rho [\bar{\tau}_n \bar{H}]]_{r=R_0} \quad (4)$$

(здесь $\rho = R_0 \cos(\bar{m}\psi + \bar{R}z)$). Представим электрическое \bar{E} и магнитное \bar{H} поля в виде суперпозиции мод гладкого волновода

$$\bar{E} = \sum_s C_s \bar{E}_s + C_{-s} \bar{E}_{-s}, \quad \bar{H} = \sum_s C_s \bar{H}_s + C_{-s} \bar{H}_{-s} \quad (5)$$

и будем считать, что собственные функции \bar{E}_s, \bar{H}_s , описывающие поперечную структуру высокочастотного поля, имеют тот же вид, что и в гладком волноводе, т.е.

$$\text{rot } \bar{H}_{\pm s} = ik_0 \bar{E}_{\pm s}, \quad \text{rot } \bar{E}_{\pm s} = -ik_0 \bar{H}_{\pm s} \quad (6)$$

Здесь $k_0 = \omega_0/c$, ω_0 - частота рабочего типа колебаний в гладком резонаторе. Для амплитуд $C_{\pm s}$ стационарных колебаний ($\sim e^{i\omega t}$) после подстановки в уравнения Максвелла выражений (4)-(6) получаем уравнения (ср. [4]).

$$\frac{dC_s}{dz} + i \frac{k_0}{h_s} (k - k_0) C_s + i \frac{g_s^2}{k_0 h_s} (k - k_0) C_{-s} e^{2ih_s z} = \frac{1}{N_s} \int_{S_1} \bar{j}^m \bar{H}_s^* dS_1, \quad (7)$$

$$\frac{dC_{-s}}{dz} - i \frac{k_0}{h_s} (k - k_0) C_{-s} - i \frac{g_s^2}{k_0 h_s} (k - k_0) C_s e^{-2ih_s z} = \frac{1}{N_s} \int_{S_1} \bar{j}^m \bar{H}_{-s}^* dS_1,$$

*) Расчёт данных систем в приближении фиксированной структуры поля (т.е. при $Q_{\Delta n \Phi} \gg Q_{\Delta n \Phi}^{\min}$, см. (2)) был проведён И.М. Орловой и М.И. Петелиным

где $N_s = (c/2\pi) \int_S [\vec{E}_s \vec{H}_s^*] dS_s$ - норма s -ой волны волноводе, \mathcal{E}_s - корень уравнения $G_{m_s}(xR_s) = 0$, $G_{m_s}(x, \nu)$ - цилиндрическая функция, описывающая радиальное распределение полей в цилиндрическом волноводе и являющаяся в коаксиальном волноводе суперпозицией функций Бесселя и Неймана.

Предположим, что электронный поток возбуждает в резонаторе на квазикритической частоте моду $H_{m,p}$ и на краях резонатора имеются закритические для моды $H_{m,p}$ сужения. Для преобразования моды $H_{m,p}$ в моду $H_{1,1}$ азимутальный индекс гофрировки должен быть равен $\bar{m} = m + 1$, а продольное волновое число гофра должно совпадать с продольным волновым числом волны $H_{1,1}$ гладкого волновода $\bar{h} = h_{1,1} \approx k_0$.

Если длина резонатора такова, что выполняются условия

$$|h_{1,1} - h_{1,2}| L \gg 2\pi, \quad (8,а)$$

$$|h_{m,p\pm 1} - h_{m,p}| L \gg 2\pi, \quad (8,б)$$

то можно ограничиться рассмотрением взаимодействия рабочей моды $H_{m,p}$ с модой $H_{1,1}$, пренебрегая взаимодействием остальных мод.

Необходимость в условии (8,б) отпадает, если в качестве рабочего типа колебаний используется мода $H_{m,1}$, поскольку при этом рабочая частота мод $H_{m,p}$ (с $p \geq 2$) является закритической. Условие (8,а) может быть выполнено даже при сравнительно небольших длинах в коаксиальных резонаторах, спектр собственных частот которых существенно реже спектра частот полого резонатора [5]. Однако при работе на модах с $p \geq 2$ в коаксиальных резонаторах увеличение радиуса внутреннего стержня, повышающее разность $|h_{1,1} - h_{1,2}|$ в (8,а), уменьшает разность $|h_{m,p\pm 1} - h_{m,p}|$ в (8,б).

При выполнении условий (8,а), (8,б) система уравнений (7) сводится к системе трех уравнений

$$\frac{d\tilde{c}_p}{dz} + i h_p \tilde{c}_p + i \frac{k_0}{h_p} (k - k_0) (\tilde{c}_p + \tilde{c}_{-p}) = i \beta_p \tilde{c}_1, \quad (9)$$

$$\frac{d\tilde{C}_{-p}}{dz} - iR_p \tilde{C}_{-p} - i \frac{K_0}{R_p} (K - K_0) (\tilde{C}_p + \tilde{C}_{-p}) = -i\beta_p C_1,$$

$$\frac{dC_1}{dz} + i(K - K_0) C_1 = i\beta_1 (\tilde{C}_p + \tilde{C}_{-p})$$

для амплитуд двух волн, образующих рабочую моду $\tilde{C}_{\pm p} = C_{\pm p} e^{-iR_{\pm p} z}$, и амплитуды C_1 волны $H_{1,1}$. Коэффициенты связи волн β_s определяются выражением

$$\beta_s = \frac{\omega_0 R_0 \rho_0}{8\pi N_s} G_1(\nu_1) G_m(\nu_p) \left(1 + \frac{m}{\nu_1}\right), \quad (10)$$

где $\nu_s = \mathcal{E}_s R_0$.

Дополним систему уравнений (9) граничными условиями

$$C_1(z=0) = 0, \quad (\tilde{C}_p + \tilde{C}_{-p})_{z=0} = (\tilde{C}_p + \tilde{C}_{-p})_{z=L} = 0, \quad (11)$$

первое из которых соответствует отсутствию гофра слева от резонатора, а два последних обусловлены закритическими для рабочей моды сужениями на концах резонатора.

Будем искать решение (9) в виде $\tilde{C}_s = \bar{C}_s e^{i\bar{\Gamma} z}$. Введение безразмерных переменных $\bar{\Gamma} = \Gamma/R_p$, $\bar{\delta} = (K - K_0)/K_0$, $\bar{z} = z/L$, $\bar{\beta} = \beta_1 \rho_0 / R_p$, $N = K_0/R_p = 2L/\lambda_0$ позволяет записать следующее из (9) дисперсионное уравнение в виде

$$(\bar{\Gamma} + N\bar{\delta})[\bar{\Gamma}^2 - 1 - 2N^2\bar{\delta}] + 2\bar{\beta} = 0, \quad (12)$$

а уравнение, следующее из граничных условий (11), в виде

$$(\bar{\Gamma}_1 + N\bar{\delta})(\bar{\Gamma}_3 - \bar{\Gamma}_2) e^{i\pi\bar{\Gamma}_1} + (\bar{\Gamma}_2 + N\bar{\delta})(\bar{\Gamma}_1 - \bar{\Gamma}_3) e^{i\pi\bar{\Gamma}_2} + (\bar{\Gamma}_3 + N\bar{\delta})(\bar{\Gamma}_2 - \bar{\Gamma}_1) e^{i\pi\bar{\Gamma}_3} = 0. \quad (13)$$

В обозначениях (12)-(13) дифракционная добротность определяется выражением

$$Q_{\text{диф}} = \omega' / 2\omega'' = (\delta + 1) / 2\delta''. \quad (14)$$

Решение уравнений (12)-(13) при $\rho_0 = 0$ (т.е. в отсутствие гофрировки) имеет вид $\bar{\Gamma}_1 = 1$, $\bar{\Gamma}_2 = -1$, $\bar{\Gamma}_3 = 0$, что соответствует полю рабочей моды гладкого резонатора.

При малой глубине гофрировки ($\bar{\beta} \ll 1$) можно получить аналитическое решение, представив волновые числа $\bar{\Gamma}_i$

в виде

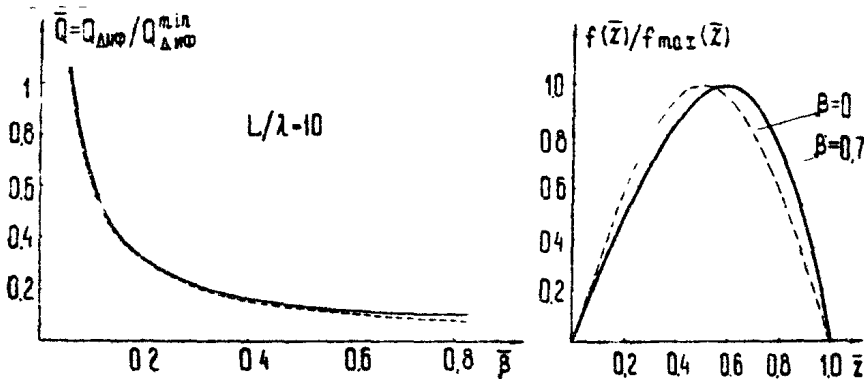
$$\bar{\Gamma}_1 = 1 + \gamma_1, \quad \bar{\Gamma}_2 = -(1 + \gamma_2), \quad \bar{\Gamma}_3 = \gamma_3$$

и оставляя в уравнениях (12)-(13) только члены первого порядка малости по $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$. Выражение для добротности в этом случае принимает вид

$$Q_{\text{диф}} = \pi N^2 / 8\bar{\beta} = (\pi/50) (Q_{\text{диф}}^{\text{min}} / \bar{\beta}), \quad (15)$$

здесь $Q_{\text{диф}}^{\text{min}} = 25(L/\lambda)^2$ - минимальная дифракционная добротность отрезка гладкого волновода.

При значительных глубинах гофрировки ($\bar{\beta} \sim 1$) уравнения (12)-(13) исследовались численно. Зависимость величины дифракционной добротности и продольной структуры поля рабочей моды от параметра $\bar{\beta}$ приведена на рис. 2,3.



Р и с. 2. Зависимость приведенной добротности резонатора от глубины гофрировки

Р и с. 3. Продольная структура поля в резонаторе с винтовым гофром

Сравнение зависимостей дифракционной добротности, рассчитанной численными методами (сплошная линия на рис.2) и в приближении малой глубины гофрировки (пунктирная линия) показывает, что для оценок величины дифракционной добротности в широких пределах изменения параметра $\bar{\beta}$

можно пользоваться простым выражением (15). Численный счёт показал, что от приведенной длины резонатора N отношение $Q_{\text{диф}}/Q_{\text{диф}}^{\text{мин}}$ зависит очень слабо. Необходимую для получения требуемой добротности глубину гофрировки можно рассчитать, используя следующее из (10) выражение

$$\bar{\beta} = \pi^2 N^3 (\rho_0/\lambda_0)^2 \nu_1^4 G_1^2(\nu_1) G_m^2(\nu_p) (1 + m/\nu_1^2)^2 \left\{ \nu_p^2 \left[(\nu_p^2 - m^2) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times G_m^2(\nu_p) - \left(\frac{\nu_p^2}{\alpha^2} - m^2 \right) G_m^2(\nu_p/\alpha) \right] \left[(\nu_1^2 - 1) G_1^2(\nu_1) - \left(\frac{\nu_1^2}{\alpha^2} - 1 \right) G_1^2(\nu_1/\alpha) \right] \right\}^{-1}$$

здесь $\alpha = R_0/\gamma_0$, γ_0 - радиус коаксиальной вставки. Для полых резонаторов $\bar{\beta}$ определяется выражением

$$\bar{\beta} = \pi^2 N^3 (\rho_0/\lambda_0)^2 \nu_1^2 \left(1 + \frac{m}{\nu_1^2} \right)^2 \left[\nu_p^4 \left(1 - \frac{m^2}{\nu_p^4} \right) \left(1 - \frac{1}{\nu_1^2} \right) \right]^{-1}$$

Полученные результаты свидетельствуют о том, что применение резонаторов с гофрированной стенкой позволяет существенно снизить дифракционную добротность рабочего типа колебаний гиротрона и получить на выходе резонатора волновой пучок, удобный для дальнейшей транспортировки. Однако вопрос о целесообразности использования гофрированных резонаторов в гиротронах может быть полностью решен лишь после исследования селективных свойств данных электродинамических систем.

Л и т е р а т у р а

1. Власов С.Н. и др. Открытые резонаторы в виде волноводов переменного сечения. - Изв. вузов. Радиофизика 1969, 12, №8, с.1236-1240.
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. Каценеленбаум Б.З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М., изд-во АН СССР, 1961, гл.1.
4. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М., Советское радио, 1957, гл. XIУ.
5. Власов С.Н., Загрядская Л.И., Орлова И.М. Открытые коаксиальные резонаторы для гиротронов. - Радиотехника и электроника, 1976, 21, №7, с.1485-1492.

СЕЛЕКЦИЯ КОЛЕБАНИЙ В ОТКРЫТОМ ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ С ГОФРИРОВАННОЙ СТЕНКОЙ

В.С.Ергаков, М.А.Моисеев

Введение

Наиболее очевидным способом повышения мощности ги-ротронов является увеличение тока электронного пучка путем согласованного увеличения радиуса пучка и поперечного сечения резонатора. Однако этот способ делает необходимым применение специальных методов селекции колебаний [1-4].

В настоящей работе рассматривается вопрос о возможности селекции мод шепчущей галереи в открытом цилиндрическом резонаторе с поглощающим аксиально симметричным стержнем путем гофрирования стенки резонатора. Такой метод селекции основывается на том, что моды с азимутальными индексами m , не равными индексу гофрировки m_0 при отражении от стенки резонатора переизлучаются в объемные моды, энергия которых поглощается внутренним стержнем.

Задача о собственных колебаниях в резонаторе, когда стенка его представляет собой гофрированную в азимутальном направлении поверхность с произвольной глубиной гофрировки, может быть решена лишь численно. В частном, представляющем самостоятельный интерес случае малой глубины гофрировки эффект селекции можно оценить аналитически методом последовательных приближений. Результа-

ды такого исследования показывают, что в резонаторе с азимутальной гофрировкой возможно существенное превышение добротности рабочего колебания с азимутальным индексом $m = m_0$ и радиальным индексом, равным единице ($\rho_0 = 1$), над добротностями конкурирующих колебаний. Если рабочей модой является мода с радиальным индексом $\rho_0 > 1$, то в полосе циклотронного резонанса могут оказаться собственные частоты конкурирующих колебаний, образованных в результате связи через гофрированную стенку мод резонатора без гофрировки с радиальными индексами $\rho < \rho_0$ и имеющих добротность, близкую к добротности рабочего колебания. Эта особенность рассматриваемого способа селекции приводит к ограничению азимутального индекса рабочей моды при $\rho_0 > 1$.

Исходные уравнения

Рассмотрим открытый цилиндрический резонатор, уравнение боковой поверхности которого в цилиндрической системе координат имеет вид

$$r_0(\psi) = R_0 + l(\psi),$$

где R_0 — радиус резонатора; $l(\psi)$ — функция угла ψ , описывающая азимутальную гофрировку стенки.

Продольная компонента высокочастотного магнитного поля собственного колебания в резонаторе достаточно большой длины с одной продольной вариацией поля может быть записана в виде произведения двух функций [5,6]

$$H_z(r, \psi, z) = H(r, \psi) f(z), \quad (1)$$

где $f(z)$ — функция продольного распределения. Функцию $H(r, \psi)$ можно представить рядом Фурье

$$H(r, \psi) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m \Phi_m(r) e^{-im\psi}, \quad (2)$$

где A_m — амплитуды пространственных гармоник; $\Phi_m(r)$ — функции распределения поля по радиусу, удовлетворяющие

уравнению

$$\frac{d^2 \Phi_m}{d\tau^2} + \frac{1}{\tau} \frac{d\Phi_m}{d\tau} + \left(\epsilon k^2 - \frac{m^2}{\tau^2} \right) \Phi_m = 0, \quad (3)$$

ϵ - диэлектрическая проницаемость; $k = \omega/c$ - волновое число; ω - частота колебаний. Решение уравнения (3) с учетом граничных условий на поверхности стержня при $\tau > R_c$ имеет вид

$$\Phi_m(\tau) = J_m(k\tau) - N_m(k\tau) \frac{\sqrt{\epsilon_c} J_m(b) J'_m(a) - J'_m(b) J_m(a)}{\sqrt{\epsilon_c} J_m(b) N'_m(a) - J'_m(b) N_m(a)},$$

где $J'_m(x)$, $N'_m(x)$ - производные функций Бесселя и Неймана $J_m(x)$, $N_m(x)$ по аргументу; ϵ_c - комплексная диэлектрическая проницаемость материала стержня; $a = k R_c$, $b = k R_c \sqrt{\epsilon_c}$; R_c - радиус стержня.

Пространственные гармоники с индексами $|m| \geq m_0$ области интенсивного поля которых находятся вне стержня, имеют функции распределения $\Phi_m(\tau) \approx J_m(k\tau)$. Гармоники с индексами $|m| < m_0$, радиусы каустик которых меньше радиуса стержня, представляют собой падающие на поверхность стержня и частично отражающиеся цилиндрические волны. Коэффициент отражения этих волн от стержня быстро уменьшается с уменьшением $|m|$ и, начиная с некоторых значений $|m|$, близок к нулю. Такие гармоники имеют $\Phi_m(\tau) \approx H_m^{(1)}(k\tau)$, где $H_m^{(1)}(k\tau)$ - функция Ханкеля первого рода.

Амплитудные коэффициенты A_m и частота колебаний ω в резонаторе удовлетворяют функциональному уравнению

$$\sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m \left[\Phi_m^{(1)} + S_m(\psi) \right] e^{-im\psi} = 0, \quad (4)$$

вытекающему из условия равенства нулю тангенциальной

компоненты электрического поля на стенке резонатора. Здесь $\Phi_m^{(1)}$ - значение $d\Phi_m/d\tau$ при $\tau=R_p$; функции $S_m(\psi)$ равны

$$S_m(\psi) = \frac{d\Phi_m(\tau_0)}{d\tau_0} - \Phi_m^{(1)} + \frac{im}{\tau_0^2} \Phi_m(\tau_0) \frac{d\rho}{d\psi}. \quad (5)$$

Когда $\rho(\psi)$ является периодической функцией ψ с периодом $\Delta\psi = 2\pi/N$, где N - число одинаковых элементов гофрировки, функция $S_m(\psi)$ записывается в виде ряда Фурье

$$S_m(\psi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} S_{n,m} e^{inN\psi}. \quad (6)$$

Подставляя (6) в (4) и учитывая ортогональность функций $\exp(im\psi)$ в интервале $0 \leq \psi < 2\pi$, получаем эквивалентную уравнению (4) систему из бесконечного числа алгебраических уравнений

$$A_n \Phi_m^{(1)} + \sum_{m'=-\infty}^{\infty} \rho_{n,m'} A_{m'} = 0, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} \rho_{n,m'} &= S_{n,m'} \quad \text{при} \quad m' - m = nN, \\ \rho_{n,m'} &= 0 \quad \text{при} \quad m' - m \neq nN, \end{aligned} \quad (8)$$

n - целое число. Условие (8) отражает тот факт, что гофрированная стенка резонатора связывает между собой только моды с азимутальными индексами, удовлетворяющими равенству $m' - m = nN$.

Рассмотрим систему уравнений (7), считая, что число гофр $N = m_0$ и глубина гофрировки мала по сравнению с длиной волны ($|\rho_{\max}| \ll \lambda$). В этом случае в поле собственного колебания можно выделить две гармоники ($S = 1; 2$) с азимутальными индексами

$$m_{1,2} = \pm m_0 + \Delta m \quad (9)$$

($|\Delta m| \ll m_0$), коэффициенты $\Phi_{m_s}^{(1)}$ для которых малы ($|\Phi_{m_s}^{(1)}| \ll |K \Phi_{m_s}(R_p)|$). Поля таких гармоник находятся вне стержня и имеют структуру ($\Phi_{m_s}(r) \approx J_{m_s}(kr)$), близкую структуре поля мод H_{m_s, p_s} резонатора без гофрировки ($l = 0$). Зависимость $\Phi_{m_s}^{(1)}$ от частоты колебаний можно представить в виде

$$\Phi_{m_s}^{(1)} = - \frac{K_s (\nu_s^2 - m_s^2)}{2 \nu_s} J_{m_s}(\nu_s) \delta_s, \quad (10)$$

$$\delta_s = 2 \left(\frac{\omega - \omega_s}{\omega_s} \right) - \frac{l}{Q_s},$$

где ω_s, Q_s - собственная частота и добротность моды H_{m_s, p_s} в резонаторе без гофрировки; $K_s = \omega_s / c$; ν_s - корень уравнения $J'_{m_s}(x) = 0$.

Коэффициенты $\Phi_{\bar{m}}^{(1)}$ для всех других гармоник с индексами $\bar{m} \neq m_{1,2}$ конечны ($|\Phi_{\bar{m}}^{(1)}| \geq |K \Phi_{\bar{m}}(R_p)|$), а амплитуды $A_{\bar{m}}$ пропорциональны глубине гофрировки и в первом приближении выражаются, как следует из (7), через амплитуды m_s - гармоник.

$$A_{\bar{m}} = - \frac{1}{\Phi_{\bar{m}}^{(1)}} \sum_{m_s} \rho_{\bar{m} m_s} A_{m_s} + O(l^2_{max}). \quad (11)$$

Здесь $O(l^2_{max})$ - слагаемое второго порядка малости, учитывающее взаимное переизлучение \bar{m} - гармоник.

Подставляя (11) в оставшиеся уравнения (7) и отбрасывая слагаемые третьего порядка малости, получим систему двух уравнений для амплитуд m_s - гармоник

$$A_{m_s} \Phi_{m_s}^{(1)} + \sum_{m'_s} \left(\rho_{m_s m'_s} - \sum_{\bar{m}=-\infty}^{\infty} \frac{\rho_{m_s \bar{m}} \rho_{\bar{m} m'_s}}{\Phi_{\bar{m}}^{(1)}} \right) A_{m'_s} = 0. \quad (12)$$

учитывая (10), из условия нетривиальности решения системы (12) получим характеристическое уравнение, определяющее комплексную собственную частоту колебаний в гофрированном резонаторе

$$(\delta_1 - q_{11})(\delta_2 - q_{22}) - q_{12} q_{21}, \quad (13)$$

где $q_{ss'}$ - коэффициенты связи m_s - гармоник

$$q_{ss'} = \frac{2\nu_s}{k_s(\nu_s^2 - m_s^2)} J_{m_s}(\nu_s) \left(\rho_{m_s m_s'} - \sum_{\bar{m}=-\infty}^{\infty} \frac{\rho_{m_s \bar{m}} \rho_{\bar{m} m_s'}}{\Phi_{\bar{m}}^{(1)}} \right). \quad (14)$$

Коэффициенты $\rho_{m m'}$ (8) зависят от функции $\ell(\psi)$, характеризующей гофрированную поверхность стенки резонатора. При малой глубине гофрировки, удерживая в разложении $S_m(\psi)$ в ряд по степеням ℓ члены не выше второго порядка малости, из уравнений (5) - (8) получаем

$$\rho_{m m'} = \int_0^{2\pi} \left\{ \Phi_{m'}^{(2)} \ell + \Phi_{m'}^{(3)} \frac{\ell^2}{2} + \frac{i m'}{R_p^2} \Phi_{m'}^{(1)} \frac{d\ell}{d\psi} \right. \\ \left. \times \left[1 + \left(\frac{\Phi_{m'}^{(1)}}{\Phi_{m'}^{(0)}} - \frac{2}{R_p} \right) \ell \right] \right\} \frac{e^{-i n N \psi}}{2\pi} d\psi,$$

где $\Phi_{m'}^{(k)}$ - значение производной $d^k \Phi_{m'} / d\tau^k$ при $\tau = R_p$.

Соотношения (12)-(15) позволяют определить собственные частоты и добротности колебаний в резонаторе со стенкой, гофрированной по произвольному закону. Рассмотрим резонатор со стенкой, гофрированной по синусоидальному закону:

$$\ell(\psi) = \ell_0 \cos(m_0 \psi). \quad (16)$$

Для такого резонатора значения $P_{mm'}$ отличны от нуля при условии $|m' - m| \leq 2m_0$. Подставляя (16) в (14), (15) и учитывая выражения для Φ_{m_s} , $\Phi_{m'}$, с точностью до малых величин порядка $q_{ss'} \Delta m / m_0$ находим

$$q_{ss'} = \frac{\nu_s (k_s l_0)^2}{2(\nu_s^2 - m_s^2)} \left[i - \frac{J_{2m_0}(\nu_s)}{J'_{2m_0}(\nu_s)} \right], \quad (17)$$

$$q_{ss'} = i \frac{\nu_s (k_s l_0)^2 J_{m_s'}(\nu_s)}{2(\nu_s^2 - m_s^2) J_{m_s}(\nu_s)}, \quad s \neq s'.$$

Мнимые компоненты коэффициентов $q_{ss'}$, определяющие влияние гофрировки на добротности собственных колебаний, обусловлены, как следует из уравнений (8), (9), переизлучением пространственных гармоник m_s в единственную падающую на поверхность стержня цилиндрическую волну с индексом $\bar{m} = \Delta m$, распространяющуюся в направлении, близком к радиальному, и почти полностью поглощающуюся в стержне.

Добротности собственных колебаний

Мнимые компоненты $q_{ss'} = q'_{ss'} + i q''_{ss'}$ удовлетворяют соотношению

$$q''_{11} q''_{22} = q''_{12} q''_{21}. \quad (18)$$

Поэтому если собственные колебания в гофрированном резонаторе имеют пространственные гармоники m_s , близкие модам H_{m_1, ρ_1} и H_{m_2, ρ_2} резонатора без гофрировки с добротностями и собственными частотами, удовлетворяющими условиям

$$Q_1 = Q_2, \quad (19)$$

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_s (q'_{22} - q'_{11}) / 2,$$

то одно из решений уравнения (13) $\delta_s = \delta_s^{(1,2)}$ имеет мнимую часть $\delta_s^{(1,2)''} = 0$. Это означает, что одно из двух собственных колебаний, образованных связанными модами H_{m_1, p_1} и H_{m_2, p_2} , имеет добротность, совпадающую с добротностью мод H_{m_1, p_1} и H_{m_2, p_2} в резонаторе без гофрировки. При нарушении условий (19) гофрировка стенки резонатора приводит к снижению добротностей собственных колебаний.

Проведем некоторые количественные оценки. Для этого рассмотрим сначала собственные колебания, являющиеся связанными модами с одинаковыми радиальными индексами

$$p_{1,2} = p \quad \text{и азимутальными индексами} \quad m_{1,2} = \pm m_0 + \Delta m.$$

Добротности этих мод при $|\Delta m| \ll m_0$ примерно одинаковы $Q_{1,2} = Q_{op}$, а собственные частоты $\omega_{1,2} = \omega_{op} (1 \pm \Delta m/m_0)$ где Q_{op} и ω_{op} — добротность и собственная частота моды $H_{m_0, p}$ резонатора без гофрировки. Коэффициенты связи q_{ss}' , как видно из (17), с точностью до величин порядка $q_{ss}' \Delta m : m_0$ равны коэффициентам q_{ss}' мод с азимутальными индексами $m_{1,2} = \pm m_0$.

Добротности и собственные частоты колебаний в гофрированном резонаторе с $p_1 = p_2$ определяются вытекающими из решения уравнения (13) выражениями

$$Q^{(1,2)} = Q_{op} (1 + Q_{op} \gamma^{(1,2)'})^{-1}, \quad (20)$$

$$\omega^{(1,2)} = \omega_{op} (1 + \gamma^{(1,2)''} / 2),$$

где γ' , γ'' — действительная и мнимая составляющие

$$\gamma^{(1,2)} = q_{ss}' + i q_{ss}'' \mp \sqrt{(2\Delta m/m_0)^2 - (q_{ss}'')^2}.$$

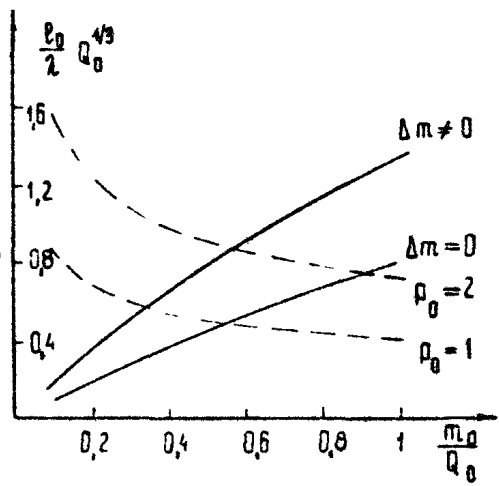
Из выражения (20) следует, что добротность $Q^{(1)}$ одного собственного колебания, образованного модами с индексами $m_{1,2} = \pm m_0$, равна добротности мод H_{m_0, p_1} и H_{-m_0, p_1} резонатора без гофрировки ($\gamma^{(1)''} = 0$). Другое собственное колебание имеет более низкую добротность $Q^{(2)}$, монотонно уменьшающуюся с увеличением глубины гофрировки.

ки ($\gamma^{(2)''} = 2q_{ss}''$). Поэтому в резонаторе первое собственное колебание с $m_{1,2} = \pm m_0$ может быть выбрано в качестве рабочего. Распределения полей собственных колебаний с $m_{1,2} = \pm m_0$ имеют вид стоячих в азимутальном направлении волн, сдвинутых относительно друг друга на четверть длины волны.

Собственные колебания, являющиеся связанными модами с различными азимутальными индексами ($\Delta m \neq 0$), в случае малой глубины гофрировки, когда $q_{ss}'' < |2\Delta m/m_0|$, имеют одинаковые добротности $Q^{(1,2)}$, уменьшающиеся с увеличением глубины гофрировки. При условии $q_{ss}'' = |2\Delta m/m_0|$ добротность одного из них начинает возрастать. Таким образом, для этого колебания существует оптимальная глубина гофрировки ($\rho_0 = \rho_{opt}$), при которой достигается минимальная добротность. Для наиболее высокودобротных конкурирующих колебаний, образованных связанными модами с ближайшими к рабочей моде азимутальными индексами $m_{1,2} = \pm m_0 + 1$ ($\Delta m = 1$), оптимальная глубина гофрировки определяется равенством $q_{ss}'' = 2/m_0$. При такой глубине гофрировки все конкурирующие колебания с $\Delta m \neq 0$ имеют одинаковые добротности $Q^{(1,2)} = Q_{op} (1 + 2Q_{op}/m_0)^{-1}$, а низкодобротное собственное колебание с $\Delta m = 0$ имеет $Q^{(2)} = Q_{op} (1 + 4Q_{op}/m_0)^{-1}$.

Если в качестве рабочего колебания выбирается собственное колебание, образованное связанными модами с индексами $m_{1,2} = \pm m_0$, $\rho_{1,2} = \rho_0 = 1$, то радиус поглощающего стержня в резонаторе может быть равным или больше радиуса каустики мод с индексом $\rho > 1$. В этом случае колебания с $\rho > 1$ вследствие потерь в стержне являются низкодобротными. Добротности и собственные частоты конкурирующих колебаний с $\rho = 1$ определяются соотношениями (20). Отношения добротностей конкурирующих колебаний Q_k при $\Delta m = 0$, $\Delta m \neq 0$ и оптимальной глубине гофрировки к добротности рабочей моды Q_0 (сплошные кривые), а также величины $Q_0^{1/3} \rho_{opt}/\lambda$ при $\rho_0 = 1$, $\rho_0 = 2$ (пунктирные кривые) представлены на рис.1. Из графиков рис.1 видно, что гофрировка стенки резонатора приводит к существенному снижению добротностей конкурирующих коле-

Р и с.1. Зависимости отношений добротностей конкурирующих мод Q_k к добротности рабочей моды Q_0 при $\rho_0 = \rho_{opt}$, $\rho_{1,2} = \rho_0$ (сплошные кривые) и величины $\rho_{opt} Q_0^{1/3} / \lambda$ при $\rho_0 = 1$, $\rho_0 = 2$ (пунктирные кривые) от m_0 / Q_0



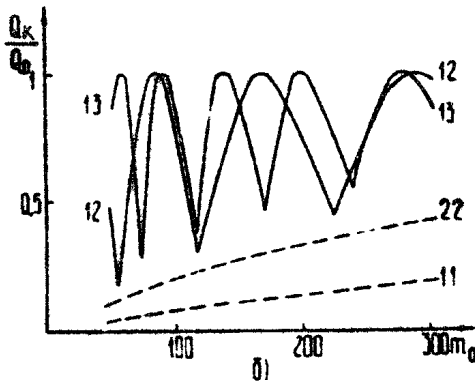
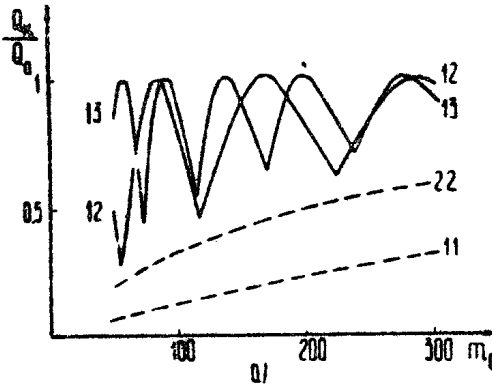
баний по отношению к добротности рабочего колебания с достаточно высоким азимутальным индексом ($m_0 \approx Q_0$). Такая селекция по добротности осуществляется при глубине гофрировки много меньшей длины волны. Отношение Q_k / Q_0 для конкурирующих колебаний с одинаковыми радиальными индексами $\rho_{1,2} = \rho_0$ при $\rho_0 = \rho_{opt}$ не зависит от радиального индекса рабочего типа колебаний ρ_0 , а оптимальная глубина гофрировки возрастает с увеличением ρ_0 . Следует, однако, заметить, что в случае $\rho_0 > 1$ (поглощающий стержень находится вне поля мод с $\rho < \rho_0$), кроме конкурирующих колебаний с $\rho_{1,2} = \rho_0$ в резонаторе имеются конкурирующие колебания с $\rho_{1,2} = \rho < \rho_0$, описываемые соотношениями (20) при $Q_{0k} \approx Q_0$, и колебания с различными радиальными индексами $\rho_1 \neq \rho_2$, добротности и собственные частоты которых определяются решениями уравнения (13). На рис.2 изображены зависимости отношения Q_k / Q_0 от m_0 при оптимальной глубине гофрировки для ближайших по частоте к рабочей моде с $\rho_0 = 2$, наиболее высокодобротных конкурирующих колебаний, образованных связанными модами с различными радиальными индексами $\rho_1 = 1, \rho_2 = 2$ и $\rho_1 = 1, \rho_2 = 3$ в предположении, что области интенсивных полей этих мод находятся вне стержня и можно считать $Q_s = Q_0$ (сплошные кривые).

Зависимости Q_k / Q_0 от m_0 для колебаний с $\rho_1 \neq \rho_2$ имеют осциллирующий характер. Максимумы ($Q_k / Q_0 = 1$) и минимумы отношения Q_k / Q_0 достигаются при значениях m_0 , удовлетворяющих, соответственно, равенством

$$\Delta m = m_0^{1/3} 2^{-4/3} (t_{p2} - t_{p1}) + 0,15 m_0 (q''_{n1} - q''_{22}),$$

$$\Delta m = \pm 0,5 + m_0^{1/3} 2^{-4/3} (t_{p2} - t_{p1}) + 0,15 m_0 (q''_{n1} - q''_{22}),$$

вытекающим из (19) с учетом приближенного выражения для корней производных функций Бесселя $\nu = |m| + |m/2|^{1/3} t_p$



Р и с. 2. Зависимости отношений добротностей конкурирующих мод с различными радиальными индексами к добротности рабочей моды с $\rho_0 = 2$ от m_0 при $\rho_0 = \rho_{opt}$ а - $Q_0 = 500$; б - $Q_0 = 1000$

[1, 2] и коэффициентов связи $q'_{ss} = -0,6 q''_{ss}$. Здесь t_p - корень уравнения $\psi'(-t) = 0$; $\psi'(-t)$ - производная функция Эйри [7] по аргументу.

Значения m_0 , соответствующие минимума отношения Q_k/Q_0 , зависят от радиальных индексов связанных мод. Оптимальная глубина гофрировки, обеспечивающая возможность достижения наименьшего отношения Q_k/Q_0 в минимуме зависимости Q_k/Q_0 от m_0 , приблизительно одинакова для обоих типов колебаний ($\rho_{1,2} = 1; 2$ и $\rho_{1,2} = 1; 3$) и определяется равенством $q''_{ss} = 0,4/m_0$,

где q_{ss} - коэффициент связи мод с $\rho_s = 2$. Значение $q''_{ss} = 0,4/m_0$ в 5 раз меньше того, при котором достигается минимум отношения Q_k/Q_0 для конкурирующих колебаний с $\rho_{1,2} = 2$ и $\Delta m \neq 0$ (см. рис.1). Поэтому отношение Q_k/Q_0 для колебаний с $\rho_{1,2} = 2$ (рис.2, пунктирные кривые 22) существенно больше

ше минимального (см рис.1), хотя и меньше, чем для колебаний с $\rho_1 \neq \rho_2$. Одно из конкурирующих колебаний с $\rho_{1,2} = 1$ ($\Delta m = 0$) имеет добротность, равную добротности рабочей моды ($Q_k/Q_0 = 1$). Следующее наиболее высокодобротное колебание с $\rho_{1,2} = 1$ ($\Delta m = 1$) имеет отношение Q_k/Q_0 (рис.2, пунктирные кривые 11), близкое к минимальному (см. рис.1), так как для такого колебания величина $q''_{ss} = 1,3/m_0$ на 40% меньше оптимальной.

Таким образом, в случае $\rho_0 > 1$ гофрированный резонатор имеет высокодобротные конкурирующие собственные колебания, возбуждение которых исключается только тогда, когда их частоты не попадают в полосу циклотронного резонанса $\Delta \omega_u$. Это обстоятельство приводит к ограничению индексов рабочей моды с $\rho_0 > 1$.

Частоты собственных колебаний

В резонаторе с гофрированной стенкой собственные частоты колебаний с радиальными индексами $\rho_1 = \rho_2$ определяются соотношениями (20). При $\rho_1 = \rho_2$ колебания с азимутальными индексами, удовлетворяющими условию $|2\Delta m/m_0| < q'_{ss}$ имеют одинаковые собственные частоты $\omega^{(1,2)} = \omega_{op}(1 + q'_{ss}/2)$, где $q'_{ss} = -0,6 q''_{ss}$. Если глубина гофрировки оптимальна (см. рис.1), то коэффициент $q''_{ss} = 2/m_0$ и частоты $\omega^{(1,2)} = \omega_{op}(1 - 0,6/m_0)$. При $|2\Delta m/m_0| > q'_{ss}$ собственные частоты обоих типов колебаний различны и их расстройки относительно собственной частоты колебаний с $\Delta m = 0$, имея различные знаки, возрастают по абсолютной величине с ростом $|\Delta m|$. Разность собственных частот высокодобротных колебаний с $\rho_{1,2} = \bar{\rho}$, $\rho_{1,2} = \bar{\rho}$ ($\Delta m = 0$) находится из (20). Если в первом приближении не учитывать сдвиг частоты, вызванный гофрировкой, то разность собственных частот колебаний с $\bar{\rho} = 2$, $\bar{\rho} = 1$ равна $\Delta \omega_1 = 1,8 \omega_0 m_0^{-2/3}$.

Собственные частоты колебаний в гофрированном резонаторе с $\rho_1 \neq \rho_2$ находятся путем решения уравнения (13).

Расстройка собственной частоты высокодобротных (Δm соответствует максимуму Q_k/Q_0) колебаний с $\rho_1=1$ и $\rho_2=2$ относительно собственной частоты колебаний с $\rho_{12}=2$, $\Delta m=0$ приближенно равна $\Delta\omega_2 = 0,9 \omega_0 m_0^{-2/3}$, т.е. в

два раза меньше, чем $\Delta\omega_1$. Поэтому возбуждение конкурирующих колебаний в резонаторе с рабочим типом колебаний, имеющим радиальный индекс $\rho_0 = 2$, исключается, когда расстройка $\Delta\omega_2$ больше $\Delta\omega_u$. Из этого условия вытекает ограничение на азимутальный индекс $m_0 < (0,9\omega_0/\Delta\omega_u)^{3/2}$.

В том случае, когда колебания с $\rho_1 = 1$, $\rho_2 = 2$ селективируются по добротности (m_0 находятся вблизи значений, соответствующих минимумам кривых 12 рис.2), наиболее легко возбуждающимися становятся колебания с $\rho_1 = \rho_2 = 1$. Их собственные частоты находятся вне рабочей полосы частот при m_0 , удовлетворяющих менее жесткому условию

$$m_0 < (1,8\omega_0/\Delta\omega_u)^{3/2}.$$

Если радиус поглощающего стержня такой, что поля мод с $\rho = 3$ находятся вне стержня, и азимутальный индекс рабочей моды находится вблизи индекса, соответствующего максимуму кривых 13 на рис.2, то m_0 должно удовлетворять условию $m_0 < (0,25\omega_0/\Delta\omega_u)^{3/2}$.

Заключение

Проведенные оценки показывают, что путем гофрировки стенки резонатора с поглощающим стержнем можно осуществлять селекцию колебаний по добротности. При радиальном индексе рабочего колебания $\rho_0 = 1$ селекция возможна до значения азимутального индекса m_0 , примерно равного добротности Q_0 . Если радиальный индекс рабочего колебания $\rho_0 > 1$, то в числе собственных колебаний в гофрированном резонаторе имеются высокодобротные конкурирующие колебания. Однако спектр собственных частот таких колебаний более редкий, чем в резонаторе без гофрировки, что дает возможность повысить азимутальный индекс, исключая попадание собственных частот конкурирующих колебаний в рабочую полосу частот.

Результаты, полученные для синусоидальной формы гофрировки, качественно сохраняются при других формах гофрировки, когда в разложении функции $\Gamma(\psi)$ в ряд Фурье отсутствуют четные пространственные гармоники. Количественные оценки добротностей конкурирующих колебаний можно считать на основании приведенных выше результатов, считая величину Γ_0 равной амплитуде первой гармонической составляющей функции $\Gamma(\psi)$. Добротность рабочего типа колебаний при других формах гофрировки также совпадает с добротностью в резонаторе без гофрировки.

Л и т е р а т у р а

1. Нефёдов Е.И. Открытые коаксиальные резонансные структуры - Радиотехника и электроника, 1977, 22, №9, с.1769-1802.
2. Власов С.Н., Загрядская Л.И., Петелин М.И. Резонаторы и волноводы с модами шелчущей галереи для мазеров на циклотронном резонансе. - Изв. вузов. Радиофизика, 1973 16, №11, с.1743-1750.
3. Власов С.Н., Загрядская Л.И., Орлова И.М. Открытые коаксиальные резонаторы для гиротронов. - Радиотехника и электроника, 1976, 21, №7, с.1485-1492.
4. Петелин М.И., Резников М.Г. Селекция мод в коаксиальных резонаторах с гофрированными стенками - Тезисы докл VIII межвузовской конф. по электронике СВЧ, Ростов-на-Дону, 1976, с.52-53.
5. Каценеленбаум Б.З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М. изд-во АН СССР, 1961.
6. Власов С.Н., Жислин Г.М., Орлова И.М., Петелин М.И., Рогачева Г.Г. Открытые резонаторы в виде волноводов переменного сечения. - Изв. вузов. Радиофизика, 1969, 12, №8, с.1236-1244.
7. Фок В.А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. М., Советское радио, 1970.

ГИРОТРОН С РЕЗОНАТОРОМ, ИМЕЮЩИМ ГОФРИРОВАННУЮ СТЕНКУ

В.С.Ергаков, М.А.Моисеев

Введение

В резонаторе с гофрированной в азимутальном направлении стенкой и центральным поглощающим стержнем достигается значительное превышение добротности Q_0 рабочего колебания над добротностями других колебаний [1]. Такая селекция осуществляется до достаточно больших азимутальных индексов $m_0 \approx Q_0/2$. Однако критерий селекции основанный только на отношении добротностей, применительно к гиротрону требует уточнения, так как в режиме с максимальным КПД собственная частота рабочей моды находится на краю полосы циклотронного резонанса, вследствие чего стартовое значение тока электронного пучка может оказаться больше, чем стартовое значение тока тех мод, собственные частоты которых оказываются вблизи центра полосы циклотронного резонанса. Поэтому в настоящей статье исследуются условия самовозбуждения гиротрона с гофрированным резонатором с учётом положения собственных частот в полосе циклотронного резонанса и определяются глубина гофрировки и предельный азимутальный индекс m_0 , при которых обеспечивается подавление самовозбуждения всех паразитных колебаний. Кроме того, в статье исследуется работа гиротронов с различными радиусами электронного пучка R_0 . Необходимость такого исследования связана с тем, что в резонаторе с гофрированной стенкой собственные колебания представляют собой две связанные вра-

ающиеся в противоположных направлениях моды H_{m_1, p_1} и H_{m_2, p_2} с распределениями полей по радиусу, характеризующимися функциями Бесселя $J_{m_1}(k_1 r)$, $J_{m_2}(k_2 r)$. Когда эффективность взаимодействия электронов с полями связанных мод одинакова ($|J_{m_1-p_1}(k_1 R_0)| = |J_{m_2-p_2}(k_2 R_0)|$), переизлучения энергии рабочего колебания в объемные моды и поглощения в центральном стержне нет, но КПД в этом случае существенно ниже КПД гиротрона с резонатором без гофрировки. Когда электроны взаимодействуют только с одной модой ($J_{m_1-p_1}(k_1 R_0) \neq 0$, $J_{m_2-p_2}(k_2 R_0) = 0$), небольшая часть энергии рабочего колебания поглощается стержнем, но электронный КПД остается равным электронному КПД гиротрона с негофрированным резонатором. Количественные расчёты, выполненные для гиротронов на основном циклотронном резонансе ($\Pi = 1$) с гауссовым продольным распределением высокочастотного поля, подтверждают возможность реализации гиротрона с гофрированным резонатором, в котором на рабочем типе колебаний большим азимутальным индексом обеспечивается устойчивая одномодовая генерация с высоким КПД.

КПД гиротрона с гофрированным резонатором

Укороченные уравнения самосогласованного поля, описывающие взаимодействие электронного пучка с полями произвольного числа мод в резонаторе с гофрированной азимутальном направлении стенкой, можно записать в виде

$$\frac{dA_s}{dt} + \frac{i\omega_s}{2} (\delta_s A_s - \sum_{s'} q_{ss'} A_{s'}) = 0, \quad (1)$$

где A_s - комплексные амплитуды полей H_{m_s, p_s} - мод; $q_{ss'}$ - коэффициенты связи мод H_{m_s, p_s} и $H_{m_{s'}, p_{s'}}$ гофрированной стенкой [1].

$$\delta_s = 2 \frac{\omega - \omega_s}{\omega_s} - \frac{i}{Q_s} + \frac{I_s}{Q_s} \chi_s, \quad (2)$$

ω_s , Q_s - собственная частота и добротность H_{m_s, p_s} -моды, I_s - параметр, пропорциональный произведению тока электронного пучка, добротности Q_s и функции $J_{m_s - n}^2(k_s R_0)$ [2]; χ_s - функция, пропорциональная электронной восприимчивости по отношению к H_{m_s, p_s} - моде [3].

В общем случае электронная восприимчивость является функцией амплитуд всех мод, взаимодействующих с электронным пучком [3,4]. Поэтому в резонаторе гиротрона связь между H_{m_s, p_s} - модами осуществляется через электронный пучок и гофрированную стенку. Гофрированная стенка связывает моды, азимутальные индексы которых удовлетворяют условию $m_{1,2} = \pm m_0 + \Delta m$, где m_0 - число периодов гофрировки, Δm - целое число ($|\Delta m| \ll m_0$). Селектируемым - рабочим собственным колебанием в резонаторе с гофрированной стенкой - является колебание, образованное вырожденными ($\omega_{1,2} = \omega_0$, $Q_{1,2} = Q_0$) модами с одинаковыми по абсолютной величине азимутальными ($m_{1,2} = \pm m_0$) и радиальными ($p_{1,2} = p_0$) индексами [1].

Рассмотрим установившийся режим гиротрона с постоянной, отличной от нуля, амплитудой поля рабочего колебания и равными нулю амплитудами всех паразитных мод. Такой режим, как следует из (1), описывается системой двух уравнений

$$\begin{cases} [\gamma - i + y(\alpha - i) + I_1 \chi_1] A_1 - iy A_2, \\ [\gamma - i + y(\alpha - i) + I_2 \chi_2] A_2 = iy A_1, \end{cases} \quad (3)$$

Здесь

$$\gamma = 2Q_0(\omega - \omega_0)/\omega_0,$$

$$y = \frac{Q_0 v_0 (k_0 l_0)^2}{2(v_0^2 - m_0^2)}, \quad \alpha = \frac{J'_{2m_0}(v_0)}{J'_{2m_0}(v_0)},$$

v_0 - корень уравнения $J'_{m_0}(v_0) = 0$ номера рабочей моды, l_0 - амплитуда гофрировки [1].

Система (3) совместно с выражением для χ_s и укороченным уравнением движения электронов [3] определяет амплитуды мод, образующих рабочее колебание, и поперечный электронный КПД гиротрона $\eta_{\perp} = F_1^2 \chi_1'' + F_2^2 \chi_2''$, где χ_s'' - мнимая часть $\chi_s = \chi_s' + i\chi_s''$; F_s - безразмерная величина, пропорциональная амплитуде высокочастотной силы Лоренца $|A_s]_{m_s-n} (k_s R_0)|$, действующей на электрон.

Мощность потерь энергии рабочего колебания в центральном стержне P_n можно найти из уравнения баланса активных мощностей

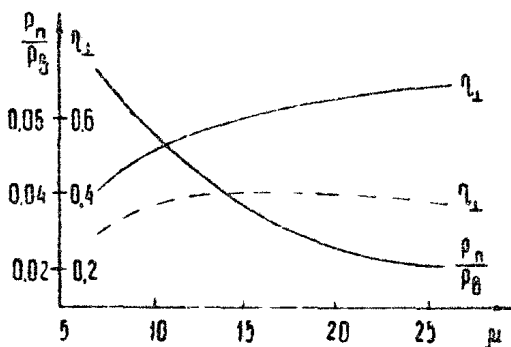
$$P_n = P_{\text{эл}} - P_{\text{в}}, \quad (4)$$

где $P_{\text{эл}} = \eta_{\perp} P_{0\perp}$ - мощность, отдаваемая электронным пучком высокочастотному полю; $P_{0\perp}$ - мощность пучка, связанная с вращательным движением электронов; $P_{\text{в}} = P_{\text{в1}} + P_{\text{в2}}$ - выходная мощность гиротрона, равная сумме мощностей излучения в выходной волновод связанных мод $P_{\text{вs}} = F_s^2 P_{0\perp} / I_s$. Подставляя в (4) выражения для $P_{\text{эл}}$ и $P_{\text{в}}$, находим

$$\frac{P_n}{P_{\text{в}}} = \frac{(I_1 \chi_1'' - 1) F_1^2 I_2 + (I_2 \chi_2'' - 1) F_2^2 I_1}{F_1^2 I_2 + F_2^2 I_1}. \quad (5)$$

Из (5) следует, что если радиус электронного пучка R_0 удовлетворяет условию $|J_{m_s-n}(k_1 R_0)| = |J_{m_s-n}(k_2 R_0)|$, то потерь энергии рабочего колебания в центральном стержне нет ($P_n = 0$). Однако в этом случае поперечный электронный КПД гиротрона существенно меньше КПД гиротрона с резонатором без гофрировки. На рис.1 (пунктирная кривая) приведена зависимость поперечного электронного КПД от параметра неизохронности βu , пропорционального длине резонатора L , при оптимальных значениях $I_1 = I_2$ и угла пролета электронов через резонатор $\theta = (\omega - n\omega_n)L / v_{110}$. Отсутствие потерь в центральном стержне и снижение КПД связано с тем, что при одинаковой эффективности взаимодействия электронов с полями H_{m_s, ρ_0} и H_{-m_s, ρ_0} мод собственные колебания, как и в

резонаторе без пучка [1], имеют структуру поля чисто стоячей в азимутальном направлении волны ($A_1 = -A_2$) с числом периодов поля, равным числу гофр m_0 .



Р и с.1. Зависимости поперечного КПД η_{\perp} гиротронов с электронным пучком, взаимодействующим с полями двух вращающихся в противоположных направлениях мод (пунктирная кривая), с полем только одной вращающейся моды (сплошная кривая) и приведенной мощности потерь в центральном стержне ρ_n / ρ_0 от параметра неизохронности μ .

В области мягкого самовозбуждения колебаний ($\mu < 15$) КПД гиротрона с гофрированным резонатором, так же как и в [5], составляет приблизительно 2/3 от КПД гиротрона с негофрированным резонатором. В области жесткого возбуждения ($\mu > 15$) уменьшение КПД ещё более значительное.

При $|\mathcal{J}_{m_1-n}(k_1 R_0)| \neq |\mathcal{J}_{m_2-n}(k_2 R_0)|$ рабочий тип колебаний не является чисто стоячей в азимутальном направлении волной ($A_1 \neq -A_2$) и мощность потерь ρ_n пропорциональна $|A_1 + A_2|^2$. В предельном случае, когда электронный пучок взаимодействует только с одной из связанных мод ($\mathcal{J}_{m_1-n}(k_1 R_0) \neq 0, \mathcal{J}_{m_2-n}(k_2 R_0) = 0$), мощность потерь максимальна, а поперечный электронный КПД равен поперечному КПД гиротрона с резонатором без гофрировки (рис.1, сплошная кривая). Зависимость ρ_n / ρ_0 от μ при оптимальных I_1, θ и глубине гофрировки, исключая, как будет показано ниже, самовозбуждение паразитных

мод с собственными частотами, попадающими в середину полосы циклотронного резонанса, приведена на рис.1. Из этой зависимости видно, что мощность потерь в центральном стержне много меньше выходной мощности и уменьшается с ростом μ от значения $P_n = 0,07 P_0$ при $\mu = 7$ до $P_n = 0,02 P_0$ при оптимальном $\mu = 26$, обеспечивающем возможность достижения максимального КПД $\eta_1 = 0,7$. С увеличением глубины гофрировки мощность потерь уменьшается приблизительно пропорционально P_0^{-2} .

Условия самовозбуждения

1. Вблизи нулевого состояния равновесия, когда амплитуды всех H_{m_s, p_s} - мод малы, а функции χ_s не зависят от амплитуд колебаний ($\chi_s = \chi_{st}(\mu, \theta)$), уравнения поля в резонаторе являются линейными и их решение можно искать в виде $\vec{E}_s(\vec{r}, t) = \text{Re}[\vec{E}_s(\vec{r}) A_s e^{i\omega t}]$, где $\vec{E}_s(\vec{r})$ - функция распределения поля в резонаторе, A_s - постоянная величина, $\omega = \omega' + i\omega''$ - комплексная частота колебаний. Подставляя искомое решение в уравнения поля, получаем систему уравнений (1) с $dA_s/dt = 0$ и $\omega = \omega' + i\omega''$, из которой находим

$$\gamma = i + \gamma(i - \alpha) - \frac{I_1 \chi_1 + I_2 \chi_2}{2} \mp \sqrt{\left(\frac{I_1 \chi_1 - I_2 \chi_2 - I}{2}\right)^2 - \gamma^2}. \quad (6)$$

Здесь $\gamma = 2Q_0(\omega - \omega_0)/\omega_0$; ω_0 - собственная частота моды H_{m_s, p_s} ; $\chi = 2Q_0 \Delta m/m_0$ - относительная расстройка собственных частот связанных мод. При выводе (6), как и в [1], предполагалось, что добротности и радиальные индексы связанных мод с собственными частотами, не отдющимися в полосе циклотронного резонанса, одинаковы.

Самовозбуждение мод в резонаторе гиротрона исключается, если для них выполняется неравенство $\gamma' > 0$, где γ' - мнимая компонента γ .

2. При выполнении равенства $|\Gamma_{m_1, \gamma}(k_1 R_0)| = |\Gamma_{m_2, \gamma}(k_2 R_0)|$ выражение (6) принимает вид

$$\gamma = 1 + \psi(1 - \alpha) - I_s x_{st} \mp \sqrt{1^2 - \psi^2}. \quad (7)$$

Из (7) следует, что в общем случае наиболее легко возбуждаются моды с собственными частотами, расположенными в центре полосы циклотронного резонанса, где функция $x_{st}''(\theta)$ максимальна ($x_{st}'' = x_{st, \max}''$), и моды с наиболее близкими к рабочей моде азимутальными индексами ($|\Delta m| = 1$, $|\chi| = x_{\min} = 2Q_0/m_0$, частоты и электронные восприимчивости которых совпадают с частотой и электронной восприимчивостью рабочей моды ($\gamma' = -\psi\alpha - I_s x_{st, p}'$, $x_{st, p}$ - значение x_{st} при θ , равному углу пролета для рабочей моды θ_p). Условия подавления самовозбуждения этих мод

$$\psi \geq I_s x_{st, \max}'' - 1, \quad (8)$$

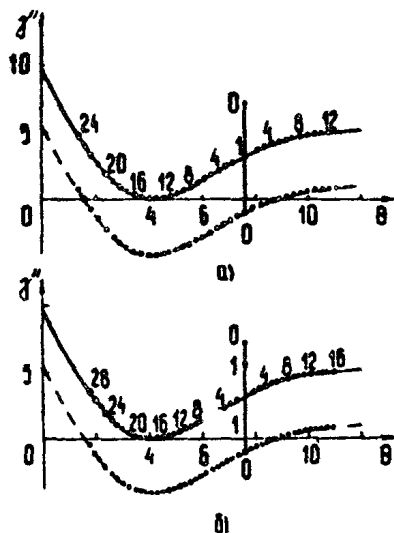
$$x_{\min} \geq \sqrt{2\psi(I_s x_{st, p}' - 1) - (I_s x_{st, p}' - 1)^2} \quad (9)$$

определяют, таким образом, глубину гофрировки и предельный азимутальный индекс рабочей моды, при которых самовозбуждения паразитных мод не происходит.

На рис.2 приведены значения γ'' , θ для рабочей и паразитных мод гиротрона с $\mu = 10$, оптимальными I_s , θ_p и глубиной гофрировки, удовлетворяющей равенству (8) (сплошные линии). Точками с номерами $|\Delta m| = 0; 1; 2$ и т.д. отмечены γ'' , θ при $\beta_1^2 Q_0 = 160$, азимутальном индексе рабочей моды $m_0 = 0,48 Q_0$ (рис.2, а) и азимутальном индексе $m_0 = 0,6 Q_0$, близком к предельному $m_0 = 0,7 Q_0$, когда декремент затухания γ'' для паразитной моды, соответствующей $|\Delta m| = 1$, близок к нулю. Пунктиром на рис.2 показаны линии, на которых лежат значения γ'' , θ рабочей и паразитных мод в гиротроне с резонатором без гофрировки ($\gamma'' = 1 - I_s x_{st}''$). Из рис.2 видно, что в гиротроне с негофрированным резона-

ором при рабочем токе пучка самовозбуждаются все моды с собственными частотами, соответствующими интервалу $1,5 < \theta < 9$, где $\gamma'' < 0$.

Р и с.2. Значения декрементов затухания γ'' и углов пролёта электронов θ в гиротронах с $\mu = 10$, $\beta_1^2 Q_0 = 160$, оптимальными I_s , θ_p и азимутальными индексами рабочей моды $m_0 = 0,48 Q_0(a)$, и $m_0 = 0,6 Q_0(b)$ при оптимальной амплитуде гофрировки ρ_0 (сплошные кривые) и $\rho_0 = 0$ (пунктирные кривые) в случае взаимодействия электронов с двумя вращающимися модами



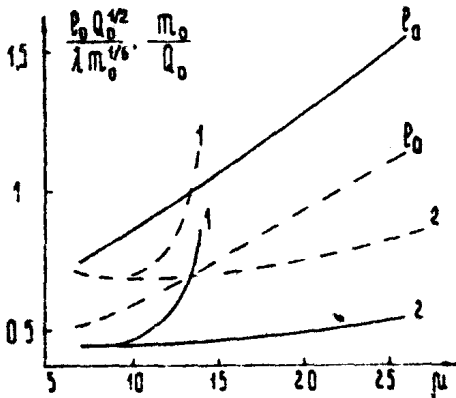
В гиротроне с гофрированным резонатором при выбранных параметрах самовозбуждается только одна высокочастотная рабочая мода ($\Delta m = 0$). Уменьшение глубины гофрировки по сравнению с оптимальной вызывает самовозбуждение мод с частотами, находящимися в середине полосы циклотронного резонанса, а увеличение глубины гофрировки приводит к самовозбуждению моды с $|\Delta m| = 1$.

На рис.3 приведены зависимости от μ оптимальной величины $\rho_0 Q_0^{1/2} / \mu m_0^{1/6}$ при радиальном индексе рабочей моды $p_0 = 1$ (пунктирная кривая ρ_0) и предельного отношения m_0 / Q_0 (пунктирная кривая 1). Из рис.3 видно, что по мере приближения к границе областей мягкого и жесткого возбуждения колебаний $\mu = 15$, на которой $I_s \chi_{st,p}'' = 1$, предельный азимутальный индекс возрастает. Неограниченное возрастание предельного азимутального индекса связано с тем, что расчёты, основанные на решении уравнения неоднородной струны и проведенные методом по-

следовательных приближений [1], при $m_0/Q_0 \gg 1$ становятся некорректными. В области параметров ($\mu \gg 15$), где оптимальное значение тока пучка близко или меньше стартового тока рабочей моды, для исключения возбуждения паразитных колебаний необходимо, чтобы ток пучка был меньше минимального тока, при котором возможны стационарные колебания паразитной моды [4], т.е. вместо условия (9) следует пользоваться более жестким условием

$$\chi_{\min} \geq \sqrt{2\gamma(I_s \chi''_{\text{пт.р}} - 1) - (I_s \chi''_{\text{пт.р}} - 1)^2}, \quad (10)$$

где $\chi''_{\text{пт.р}}$ - максимальное по амплитуде колебаний значение χ'' рабочей моды.



Р и с.3. Зависимости оптимального значения $l_0 Q_0^{1/2} \chi (\lambda m_0^{1/6})^{-1}$ (кривые l_0) и предельного отношения m_0 / Q_0 (кривые 1;2) от μ при $|\int_{m_2-n}^x (k_1 R_0)| = |\int_{m_2-n}^x (k_2 R_0)|$ (пунктирные кривые) и $|\int_{m_2-n}^x (k_2 R_0)| = 0$ (сплошные кривые)

Максимальный азимутальный индекс m_0 , определяемый равенством (10), остается конечным во всей области изменения параметра μ (рис.3, пунктирная кривая 2). В области $\mu < 9$, в которой $\chi''_{\text{ст.р}} = \chi''_{\text{пт.р}}$, значения m_0 , определяемые равенствами (9) и (10), совпадают.

3: Рассмотренный случай $|\int_{m_2-n}^x (k_1 R_0)| = |\int_{m_2-n}^x (k_2 R_0)|$ не является, как отмечалось выше, оптимальным по КПД. При $|\int_{m_2-n}^x (k_1 R_0)| \neq |\int_{m_2-n}^x (k_2 R_0)|$ исследование условий самовозбуждения колебаний должно проводиться путем анализа общего соотношения (6). Однако, если учесть, что обычно ширина полосы циклотронного резонанса много больше полосы резонатора ($\beta_1^2 Q_0 / \mu \gg 1$) и в центре поло-

сы циклотронного резонанса находятся собственные частоты мод, для которых выполняется неравенство $|I| \gg \psi$, то значения γ'' этих мод можно найти, воспользовавшись приближенным выражением

$$\gamma'' = 1 + \psi - I_s \chi''_{st, \max}, \quad (11)$$

где индексы $s = 1$ и $s = 2$ соответствуют модам с $\Delta m < 0$ и $\Delta m > 0$. Из (11) следует, что условие подавления наиболее легко возбуждаемой моды (с наибольшим I_s) записывается в форме (8), но глубина гофрировки, обеспечивающая подавление этой моды, оказывается больше вследствие большей величины параметра I_s при $|J_{m_1-n}(k_1 R_0) - J_{m_2-n}(k_2 R_0)|$.

Оценивая предельный азимутальный индекс m_0 , можно воспользоваться тем, что оптимальная величина ψ много больше единицы и значений $|I|$, $|I_s \chi''_{st}|$ ближайших по частоте к рабочей паразитных мод. Разлагая правую часть выражения (6) в ряд и ограничиваясь членами порядка $1/\psi$, получаем, что ближайшая к рабочей наиболее высокочастотная паразитная мода не самовозбуждается при азимутальном индексе m_0 , удовлетворяющем условию

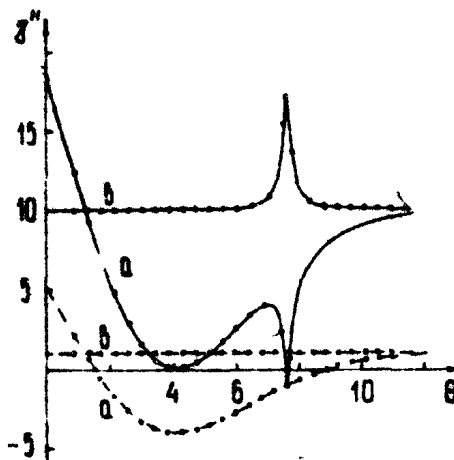
$$I_{min} \geq \sqrt{\psi (I_1 \chi''_{st, \rho} + I_2 \chi''_{st, \rho} - 2)}. \quad (12)$$

Вблизи границы областей мягкого и жесткого возбуждения колебаний ($\beta = 15$) и в области жесткого возбуждения ($\beta > 15$) из-за выше изложенных причин в условии (12) величину χ''_{st} следует заменить на $\chi''_{st, \max}$.

Из рис. 3 и приведенных соотношений видно, что оптимальная глубина гофрировки слабо зависит от параметра β азимутального индекса рабочей моды m_0 и соотношения между значениями $J_{m_1-n}(k_1 R_0)$ и $J_{m_2-n}(k_2 R_0)$.

Во всем рассмотренном интервале изменения параметров при обычной для экспериментальных макетов гиротрона добротности резонатора $Q_0 \approx 10^3$ глубина гофрировки определяется величиной много меньшей длины волны ($l_0 < 0,15 \lambda$). Заметим, что в случае, когда радиальный индекс рабочей моды $\rho_0 = 2$, глубина гофрировки вследствие большого

объёма, занятого высокочастотным полем, в $\sqrt{3}$ раз больше, чем в случае $\beta_1 = 1$. Предельный азимутальный индекс m_0 при $J_{m_2-p}(k_2 R_0) = 0$ приблизительно вдвое меньше, чем при $|J_{m_1-p}(k_1 R_0)| = |J_{m_2-p}(k_2 R_0)|$. На рис.4 приведены значения γ'' и θ рабочей и паразитных мод гиротрона с $J_{m_2-p}(k_2 R_0) = 0$, $\mu = 10$ и оптимальными I_1 , θ_p .



Р и с.4. Значения декрементов затухания γ'' и углов пролета электронов θ гиротроне с $\mu = 10$, $\beta_1^2 Q_0^2 = 160$, $m_0 = 0,3 Q_0$, оптимальными I_1 , θ_p при оптимальной амплитуде гофрировки ρ_0 (сплошные кривые) и $\rho_0 = 0$ (пунктирные кривые) в случае взаимодействия электронов с одной вращающейся модой

Точками на сплошных кривых отмечены значения гиротрона с азимутальным индексом $m_0 = 0,3 Q_0$, $\beta_1^2 Q_0^2 = 160$ и оптимальной глубиной гофрировки, удовлетворяющей равенству (8), $S = 1$, а на пунктирных кривых - с глубиной гофрировки, равной нулю. На сплошной кривой (а) расположены γ'' , θ , соответствующие колебаниям, образованным связанными модами H_{m_1, p_1} и H_{m_2, p_2} с амплитудами полей $|A_1| > |A_2|$, а сплошной кривой (в) - с амплитудами $|A_1| < |A_2|$. На пунктирной кривой (а) расположены γ'' , θ для взаимодействующих с пучком мод H_{m_1, p_1} .

Наличие вертикальных выбросов на сплошных кривых обусловлено тем, что при $|\Delta m| < 2$ связь парциальных мод велика ($|T| < \gamma$) и колебания имеют структуру собственного колебания гофрированного резонатора без пучка с приблизительно одинаковыми амплитудами связанных мод ($A_1 \approx A_2$ и $A_1 \approx -A_2$).

С уменьшением различия в эффективности взаимодействия электронов с полями H_{m_1, p_1} и H_{m_2, p_2} мод участки сплошных кривых (а) и (в), лежащие по обе стороны от вертикальных выбросов, сближаются, ширина самих выбросов уменьшается и в пределе $|J_{m_1, p_1}(k_1 R_0)| = |J_{m_2, p_2}(k_2 R_0)|$ картина переходит в изображенную на рис.2.

Заключение

В гиротроне с резонатором, имеющим гофрированную в азимутальном направлении стенку и центральный поглощающий стержень, достигается селективное самовозбуждение колебаний рабочей моды шепчущей галереи с азимутальным индексом $m_0 \leq 0,3 Q_0$ без существенного снижения КПД по сравнению с КПД гиротрона с негофрированным резонатором.

Следует отметить, что эффект селекции колебаний в гиротроне с гофрированным резонатором открытого типа сохраняется и при замене поглощающего стержня металлическим с переменным по длине поперечным сечением. Такой стержень, находящийся вне поля рабочего колебания, выполняет роль зеркала, переизлучающего энергию объемных мод с $p > p_0$ в выходной волновод. Поэтому к его размерам и центровке могут не предъявляться жесткие требования на допуски.

Л и т е р а т у р

1. Ергаков В.С., Моисеев М.А. Селекция колебаний в открытом цилиндрическом резонаторе с гофрированной стенкой. — В наст. сборнике, с. 98.
2. Белоусов В.И., Ергаков В.С., Моисеев М.А. Двухрезонаторный МЦР на гармониках циклотронной частоты электронов. — Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1978, №9, с.41-50.

3. Ергаков В.С., Моисеев М.А., Эрм Р.С. К вопросу об устойчивости синхронизованных внешним сигналом одномодовых колебаний в многомодовом МЦР-монотроне. - Изв.вузов. Радиофизика, 1976, 19, №3, с.453-459.
4. Моисеев М.А., Нусинович Г.С. К теории многомодовой генерации в гиromонотроне. - Изв.вузов, Радиофизика, 1974, 17, №11, с.1709-1717.
5. Лучинин А.Г., Нусинович Г.С. Сравнение КПД и выходных мощностей МЦР-монотронов с различными электродинамическими системами. - Электронная техника, Сер.1. Электроника СВЧ, 1975, №11, с.26-36.

ГЕОМЕТРООПТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ
ТРАНСФОРМАТОРОВ ТИПОВ ВОЛН
В СВЕРХРАЗМЕРНЫХ ВОЛНОВОДАХ

С.Н.Власов, К.М.Ликин

Мощные приборы на электронно-циклотронном резонансе с высоким коэффициентом полезного действия имеют как правило, на выходе высшую моду сверхразмерного волновода [1]. В большинстве же практических применений требуется структура поля, близкая к структуре волнового пучка. Для трансформации высших волн волновода в волновой пучок, а также друг в друга необходимо использовать преобразователь типов волн. Известно много трансформаторов волноводных волн друг в друга, которые применимы, однако, лишь для нескольких низших типов волн. В данной работе излагается геометрикооптическая теория квазиоптических трансформаторов типов волн в волноводах. Она является развитием работ [2-4], где были исследованы простейшие преобразователи такого типа.

В отличие от большинства известных преобразователей, работающих при отношении поперечных размеров волновода к длине волны $a/\lambda \sim 1$, квазиоптический трансформатор основывается на геометрикооптических представлениях типов волн в волноводах и работает тем лучше, чем больше размер волновода в длинах волн.

В начале данной работы обсуждается геометрикооптическое представление волноводных волн в волноводах кругового сечения, затем излагаются расчёты преобразователя с сохранением азимутального индекса волн и преобразователя произвольной моды в волновой пучок

Геометрооптическое представление волны в волноводе кругового сечения

В цилиндрическом волноводе кругового сечения радиуса a любое волновое поле может быть представлено в виде суперпозиции вращающихся H - и E -волн, имеющих следующую структуру для продольной z -компоненты H - и E -полей, соответственно:

$$\begin{aligned} H_z &= e^{\pm im\varphi} J_m(x_{mp}, r) e^{-ikz}, \\ E_z & \end{aligned} \quad (1)$$

где φ - азимутальный угол, m - азимутальный индекс, r - радиальный индекс, r - радиус в цилиндрической системе координат, x_{mp} - поперечное волновое число, $x_{mp} = u_{mp}/a$ или $x_{mp} = v_{mp}/a$, u_{mp}, v_{mp} - корни функций Бесселя J_m для E -волн или ее производной для H -волн, $k = \sqrt{k^2 - x_{mp}^2}$ - постоянная распространения.

Поля вида (1) имеют каустическую поверхность - цилиндр радиуса $a_m = m/x_{mp}$, внутри которого поле по направлению к оси быстро убывает. Вне этого цилиндра между каустической поверхностью и радиусом волновода поля вида (1) осциллируют. Каустическая поверхность является огибающей семейства лучей, касающихся этой поверхности и отражающихся от стенок волновода. Эти лучи заполняют собой слой вблизи стенки волновода толщиной $\Delta a = a - a_m$. Введем угол Бриллюэна между лучами, соответствующими данной волне, характеризуемой поперечным волновым числом x_{mp} , и осью волновода

$$\theta = \arcsin \frac{x_{mp}}{k}$$

и найдём уравнение луча, касающегося каустики в азимутальной плоскости $\varphi = \varphi_0$ в сечении $z = 0$. Оно определяется пересечением двух плоскостей

$$1 + z \operatorname{tg} \theta = \frac{\cos \varphi}{1 + \sin \varphi} (a_m \mp y), \quad (2)$$

$$x - z \operatorname{tg} \theta = \frac{1 + \sin \psi}{\cos \psi} (a_m \pm y). \quad (2)$$

Разные знаки в формулах (2) соответствуют разным направлениям вращения. Как известно, прямые (2), касающиеся цилиндра в сечении $x = \text{const}$ и имеющие одинаковый угол с осью цилиндра, образуют гиперboloид вращения

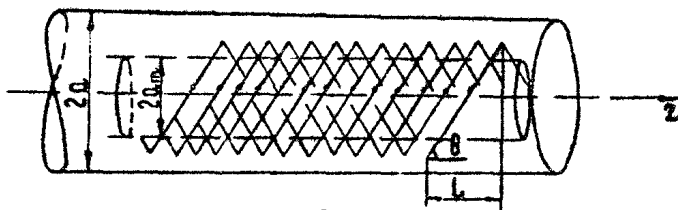
$$\frac{x^2}{a_m^2} + \frac{y^2}{a_m^2} - \frac{z^2}{a_m^2} \operatorname{tg}^2 \theta = 1. \quad (3)$$

Лучи, лежащие на гиперboloиде (3), являются только частью лучей, соответствующих данной моде. Для "полного" лучевого описания моды необходимо принять во внимание все лучи, касающиеся каустической поверхности на длине L

$$L = 2 \sqrt{a^2 - a_m^2} / \operatorname{tg} \theta.$$

Длина L измеряется вдоль оси z и является проекцией луча между его отражениями от стенок волновода на ось последнего (рис.1). Наряду с длиной L можно ввести "ширину" лучевого потока $2a_L$, соответствующего данной моде и измеренного перпендикулярно направлению его распространения.

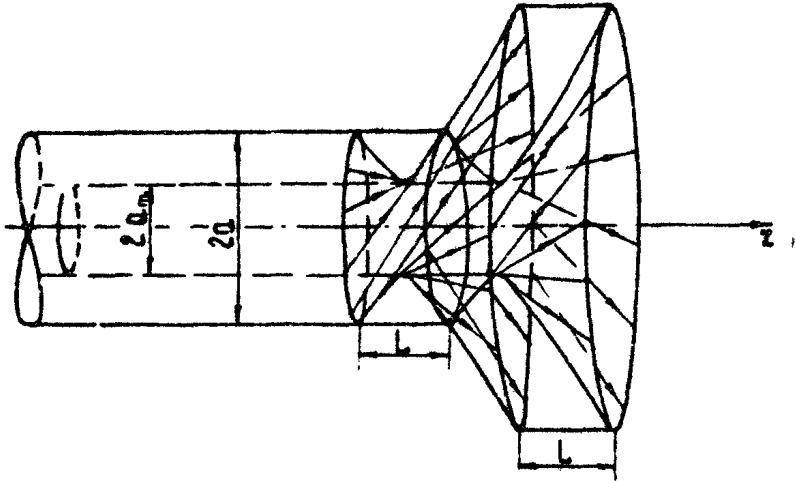
$$a_L = \sqrt{a^2 - a_m^2} \cos \theta.$$



Р и с.1. Лучевая структура произвольной моды в волноводе кругового сечения

Таким образом, в геометрической интерпретации каждая вращающаяся волна волновода может быть описана

семейством лучей, которые составляя ряд гиперболоидов вращения, причём последние касаются каустической поверхности цилиндра радиуса ρ_m на протяжении длины L . Два гиперболоида, между которыми заключены лучи, соответствующие определенной моде волновода, изображены на рис. 2.



Р и с.2. Гиперболоиды, ограничивающие лучи - моды, излучаемые с конца волновода

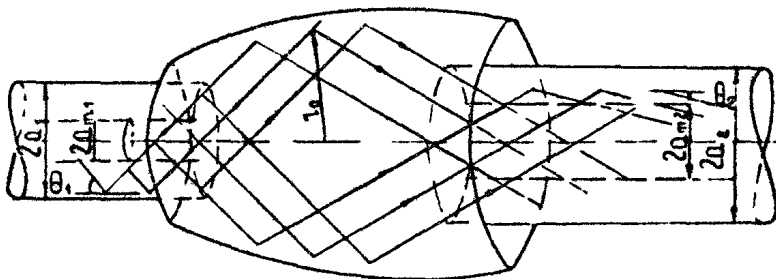
Между лучами и осью волновода имеется угол θ . Для H - и E - мод можно определить направление электрического поля на каждом луче. Для H - волн вектор \vec{E} лежит в плоскости, перпендикулярной оси цилиндра. Для E - волн вектор \vec{H} лежит в той же плоскости, а вектор \vec{E} - перпендикулярен ему. В наиболее простом случае симметричных мод ($m = 0$) $\rho_m = 0$ гиперболоиды выражаются в конусы с углом раскрытия θ .

Преобразование одной волны волновода в другую в геометрической интерпретации заключается в переводе лучей, характеризующих одну волну, в лучи, характеризующие другую волну. Такой перевод лучей одного семейства в лучи другого семейства может быть выполнен посредством зеркал. Рассмотрим один из простейших случаев такого пре-

образования – преобразования с сохранением азимутальной симметрии.

Преобразователь волн с сохранением азимутальной симметрии

Пусть моду определенного типа (например, H), характеризуемую углом θ , индексами m и ν_1 , каустикой $Q_{m,1}$, распространяющуюся в волноводе радиуса a_1 , необходимо преобразовать в моду того же типа, характеризуемую углом θ_2 , индексами m и ν_2 в волноводе радиуса a_2 (рис.3).



Р и с.3. Преобразователь мод с сохранением их азимутальной симметрии

Для эффективного преобразования необходимо выполнение равенства "ширин" пучков

$$a_1 \sqrt{1 - \frac{m^2}{\nu_1^2} \cos^2 \theta_1} = a_2 \sqrt{1 - \frac{m^2}{\nu_2^2} \cos^2 \theta_2}. \quad (4)$$

Поскольку $\cos \theta_1 = \sqrt{1 - (\nu_1^2/k^2 a_1^2)}$, а $\cos \theta_2 = \sqrt{1 - (\nu_2^2/k^2 a_2^2)}$, то уравнение (4) представляет собой при заданных a_1, m, ν_1, ν_2 и уравнение относительно a_2 . Определив из (4) a_2 и каустик $Q_{m,2} = (m/\nu_2) a_2$, можно найти профиль отражающего рефлектора, который изменяет угол θ_1 на θ_2 .

Для определения профиля рефлектора решим задачу об отражении лучей, имеющих цилиндрическую каустик, от кони-

ческого рефлектора. Пусть в точке пересечения луча с отражателем $r_0(z)$ угол наклона отражателя к оси $\alpha = \arctg(dr_0/dz)$. Для определения каустики отраженных лучей и угла между ними и осью проведем плоскость через луч и перпендикуляр к отражателю, восстановленному в точке отражения. Используя равенство углов падения и отражения, получим, что радиус каустики отраженной волны определяется выражением

$$a_{m,2} = a_{m,1} \left[\left(\sqrt{1 - \frac{a_{m,1}^2}{r_0^2}} \cos 2\alpha - \frac{\sin 2\alpha}{\operatorname{tg} \theta_1} \right)^2 + \left(a_{m,1}/r_0 \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (5)$$

Очевидно, что может быть написана аналогичная формула, выражающая $a_{m,1}$ через $a_{m,2}$ и $\operatorname{tg} \theta_2$

$$a_{m,1} = a_{m,2} \left[\left(\sqrt{1 - \frac{a_{m,2}^2}{r_0^2}} \cos 2\alpha + \frac{\sin 2\alpha}{\operatorname{tg} \theta_2} \right)^2 + \left(a_{m,2}/r_0 \right)^2 \right]^{-1/2} \quad (6)$$

Из формул (5) и (6) можно выразить $\operatorname{tg} \theta_2$ и угол α через характеристики волн в волноводах и координату r_0 точки отражения

$$\operatorname{tg} \theta_2 = \frac{\left\{ \left[\sqrt{1 - (a_{m,1}^2/r_0^2)} \cos 2\alpha - (\sin 2\alpha/\operatorname{tg} \theta_1) \right]^2 + (a_{m,1}^2/r_0^2) \right\}^{1/2}}{\sqrt{1 - (a_{m,1}^2/r_0^2)} \sin 2\alpha + (\cos 2\alpha/\operatorname{tg} \theta_1)},$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\sin \theta_1 \sqrt{1 - (a_{m,1}^2/r_0^2)} - \sin \theta_2 \sqrt{1 - (a_{m,2}^2/r_0^2)}}{\cos \theta_1 + \cos \theta_2} \quad (7)$$

Из уравнения (7) следует, что в зависимости от координаты r_0 угол α меняется при неизменных значениях $a_{m,1}$ и θ_2 . Для возбуждения единственной волны во втором волноводе необходимо постоянство $a_{m,2}$ и θ_2 . Поэтому уравнение (7) можно рассматривать как дифференциальное уравнение поверхности отражателя, которое можно переписать, воспользовавшись равенствами $\sin \theta_1 = m/k a_{m,1}$ и

$$\sin \theta_2 = m/k a_{m,2} \quad \text{в виде}$$

$$\frac{dr}{dz} = \frac{\sin \theta_1 \sqrt{r^2 - a_{m,1}^2} + \sin \theta_2 \sqrt{r^2 - a_{m,2}^2}}{r(\cos \theta_2 - \cos \theta_1)} \quad (8)$$

Уравнение (8) легко интегрируется

$$z = \frac{r}{\cos \theta_2 - \cos \theta_1} \left(\sin \theta_1 \sqrt{1 - \frac{a_{m,1}^2}{r^2}} + \sin \theta_2 \sqrt{1 - \frac{a_{m,2}^2}{r^2}} \right) - \frac{a_{m,1}}{\cos \theta_2 - \cos \theta_1} \times \\ \times \sin \theta_1 a_{m,1} \arccos \frac{a_{m,1}}{r} - \frac{a_{m,2}}{\cos \theta_2 - \cos \theta_1} \sin \theta_2 a_{m,2} \arccos \frac{a_{m,2}}{r} + \text{const.}$$

Отражающую поверхность можно аппроксимировать частью поверхности вращения с углом наклона α (7) и радиусом кривизны

$$R = r_0 (\cos \theta_2 - \cos \theta_1) / \frac{a_{m,1}}{r_0} \sin \theta_1 \sin^3 \alpha \left(\frac{a_{m,1}}{\sqrt{r_0^2 - a_{m,1}^2}} + \frac{a_{m,2}}{\sqrt{r_0^2 - a_{m,2}^2}} \right).$$

В случае симметричных мод формула и конструкция преобразователя упрощается. Рефлектор имеет вид конуса с углом раскрыва

$$\alpha = (\theta_1 - \theta_2) / 2.$$

Для "ширин" пучков имеем уравнение

$$a_1 \cos \theta_1 = a_2 \cos \theta_2.$$

Экспериментальные исследования преобразователя симметричных мод, результаты которых приведены в [2], подтвердили расчёты.

В заключение этой части заметим, что преобразователь несимметричных мод, за исключением тривиального случая тождественного равенства угла α нулю, не имеет коэффициента преобразования, равного единице, даже в геометрической оптике, поскольку при отражении от конуса одной какой-либо H - или E -моды в преобразованной структуре поля присутствует мода с перекрестной поляризацией.

Для оценки этого эффекта найдём сначала угол γ_1 между плоскостью падения и вектором \vec{E} в падающей волне

$$\operatorname{tg} \gamma_1 = \frac{\gamma \operatorname{tg} \alpha + \sqrt{\gamma^2 - a_{m,1}^2} \operatorname{ctg} \theta_1}{a_{m,1}} \sin \theta_1.$$

Аналогичное выражение имеет место для угла γ_2 между плоскостью падения и вектором \vec{E} в возбуждаемой моде второго волновода

$$\operatorname{tg} \gamma_2 = \frac{-\gamma \operatorname{tg} \alpha + \sqrt{\gamma^2 - a_{m,2}^2} \operatorname{ctg} \theta_2}{a_{m,2}} \sin \theta_2.$$

Потери Δ из-за кросс-поляризации - несовпадения углов γ_1 и γ_2 - равны

$$\Delta = 1 - \frac{(1 - \operatorname{tg} \gamma_1 \operatorname{tg} \gamma_2)^2}{(1 + \operatorname{tg} \gamma_1 \operatorname{tg} \gamma_2)^2 + (\operatorname{tg} \gamma_1 + \operatorname{tg} \gamma_2)^2}. \quad (9)$$

В случае малого значения $a_{m,1}/\gamma_0$ и $a_{m,2}/\gamma_0$ выражение (9) можно упростить

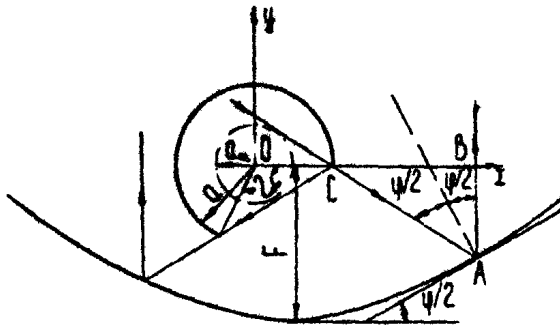
$$\begin{aligned} \Delta = \gamma_0^{-2} & \left[a_{m,1} (\operatorname{tg} \alpha + \operatorname{ctg} \theta_1) \sin \theta_1 + a_{m,2} (-\operatorname{tg} \alpha + \operatorname{ctg} \theta_2) \right. \\ & \left. \cdot \sin \theta_2 \right]^2 / \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2 (\operatorname{ctg} \theta_1 + \operatorname{tg} \alpha)^2 \cdot \\ & \cdot (\operatorname{ctg} \theta_2 - \operatorname{tg} \alpha)^2. \end{aligned}$$

Преобразователь мод цилиндрического волновода кругового сечения в волновой пучок

Волновые пучки широко используются в физическом эксперименте для передачи электромагнитной энергии. В этой части работы изложим расчёты преобразователя высших волн цилиндрического волновода кругового сечения радиуса a в волновой пучок.

Вначале рассмотрим простейший случай, когда отношение $\pi/a \sqrt{\epsilon} \cos(m/v_{mp})$ есть целое число. Тогда для получения волнового пучка в боковой поверхности волновода необходимо прорезать продольную щель с углом раскрыва (рис.4)

$$2\alpha = 2a \sqrt{\epsilon} \cos \frac{m}{v_{mp}}$$



Р и с.4. Ход лучей в преобразователе волноводной моды в волновой пучок

Величина α определяется углом между двумя крайними лучами излучаемой через широкую щель волны с цилиндрической каустикой. Подсчитаем длину щели, при которой все лучи высветились бы в угол 2α . Длина щели между двумя соседними отражениями луча равна

$$l_1 = 2a \sqrt{1 - \frac{m^2}{v_{mp}^2}} / \operatorname{tg} \theta$$

Умножая длину l_1 на число отражений, необходимое для того, чтобы все лучи, характеризующие данную моду, высветились в угле 2α , получим минимальную длину щели

$$L_{\text{н}} = \frac{2ka^2}{v_{mp}} \sqrt{\left(1 - \frac{m^2}{v_{mp}^2}\right) \left(1 - \frac{v_{mp}^2}{k^2 a^2}\right)} \left(\frac{\pi}{a \sqrt{\epsilon} \cos \frac{m}{v_{mp}}} - 1\right)$$

Таким образом, из щели излучается волна с квазицилиндрическим фронтом с угловой расходимостью 2α . Эта волна имеет место на длине

$$L_n = \frac{2k\Omega^2}{\nu_{mp}} \sqrt{\left(1 - \frac{m^2}{\nu_{mp}^2}\right) \left(1 - \frac{\nu_{m,p}^2}{k^2 \Omega^2}\right)} \frac{\pi}{\Omega \tau \cos \frac{m}{\nu_{mp}}}$$

Используя зеркало подходящего профиля из волны с цилиндрическим фронтом получим узконаправленный волновой пучок. Найдём профиль зеркала, при отражении от которого лучи рассматриваемой волны становятся параллельными. Из треугольника ABC на рис.4, где показаны проекции падающего и отраженного лучей на плоскость, перпендикулярную оси волновода, получим для профиля дифференциальное уравнение

$$(x + 2a_m)(y')^2 - 2(y - F)y' - x = 0, \quad (10)$$

где F - параметр, характеризующий кривизну зеркала, $y(x)$ - профиль зеркала. Решение уравнения (10) в параметрической форме имеет вид

$$\begin{aligned} x &= 2F \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} + a_m \left(1 + \varphi \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2}\right), \\ y &= F \left(\operatorname{tg}^2 \frac{\varphi}{2} - 1\right) + a_m \left(\frac{\varphi}{2} \operatorname{tg}^2 \frac{\varphi}{2} + \operatorname{tg} \frac{\varphi}{2} - \frac{\varphi}{2}\right). \end{aligned} \quad (11)$$

Ширина пучка в направлении, перпендикулярном оси волновода, равна

$$\omega_z = 4F \sqrt{\frac{\nu_{mp} - m}{\nu_{mp} + m}},$$

а в направлении вдоль оси волновода

$$\omega_z = 2\Omega \sqrt{\left(1 - \frac{m^2}{\nu_{mp}^2}\right) \left(1 - \frac{\nu_{m,p}^2}{k^2 \Omega^2}\right)} \frac{\pi}{\Omega \tau \cos \frac{m}{\nu_{mp}}}.$$

Отметим, что профиль (11) вырождается в параболический

$$x^2 = 4F(y + F)$$

для симметричных мод ($m = 0$) [3]; и

$$(x - a_m)^2 = 4F(y + F)$$

для мод шепчущей галереи ($m \gg 1$, $\rho \gg 1$) [4], причём F является фокусным расстоянием параболы, а ось последней касается каустической поверхности.

Вместо профильного зеркала можно использовать параболическое с фокусным расстоянием $F = \rho/2$. Определив траектории лучей после отражения, получим, что ширина пучка в направлении, перпендикулярном оси волновода, будет равна в этом случае

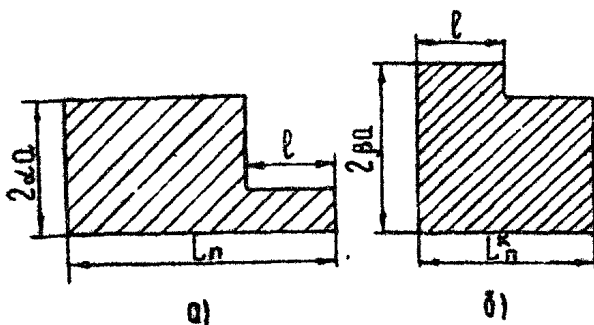
$$\begin{aligned} \omega_x = & \left[\sqrt{\rho^2 + 2\rho a_m} \sqrt{1 - \frac{m^2}{v_{mp}^2} \left(1 - \frac{m}{v_{mp}}\right)} + \sqrt{\rho^2 - 2\rho a_m} \sqrt{1 - \frac{m^2}{v_{mp}^2}} \times \right. \\ & \left. \times \left(1 - \frac{m}{v_{mp}}\right) - 2\rho \frac{m}{v_{mp}} \right] \left(\sqrt{1 - \frac{m^2}{v_{mp}^2}} \right)^{-1}, \end{aligned}$$

а волновой пучок приобретёт дополнительную расходимость

$$\Delta\theta \sim \frac{a_m^2}{\rho^2} \left(1 - \frac{m^2}{v_{mp}^2}\right),$$

которая будет являться добавочной по отношению к дифракционной расходимости пучка.

Перейдём к изучению случая, когда $\pi/a_1 \cos \frac{m}{v_{mp}}$ не является целым числом (рис. 5, а).



Р и с. 5. Структура пучка на выходе преобразователя волноводной моды в волновой пучок

При прорезании щели шириной $2a = 2a \arccos \frac{m}{v_{mp}}$ для высвечивания всей мощности требуется более длинная щель

$$L'_n = \frac{2ka^2}{v_{mp}} \sqrt{\left(1 - \frac{m^2}{v_{mp}^2}\right) \left(1 - \frac{v_{mp}^2}{k^2 a^2}\right)} E \left[\frac{\pi}{a \arccos(m/v_{mp})} \right], \quad (12)$$

где E - целая часть числа $\frac{\pi}{a \arccos \frac{m}{v_{mp}}}$.

Цилиндрическая волна на протяжении длины (12) излучается в угле $2a \arccos(m/v_{mp})$ и на протяжении отрезка

$$l = \frac{2ka^2}{v_{mp}} \sqrt{\left(1 - \frac{m^2}{v_{mp}^2}\right) \left(1 - \frac{v_{mp}^2}{k^2 a^2}\right)} \quad (13)$$

в угле $\epsilon = 2\pi - 2a \arccos \frac{m}{v_{mp}} E \left(\frac{\pi}{a \arccos \frac{m}{v_{mp}}} \right)$.
Необходимая длина квазипараболического зеркала \bar{L}_n в этом случае равна

$$\bar{L}_n = L'_n + l.$$

Удлинение излучателя и зеркала не всегда удобно. Если $\frac{\pi}{a \arccos \frac{m}{v_{mp}}}$ - не целое число, то можно увеличить ширину щели с угла $2\alpha = 2a \arccos \frac{m}{v_{mp}}$ до угла

$$\beta = 2\alpha + \epsilon \quad (14)$$

Тогда излучатель и параболическое зеркало станут несколько короче

$$L_n^k = \frac{2ka^2}{v_{mp}} \sqrt{\left(1 - \frac{m^2}{v_{mp}^2}\right) \left(1 - \frac{v_{mp}^2}{k^2 a^2}\right)} \left[E \left(\frac{\pi}{a \arccos \frac{m}{v_{mp}}} \right) - 1 \right],$$

$$L_n^k = \frac{2ka^2}{v_{mp}} \sqrt{\left(1 - \frac{m^2}{v_{mp}^2}\right) \left(1 - \frac{m^2}{k^2 a^2}\right)} E \left(\frac{\pi}{a \arccos \frac{m}{v_{mp}}} \right).$$

Квазицилиндрическая волна на отрезке длиной $(L_n^k - l)$ (13) излучается в угле β (14), а на отрезке $(L_n^k - l)$ в угле $2\alpha \cos(m/\nu_{mp})$ (рис. 5). Для коррекции её фазового фронта требуется зеркало большей ширины в плоскости, перпендикулярной оси волновода. Оно должно перехватывать все лучи в угле, более широком, чем 2α (рис. 5б).

Заметим, что, используя зеркало с профилем (11), можно излучение любой волны волновода вида $e^{iim\varphi}$, излучающейся с открытого конца волновода, преобразовать в волновой пучок. Это зеркало должно иметь протяженность l (13) вдоль оси волновода и достаточно большую протяженность в направлении, перпендикулярном оси. Однако расчёты показывают, что такое зеркало неудобно из-за слишком больших размеров.

Изложенные в данной работе результаты нашли применение при расчёте выходных трактов гиротронов. Они имеют тот существенный недостаток, что проведены в приближении геометрической оптики. Для получения величины коэффициента преобразования необходимо корректно учесть дифракцию. Для простейших случаев это было сделано в [2-4]. Более интересным и перспективным представляется создание преобразователей без резких обрывов волноводов, с плавными переходами одного волновода в другой, в которых дифракция вносила не только потери, но и позволяла бы формировать волновые пучки с низким уровнем бокового излучения. Представляется также необходимым развитие расчётов преобразователей для конических волноводов, что частично сделано в [5].

Л и т е р а т у р а

1. Быков Ю.В., Гольденберг А.Л., Николаев Л.В., Офицеров М.М., Петелин М.И. Экспериментальное исследование гиротрона с модами шепчущей галереи. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, 18, №10, с.1544-1547.
2. Власов С.Н., Орлова И.М., Петелин М.И. Квазиоптическая трансформация собственных волн волноводов кругового сечения посредством аксиального симметричного рефлектора. - Изв.вузов. Радиофизика, 1972, 15, №12, с.1914-1918.

3. Власов С.Н., Орлова И.М. Квазиоптический преобразователь волн волновода кругового сечения в узконаправленный волновой пучок. – Изв.вузов. Радиофизика, 1974, 17, №1, с.148–154.
4. Власов С.Н., Загрядская Л.И., Петелин М.И. Преобразование волны шелчущей галереи, распространяющейся в волноводе кругового сечения в волновой пучок. – Радиотехника и электроника, 1975, 20, №10, с.2026–2030.
5. Ликин К.М. Теоретическое исследование квазиоптических преобразователей типов волн. Дипломная работа, Горький, ГГУ, 1979.

ЭЛЕКТРОННАЯ СЕЛЕКЦИЯ МОД В ГИРОТРОНАХ,
РАБОТАЮЩИХ НА МОДАХ ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ

А.Г.Лучинин, Г.С.Нусинович, В.Г.Усов,
В.А.Флягин, В.И.Хижняк

1. Преимущества гиротронов перед другими источниками мощного электромагнитного излучения миллиметрового диапазона, как известно, обусловлены возможностью применения в гиротронах пространственно развитых электродинамических систем. Однако по мере увеличения размеров резонаторов сгущается спектр собственных частот резонаторных мод и, в результате, в гиротроне с резонатором большого объема оказывается возможным одновременное возбуждение нескольких близких по частоте мод, что приводит к неустойчивости колебаний в генераторе.

Для того, чтобы обеспечить одномодовую генерацию, в гиротронах с пространственно развитыми электродинамическими системами используются различные методы селекции мод (см., например, [1-3]). Наиболее простой метод селекции мод (назовем его электронной селекцией) в гиротронах с аксиально симметричным рабочим пространством заключается в подборе радиуса трубчатого потока электронов таким, чтобы структурный коэффициент

$$G = \frac{J_{m, \pm n}^2(\alpha R_0)}{(\nu^2 - m^2) J_m^2(\nu)} \quad (1)$$

для рабочей моды был значительно больше, чем для паразитных мод. (Для моды $H_{m,p,q}$ ν - β -ый корень уравнения $J'_m(\nu) = 0$, $x = \nu/R$, R - радиус резонатора; n - номер резонансной гармоники гирочастоты; знак "+" определяется направлением вращения волны: "-" соответствует вращению волны в том же направлении, что и вращение электронов в статическом магнитном поле). При этом ток пучка, соответствующий оптимальной по КПД величине параметра I_0 для рабочей моды [4,5],

$$I_0 = 0,15 I Q \cdot 10^{-3} \left(\pi \frac{\beta_{\perp} L}{\beta_{\parallel} \lambda} \right)^{6-2n} \left(\frac{n^n}{2^n n!} \right)^2 \cdot G \left[\int_0^{\omega \lambda} \left| f\left(\frac{z}{\lambda}\right) \right|^2 d\left(\frac{z}{\lambda}\right) \right]^{-1}$$

может быть меньше стартовых токов паразитных мод (здесь I - ток пучка в амперах, Q - добротность резонатора, β_{\perp} , β_{\parallel} - поперечная и продольная компоненты скорости электрона, отнесенной к скорости света, L - длина резонатора, λ - длина волны, $f(z)$ - продольная структура высокочастотного поля).

Для того, чтобы облегчить расчет гиротронов, определим зависимость коэффициентов G от радиуса электронного пучка для мод шепчущей галереи $H_{m,p,q}$ ($m \gg p, q \sim 1$),

которые характеризуются относительно малым поперечным сечением высокочастотного поля и, следовательно, при определенной величине радиуса пучка R_0 могут легко возбуждаться. При описании высокочастотного поля мод шепчущей галереи целесообразно заменить в выражении (1) функцию Бесселя на функцию Эйри. Связь между функцией Бесселя $J_m(xr)$ и функцией Эйри $V(t)$, где $t = xr^{-1}(a_m - r)$ ($\mu = (m/2)^{1/3}$, $a_m = m/x$ - радиус внутренней каустики), при $|t|^{5/2} \ll 60 \mu^2$ дается формулой [6]

$$J_m(xr) = V(t) / \sqrt{x} \mu. \quad (2)$$

Собственное число $\nu_{m,p}$ и азимутальный индекс m моды $H_{m,p}$ при $m \gg 1, |t_p| \ll \mu^2$ (t_p - p -ый корень уравнения $v(t)=0$) связаны соотношением [6]

$$\nu_{m,p} = m - \mu t_p \quad (3)$$

Значения t_p для $p \leq 6$ равны [7]: $t_1 = -1,02$, $t_2 = -3,25$, $t_3 = -4,82$, $t_4 = -6,16$, $t_5 = -7,37$, $t_6 = -8,49$.

Выражение для коэффициентов G^\pm (1), используя формулы (2), (3), можно записать в виде

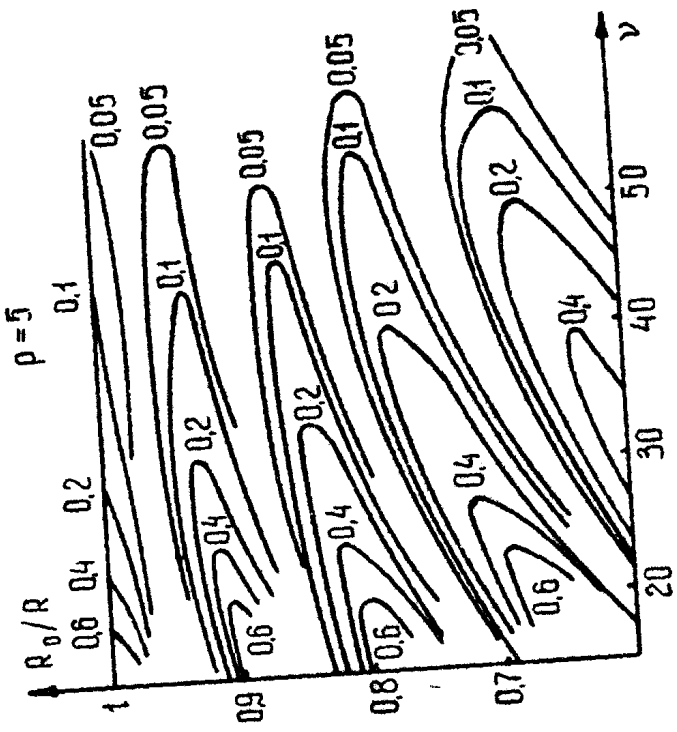
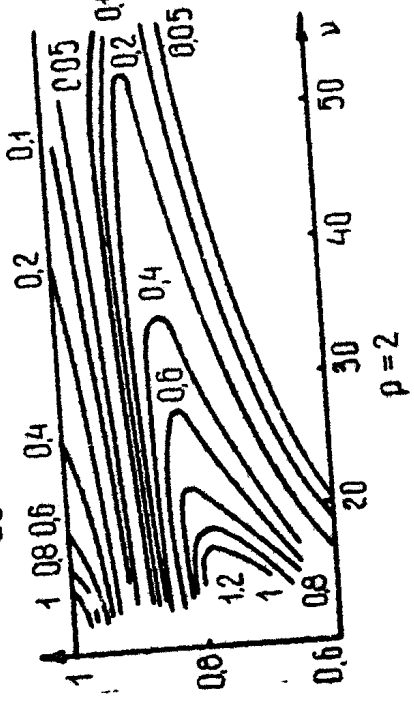
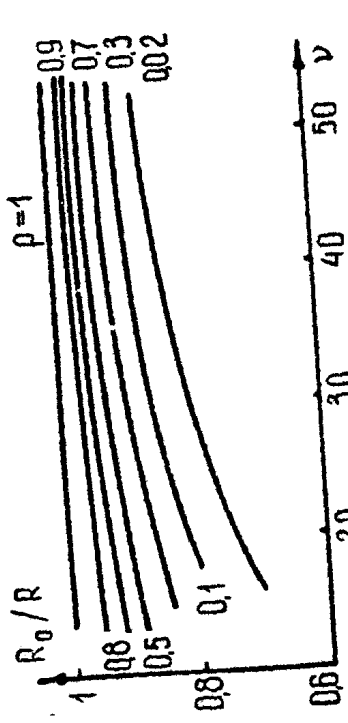
$$G^\pm = \frac{v^2(t_{R_0}^\pm)}{4|t_p| \mu^4 v^2(t_p)} \quad (4)$$

где переменная $t_{R_0}^\pm$ определяется радиусом центров электронных орбит R_0 .

$$t_{R_0}^\pm = 2(\mu^\pm)^2 \left\{ 1 - \frac{R_0}{R} \left[1 - \frac{t_p}{2(\mu^\pm)^2} \right] \right\} \quad (5)$$

$$\text{В (5) } \mu^\pm = \left(\frac{m \pm n}{2} \right)^{1/3} \approx \mu.$$

Пользуясь выражениями (3)-(5) и таблицей значений функции Эйри [7], можно определить значения коэффициента G , являющегося (при фиксированном радиальном индексе p) функцией двух величин: собственного числа $\nu_{m,p}$, пропорционального собственной частоте моды $\omega_{m,p}$ и радиусу резонатора R ($\nu_{m,p} = R\omega_{m,p}/c$), и отношения радиусов пучка и резонатора R_0/R . Линии равных значений $G \cdot 10^2 = \text{const}$ на плоскости параметров ν , R_0/R представлены для $p \leq 6$ на рис.1. Из приведенных на рис.1 результатов следует, что, помещая электронный поток вблизи стенок резонатора ($R_0/R > 0,8$) - при этом несущественно провисание потенциала, - можно, работая на модах с одной или двумя вариациями поля по радиусу ($p=1,2$), иметь существенные различия в структурных коэффициентах G для мод с разными радиальными индексами p даже при азимутальных индексах m порядка 50. В такой ситуа-



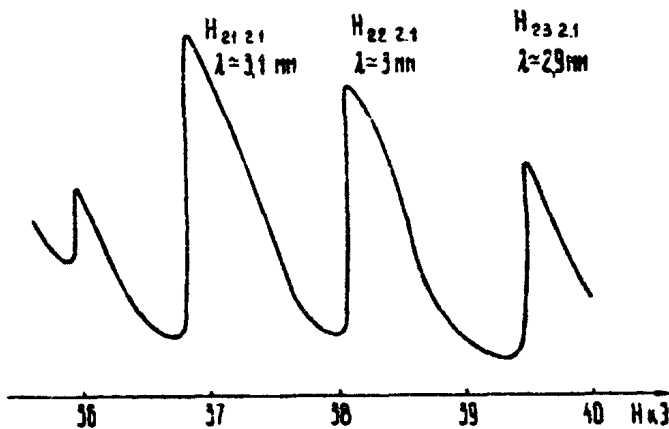
ции возможна конкуренция лишь между модами с одинаковым радиальным и разными азимутальными индексами^{*}: при $\beta_1 = \beta_2$ разнос частот соседних ($|m_1 - m_2| = 1$) мод шепчущей галереи равен $|\Delta\omega/\omega| \approx 1/m$, т.е. при $m \geq 30$

такие моды могут одновременно попасть в полосу циклотронного резонанса $\Delta\omega_c/\omega \sim 3 + 5\%$. Следует, однако, иметь в виду, что между вращающимися модами с подобной поперечной структурой ($\beta_1 = \beta_2$, $m_1 \neq m_2$) существует "сильная" связь, т.е., в частности, при одновременном возбуждении двух таких мод в результате их конкуренции устанавливаются одномодовые колебания [8]. Кроме того, для селекции этих мод может быть целесообразна замена обычного гладкого резонатора на резонатор с азимутальным гофром, обеспечивающим селекцию мод по азимутальным индексам [9].

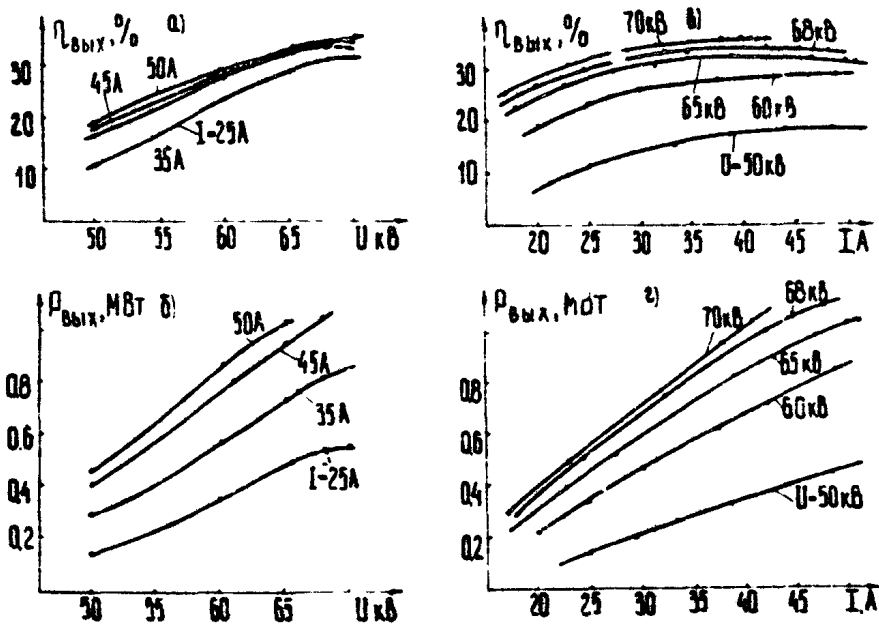
2. Для проверки эффективности описанной выше электронной селекции мод были проведены испытания гиротрона (рис 2, см. вклейку на с. 233) трехмиллиметрового диапазона длин волн на модах $H_{m,2,1}$ с m порядка 20. Испытания проводились в импульсном режиме длительностью 100 мкс. Приведенная на рис.3 зависимость СВЧ-мощности от напряженности статического магнитного поля свидетельствует о раздельном возбуждении мод. Идентификация мод проводилась путем измерения и сопоставления длин волн генерируемых колебаний с помощью волномера, изготовленного на основе перестраиваемого открытого двухзеркального резонатора.

Наибольшая выходная мощность 1,1 МВт была зафиксирована при работе на моде $H_{22,2,1}$ в режиме с напряжением 68 кВ и током 50 А. Длина волны равнялась 3,0 мм. Эффективность преобразования энергии электронного потока в энергию СВЧ-колебаний (КПД) в режиме максимальной выходной мощности равнялась 33%. При работе в других режимах КПД гиротрона достигал 40%. Зависимости КПД и выходной мощности от напряжения и тока пучка приведены на рис.4.

*) Моды с большим продольным индексом $0 > 1$ характеризуются низкой дифракционной добротностью [5] и, в силу этого, высокими стартовыми токами.



Р и с. 3. Спектр излучения гиротрона



Р и с. 4. Зависимость КПД (а) и выходной мощности (б) от напряжения. Зависимость КПД (в) и выходной мощности (г) от тока

Полученные результаты дают основания считать, что дальнейшая оптимизация длины резонатора и переход к резонаторам большего поперечного сечения (к модам $H_{m,2,1}$ с $m \sim 30$) позволили бы увеличить выходную мощность до 1,5 МВт с КПД порядка 35–40%.

Л и т е р а т у р а

1. Быков Ю.В., Гольденберг А.Л., Николаев Л.В., Офице - ров М.М., Петелин М.И. Экспериментальное исследование гиротрона с модами шелчущей галереи. - Изв.вузов Радиофизика, 1975, 18, №10, с.1545–1547.
2. Власов С.Н., Загрядская Л.И., Орлова И.М. Открытые коаксиальные резонаторы для гиротронов. Радиотехника и электроника, 1976, 21, №7, с.1485–1492.
3. Быков Ю.В., Гольденберг А.Л., Петелин М.И. Эксперименты по селекции мод в гиротроне с модой шелчущей галереи. - В наст. сборнике, с.147.
4. 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.
5. Гапонов А.В., Гольденберг А.Л., Григорьев Д.П., Панкратова Т.Б., Петелин М.И., Флягин В.А. Экспериментальное исследование гиротронов диапазона сантиметровых волн. - Изв.вузов, Радиофизика, 1975, 18, №2 с.280–290.
6. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М., Советское радио, 1966, гл.5.
7. Фок В.А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. М., Советское радио, 1970, доб.2.
8. Зарницына И.Г., Нусинович Г.С. О конкуренции произвольно разнесенных по частоте мод в гиромонотроне. - Изв. вузов. Радиофизика, 1975, 18, №2, с.303–306.
9. Ергаков В.С., Моисеев М.А. Селекция колебаний в открытом цилиндрическом резонаторе с гофрированной стенкой. - В наст. сборнике, с.98.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО СЕЛЕКЦИИ МОД В ГИРОТРОНЕ С МОДОЙ ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ

Ю.В.Быков, А.Л.Гольденберг, М.И.Петелин

Введение

В мазерах на циклотронном резонансе так же, как — в обычных мазерах и лазерах, возможно использование открытых электродинамических систем с поперечными размерами D , значительно большими, чем длина волны λ . Эта возможность использовалась для получения больших выходных мощностей уже в первых экспериментах с МЦР-генераторами (гиротронами) диапазона сантиметровых и миллиметровых волн [1]. Однако с увеличением D/λ и повышением выходной мощности приходится прибегать к дополнительным методам подавления паразитных мод. В [2] описаны эксперименты по селекции мод путем использования цилиндрического коаксиального резонатора, в котором радиус центрального стержня подбирался таким, чтобы спектр мод вблизи частоты рабочей моды H_{914} был достаточно редким [3]. К сожалению, возможности "раздвигания" резонансных частот при дальнейшем увеличении D/λ исчерпываются довольно быстро (уже при азимутальных индексах $m \approx 15-20$) из-за того, что в гиротроне нельзя использовать коаксиальные резонаторы со слишком малыми зазорами между трубой и центральным стержнем.

Селекция мод в гиротроне, в резонаторе которого собственные частоты нескольких мод одновременно находятся в полосе циклотронного резонанса, основывается на том, что

стартовые токи [4]

$$I_{ст} \sim [Q(L/\lambda)^2 G]^{-1} \quad (1)$$

паразитных мод превышают рабочий ток основной моды благодаря относительно малым величинам добротностей Q , протяженностей L высокочастотного поля в резонаторе и геометрических факторов G паразитных мод. В гиротроне с цилиндрическими полым или коаксиальным резонатором возможности селекции мод ограничены, поскольку величины добротностей Q и характерных длин L для всех мод H_{m1} с близкими резонансными частотами примерно одинаковы [3], а геометрический фактор рабочей моды из-за стремления к большой мощности (величина тока пучка в режиме максимального КПД пропорциональна I/G) часто имеет меньшую величину, чем факторы G некоторых паразитных мод. Дискриминация паразитных мод по добротности и протяженности поля становится возможной при использовании коаксиального резонатора с центральным стержнем из плохопроводящего материала или со специально подобранными профилями трубы и центрального стержня [3]. Особенно удобны такие конструкции, когда рабочими модами являются "прижатые" к стенкам трубы резонатора моды шепчущей галереи (МШГ), поля которых слабо возмущают и селектирующими центральными стержнями.

Селекция мод по омическим добротностям

Омические добротности $Q_{ом}$ мод коаксиального резонатора со стержнем из плохопроводящего материала сильно зависят от того, в какой мере поля мод связаны со стержнем. Добротности $Q_{ом}$ "пространственных" мод оцениваются следующей формулой, причём тем точнее, чем больше радиальные индексы мод [3]:

$$Q_{ом} = (b + a) / \delta, \quad (2)$$

где a и b — радиусы стержня и трубы резонатора, δ — глубина скин-слоя, которая в стержне из диэлектрика, силь-

ю поглощающего СВЧ-излучение, может быть порядка длины волны λ . Обычно дифракционная добротность резонатора на рабочей моде имеет величину порядка $10^2 - 10^3$, а омические добротности пространственных паразитных мод, как видно из (2), можно сделать на порядок меньшими, откуда следует, что данный способ селекции мод может быть весьма эффективным. Однако теплопроводность материалов с большими потерями СВЧ-энергии мала, вследствие чего они могут использоваться только при сравнительно небольшой средней мощности генератора.

Селекция мод в резонаторе со стержнем переменного радиуса

Эффективная селекция мод в гиротроне с коаксиальным резонатором, в котором труба и центральный стержень переменного профиля обладают высокой проводимостью, осуществляется при определенном законе изменения диаметра стержня вдоль оси системы [3]. Например, при работе на моде $H_{m,p}$ и выборе отношения b/a достаточно близким к 1 небольшое уменьшение радиуса стержня в направлении к выходному концу резонатора приводит к тому, что для всех мод с $\beta \geq 2$ $d\omega_{m,p}^{sp}/dz < 0$ ($\omega_{m,p}^{sp}$ - критическая частота резонатора на моде $H_{m,p}$), а для МШГ с $\beta = 1$ $d\omega_{m,1}^{sp}/dz > 0$, причем $|d\omega_{m,1}^{sp}/dz| \ll |d\omega_{m,p}^{sp}/dz|$, при этом моды с $\beta \geq 2$, для которых эквивалентный полый резонатор имеет форму открытого рупора, обладают вследствие меньшего отражения от открытого конца резонатора и сокращения длины поля меньшими добротностями, чем моды с $\beta = 1$. В мощных гиротронах используются резонаторы, в которых отражение от открытого конца мало, поэтому $Q \sim (L/\lambda)^2$ [5]. Стартовый ток $I_{ст}$ гиротрона, как видно из (1), зависит не только от добротности, но и от протяженности поля данной моды, в результате чего $I_{ст} \sim (L/\lambda)^4$. Отметим, что введение в цилиндрический резонатор конического стержня приводит одновременно к снижению добротностей паразитных мод с $\beta \geq 2$ и некоторому повышению добротности рабочей МШГ с $\beta = 1$. Последнее нежелательно, так как способствует уменьшению тока в режиме максимального КПД. Для сохранения величин

ны добротности МШГ трубе резонатора можно придать коническую форму с очень небольшим углом раскрыва в сторону выходного конца волновода, что, кстати, способствует до-полнительному подавлению паразитных мод. Таким образом, введение конического стержня в резонатор, позволяющее сократить протяженность полей пространственных мод, представляется эффективным средством селекции мод в резонаторе гиротрона.

Эксперименты с гиротроном диапазона миллиметровых волн

Эксперименты проводились с гиротроном, основной рабочей модой которого была выбрана мода $H_{15\ 1\ 1}$ на волне 6,7 мм. Магнитное поле 18 кЭ создавалось с помощью сверхпроводящего соленоида. Для работы с различными высоковольтными импульсами использовались два варианта адиабатической электронной пушки: первый - при напряжении пучка $U \approx 70$ кВ и длительности импульса $\tau = 10$ мкс, второй - при $U \approx 50$ кВ и τ до 550 мкс.

Возможности селективного возбуждения гиротрона на моде $H_{15\ 1\ 1}$ были проанализированы методом, изложенным в [6]. Оказалось, что в полном резонаторе с рабочей модой $H_{15\ 1\ 1}$ конкурируют сразу несколько TE -мод с индексами 7.3, 10.2, 11.2 и что применение цилиндрической коаксиальной вставки не позволяет сделать спектр собственных частот резонатора настолько редким, чтобы в полосу циклотронного резонанса на частоте рабочей моды не попадали резонансные частоты паразитных мод. Для обеспечения селективного возбуждения моды $H_{15\ 1\ 1}$ применялись резонаторы как с поглощающим, так и с коническими центральными стержнями. Селектирующие центральные стержни в резонаторе поддерживались с помощью тонких радиальных стержней, укрепленных за пределами коллектора.

Вначале эксперименты проводились с гиротроном, имевшим полый резонатор (диаметр 36,4 мм), и они подтвердили результаты теоретического анализа конкуренции мод: лампа работала неустойчиво с низкими КПД и на моде $H_{15\ 1\ 1}$ и на конкурировавших с ней модах $H_{10.2\ 1}$ и $H_{11.2\ 1}$

Введение в резонатор стеклянной трубки (диаметр 20 мм, толщина стенки 1 мм), расположенной коаксиально с трубой резонатора, позволило полностью подавить возбуждение мод с радиальными индексами $\rho \geq 2$. Как видно из таблицы, помещенной в конце статьи, гиротрон на любой из H -мод с индексами 14.1, 15.1 и 16.1 работал с почти одинаковой выходной мощностью. Однако при увеличении длительности высоковольтного импульса гиротрон со стеклянной трубкой в резонаторе не мог генерировать больших мощностей из-за перегрева трубки и ухудшения вакуума.

В резонаторе с металлическим центральным стержнем профиль последнего выбирался, исходя из требования подавления ближайших паразитных мод с радиальным индексом $\rho = 2$. Для этого, на основе предварительных расчетов и экспериментов, угол конуса центрального стержня был выбран таким, чтобы отношение приращения критической длины волны моды H_{102} к длине резонатора составляло примерно 0,01.

Использование в гиротроне коаксиального резонатора с металлическим конусом позволило получить на моде H_{1511} при напряжении высоковольтного импульса 70 кВ и длительности его $\tau = 10$ мкс выходную мощность свыше 1 МВт. Эта же электродинамическая система использовалась и при работе с импульсами длительностью 550 мкс. Работа генератора в режимах наибольших выходных мощностей осложнялась СВЧ-пробоями в выходном тракте и перегревом электродов гиротрона. Максимальная мощность СВЧ-излучения на длинных импульсах была близка к 0,5 МВт; таким образом энергия одного СВЧ-импульса достигала 250 Дж.

В заключение приводим сводку основных результатов эксперимента

Мода Н _{ср.п}	Длина волны, мм	Напряже- ние лучка, Кв	Ток лучка, А	Вых. мощность, кВт	Длитель ность импуль- са, мкс	КПД, %	Селективный элемент
14.1	6,3	50	22	320	4	29	стекл. трубка
15.1	6,7	50	22	340	4	31	--
16.1	7,1	50	23	380	4	33	--
15.1	6,7	65	45	1250	10	43	метал.конус
15.1	6,7	50	37	480	550	26	--

Л и т е р а т у р а

1. Гапонов А.В., Гольденберг А.Л., Григорьев Д.П., Орлова И.М., Панкратова Т.Б., Петелин М.И. Индуцированное синхронное излучение электронов в полых резонаторах. - Письма в ЖЭТФ, 1965, 11, вып. 9, с.430-435.
Гапонов А.В., Гольденберг А.Л., Григорьев Д.П., Панкратова Т.Б., Петелин М.И., Флягин В.А. Экспериментальное исследование гиротронов диапазона см волн. - Изв. вузов. Радиофизика, 1975, 18, №2, с.280-289.
Зайцев Н.И., Панкратова Т.Б., Петелин М.И., Флягин В.А. Гиротроны диапазона мм и субмм волн. - Радиотехника и электроника, 1974, 19, №5, с.1056-1060.
2. Быков Ю.В., Гольденберг А.Л., Николаев Л.В., Офицеров М.М., Петелин М.И. Экспериментальное исследование гиротрона с МШГ. - Изв. вузов. Радиофизика, 1975, 18, №10, с.1544-1547.
3. Власов С.Н., Загрядская Л.И., Орлова И.М. Открытые коаксиальные резонаторы для гиротронов. - Радиотехника и электроника, 1976, 21, №7, с.1485-1492.
4. Гапонов А.В., Петелин М.И., Улатов В.К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов. - Изв. вузов. Радиофизика, 1967, 10, №9-10, с.1414-1453.
5. Власов С.Н., Жислин Г.М., Орлова И.М., Петелин М.И., Рогачева Г.Г. Открытые резонаторы в виде волноводов переменного сечения. - Изв. вузов. Радиофизика, 1969, 12, №8, с.1236-1244.
6. Нусинович Г.С. Способы подачи напряжения на и импульсный гиромонотрон. - Электронная техника, Сер. 1, Электроника СВЧ, 1974, вып.5, с.44-49.

МОЩНЫЕ ГИРОТРОНЫ НА ДЛИНАХ ВОЛН 2 ММ И 0,9 ММ В РЕЖИМЕ НЕПРЕРЫВНОЙ ГЕНЕРАЦИИ

А.Г.Лучинин, Т.Б.Панкратова, В.Г.Усов,
В.А.Флягин

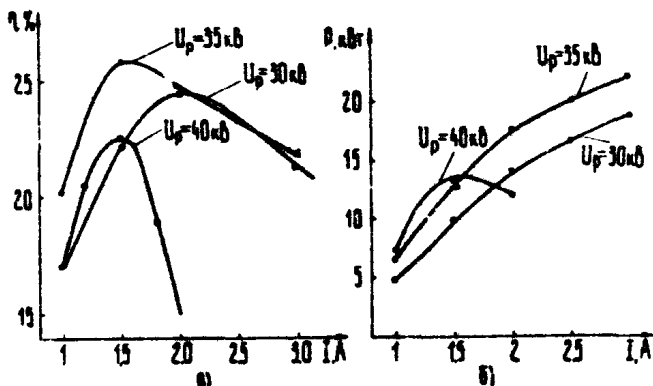
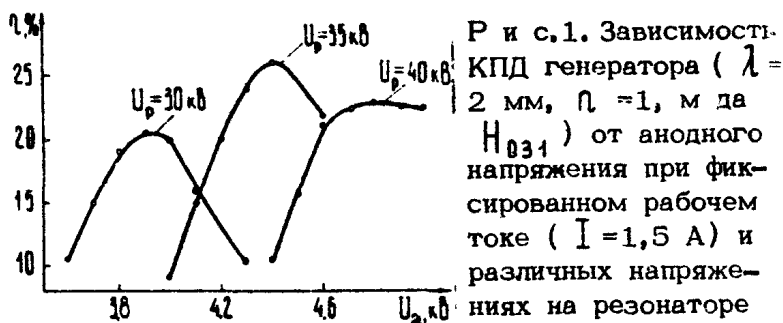
1. Разработка источников мощного излучения диапазона миллиметровых и более коротких волн, как известно (см., например, [1]), сопряжена с трудностями формирования достаточно интенсивных электронных потоков и возникающей в режиме непрерывной генерации проблемой отвода тепла от электродинамической системы, нагревающейся вследствие омических потерь высокочастотной мощности. Гиротроны с пространственно развитыми электродинамическими системами, лишенными мелкомасштабных элементов, в этом отношении выглядят предпочтительнее СВЧ-приборов других типов, т.е. указанные проблемы для них оказываются важными в более коротковолновом диапазоне. Граница этого диапазона, согласно оценкам [1], лежит около 1 мм, и поскольку она зависит от решения ряда технических задач (создание резонаторов с хорошо обработанной для уменьшения толщины скин-слоя внутренней поверхностью; изготовление катодов с гладкой эмиттирующей поверхностью, что уменьшает разброс скоростей, и т.д.), то вопрос о возможности разработки мощных гиротронов с длиной волны около 1 мм, работающих в режиме непрерывной генерации, должен решаться путём экспериментальных исследований.

В настоящей работе описаны результаты экспериментального исследования двух гиротронов, работающих в непрерывном режиме на первой ($\lambda = 2$ мм) и второй ($\lambda = 0,92$ мм).

гармониках гирочастоты.

2. В гиротроне с длиной волны 2 мм эмиссионный ток катода не превышал 3 А и составлял 0,1 лэнгмюровского тока эквивалентного плоского диода [2], что позволяло считать влияние поля пространственного заряда пучка на разброс скоростей электронов незначительным. Анод и резонатор гиротрона находились под различным потенциалом. Мощность электронного пучка в резонаторе составляла 100 кВт. В качестве рабочего типа колебаний была выбрана мода $H_{0,3,1}$. Ближайшие к ней по частоте собственные моды $H_{2,3,1}$ и $H_{3,2,1}$ находились за пределами полосы циклотронного резонанса. Встрел электронов осуществлялся во второй от центра максимум высокочастотного поля. Длина и добротность резонатора выбирались таким образом, чтобы при отношении осцилляторной скорости электронов к продольной $U_1/U_{||} = 1,3 \div 1,5$ выходной КПД равнялся $\sim 30\%$. Омические потери высокочастотной мощности в стенках резонатора, пропорциональные Q/Q_{0M} , совпадали с расчётными и не превышали 10%, но соответствующие тепловые нагрузки ($p \approx 0,7$ кВт/см²) требовали охлаждения водой оребренной внешней поверхности резонатора. Находящийся под потенциалом резонатора коллектор гиротрона, выполняющий одновременно функции выходного волновода, изготовлялся в виде медной трубы диаметром 54 мм с внешним продольным оребрением и охлаждался водой. Однако имеющаяся в распоряжении система водяного принудительного охлаждения с давлением ~ 5 атм и массовым расходом ~ 35 л/мин не обеспечивала полного отбора поступающей на коллектор мощности, создающей удельные тепловые нагрузки порядка 2 кВт/см², ввиду чего потребовалось развитие тепловоспринимающей поверхности коллектора. Рабочая площадь коллектора увеличивалась путём перемещения по его поверхности электронного пучка за счёт изменения магнитного поля в области коллектора как в пространстве, так и во времени с помощью дополнительного соленоида с синусоидальным током частоты 50 Гц. Максимальное значение магнитного поля (~ 500 Э) и его распределение на оси определялись необходимой длиной сканирования электронного пучка (100 мм), обеспечивающей снижение удельных тепловых нагрузок в точках перегрева коллектора до величин порядка 1 кВт/см².

Результаты испытания гиротрона удовлетворительно совпали с теоретическими представлениями. Была получена устойчивая одномодовая генерация на рабочем типе волны $H_{0,3,1} (\nu = 1)$. На рис. 1 и 2, где изображены зависимости КПД от потенциала анода (U_a) и тока через резонатор (I) виден эффект насыщения, означающий, что при увеличении анодного напряжения (вращательной скорости частиц) параметр неизохронности $\mu = \pi \beta_{1,n}^2 \beta_{n,n}^{-1} L \lambda^{-1}$ ($\beta_{1,n} = U_{1,n} / c$) превышает оптимальное по КПД значение [3], а при увеличении тока становится слишком большой [3] амплитуда автоколебаний.

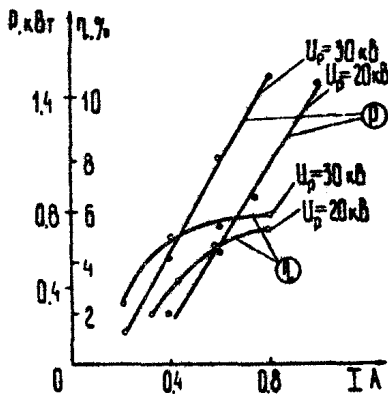


Максимальный КПД $\approx 26\%$ был получен при $U_a = 35 \text{ кВ}$, $I = 1,5 \text{ А}$ и $U_1/U_{II} \approx 1,3$ (рис.2,а). Дальнейшее увеличение тока сопровождалось падением КПД, хотя выходная мощность еще продолжала расти. Максимальная мощность $P = 22 \text{ кВт}$ была достигнута при токе $I = 3 \text{ А}$ и $U_1/U_{II} \approx 1$ (рис.2,б), при этом выходной КПД равнялся 22%.

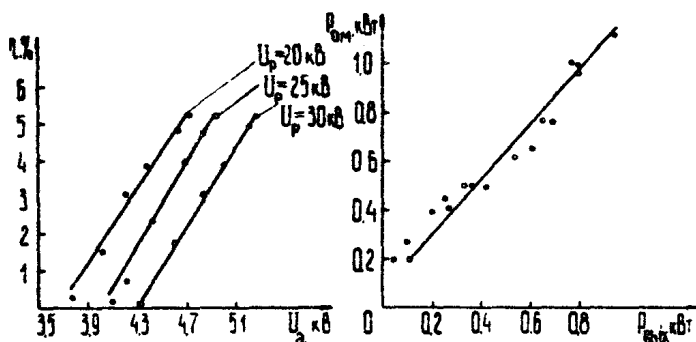
Полученные экспериментальные данные указывают на возможность повышения выходных параметров прибора при неизменной мощности электронного пучка. Согласно оценкам, уменьшение длины и добротности резонатора соответственно в 1,2 и в 1,5 раза при прежнем качестве электронного пучка позволит увеличить КПД в режиме максимальной мощности до $\sim 30\%$, а переход к большим значениям параметра $U_1/U_{II} \approx 1,5 \div 1,8$ даст возможность реализовать выходную мощность порядка 35 кВт.

3. В гиротроне на второй гармонике гирочастоты ($\lambda = 0,92 \text{ мм}$) в качестве рабочего типа колебаний была выбрана мода $H_{2,31}$. В силу того, что эффективный импеданс связи электронов с полем резонатора уменьшается с ростом номера резонансной гармоники гирочастоты $\sim \beta_1^{-2n}$ [4], в данном гиротроне из-за нехватки тока не удалось реализовать оптимальный по КПД режим – максимальный ток, ограниченный возможностями электронной пушки, составлял 1 А. Для того, чтобы обеспечить достаточно эффективную группировку электронов в высокочастотном поле малой амплитуды, длина резонатора превышала оптимальную по КПД величину. В результате была достигнута выходная мощность 1,5 кВт при токе 0,8 А и резонаторном напряжении 30 кВ (рис.3).

Р и с.3. Зависимости выходной мощности и КПД генератора ($\lambda = 0,92 \text{ мм}$ $n = 2$, мода $H_{2,31}$) от рабочего тока при различных напряжениях на резонаторе



Однако увеличение длины резонатора привело к возрастанию дифракционной добротности $Q_{\text{диф}} \sim (L/\lambda)^2$, в силу чего увеличилась доля омических потерь $P_{\text{ом}} = Q_{\text{диф}}^{-1} P_{\text{вых}}$ и выходной КПД прибора $\eta = (1 - P_{\text{ом}}/P_{\text{вых}}) \eta_{\text{эл}}$ был невелик (до 6%, рис.4). Экспериментально снятое соотношение между мощностью омических потерь и выходной СВЧ-мощностью (рис.5) свидетельствует о том, что электронный КПД более чем в 2 раза превышал выходной КПД.



Р и с.4. Зависимость КПД генератора ($\lambda=0,92$ мм, $Q=2$, мода $H_{2,3,4}$) от анодного напряжения при фиксированном рабочем токе ($I=0,8$ А) и различных напряжениях на резонаторе

Р и с.5. Соотношение высокочастотных мощностей: теряемой в стенках резонатора и поступающей в нагрузку

Таким образом, для разработки высокоэффективных гиротронов субмиллиметрового диапазона, работающих на второй гармонике гирочастоты, большое значение имеют увеличение плотности тока (при хорошем качестве электронного пучка) и повышение напряжения, позволяющее увеличить эффективный импеданс связи электронов с высокочастотным полем.

Л и т е р а т у р а

1. Зайцев Н.И., Панкратова Т.Б., Петелин М.И., Флягин В.А. Гиротроны диапазона миллиметровых и субмиллиметровых волн. - Радиотехника и электроника. 1974, 19, №5, с.1056-1060.
2. Гольденберг А.Л., Петелин М.И. Формирование винтовых электронных пучков в адиабатической пушке. - Изв. вузов. Радиофизика, 1973, 16, №1, с.141-149.
3. 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.
4. Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.Е. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике. - Изв.вузов. Радиофизика, 1967, 10, №9-10, с.1414-1453.

ГИРОТРОНЫ С ДВУХЗЕРКАЛЬНЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ

С.Н.Власов, А.Г.Лучинин, Г.С.Нусинович, И.М.Орлова,
В.Г.Усов, В.А.Флягин, В.И.Хижняк

По мере укорочения длины волны омические потери в используемых в гиротронах резонаторах растут. Это обстоятельство ограничивает возможности использования мод шепчущей галереи (МШГ) в гиротронах субмиллиметрового диапазона длин волн. Более малыми омическими потерями по сравнению с МШГ обладают пространственно развитые моды

$H_{m,p}$ с малым азимутальным и большим радиальным ($m \ll p$) индексами. Однако электронная селекция таких мод в резонаторе больших размеров за счёт подбора радиуса тонкого трубчатого пучка электронов таким образом, чтобы электроны эффективно взаимодействовали лишь с полем рабочей моды, затруднительна (в отличие от мод шепчущей галереи, см., например, [1]). Поэтому для возбуждения пространственных мод приходится прибегать к электродинамической селекции — снижению добротности всех типов колебаний за исключением рабочих.

Одним из способов такой селекции является прорезание щелей вдоль резонатора, достаточно широких для выведения излучения нежелательных мод из резонатора. Места прорезания щелей должны быть выбраны так, чтобы отношение добротности рабочих мод к добротности паразитных мод было максимальным. Излучение в щель рабочей моды можно уменьшить, переходя от резонатора кругового сечения к резонатору с более сложным сечением, например, эллиптическим [2]. Недостатком резонаторов эллиптического сечения является поперечная неоднородность высокочастотной силы

Лоренца, действующей на трубчатый поток электронов, которая может быть причиной снижения электронного КПД гиротрона [3].

В настоящей статье описано теоретическое и экспериментальное исследование электродинамических свойств двухзеркальных резонаторов эллиптического сечения и зависимости КПД гиротрона от эллиптичности резонаторов.

Электродинамические свойства двухзеркальных резонаторов

Рассмотрим эволюцию поперечной структуры поля круглого цилиндрического резонатора по мере увеличения эксцентриситета эллипса. Ограничимся анализом обычно используемых в гиротронах ТЕ-мод с малым продольным волновым числом.

В резонаторе кругового сечения поле мод $H_{m,p}$ с $m \ll \rho$ вблизи стенки резонатора (где во избежание провисания потенциала обычно проводится электронный поток) можно описывать мембранной функцией

$$\Phi = J_m(xR) \left\{ \begin{array}{l} \cos \\ \sin \end{array} m\psi \right\} \approx \sqrt{\frac{2}{\pi xR}} \cos\left(xR - m\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right) \left\{ \begin{array}{l} \cos \\ \sin \end{array} m\psi \right\}.$$

Спектр собственных частот таких мод, различающихся только по радиальному индексу, очевидно, в π раз реже спектра мод шепчущей галереи с фиксированным радиальным индексом.

В слабоэллиптическом резонаторе, который можно рассматривать как образованный из резонатора кругового сечения путём деформации стенки $R_{ст} = R_0 - l \cos 2\psi$ (здесь R_0 — радиус резонатора кругового сечения), мембранная функция мод $H_{m,p} \sim J_m(xR) \cos \psi$ круглого резонатора трансформируется в функцию

$$\Phi \approx -\sqrt{\frac{2}{\pi xR}} \cos\left(xR + \frac{\pi}{4}\right) \left(\cos \psi + \frac{1}{7} \nu x l \cos 3\psi\right), \quad (1)$$

удовлетворяющую граничному условию $\partial\Phi/\partial R|_{R=R_{ст}} = 0$, здесь $\nu = xR_0$. Густота спектра этих мод остается

той же, что и в резонаторе кругового сечения, пока параметр эллиптичности $\gamma^2 = \nu \alpha l$ достаточно мал $\gamma^2 \leq 2\pi$ (параметр γ связан с расстоянием между фокусами эллипсов $2d$ соотношением $\gamma = \alpha d$). При большей деформации стенки образуются каустики у симметричных мод $H_{0,p}$ круглого резонатора, и они также трансформируются в моды $H_{1,p}$ эллиптического резонатора, вследствие чего спектр мод $H_{1,p}$ сгущается вдвое.

Если в резонаторе с сечением, близким к круговому, прорезать две диаметрально противоположные щели, то добротность мод, обусловленную излучением на щелях, можно оценить, представляя поле внутри резонатора в виде расходящейся цилиндрической волны, отражающейся от стенки с потерями из-за наличия щелей. Соответствующая добротность мод с $m \ll \nu$ определяется выражением

$$Q_{щ} = 2\nu / (1 - R_m),$$

справедливым для щели с шириной $d_{щ} = R_0 2\Delta\varphi \geq \lambda$, $2\Delta\varphi$ - угол, под которым видна щель из центра резонатора. Коэффициент отражения (по мощности) волны от стенки R_m можно грубо оценить в приближении Кирхгофа, полагая, что в щели возбуждается бегущая от резонатора волна. При условии $\Delta\varphi \ll 1$ для мод с максимумом поля E_φ в центре щели ($H_{0,p}, H_{m,p}^s$)

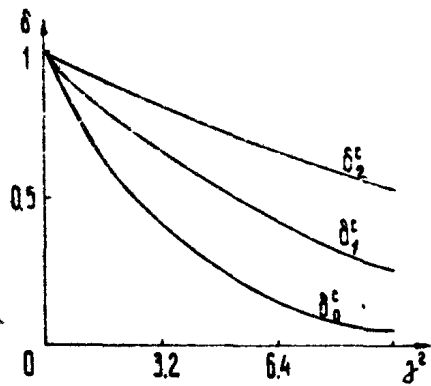
$$1 - R_m \approx 2 [1 + \delta(m)] \pi^{-1} \Delta\varphi \delta_m^s,$$

для мод, у которых в центре щели нуль поля $E_\varphi(H_{m,p}^c)$

$$1 - R_m = 128 \pi^{-3} m^2 (\Delta\varphi)^3 \delta_m^c,$$

здесь $\delta(0) = 0$, $\delta(m) = 1$, индексы c, s относятся к модам с азимутальным распределением $\cos m\varphi, \sin m\varphi$. Коэффициенты δ_m^c , учитывающие убывание поля на щели вследствие эллиптичности, приведены на рис. 1 как функции параметра γ . При построении кривых рис. 1 использовались графики функций Матье [4].

Р и с.1. Зависимость коэффициентов δ_m^c от параметра эллиптичности резонатора γ



Ширина щели должна удовлетворять требованиям селекции мод, являющимся, вообще говоря, противоречивыми, поскольку, с одной стороны, дифракционные потери рабочей моды на щели должны быть малы по сравнению с дифракционными потерями в продольном направлении (излучением в выходной волновод)

$$Q_{щ}^{H_{1,p}^c} > Q_{диф,вых}$$

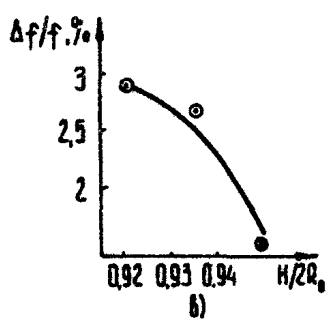
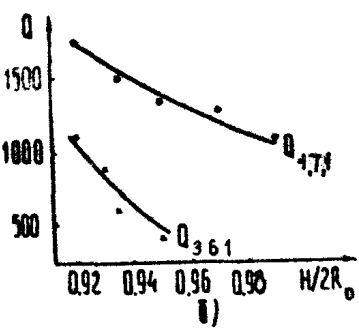
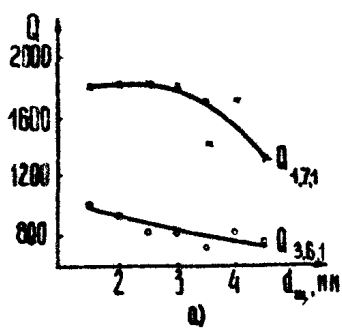
а, с другой стороны, дифракционные потери паразитных мод $H_{0,p}^c, H_{1,p}^s, H_{m,p}^c$ ($m \geq 2$) на щели должны быть достаточно велики

$$Q_{щ}^{пар} < Q_{диф,вых}$$

Анализ соответствующих выражений показывает, что при $\gamma = 20 + 30$ в двухзеркальных резонаторах можно обеспечить лишь двухкратное превышение нагруженной добротности рабочих мод $H_{1,p}$ с малыми потерями на щелях над нагруженной добротностью паразитных мод.

Экспериментально исследовался двухзеркальный, слабо эллиптический резонатор с рабочей модой, близкой к моде $H_{1,7,1}$ круглого цилиндрического резонатора, имеющей длину волны 4,5 мм. Близкими по частоте паразитными колебаниями в таком резонаторе являются моды с тремя вариациями поля на зеркале $H_{3,6,1}$, отстоящие по частоте на 1,5 % от рабочей моды. Зависимость добротности мод с одной и тремя вариациями поля от ширины щели $d_{щ}$ в резонаторе

наторе кругового сечения показана на рис.2,а. На рис.2,б,в показана зависимость добротностей и разности частот этих мод от изменения расстояния между зеркалами $H=2(R_0-l)$ (при этом также изменялась ширина щели, равная 4 мм при $H=29$ мм).



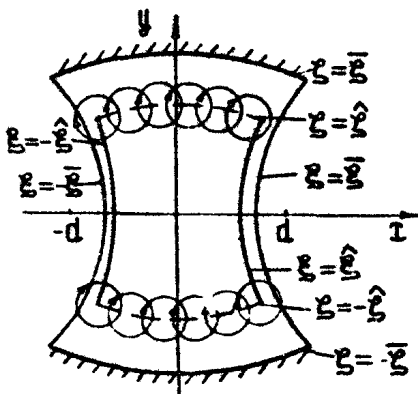
Р и с.2. а—зависимость добротности мод круглого цилиндрического резонатора от ширины щели; б—зависимость добротности мод от эллиптичности резонатора; в—зависимость разности частот мод от эллиптичности резонатора

Приведенные результаты свидетельствуют о том, что в двухзеркальных резонаторах со сравнительно узкими щелями (ширина щели порядка длины волны) возможно достижение удовлетворительной степени селекции мод ($Q_{\text{АВ}}^{\text{РАБ}}/Q_{\text{АВ}}^{\text{РАВ}} \gg 2+3$) в полосе частот $\Delta\omega/\omega \approx 1/\rho$.

Резонатор с сильной эллиптичностью зеркал. Высоко-частотное поле резонатора с "сильной" эллиптичностью $\gamma \gg 1$ при $\sin^2 \xi \ll 1$ (ξ —эллиптическая координата края резонатора, см. рис. 3, на котором показаны эллиптические координаты ξ, η , связанные с декартовыми x, y соотношением $x = d \operatorname{ch} \xi \sin \eta, y = d \operatorname{ch} \xi \cos \eta$) и $\tau = \sqrt{2} \gamma \xi \gg 1$

описывается мембранной функцией, выражающейся через полиномы Эрмита [2]. В частности, мембранная функция мод с одной вариацией поля на зеркале, как следует из [2], имеет вид

$$\Phi = e^{-\tau^2/4} (2\pi)^{-1/4} (\text{ch } \xi)^{-1/2} \left\{ \exp i \left(\gamma \text{sh } \xi - \frac{\sigma}{2} \right) - (-1)^q \exp \left[-i \left(\gamma \text{sh } \xi - \frac{\sigma}{2} \right) \right] \right\}$$



Р и с.3. Поперечное сечение "эллиптической" модели гиротрона

Здесь функция $e^{-\tau^2/4}$ описывает медленное (в масштабе λ) спадание поля по квазиазимутальной координате $\tau = \sqrt{2\gamma} \xi$, q - число полуволи между зеркалами, $\sigma = \arcsin(\text{th } \xi)$.

КПД гиротрона с двухзеркальным резонатором

Для оценки влияния параметров двухзеркального резонатора на КПД гиротрона представим, следуя [3], зависимость поперечного КПД элементарного электронного пучка $\eta_{\perp \text{ЭЛ}}$ (элементарным пучком назовём совокупность электронов, имеющих общий центр орбитального вращения) от приведенной амплитуды высокочастотной силы Лоренца F в виде

$$\eta_{\perp \text{ЭЛ}} = \alpha F^2 - \beta F^4. \quad (2)$$

Здесь коэффициенты α и β зависят от продольной структуры высокочастотного поля и расстройки между частотой автоколебаний и резонансной гармоникой гирочастоты $\Omega(\omega_n)$ [5]. В свою очередь, параметр F зависит от амплитуды автоколебаний A и пространственной структуры поля рабочей моды

$$F = F_0 |L_n|, \quad |L_n| = \left| \frac{1}{x^n} \left(\frac{\partial}{\partial X} + i \frac{\eta}{|\eta|} \frac{\partial}{\partial Y} \right)^n \Phi(X, Y) \right|, \quad (3)$$

здесь $F_0 \sim A$; X, Y - поперечные координаты центров электронных орбит. В эллиптических координатах ξ, ζ оператор $x^{-1}[(\partial/\partial X) \pm i(\partial/\partial Y)]$ при $\xi \gg 1$ имеет вид

$$\frac{1}{x} \left(\frac{\partial}{\partial X} \pm i \frac{\partial}{\partial Y} \right) = \frac{2e^{\pm i\xi}}{\chi e^{\pm \zeta}} \left(\frac{\partial}{\partial \zeta} \pm i \frac{\partial}{\partial \xi} \right).$$

Поперечный электронный КПД всего пучка равен

$$\eta_{\perp} = \int_{S_{\perp}} \eta_{\perp 1} W(\vec{R}_{\perp}) ds_{\perp}, \quad (4)$$

где $W(\vec{R}_{\perp})$ - нормированная на единицу функция распределения тока по поперечному сечению резонатора S_{\perp} . Подставляя в (4) выражение для КПД элементарного пучка (2) и учитывая (3), получаем выражение для КПД

$$\eta_{\perp} = \alpha a F_0^2 - \beta b F_0^4,$$

в котором

$$a = \int_{S_{\perp}} W(\vec{R}_{\perp}) |L_n|^2 ds_{\perp}, \quad b = \int_{S_{\perp}} W(\vec{R}_{\perp}) |L_n|^4 ds_{\perp}.$$

Таким образом, максимальная величина поперечного электронного КПД гиротрона $\eta_{\perp}^{\max} = \alpha^2 / (4\beta) a^2 b^{-1}$ отличается от максимального КПД элементарного пучка $\eta_{\perp 1}^{\max} = \alpha^2 / 4\beta$ на отношение a^2/b , которое можно считать показателем влияния поперечной неоднородности высокочастотного поля на КПД гиротрона.

В резонаторе со слабо эллиптическими зеркалами мембранную функцию можно представить в виде $\Phi = \Phi_{(0)} + \gamma^2 \psi^{-1} \Phi_{(-1)}$ (ср.(1)). Соответственно, величина L_n может быть определена как $L_{n(0)} + \gamma^2 \psi^{-1} L_{n(-1)}$ и отношение a^2/b как

$$\frac{a^2}{b} = \frac{a_{(0)}^2}{b_{(0)}} \left\{ 1 + \frac{2}{5} \gamma^2 \left[\frac{L_{(0)}^* L_{(1)} + L_{(0)} L_{(1)}^*}{a_{(0)}} - \frac{|L_{(0)}|^2 (L_{(0)}^* L_{(0)} + L_{(1)} L_{(1)}^*)}{b_{(0)}} \right] \right\}, \quad (5)$$

здесь индекс (0) относится к невозмущенной функции $\Phi_{(0)}$, индекс (1) - к функции $\Phi_{(1)}$, волнистая черта означает усреднение по поперечному сечению $\bar{f} = \int_0^1 W(R_\perp) f dS_\perp$, $\Omega = 1$; ниже ограничимся рассмотрением гиротронов с трубчатым потоком электронов, центры орбитального вращения которых удалены на расстояние $R_{\text{ЭЛ}}$ от оси системы (при этом $W = (2\pi R_{\text{ЭЛ}})^{-1} \delta(R - R_{\text{ЭЛ}})$).

Подставляя в (5) ембранную функцию (1), получаем в области $\gamma R_{\text{ЭЛ}} \gg 1$ выражение для a^2/b в виде

$$\frac{a^2}{b} = \frac{a_{(0)}^2}{b_{(0)}} \left(1 - \frac{4}{21} \gamma^2 \right), \quad (6)$$

здесь величина $a_{(0)}^2/b_{(0)}$, относящаяся к круглому резонатору с колебанием $\sim \cos \psi$, равняется $2/3$ [3].

В системе с сильной эллиптичностью ($\gamma \gg 1$) отношение a^2/b , согласно [3], равняется

$$\frac{a^2}{b} = \sqrt{\pi} F^2(\hat{\psi}/\sqrt{2})/\hat{\psi} F(\hat{\psi}), \quad (7)$$

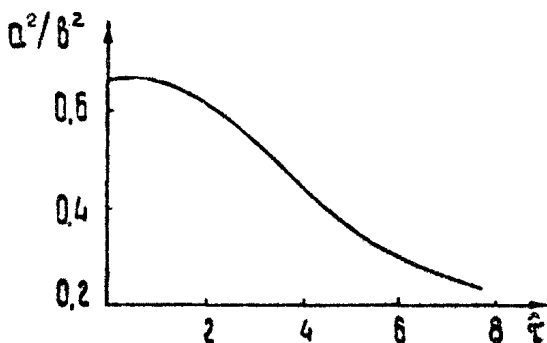
где F - интеграл ошибок, табулированный в [6], $\hat{\psi} = \sqrt{2} \xi$ (при $l \ll R_0$ величину ξ можно считать равной азимутальной координате границы пучка $\hat{\psi}$, т.е. для пучка без пропусков $\hat{\psi} = \pi/2$).

График функции a^2/b , построенный в области малых γ по формуле (6), а в области $\gamma \gg 1$ - по формуле (7), представлен на рис. 4, из которого следует, что при работе с электронным пучком без пропусков КПД существенно убывает уже при эллиптичности $l \lesssim \lambda^2/R_0$.

Экспериментальное исследование гиротронов

Два гиротрона с двухзеркальными резонаторами диапазона длин волн 2,5-2,8 мм были экспериментально исследованы в импульсном режиме длительностью 0,1 мс. На первом этапе работы исследования провечились на моде $H_{4,1,4}$ с.

резонаторами различной эллиптичности: $H/2R_0 = 0,915; 0,98$. В гиротроне с резонатором $H/2R_0 = 0,915$ при напряжении 50 кВ, токе пучка около 30 А и отношении вращательной скорости электронов к поступательной $v_{\perp}/v_{\parallel} \sim 1,5$ наблюдалась одномодовая генерация на моде $H_{1,7,1}$ с выходной мощностью 180 кВт и КПД 12 % (при напряжении 40 кВ и токе 23 А КПД достигал 13 %). Однако, по-видимому, вследствие недостаточно хорошего качества пучка работа генератора носила нестабильный характер, что удалось преодолеть, уменьшив отношение v_{\perp}/v_{\parallel} до 1,1. В результате удалось обеспечить устойчивую одномодовую генерацию с КПД около 11 % при напряжении 45 кВ, токе 22 А и выходной мощности порядка 110 кВт. Последующая замена резонатора на резонатор с малой эллиптичностью ($H/2R_0 = 0,98$) позволила добиться выходной мощности 210 кВт с КПД 15 %, т.е. относительный прирост КПД при переходе от резонаторов с $H/2R_0 = 0,915$ к резонаторам с $H/2R_0 = 0,98$ составил 25 %, что согласуется с оценками, основанными на данных рис. 4.



Р и с.4. Зависимость электронного КПД гиротрона от эллиптичности резонатора

Следует отметить, что при уменьшении эллиптичности резонатора сохранялась одномодовая генерация, а экспериментально наблюдаемый разнос частот возбуждаемых при перестройке магнитного поля мод составлял 6–7 %, что соответствует теоретическим представлениям.

В ходе экспериментов был проверен способ повышения КПД за счёт использования катодов с пропусками. Элек -

тронный пучок имел "вырезки" в зоне резонаторных щелей, т.е. там, где из-за наличия каустик взаимодействие электронов с высокочастотным полем малоэффективно. Применение катода с пропусками в гиротроне с резонатором $H/2R_0 = 0,98$ позволило увеличить КПД генератора до 18-19%, что также согласуется с графиком рис. 4.

На втором этапе работы испытания проводились в криомагнитной системе с большим диаметром "теплого" отверстия, что позволило выбрать в качестве рабочей моды $H_{1,10,1}$. Улучшенный вариант электронно-оптической системы позволил при отношении $\tau_1/\tau_{н1} \approx 1,5$ добиться в гиротроне с резонатором $H/2R_0 = 0,98$ устойчивой одномодовой генерации на моде $H_{1,10,1}$ с КПД $\approx 5\%$ при выходной мощности 350кВт. При несколько меньшем токе КПД гиротрона достигал 30%.

В заключение заметим, что различие в электронном КПД между гиротронами с модами шепчущей галереи и гиротронами с разрезными резонаторами отчасти компенсируется различием в омических потерях. Действительно, выходной КПД гиротрона равен

$$\eta_{\text{вых}} = \frac{Q_{\text{ом}}}{Q_{\text{ом}} + Q_{\text{диф}}} \eta_{\text{эл}},$$

здесь $Q_{\text{ом}}$ - омическая добротность резонатора - $Q_{\text{ом}} \approx R_0 d_{\text{ск}}^{-1} (1 - m^2/v^2)$ ($d_{\text{ск}}$ - толщина скин-слоя). Следовательно, для мод шепчущей галереи с $1 - m^2/v^2 \ll 1$ в субмиллиметровом диапазоне длин волн возможна ситуация, когда $Q_{\text{ом}}^{\text{МШГ}}$ становится порядка $Q_{\text{диф}}$, в то время как омическая добротность пространственных мод $Q_{\text{ом}}^{\text{пр}}$ остается большой $Q_{\text{ом}}^{\text{пр}} \gg Q_{\text{ом}}^{\text{МШГ}}, Q_{\text{диф}}$. В такой ситуации, если дифракционные добротности обеих мод одинаковы $Q_{\text{диф}} \approx 25 (L/\lambda)^2$, то различие в электронном КПД $\eta_{\text{пр}}/\eta_{\text{МШГ}} = K$ компенсируется при $Q_{\text{диф}} = (1-K)^{-1} Q_{\text{ом}}^{\text{МШГ}}$. Соответственно, моды шепчущей галереи имеют преимущество в выходном КПД лишь в резонаторах достаточно большого радиуса

$$2R_0 \approx m \geq \frac{1}{4|t_p|^3} \left(\frac{K}{1-K} \right)^3 \left(0,224 \frac{L}{\lambda} \right)^6 \left(\frac{0,6}{\lambda(\text{мм})} \right)^{3/2}, \quad (8)$$

здесь принято, что толщина скин-слоя $d_{\text{ск}}$ из-за шероховатости поверхности резонатора вдвое больше определяемой

известной формулой $d_{\text{сх}} = (2\pi)^{-1} \sqrt{\lambda c / \sigma}$, формула (8) написана для медного резонатора, проводимость которого равна $\sigma \approx 5 \cdot 10^{17} \text{ с}^{-1}$. Кроме того, в (8) использована известная для мод шепчущей галереи $H_{m,p}$ связь $\nu = m + |l_p| (m/2)^{1/3}$, где l_p — p -ый корень функции Эйри (см., например, [2,1]). Как следует из (8), в частности, гиротрон с модами $H_{m,1}$ в резонаторе длиной 8λ при длине волны 0,6 мм имеет преимущество по КПД перед гиротроном с разрезным резонатором ($K = 2/3$, рис.4) лишь при $2H_0 \approx m \geq 62$. В резонаторах меньшего радиуса выгоднее работать на пространственно развитых модах.

Л и т е р а т у р а

1. Лучинин А.Г., Нусинович Г.С., Усов В.Г., Флягин В.А., Хижняк В.И. Электронная селекция мод в гиротронах, работающих на модах шепчущей галереи. — В наст. сборнике, с. 139.
2. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М., Советское Радио, 1966, гл.5.
3. Лучинин А.Г., Нусинович Г.С. Сравнение КПД и выходных мощностей МЦР-монотронов с различными электродинамическими системами. — Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1975, №11, с.26-37.
4. Мак-Лахлан Н.В. Теория и приложения функций Матье. М., ИЛ, 1953.
5. Зарницына И.Г., Нусинович Г.С. О конкуренции произвольно разнесенных по частоте мод в гиромонотроне. — Изв. вузов. Радиофизика, 1975, 18, №2, с.303-306.
6. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. М., Наука, 1977.

ГИРОТРОНЫ НА ВТОРОЙ ГАРМОНИКЕ ЦИКЛОТРОННОЙ ЧАСТОТЫ

В.Е.Запечалов, С.А.Малыгин, Ш.Е.Цимринг

Введение

Гиротроны, работающие на второй гармонике циклотронной частоты (МЦР-2) [1-3], по сравнению с МЦР-1, помимо двухкратного снижения требуемого магнитного поля в рабочем пространстве характеризуются меньшей тепловой нагрузкой коллектора, меньшей критичностью параметров электронной пушки, а также большим значением оптимального по КПД тока пучка. Теоретические расчеты МЦР-2 с оптимизированным распределением высокочастотного поля в резонаторе [4,5] и экспериментальные данные [6] показали, что по максимальному КПД эти приборы близки к гиротронам на основном циклотронном резонансе (МЦР-1). Наиболее серьезной проблемой при повышении мощности МЦР-2 является конкуренция со стороны мод, синхронных с пучком на основном циклотронном резонансе [7].

В гиротроне с рабочей модой $H_{0,2,1}$ ($\lambda \approx 9$ мм) конкуренция паразитных мод приводила к неустойчивости рабочей моды (многочастотность, перескоки частоты, резкое снижение КПД, срыв колебаний) уже при величине выходной мощности 35 кВт. Применение электронной и электродинамической селекции [7] способствовало ослаблению паразитной генерации и позволило повысить выходную мощность в том же макете до 160 кВт.

Эксперименты [7] и теория устойчивости колебаний при наличии конкуренции [8,9] позволяют дать следующие рекомендации:

1. Длина участка однородного магнитного поля не должна превышать минимума, обеспечивающего приемлемый КПД.

2. Продольное распределение высокочастотного поля рабочей моды $f_1(\xi)$ должно способствовать преимущественной по сравнению с паразитными модами группировке электронного пучка на начальном участке резонатора.

3. Функция $f_1(\xi)$, добротность резонатора, а также средний радиус R_0 электронного пучка в резонаторе должны минимизировать фактор \hat{Q} , характеризующий запас устойчивости рабочей моды [8,9].

$$\hat{Q} = \frac{1}{2\beta_1^2} \frac{Q_2 G_2 \int |f_1(\xi)|^2 d\xi}{Q_1 G_1 \int |f_2(\xi)|^2 d\xi} \quad (1)$$

Здесь ξ — безразмерная продольная координата. Индекс 1 относится к рабочей, 2 — к паразитной моде. Структурные факторы мод

$$G_s = \frac{J_{m_s - n_s}^2(k_s R_0)}{(k_s^2 R^2 - m_s^2) J_{m_s}^2(k_s R)} \quad (2)$$

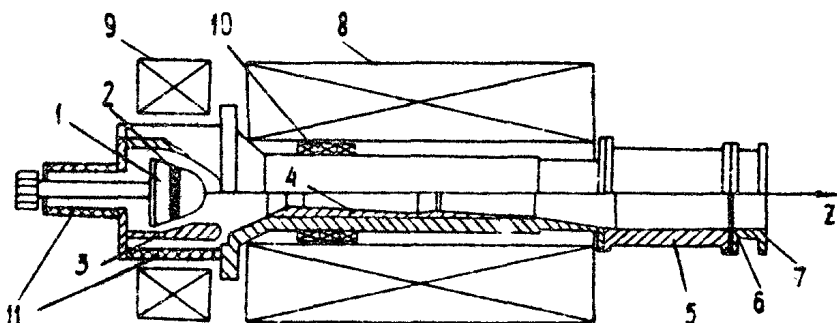
4. При работе в импульсном режиме целесообразно применять схему питания гиротрона, способствующую первоначальному возбуждению рабочей моды [10].

Настоящая работа является продолжением исследований [7] и посвящена изучению роли паразитных мод и параметров пучка на более высоких мощностях.

Экспериментальный гиротрон описан в разд.1. В разд. 2 приведены результаты исследований, в которых основные эффекты связаны с конкуренцией мод. Характеристики гиротрона при больших токах, для которых существенно влияние пространственного заряда, рассмотрены в разд.3. В разд.4 приведены результаты первых экспериментов по электронной селекции с помощью дополнительного поглощающего пучка.

1. Схема экспериментального гиротрона.

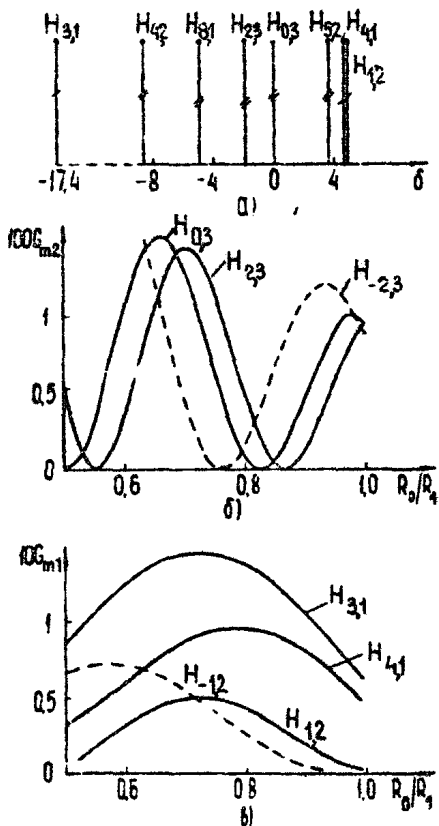
Экспериментальный гиротрон, разработанный с учетом приведенных выше рекомендаций ($\lambda \sim 1.2 - 1.3$ см), схематически показан на рис. 1. Электронно-оптическая и магнитная системы позволяли возбуждать на 2-ой гармонике моды $H_{4,2,1}$, $H_{8,1,1}$, $H_{2,3,1}$, $H_{0,3,1}$. Спектр рабочих и паразитных мод резонатора и их структурные факторы приведены на рис.2 ($\delta = 2\nu_{m\rho} / \nu_5 \nu_{03} - 1$ %), где $\nu_{m\rho}$ - корень уравнения $J'_m(\nu_{m\rho}) = 0$ (J_m - функция Бесселя, m, ρ - азимутальный и радиальный индексы соответственно).



Р и с. 1. Схема экспериментального гиротрона:
 1 - катод, 2 - эмиттирующий пояс, 3 - анод,
 4 - резонатор, 5 - коллектор, 6 - окно вывода энергии, 7 - выходной волновод, 8 - основной соленоид, 9 - корректирующая катодная катушка, 10 - корректирующие резонаторные катушки, 11 - вакуумные керамические оболочки

Основные результаты были получены при работе на модах $H_{0,3,1}$, $H_{2,3,1}$.

В гиротроне (см. рис.1) использовалась магнетронно-инжекционная пушка с изолированным анодом - 3, коллектор был совмещен с выходным волноводом и охлаждался проточной водой. Вывод энергии осуществлялся через слюдяное окно.



Р и с. 2. Спектр (а) и структурные факторы рабочих (б) и паразитных (в) мод

2. Влияние паразитных мод на выходные характеристики гиротрона

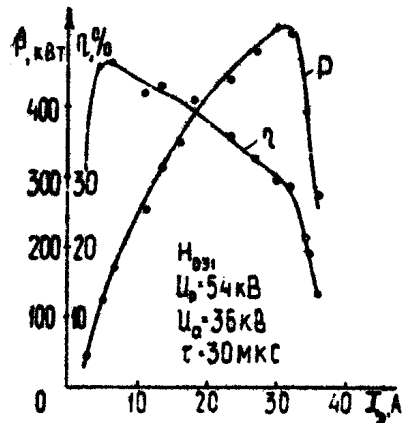
В используемом резонаторе для рабочей моды $H_{0,3,1}$ обеспечивалось оптимизированное продольное распределение высокочастотного поля с характерной длиной $L/\lambda \approx 5$ и доб-

ротной соленоид — 8 охлаждался проточной водой. Транзисторный стабилизатор обеспечивал снижение амплитуд пульсаций тока соленоида до уровня 0,004%. Уменьшение пульсаций тока накала, возмущающих магнитное поле в окрестности эмиттера, достигалось с помощью мостикового выпрямителя и емкостного фильтра. Коррекция распределения магнитного поля в рабочем пространстве производилась подстроечными катушками — 10, размещенными непосредственно на корпусе лампы.

В качестве источника высоковольтного питания применен импульсный модулятор с параметрами: $\tau \approx 30$ мкс; $f = 10$ Гц; $I_{max} = 100$ А; $U_{max} = 60$ кВ. Анодное напряжение снималось с делителя ступенями через $0,05 U_p$.

ротностью $Q \approx 2 \cdot 10^3$. (Расчетные данные получены методом поперечных сечений [11]).

Р и с.3. Выходная мощность и КПД для моды $H_{0,3,1}$ в зависимости от тока пучка в резонаторе

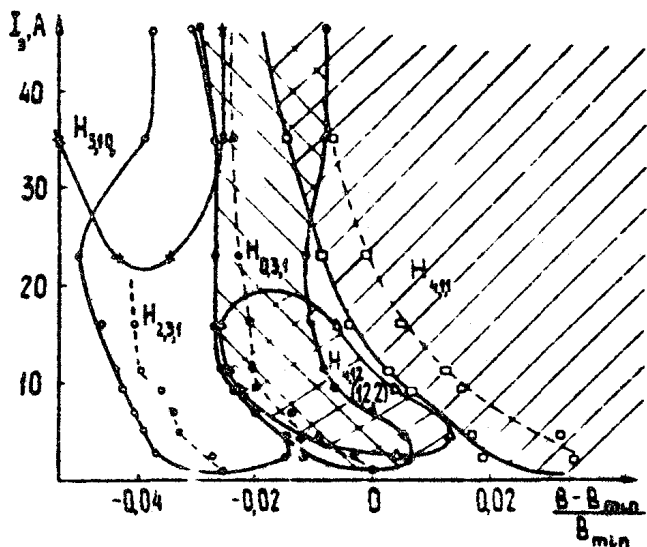


Зависимость выходной мощности и КПД приведены на рис.3. Максимальная мощность составляла 500 кВт при токе $J_3 = 32 \text{ А}$ ($t_j = J_3/J_A = 0.23$)*, напряжении 54 кВ и КПД 30%. Максимальный КПД 46% достигался при $J_3 = 7 \text{ А}$ (выходная мощность 170 кВт). При $J_3 > 32 \text{ А}$ имел место резкий спад выходной мощности и КПД с одновременным возникновением генерации на основном циклотронном резонансе.

Для идентификации паразитных мод и определения степени их влияния на устойчивость рабочей моды исследовалась область генерации гиротрона ($U_p = 40 \text{ кВ}$, $U_a = 28 \text{ кВ}$) [7]. Частоты мод, взаимодействующих с пучком на основном и циклотронном резонансе, определялись с помощью измерительной линии, а на второй гармонике — резонансным волномером. Моды $H_{4,1}$ и $H_{1,2}$ практически вырождены (см. рис.2) и разрешение этих мод с помощью измерительной линии затруднительно. Для анализа радиальной структуры паразитной моды в выходной волновод помещался индикатор, в качестве которого использовалась бумага, пропитанная 20%-ным раствором хлорида кобальта с добавлением 0,5% уротропина [13]. Термическое действие СВЧ — поля вызывает достаточно четкую визуализацию поперечного распределения высокочастотной мощности. Наличие единственного максимума по радиусу характеризует паразитную моду $H_{4,1}$

*) J_A — ленточный ток эквивалентного безмагнитного диода.

Зоны генерации мод снимались при токе катодной катушки, оптимальном для генерации рабочей моды $H_{0,3,1}$. На рис. 4 сплошными линиями обозначены границы зон генерации мод, пунктиром — линии максимального КПД. Перекрытию зон соответствует двухчастотная генерация. Согласно рис. 4 рабочая зона частично перекрывается с зоной паразитной моды $H_{4,1,1}$. Линии максимального КПД рабочей и паразитной мод достаточно разнесены, что обеспечивает устойчивую генерацию рабочей моды при указанных напряжениях вплоть до предельных токов.



Р и с. 4. Область генерации гиротрона

Перекрытие зон $H_{0,3,1}$ и $H_{4,1,1}$, рассчитанных по линейной теории, возрастает с увеличением питающих напряжений (при сохранении $Q = U_1 / U_H$). При напряжении $U_p = 60$ кВ, $Q = 1.7$ полное перекрытие имеет место уже при токе около 10А. Это согласуется с наблюдавшейся в эксперименте тенденцией к увеличению перекрытия зон и уменьшением устойчивости с ростом питающих напряжений. Слева от рабочей зоны находится зона генерации моды $H_{2,3,1}$, резонансной со второй гармоникой гирочастоты.

В область генерации согласно рис.4 входят еще 2 зоны. Первая из них начинается при токе пучка около 2,5 А и перекрывается частично с зоной $H_{0,3,1}$. Длина волны для этой зоны близка к критической для $H_{4,1}(H_{4,2})$, хотя и несколько меньше, чем для зоны справа. Расположенке границ зоны и частота колебаний указывают на наличие генерации моды $H_{4,1,2}(H_{4,2,2})$ на попутной волне. Крайне малая мощность и наличие сопутствующей мощной генерации на рабочей моде затрудняют определение поперечной структуры паразитной моды. Воздействие соседних мод и изменение качества пучка с током деформирует границы зоны $H_{4,2}(H_{4,2,2})$, и при токе около 20А паразитная генерация исчезает. Наличие моды $H_{4,1,2}$ не вызывает заметной деформации границ рабочей зоны или кривой максимального КПД. С повышением напряжения паразитная генерация становится еще слабее и практически не влияет на выходные характеристики гиросрона.

Возбуждение мод $H_{0,3,1}$ и $H_{4,1,2}(H_{4,2,2})$ вблизи минимального стартового тока является мягким. При таких режимах двухчастотные колебания реализуются только при слабой межмодовой связи [12]. Причиной последней может быть значительный скоростной разброс, в результате которого различные скоростные фракции взаимодействуют с разными модами.

При токе 22А возникает зона генерации моды $H_{3,1}$, которая частично перекрывается с зонами $H_{0,3,1}$ и $H_{2,3,1}$. Измеренная длина волны короче критической для $H_{3,1}$ и больше чем $H_{4,1}$. Наиболее вероятной в данном случае является генерация на встречной волне на модах $H_{3,1}$ с большим числом вариаций ($Q > 2$) по длине резонатора. Оценки показывают, что для взаимодействующей встречной волны продольный индекс $q \sim 3$. Деформация левой границы зоны $H_{2,3,1}$ связана с воздействием указанной паразитной моды. Перекрывание $H_{3,1}$ с зоной $H_{0,3,1}$ мало. Поэтому устойчивость рабочей моды не уменьшается.

Таким образом, основным фактором, определяющим неустойчивость рабочей моды, является конкуренция со стороны моды $H_{4,1,1}$. Вследствие медленности спада структурного фактора $H_{4,1,1}$ (см. рис. 2.) в области максимума структурного фактора рабочей моды $H_{0,3,1}$, электронная селекция паразитной моды за счет изменения радиуса пучка в резонаторе малоэффективна. Продольное распределение высокочастотного поля $H_{4,1,1}$ практически совпадает с $H_{0,3,1}$. Это затрудняет использование для селекции мод коррекции длины области взаимодействия. Так, попытка применить резонатор с поглощающей вставкой, аналогичный использованному в [7], не дала положительных результатов.

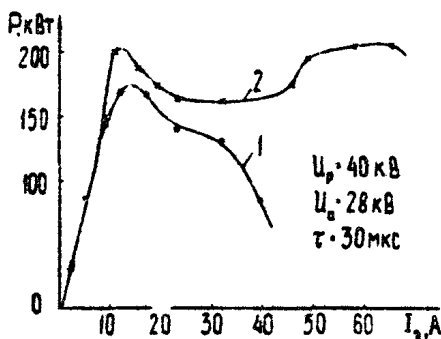
Исследование области генерации гиротрона с другими резонаторами показало, что для более коротких резонаторов перекрытие рабочей зоны с зоной моды $H_{4,1,1}$ происходит уже при $U_p = 40$ кВ. Применение резонаторов с увеличенной длиной поля приводит к перекрытию с зоной моды $H_{3,1,0}$, которая, расширяясь, принимает очертания, характерные для генерации мод с нефиксированной структурой поля [14] при синхронизме со встречной волной. Повышение питающих напряжений увеличивает влияние паразитной моды $H_{4,1,0}$, роль моды $H_{3,1,0}$ несколько снижается.

3. Выходные характеристики гиротрона при повышенных токах пучка

Уменьшения питающих напряжений, как отмечалось выше, снижает влияние паразитных колебаний на моду $H_{0,3,1}$

Для поддержания уровня выходной мощности уменьшение напряжения должно быть компенсировано увеличением тока пучка, что, естественно, приводит к возрастанию сил объемного заряда. На рис. 5 показана зависимость выходной мощности от тока пучка для моды $H_{0,3,1}$ ($U_p = 40$ кВ, $U_a = 28$ кВ). При токе корректирующих резонаторных катушек (10 на рис.1) $I_{кбр} = 7$ А выходная мощность дос -

тигает максимума 170 кВт при токе пучка $J_p = 14$ А (рис.5, кривая 1), а затем падает почти до нуля. При тех же параметрах пучка и $J_{кор} = 9$ А (рис.5, кривая 2) выходная мощность почти не меняется и при $J_3 = 50$ А ($I_d \approx \approx 0,52$) близка к максимуму, соответствующему $J_3 \approx 10$ А. При токе $J_3 = 67$ А отношение тока пучка к ленгмюровскому току эквивалентного безмагнитного диода $I_d = J_p / J_A \approx \approx 0,7$.



Р и с.5. Выходная мощность в зависимости от тока пучка

Аналогичный характер имеет зависимость $P(J_3)$ и для соседней моды $H_{2,3,1}$. В режимах, соответствующих данным рис.5 ($J_{кор} = 7$ А), для $J_3 \approx 10$ А при небольшой отстройке от оптимального режима $H_{0,3,1}$ наблюдалась двухмодовая генерация $H_{0,3,1}$ и $H_{2,3,1}$ при суммарной выходной мощности 90 кВт и КПД = 23%.

Из сопоставления кривых 1 и 2 (рис.5.) видно, что само по себе ухудшение качества пучка с током практически не влияет на устойчивость рабочих колебаний, поскольку параметры потока не зависят от распределения магнитного поля в области взаимодействия. Причиной неустойчивости, по-видимому, является критичность эффектов конкуренции мод к малым изменениям магнитного поля в резонаторе.

Увеличение питающих напряжений уменьшает выходную мощность в области за первым максимумом практически до нуля. При напряжении $U_p = 50$ кВ в некоторых режимах генерация срывалась при токах ~ 20 А. Однако она вновь возникала при $J_3 \approx 80$ А. Этот эффект не имеет однозначной интерпретации. Возможно, что он обусловлен различной

реакцией эффективности взаимодействия с модами $H_{0,3,1}$ и $H_{4,1,1}$ на ухудшение качества пучка. Наличие в пучке большого количества электронов с малой осцилляторной энергией приводит к циклотронному поглощению моды $H_{4,1,1}$ [15].

В таблице приведены параметры некоторых рабочих режимов (мода $H_{0,3,1}$) с большим током пучка.

Вариант	$U_p, \text{кВ}$	$U_a, \text{кВ}$	$I_3, \text{А}$	$I_a, \text{А}$	t_d	$\rho_{\text{вых}}$	$\eta, \%$
1	40	28	67	0,7	0,7	210	8
2	52	32	100	4	0,85	460	9
3	47	28	102	2	1	350	7,4

Примечателен вариант 3, который соответствует режиму полного пространственного заряда (ρ -режим).

Наличие ρ -режима устанавливалось путем проверки "закона $3/2$ ".

$$I_3 = \rho U_a^{3/2} \quad (3)$$

при условии, что потенциал резонатора и магнитное поле меняются по известным соотношениям подобия

$$U_p = K_1 U_a, \quad B = K_2 \sqrt{U_a} \quad (4)$$

(K_1, K_2 - константы), которые обеспечивают неизменность электронных траекторий. Мощность подогрева при измерении была фиксирована и соответствовала максимальному току эмиссии.

Экспериментальная кривая хорошо аппроксимируется зависимостью

$$I_3 = 0,7 (U_a, \text{кВ})^{3/2}. \quad (5)$$

Отметим, что расчетный ленгмюровский ток безмагнитного диода, образованного коническими электродами пушки,

$$J_A = 0,65 (U_a, \text{кВ})^{3/2}. \quad (6)$$

Малая ширина эмиттирующего пояса должна приводить к превышению тока реальной пушки над ленгмюровским (6). С другой стороны, наличие магнитного поля усиливает экранирующее действие объемного заряда и приводит к обратному эффекту. Малое отличие J_3 от J_A , по-видимому, указывает на частичную компенсацию указанных эффектов.

Существенное влияние на выходные характеристики гиротрона оказывает изменение тока корректирующей катодной катушки. Это согласуется с теоретической зависимостью [16] $t_1 \sim \alpha^3$, где $\alpha = B_0/B_k$ (t_1 — отношение поперечной энергии электронов в резонаторе к их полной энергии). Для режима температурного ограничения эмиссии при $J_3 \ll \ll J_A, t_1 \sim \alpha^3$.

Детальное исследование ρ — режимов гиротрона, к сожалению, было связано с необходимостью использования чрезмерно больших величин тока корректирующих резонаторных катушек. Следует отметить, что колебания в ρ — режиме отличались устойчивостью к малым изменениям регулирующих параметров и отсутствием электрических пробоев в пушке.

Приведенные в таблице значения η позволяют оценить величину t_1 (в предположении умеренного влияния скоростного разброса на электронный КПД гиротрона) по формуле

$$t_1 \approx \eta / \eta_{1 \text{ макс}} \approx 0,1, \quad (7)$$

где $\eta_{1 \text{ макс}}$ — максимальный электронный поперечный КПД ($\sim 70\%$ [5]).

Электронно-оптические измерения дали для ρ — режима $t_1 \approx 0,2$ и $\delta v_1 \approx 100\%$. Если использовать данные, приведенные в таблице, и принять $t_1 = 0,2$, то получим, что электронный КПД $\approx 40\%$. Это намного меньше теоретического максимума. Указанное расхождение вполне объясняется большим скоростным разбросом в лучке. Оптимизация электронно-оптических систем в ρ — режиме, по всей вероятности, позволит улучшить параметры электронных пучков и повысить выходную мощность и КПД.

4. Эксперименты с дополнительным поглощающим пучком

Наличие в рабочем пространстве дополнительного неосциллирующего пучка приводит к поглощению мод на основном циклотронном резонансе и не оказывает влияния на моды, синхронные со второй гармоникой гирочастоты. Согласно [15] электронная добротность паразитной моды, вносимая поглощающим пучком,

$$Q_{23\lambda} = (2.16 \cdot 10^3 / J^{(2)}) \left(\frac{v_{n_2, n_2}}{\beta_{n_2}} \right)^{(2)2} \lambda_2 L_2^{-1} \exp(\psi_2^{(2)2} / 8), \quad (8)$$

где $\psi_2^{(2)}$ - угол пролета электронов поглощающего пучка для паразитной моды, $J^{(2)}$ - ток поглощающего пучка.

Полная добротность резонатора на паразитной моде

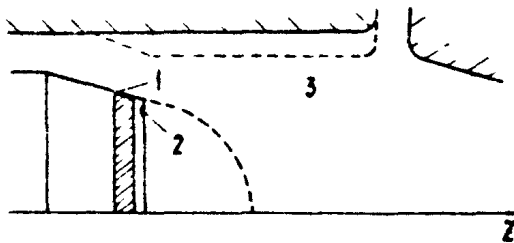
$$Q_2^* = Q_2 Q_{23\lambda} / (Q_2 + Q_{23\lambda}) \quad (9)$$

Увеличение стартового тока мешающей моды определяется фактором Q_2 / Q_2^* .

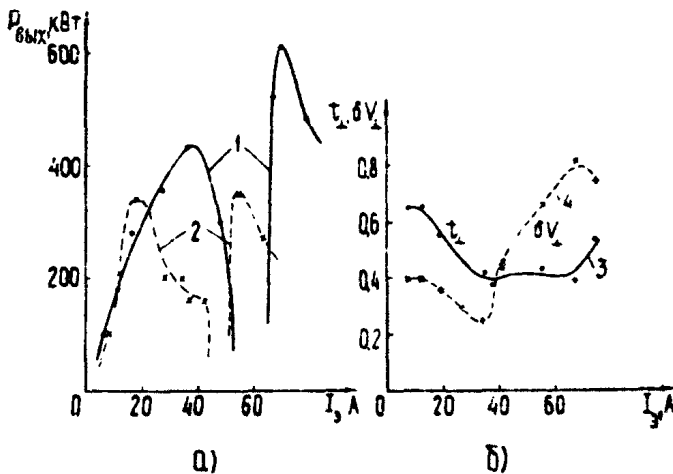
Для формирования дополнительного пучка передняя сферическая часть катода (пунктир на рис.6) была удалена, а на образовавшийся открытый торец камеры подогревателя основного эмиттера-1 был помещен дополнительный эмиттирующий поясok-2. Для увеличения расстояния между траекторией основного пучка и образовавшимся изломом катодной поверхности диаметр анода-3 был увеличен. Накал обоих эмиттеров осуществлялся общим подогревателем. Это препятствовало разделённому управлению токами пучков и усложняло измерение парциальных токов.

Зависимость выходной мощности от полного катодного тока 2-лучевого гиротрона приведена на рис.7,а (кривая 1). Наибольшая выходная мощность достигала 600 кВт при токе 70А, $U_p = 47$ кВ; $U_d = 32$ кВ). При устранении дополнительного поглощающего пучка (путем ликвидации эмиттирующего пояaska-2) максимальная мощность не превышала 360 кВт (зависимость $P(J)$ на рис.7,а (кривая 2))

Характерной особенностью кривых 1 и 2 является наличие двух максимумов $P(I)$.



Р и с. 6. Конфигурация двухлучевой электронно-оптической системы. 1 - основной эмиттер, 2 - дополнительный эмиттер, 3 - анод



Р и с. 7. Зависимость выходной мощности, поперечной энергии и скоростного разброса от тока катода

Электронно-оптические измерения показали, что дополнительный пучок является практически неосциллирующим ($t_{\perp} \ll 0,1$; $\delta V_{\perp} \approx 7\%$). Зависимость поперечной энергии и скоростного разброса от тока для основного пучка приве-

дена на рис. 7,б (кривые 3 и 4). Наличие минимума δv_1 (не типичное для традиционной геометрии) в некоторой мере объясняет провал кривой $\rho(J)$. Уменьшение скоростного разброса способствует лучшему взаимодействию основного пучка с паразитной модой $H_{3,1}$ (бегущая волна) [17], которая и подавляет рабочую моду $H_{0,3,1}$. Применение поглощающего дополнительного пучка способствует подавлению моды $H_{4,1,1}$ и, по-видимому, слабо влияет на бегущую волну $H_{3,1}$ вследствие низкой эквивалентной добротности. Увеличение скоростного разброса при дальнейшем увеличении тока основного пучка приводит к повышению устойчивости рабочей моды, сохраняющейся вплоть до ленгмюровского тока ($J_A \approx 83A$)

Таким образом, применение дополнительного пучка позволило существенно повысить устойчивость рабочей моды по отношению к резонансным модам, синхронным с первой гармоникой гирочастоты, и поднять выходную мощность. Дальнейшему повышению выходной мощности препятствовала неоптимальность конструкции пушки. (Режим полного пространственного заряда устанавливался при сравнительно низком значении тока основного пучка).

Заключение

Экспериментальные результаты свидетельствуют о том, что гиротрон на второй гармонике может иметь выходную мощность и КПД, близкие к соответствующим величинам для гиротронов на основном циклотронном резонансе. По-прежнему, главным препятствием для достижения высоких показателей является конкуренция в результате взаимодействия с паразитными модами на гирочастоте. Вследствие этого чрезвычайно важным является изыскание систем повышенной селективности. Примером таких систем служат связанные резонаторы с трансформацией мод [18] и многолучевые электронно-оптические системы как с излучающими, так и с поглощающими дополнительными пучками [15, 19].

Эффективность поглощающих дополнительных пучков как селектирующих элементов подтверждена экспериментально.

Немаловажную роль играет также выбор продольного распределения магнитостатического поля в рабочем пространстве, способствующего одновременно увеличению КПД [20] и повышению селекции.

Авторы благодарны А.Л.Гольденбергу за просмотр рукописи статьи и полезные советы.

Л и т е р а т у р а

1. Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике. - Изв. вузов. Радиофизика, 1967, 10, №9-10, с.1414-1453.
2. Зайцев Н.И., Панкратова Т.Б., Петелин М.И., Флягин В.А. Гиротроны диапазона миллиметровых и субмиллиметровых волн. - Радиотехника и электроника, 1974, 19, №5, с.1056-1060.
3. Гапонов А.В., Гольденберг А.Л., Григорьев Д.П., Панкратова Т.Б., Петелин М.И., Флягин В.А. Экспериментальное исследование гиротронов диапазона сантиметровых волн. - Изв. вузов. Радиофизика, 1975, 18, №2, с.280-289.
4. Моисеев М.А., Рогачева Г.Г., Юлпатов В.К. Теоретическое исследование влияния продольной неоднородности электромагнитного поля в резонаторе на коэффициент полезного действия МЦР - монотрона. - Тезисы Всесоюз. науч. сессии, посвященной Дню радио. М., 1968, с.6.
5. Нусинович Г.С., Эрм Р.Э. КПД МЦР-монотрона с гауссовым продольным распределением высокочастотного поля - Электрическая техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1972, вып.8, с.55-61.
6. Кисель Д.В., Кораблев Г.С., Павельев В.Г., Петелин М.И., Цимринг Ш.Е. Экспериментальное исследование гиротрона на второй гармонике циклотронной частоты с оптимизированным распределением высокочастотного поля. - Радиотехника и электроника, 1974, 19, №4, с.782-788.

7. Запевалов В.Е., Кораблев Г.С., Цимринг Ш.Е. Экспериментальное исследование гиротрона на второй гармонике циклотронной частоты с оптимизированным распределением высокочастотного поля. - Радиотехника и электроника, 1977, 22, №8, с.1661-1669.
8. Запевалов В.Е., Зарницына И.Г., Нусинович Г.С. О возбуждении паразитных мод, резонансных с первой гармоникой циклотронной частоты, в гиротроне, работающем на моде, резонансной со второй гармоникой. - Изв. вузов. Радиофизика, 1979, 22, №3, с.367-371.
9. Зарницына И.Г., Нусинович Г.С. Конкуренция мод, резонансных с разными гармониками циклотронной частоты - Изв. вузов. Радиофизика, 1977, 20, №3, с.461-467.
10. Нусинович Г.С. Способы подачи напряжения на импульсный гиромонотрон, обеспечивающие высокий КПД в режиме одномодовой генерации. - Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1974, №3, с.44-49.
11. Власов С.Н., Жислин Г.М., Орлова И.М., Петелин М.И., Рогачева Г.Г. Открытые резонаторы в виде волноводов переменного сечения - Изв. вузов. Радиофизика, 1969, 12, №8, с.1236-1244.
12. Зарницына И.Г., Нусинович Г.С. О конкуренции произвольно разнесенных по частоте мод в гиромонотроне. - Изв. вузов. Радиофизика, 1975, 18, №2, с.303-306.
13. Хараберюш В. Глядя на электромагнитное поле. - Изобретатель и рационализатор, 1979, №5, с.19-20.
14. Братман В.Л., Моисеев М.А. Условия самовозбуждения МЦР с нерезонансной электродинамической системой. - Изв. вузов. Радиофизика, 1975, 18, №7, с.1045-1055.
15. Запевалов В.Е., Цимринг Ш.Е. Многолучевые гиротроны. - В наст. сборнике, с.60.
16. Цимринг Ш.Е. Синтез систем формирования винтовых электронных пучков. - Изв. вузов. Радиофизика, 1977, 20, №10, с.1550-1560.

Антаков И.И., Ергаков В.С., Засыпкин Е.В., Соколов Е.В. Стартовые условия МЦР-монотрона при наличии разброса скоростей электронов. - Изв. вузов. Радио - физика. 1977, 20, №4, с.605-611.

Малыгин С.А., Павельев В.Г., Цимринг Ш.Е. Связанные резонаторы с трансформацией мод. - В наст. сборнике, с. 78.

Запевалов В.Е., Лыгин В.К., Мацуилов В.Н., Цимринг Ш.Е. Электронно-оптические системы мощных МЦР. - В наст. сборнике, с. 5.

Кураев А.А., Ковалев И.С., Колосов С.В. Численные методы оптимизации в задачах электроники СВЧ. Минск Наука и техника, 1975.

ГИРОТРОН С КОЛЬЦЕВОЙ ЩЕЛЮ В ВЫХОДНОМ ТРАКТЕ

С.Н.Власов, А.Г.Лучиния, И.М.Орлова

В короткоимпульсных гиротронах выходной волновод одновременно выполняет и роль коллектора. Однако при работе в режиме длинных импульсов такая простая конструкция выходного узла неприемлема из-за тепловых перегрузок в месте оседания электронного пучка. Для того, чтобы вывести мощный электронный пучок на пространственно развитый коллектор и при этом сохранить структуру генерируемого СВЧ-излучения можно использовать щели различных конфигураций в выходном волноводе (рис. 1, а, б)*).

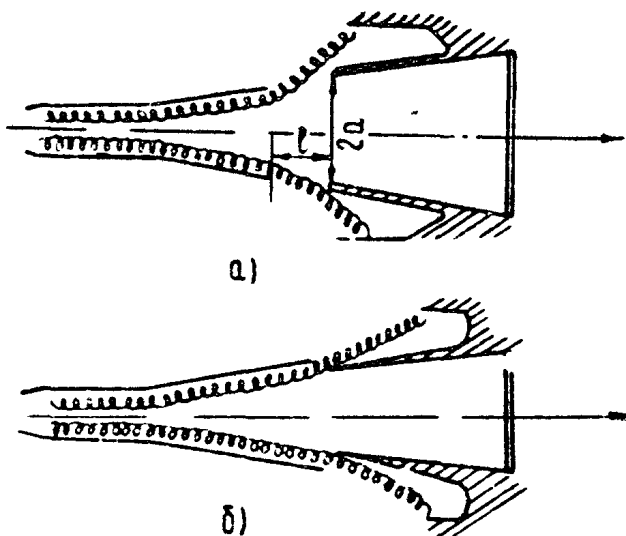
Ниже описано исследование гиротрона (рис.2, см. вклейку на с. 234) со щелью в виде кольцевой азимутальной прорези в выходном волноводном тракте. Из-за наличия щели мощность в выходном тракте, согласно [1] уменьшится на величину

$$\Delta \rho = \rho \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left[\frac{m^2}{\nu^2} \sqrt{\frac{l}{k\alpha^2}} + \frac{\nu^2}{3} \left(\sqrt{\frac{l}{k\alpha^2}} \right)^3 \right], \quad (1)$$

где l - ширина щели, α - радиус волновода, m - азимутальный индекс моды, ν/α - поперечное волновое число моды, k - волновое число в свободном пространстве, ρ - мощность на выходе из резонатора. Кроме этого, после прохождения щели в выходном волноводе возбуждаются моды с

*) Выходной узел может также быть выполнен в виде преобразователя рабочей моды резонатора в квазиоптический волновой пучок [2].

теми же индексами Π , но другими поперечными волновыми числами ν/ρ , их суммарная мощность так же равна приближенно ΔP . Поэтому полные потери рабочей моды составят $2 \Delta P$.



Р и с. 1. Варианты выходных узлов гиротронов

Выражение (1) справедливо для цилиндрического волновода, мы же используем его для оценки потерь в коническом волноводе, применяемом в гиротроне, считая угол конуса очень малым.

Очевидно, что потери на щели снижают полный КПД гиротрона η . В гиротроне со щелью

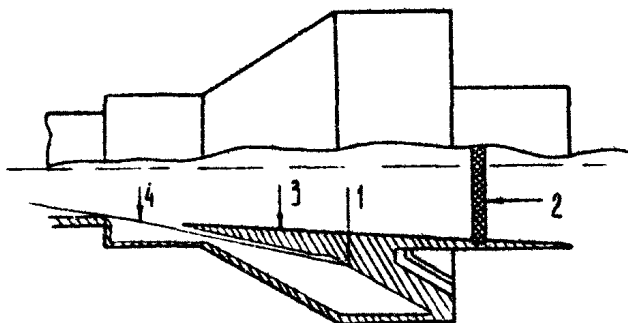
$$\eta = \hat{\eta} \left(1 - \frac{\Delta P}{P} \right), \quad (2)$$

где $\hat{\eta}$ — КПД генератора, характеризующий долю кинетической энергии частиц, преобразованной в энергию СВЧ-колебаний с учетом омических потерь в резонаторе.

Из выражений (1) — (2) видно, что КПД гиротрона выше в том случае, когда (при фиксированном ν) в качестве рабочей используется мода с малым азимутальным индексом.

Также очевидно, что для увеличения выходного КПД выгодно уменьшать ширину щели ℓ , однако она не может быть меньше проекции электронного пучка на выходной волновод в месте щели. Кроме того, уменьшение зазора между краем щели и краем пучка накладывает еще более жесткие требования на точность установки генератора в магнитном поле.

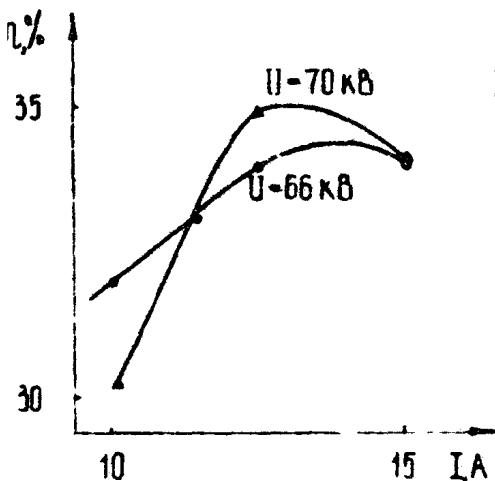
Генератор работал на модах $H_{9,2}$ и $H_{3,4}$ с длиной волны 3,5 мм. Напряжение пучка достигало 70 кВ, ток пучка 15 А. Выходной волновод был сделан в виде конуса (рис.3) со щелью шириной 30 мм. Проекция электронного пучка на щель по оценкам равна 24 мм.



Р и с. 3. Выходной узел экспериментального макета гиротрона 1 - коллектор; 2 - вакуумное окно вывода СВЧ-энергии; 3 - выходной волноводный тракт, 4 - осевая линия электронного пучка

Для моды $H_{3,4}$ отношение $\Delta P/P$ составляло 12±15% (учет конусности дает незначительную поправку в 1 - 2%).
 Для моды $H_{9,2}$ соответственно $\Delta P/P = 15 - 16\%$.

Наилучшие результаты ("встрел" электронного пучка в резонатор соответствовал максимуму взаимодействия электронов с полем моды $H_{9,2}$) были получены при работе на моде $H_{9,2}$. Выходная мощность $P - \Delta P = 350$ кВт наблюдалась при КПД = 34% (рис.4), что достаточно точно соответствует теоретическим оценкам.



Р и с.4. Зависимость выходного КПД гиротрона от тока

Таким образом, из результатов эксперимента следует, что для необходимого при работе в режиме длинных импульсов разделения электромагнитного излучения и электронного пучка можно использовать щели в выходном волноводе. Гиротрон с азимутальной щелью конструктивно прост, но для реализации достаточно высоких КПД (не менее 30%, что возможно при относительно узкой щели) требует высокой точности установки в магнитном поле (до $10 - 15'$).

Л и т е р а т у р а

1. Ваганов Р.Б. - Дифракция несимметричных волн на широкой щели круглого волновода. - Изв. вузов. Радиофизика, 1969, 12, №4, с.630-633.
2. Агапов К.М., Богданов С.Д., Власов С.Н., Курбатов В.И., Лучинин А.Г., Усов В.Г., Флягин В.А., Хижняк В.И. Гиротроны для нагрева плазмы в больших токамаках. - В наст. сборнике, с.221.

СВЧ-КОМПЛЕКСЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ

Т.В.Бородачева, Ю.В.Быков, С.Н.Власов,
А.Л.Гольденберг, Л.И.Загрядская, И.М.Орлова

1. ВВЕДЕНИЕ

Электромагнитное излучение диапазона миллиметровых волн обладает способностью распространяться в плазме с концентрацией электронов вплоть до 10^{15}см^{-3} и в то же время интенсивно с ней взаимодействовать. Плазмы с электронными концентрациями $10^{13} + 10^{15} \text{см}^{-3}$, т.е. с плазменными частотами, соответствующими диапазону миллиметровых волн, образуются в экспериментальных установках термоядерного синтеза, лабораторных газовых разрядах высокого давления и ряде природных явлений, так что создание гиротронов — мощных генераторов диапазона миллиметровых волн — открыло новые возможности для воздействия на плотную плазму и ее изучения. Описываемые в данной работе СВЧ-комплексы, включающие гиротроны и квазиоптические системы преобразования, транспортировки и фокусировки излучения, были созданы для экспериментов с низкотемпературной плазмой. В отличие от СВЧ-комплексов для нагрева плазмы в термоядерных установках [1], здесь основное внимание уделялось не столько КПД преобразования и передачи энергии на значительные расстояния, сколько формированию "правильных" (близких к гауссовым) волновых пучков с известными величинами и распределениями

СВЧ-полей. Во всех наших СВЧ-комплексах использовались гиротроны на модах шепчущей галереи (МШГ) типа $H_{m,1}$ ($m \gg 1$), а разнообразие их систем трансформации излучения определялось условиями применения, длиной волны и мощностью излучения.

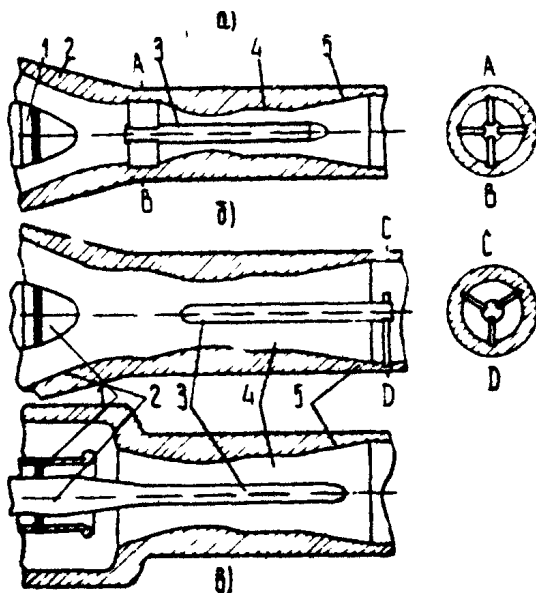
Общие характеристики мощных импульсных гиротронов на модах $H_{m,1}$ приведены в разделе 2. В разделе 3 дано описание элементов, применяемых в квазиоптических трактах СВЧ-комплексов для преобразования мод $H_{m,1}$ в волновой пучок и транспортировки и фокусировки волновых пучков, а также устройства для управления поляризацией в волновом пучке; если излучатели этих систем применимы только для гиротронов на МШГ ($H_{m,1}$ с $m \gg 1$), то другие элементы — линзы, зеркала, поляризаторы — могут быть использованы в любых трактах с волновым пучком. В разделах 4, 5 и 6 описаны СВЧ-комплексы на длинах волн 8 мм и 2,5 мм, разработанные для изучения СВЧ газового разряда и нелинейных эффектов в плазме.

2. ГИРОТРОНЫ НА МОДАХ $H_{m,1}$

Эксперименты с гиротронами на модах шепчущей галереи (МШГ) диапазона сантиметровых волн [2] показали, что при использовании коаксиальных резонаторов можно получить большие мощности на любой моде с радиальными индексами 1 или 2 по выбору. Селективное возбуждение мод $H_{m,p}$ с малыми радиальными индексами ($p \ll m$) в коаксиальном резонаторе облегчает то обстоятельство, что увеличение радиуса центрального стержня приводит, как правило, к тем более значительному изменению критической длины волны моды $H_{m,p}$, чем выше ее радиальный индекс p . Это свойство коаксиальных резонаторов использовалось во всех гиротронах описываемых здесь СВЧ-комплексов либо для разрежения спектра резонансных частот вблизи частоты рабочей моды $H_{m,1}$, либо для дискриминации нежелательных мод $H_{m,p}$ ($p \geq 2$) по их добротностям в резонаторе с переменными вдоль его оси радиусами трубы и центрального стержня [3].

Крепление центрального стержня в резонаторе осуществ-

лялось различными способами, показанными на рис.1. При традиционной конструкции электронной пушки наиболее простой способ крепления с помощью радиальных тугоплавких (молибденовых) пластин перед входом в резонатор (рис.1,а) приводил к перехвату около 20% электронного тока и перегреву этих пластин при длительностях импульсов свыше 100 мкс. Способ крепления селективирующего стержня с помощью тонких радиальных стержней, находившихся в выходном волноводе за пределами коллектора (рис.1,б), позволял избежать потерь тока, но также имел существенные недостатки во-первых, выходная мода частично (10-15%) трансформировалась в выходном тракте в другие моды, что создавало потери при дальнейшем преобразовании излучения в волновой пучок; во-вторых, конец центрального стержня, обращенный к катоду, подвергался интенсивной бомбардировке



Р и с. 1. Способы крепления центрального стержня в гиротронах с коаксиальными резонаторами 1 - катод, 2 - анод, 3 - центральный стержень, 4 - резонатор, 5 - коллектор

заряженными частицами (ионами) и, вследствие этого, перегреву при больших энергиях импульса. От недостатков конструкций с традиционной электронной пушкой был избран третий способ крепления в пушке с обращенными катодом и анодом, где центральный стержень служил естественным продолжением анода (рис. 1, в).

Для создания магнитных полей гиротронов использовались сверхпроводящие соленоиды с предельными напряжениями около 20 кЭ (на длинах волн 8 и 6,7 мм) и около 60 кЭ (на длине волны 2,5 мм).

Магнитное поле в прикатодной области регулировалось с помощью дополнительной магнитной катушки примерно в пределах ± 200 Э.

Высоковольтное питание гиротронов осуществлялось от одного из двух модуляторов, имевших следующие параметры: 1) напряжение U до 70 кВ, длительность импульса τ от 10 до 30 мкс; 2) U - до 55 кВ, τ от 180 мкс до 550 мкс.

Импульсные мощности гиротронов, разработанных для СВЧ-комплексов, составляли 400-1000 кВт, что обеспечивало в сходящихся волновых пучках допустимое превышение пороговых напряженностей полей для пробоя газа и ряда нелинейных явлений в плазме.

Основные параметры гиротронов приведены в таблице.

Параметры гиротронов СВЧ-комплексов для изучения низкотемпературной плазмы

Параметры	Гиротрон		
	I	II *)	III
Длина волны, мм	8	6,7	2,5
Основная рабочая мода	$H_{10,1}$	$H_{15,1}$	$H_{10,1}$
<u>Выходная мощность</u> кВт	300/180	1250/30	450/30
<u>длительность импульса</u> мкс		450/30	

*) Эксперименты с гиротроном II описаны в работе [4] настоящего сборника. В дальнейшем была изготовлена модификация этого гиротрона с длиной волны 8 мм.

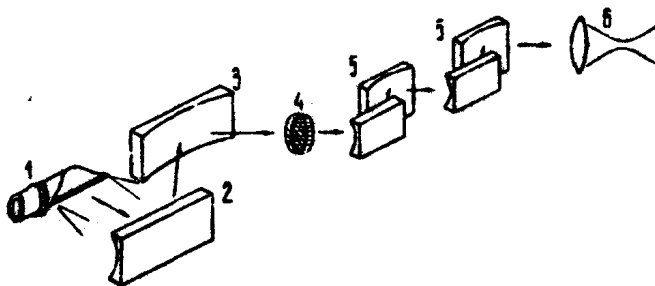
Параметры	Гиротрон		
	I	II	III
Напряжение пучка, кВ	50	70	50
Максимальный ток пучка, А	30	60	30
Магнитное поле, кЭ	14,9	18,1	48

3. КВАЗИОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ

Мощные гиротроны, включая и те, что описаны в предыдущем разделе, работают на типах волн, существенно отличающихся от волн квазиоптических линий, которые наиболее выгодны для передачи излучения миллиметровых волн. Формирование волнового пучка с управляемым распределением полей, передача СВЧ-мощности и, при необходимости, фокусировка волнового пучка обеспечивается электродинамическим трактом СВЧ-комплекса. Такой тракт должен обладать удовлетворительным коэффициентом передачи мощности, не создавая заметного отражения волн, и иметь достаточную электрическую прочность для передачи высоких уровней мощности (до 10^6 Вт). Из всего сказанного следует, что поперечные размеры элементов электродинамического тракта должны значительно превышать длину волны.

В описываемых здесь СВЧ-комплексах применялись различные квазиоптические системы: в первой из них (рис.2) - с зеркальным волноводом - фокусирующая линза с относительно большим фокусным расстоянием отделяла разрядную камеру от окружающей среды; в других - использовались, в основном, короткофокусные зеркала, которые либо располагались непосредственно в самой разрядной камере, либо фокусировали излучение внутрь сравнительно небольшой разрядной колбы.

Описание основных элементов квазиоптических трактов



Р и с. 2. Квазиоптическая система с зеркальным волноводом и линзой: 1 — излучатель, 2 и 3 — цилиндрические зеркала, 4 — аттенуатор, 5 — пары зеркал перископической линии, 6 — линза. Стрелками показано направление волнового потока, точками линиями — его границы

и некоторых принципов преобразования волновых потоков начнем с излучателя, использовавшегося в большинстве описываемых здесь систем.

1. Излучатель волн шепчущей галерей

Волну шепчущей галереи типа $H_{m,1}$ в волноводе круглого сечения можно представить (рис. 3) в виде набора лучей, скользящих вдоль поверхности волновода (диаметра D) под углом

$$\alpha = \arcsin(m\lambda/\pi D)$$

к его оси и заполняющих собой слой толщиной

$$\Delta \approx \lambda (2\pi)^{-1} (m/2)^{1/3}.$$

Если в таком волноводе прорезать продольную щель шириной

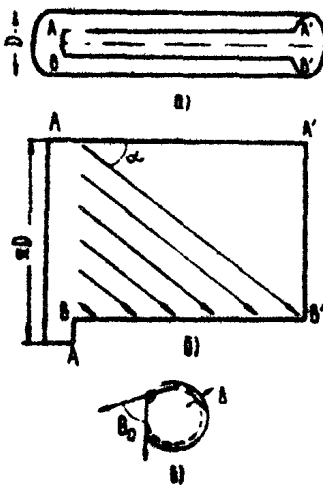
$$h \approx \sqrt{\Delta D/2},$$

то излучение будет выходить из нее в виде квазицилиндри-

ческой волны, амплитуда которой в геометрическом приближении не зависит от z на участке BB' , а угол раскрыва в плоскости $z = \text{const}$ равен

$$\theta_0 = 2 \arccos (m / \nu_{m,1}),$$

где $\nu_{m,1}$ — первый нуль функции $J'_m(x)$. Часть волновода, не занятую полем, можно отрезать по линии AB' , и тогда получим излучатель, изображенный на рис.4 (см. вклейку на с. 234). Его эффективность преобразования волны шепчущей галереи в квазицилиндрический волновой поток превышает 80%.



Р и с. 3. Квазиоптический излучатель моды шепчущей галереи (а), его развертка (б) и разрез (в)

2. Электродинамический тракт с зеркальным волноводом

Представленный на рис.2 тракт состоял из описанного выше излучателя квазицилиндрической волны, двух корректирующих зеркал, формирующих узконаправленный волновой пучок, и квазиоптической линии передачи.

Первое корректирующее зеркало, представляющее собой параболический цилиндр, корректирует излучение в вертикальной плоскости. Второе цилиндрическое зеркало корректирует слабую расходимость потока в горизонтальной плоскости

(Френелевские параметры [обоих зеркал были равны 4). После второго зеркала МШГ оказывается преобразованной в волну с плоским фазовым фронтом, т.е. в волновой пучок.

Дальше излучение транспортируется посредством зеркального волновода (рис.5, см. вклейку на с. 235) — конфокальной системы цилиндрических зеркал, корректирующих дифракционную расходимость волнового пучка. Одни из расположенных попарно зеркал корректируют поле в горизонтальной, а другие — в вертикальной плоскостях. Каждая пара зеркал крепилась к юстировочному устройству на оптической скамье. Предварительная юстировка зеркал производилась по лучу гелиевого лазера.

Общие потери мощности в тракте с зеркальным волноводом составляли примерно 3%, причем основная их часть приходилась на омические потери при отражении мощности от поверхности зеркал — примерно 0,5% падающей мощности при одном отражении.

3. Фокусирующая линза

Концентрация СВЧ-мощности волнового пучка, направляемого зеркальной линией, осуществлялась фокусировкой волнового пучка с помощью диэлектрической линзы с фокусным расстоянием F . При полуширине a_0 гауссова пучка (на уровне спада поля в e раз) и плоском фазовом фронте волны величина эффективной площади S пучка после линзы менялась вдоль z как

$$S = \pi N^2 = \frac{\pi z^2}{k^2 a_0^2} + \pi (1 - z/F)^2 a_0^2.$$

Интенсивность поля на оси $I_0 = \rho/S$, где ρ — коэффициент передачи квазиоптической системы, ρ — мощность генератора.

В данной системе использовалась линза из тефлона ($\epsilon = 2,04$; $\text{tg} \delta = 1,74 \cdot 10^{-4}$) диаметром 150 мм с фокусным расстоянием 170 мм. Потери мощности в линзе составляли 17%.

4. Элементы настройки зеркального волновода

Для исследования, настройки и эксплуатации квазиоптических трактов необходимы вспомогательные устройства, позволяющие регулировать уровень мощности, управлять поляризацией излучения и контролировать работу линии передачи. Перечисленные функции могут выполнять, в частности, системы, состоящие из проволочных решеток [5], основанные на различиях в отражении и пропускании электромагнитных волн решетками в зависимости от ориентации поляризации поля относительно полос решетки.

Поляризационный attenuator. Для плоской электромагнитной волны, падающей на решетку, период которой $\ell < \lambda$, а диаметр проволоки $d < \ell$, коэффициенты отражения τ и прохождения T определяются следующими соотношениями [6]

$$\tau = \frac{\sin \theta}{1 + j \alpha \ln[(1+U)/2]} ; \quad T = 1 - \frac{\sin \theta}{1 + j \alpha \ln[(1+U)/2]} ,$$

где $\alpha = \ell/\lambda \ll 1$; $U = \cos \frac{\pi(\ell-d)}{\ell}$; θ — угол между направлением полос решетки и вектором поля \vec{E} . Зависимость коэффициента прохождения волны T от угла θ используется для регулировки проходящей мощности. Однако attenuator на одной решетке изменяет поляризацию проходящей волны, что в ряде случаев нежелательно. Более универсальной является система двух решеток — вращающейся и неподвижной, сохраняющей направление вектора \vec{E} (рис. 6, см. вклейку на с. 235).

Коэффициент передачи мощности β двухрешеточного attenuatora определяется по формуле [6]:

$$\beta = 1 - \frac{\text{ctg}^4 \theta (1 + \text{ctg}^2 \theta \kappa L)}{4 (\text{ctg}^2 \theta + 1)} ,$$

где L — расстояние между решетками.

Attenuator описываемого квазиоптического тракта (на длине волны 8 мм) был изготовлен из латунных проволок диаметром 0,14 мм, натянутых с периодом 1 мм; в нем была предусмотрена возможность изменения расстояния

между решетками. Аттenuатор, как показали измерения, практически не искажал структуру поля излучения.

Потери высокочастотной мощности в проволоке решеток составляли согласно оценкам [7] десятые доли процента падающей мощности, что позволяло не применять принудительного охлаждения при средней мощности волнового пучка не более 300-400 Вт.

Направленный ответвитель Система двух решеток, расположенных под углом 45° к волновому потоку, использовалась для ответвления части СВЧ-мощности, проходящей по линии передачи в прямом или обратном направлении, для контроля мощности, связи с индикаторами, волномером и т.п.

Устройство поворота вектора поляризации поля. Такие же решетки использовались для изменения направления поляризации волнового пучка. Устройство, состоявшее из трех решеток, обеспечивало поворот вектора \vec{E} на углы до 90° при весьма малых изменениях уровня проходящей мощности. Проволочки крайних решеток устройства поворота поляризации на 90° были ориентированы вдоль направления \vec{E} падающей и проходящей волны соответственно, а средняя решетка была повернута на угол $\theta = 45^\circ$. При этом образовывалась резонансная система, через которую волна проходит почти без потерь на отражение. Согласно [7] коэффициент прохождения через такую систему

$$T = \frac{2 \operatorname{ctg} \theta}{\sqrt{(1 + \operatorname{ctg}^2 \theta) + (\operatorname{ctg} \kappa l_x + \operatorname{ctg}^2 \theta \operatorname{ctg} \kappa l_y)^2}}$$

где l_x и l_y - расстояние от крайних решеток до средней. При $l_x = l_y = \lambda/4$ коэффициент прохождения

$$T = 2 \operatorname{ctg} \theta / (1 + \operatorname{ctg}^2 \theta)$$

в минимальной мере подвержен изменениям из-за отклонения действительных значений θ , l_x , l_y от расчетных, а диапазон частот устройства нетрудно оценить по формуле

$$T = 1 - \frac{\pi^2}{8} \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right)^2; \quad \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \ll 1.$$

В экспериментах использовалось устройство с расположением решеток $l_2 = l_1 = (5/4)\lambda$. Его коэффициент прохождения Γ был близок к единице в диапазоне длин волн 8,1 - 8,6 мм.

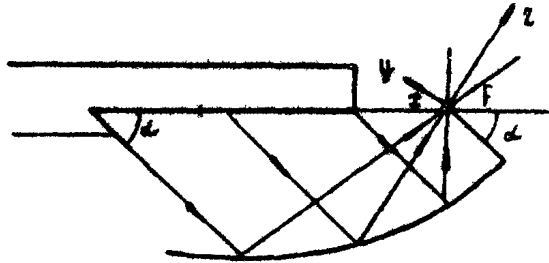
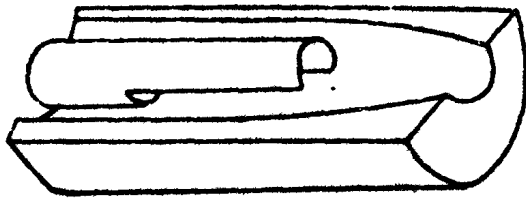
5. Зеркало для фокусировки квазицилиндрической волны

Из волновода кругового сечения с продольной щелью волна шепчущей галереи излучается в виде квазицилиндрической волны (см. раздел 3, п.1).

Фокусировка излучаемой мощности может быть осуществлена посредством специального рефлектора [8] без предварительного преобразования квазицилиндрической волны в волновой пучок. Поверхность рефлектора образована вращением отрезка параболы вокруг оси Z , параллельной оси волновода и практически совпадающей с излучающим краем щели, если $m \gg \beta$, причем ось параболы наклонена к оси вращения Z , так что угол между ними равен бриллизовскому углу α волн рассматриваемого типа, а фокус параболы расположен на оси вращения.

Принцип работы такого фокусирующего устройства может быть пояснен на основе геометрических представлений (рис. 7). В плоскости, перпендикулярной оси Z , пучок лучей, расходящийся от излучающего края щели с углом раскрытия θ_0 , после отражения от зеркала снова сходится к оси. Так как в плоскости, проходящей через ось вращения, лучи распространяются параллельно оси параболы, все они собираются в фокусе F , расположенном на оси вращения.

Описанное устройство позволяет осуществлять короткофокусную фокусировку с большой плотностью мощности в фокальном пятне. В "холодном" эксперименте по фокусировке мощности вращающейся моды $H_{3,1}$, осуществленном в восьмимиллиметровом диапазоне длин волн, площадь фокального пятна по уровню половинной мощности была $0,7\lambda^2$, а коэффициент возбуждения основной волны прямоугольного



Р и с. 7. Квазиоптическое фокусирующее устройство

волновода, открытый конец которого помещался в фокусе рефлектора, составлял величину 0,6.

6. Коаксиальный преобразователь волн в круглом волноводе

Квазиоптические излучатели для вывода мощности гиротронов на МШГ (см. раздел 3, п.1) имеют достаточно высокий коэффициент трансформации, но длины таких излучателей быстро возрастают при увеличении поперечного размера сверхразмерного волновода (который является продолжением коллектора лампы), что ограничивает их применение в мощных гиротронах. Этим обусловлено возвращение к задаче о преобразовании излучения гиротронов на модах шепчущей галереи в узконаправленный волновой поток.

Преобразователи в виде отрезков коаксиальных волноводов с винтовой гофрировкой на стенке трубы или стержне имеют относительно небольшую длину области трансформации. Расчеты и эксперименты показали эффективность аксиально симметричных гофрированных преобразователей (с изменением радиального и сохранением азимутального ин-

лекса) невысоких мод $H_{1,3}$ и $H_{1,4}$ того волновода [9].

Необходимость использования коаксиальных преобразователей связана с уплотнением спектра волновода при увеличении его размеров. Введение коаксиальной вставки позволяет существенно проредить спектр волновода и ослабить паразитное преобразование рабочих мод в другие типы волн, обладающие такими же, как рабочие, азимутальными индексами и близкими по величине постоянными распространения.

Распространение волн в гофрированном коаксиальном волноводе с радиусом внешней трубы, меняющимся по закону $b = b_0 + b_1 \sin(\bar{m}\varphi + \bar{h}z)$, и радиусом коаксиальной вставки a_0 описывается бесконечной системой линейных дифференциальных уравнений первого порядка

$$\frac{dP_j}{dz} + i h_j P_j = \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} S_{j\nu} P_\nu \quad (j = \pm 1, \pm 2, \dots),$$

где P_j - амплитуды волн, нормированные так, что $P_j^2 h_j$ представляют мощности, переносимые этими волнами;

$h_j = \sqrt{k^2 - \frac{\chi_j^2}{b^2}}$ - постоянная распространения j -й волны;

k - волновое число свободного пространства; $\chi_j = \chi_j/b$ - поперечное волновое число j -й волны, $\chi_{j-\bar{j}}$ - \bar{j} -й корень уравнения (для магнитных волн)

$$J'_m(\chi_j) N'_m(\chi_j/c) - J'_m(\chi_j/c) N'_m(\chi_j) = 0,$$

$c = b/a$, $S_{j\nu} = b_1 \beta_{j\nu} e^{-i\bar{h}z}$ - коэффициент связи волн. Для магнитных волн круговой поляризации одного направления распространения

$$\beta_{j\nu} = \begin{cases} \frac{1}{2} \bar{h} [\chi_j^2 \chi_\nu^2 \mp m \nu b_0^2 (h_j h_\nu - k^2)] [h_j (h_j - h_\nu) b_0^3 \times \\ \times \sqrt{\chi_j^2 - m^2 - A_m^2 (\chi_j^2 - m^2 c^2)} \sqrt{\chi_\nu^2 - n^2 - A_n (\chi_\nu^2 - n^2 c^2)}]^{-1} \\ \quad \text{при } m \pm n = \bar{m}, \\ 0 \quad \text{при } m \pm n \neq \bar{m}, \end{cases}$$

где m и n - азимутальные индексы, $A_m = [J'_m(\chi_j)/J'_m(\chi_j/c)]$,

$A_n = [J'_n(\chi_\nu)/J'_n(\chi_\nu/c)]$.

Представляет интерес коаксиальный волновод с гофром - на внутреннем стержне $b = b_0$, $a = a_0 + a_1 \sin(\bar{m}\psi + \bar{h}z)$. Распространение волн в таком волноводе описывается также приведенной выше системой дифференциальных уравнений, где коэффициенты связи волн $S_{j\nu}$ определяются выражениями $S_{j\nu} = \alpha_j \beta_{j\nu} e^{-i\bar{h}z}$, причем для магнитных волн круговой поляризации одного направления распространения

$$\beta_{j\nu} = \begin{cases} \frac{1}{2} \bar{h} \left[x_j^2 x_\nu^2 \mp m n b_0^2 c^2 (h_j \nu - \kappa^2) A_m A_n \right] \left[a_0 b_0^2 h_j (h_j - h_\nu) \right]^{-1} \\ \times \sqrt{x_j^2 - m^2 - A_m^2 (x_j^2 - m^2 c^2)} \sqrt{x_\nu^2 - n^2 - A_n^2 (x_\nu^2 - n^2 c^2)} \\ \text{при } m \pm n = \bar{m}, \\ 0 \text{ при } m \pm n \neq \bar{m}. \end{cases}$$

Как и в [9], будем считать достаточно сильным взаимодействием только двух волн, для которых выполняется условие синхронизма

$$h'_2 - h'_1 = \bar{h} + \Delta h,$$

где $h_1 = h'_1 - i h''_1$; $h_2 = h'_2 - i h''_2$, $\Delta h \ll |h'_1|, |h'_2|, |\bar{h}|$.

Тогда выражение для коэффициента \mathcal{E} трансформации мощности из первой волны во вторую в преобразователе длиной L получим в виде

$$\mathcal{E} = \frac{1}{1 + (\Delta h)^2 / 4\eta} \sin^2 \left[n L \sqrt{1 + \frac{(\Delta h)^2}{4\eta^2}} \right] \exp \left[-(h''_1 + h''_2) L \right],$$

где $\eta = b_1 \sqrt{|\beta_{1,2} \beta_{2,1}|}$.

Полоса преобразования определяется выражением

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = \frac{2h\eta}{\kappa^2} \sqrt{(\pi/\eta L)^2 - 1}.$$

Полная перекачка мощности из первой волны во вторую возможна при отсутствии расстройки ($\Delta h = 0$) и выполнении условия $\eta L \approx \pi/2$, которое при заданных значениях длины трансформатора и длины преобразуемой волны определяет геометрические размеры трансформатора (радиусы трубы b_0 и коаксиальной вставки a_1 , период $L = 2\pi/\bar{h}$ и глубину гофрировки b_1).

Для выяснения принципиальных возможностей рассмотрен-

ного выше преобразователя экспериментально исследовался макет, рассчитанный на длину волны $\lambda = 8,145$ мм, с размерами $b_0 = 29,3$ мм; $a_0 = 19,5$ мм; $b_1 = 0,78$ мм; $L = 15$ мм; азимутальный индекс гофра и направление его заходов были выбраны из условия максимальной связи между левовращающейся волной $H_{10,1}$ и правовращающейся волной $H_{1,1}$, ($m = 19$, правовинтовой гофр).

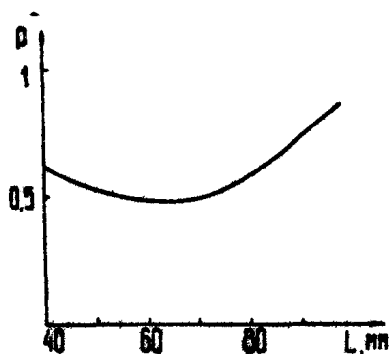
Линейно поляризованная волна $H_{1,1}$ возбуждалась в гофрированном волноводе с помощью конического коаксиального перехода. (Фотография трубы волновода приведена на рис.8, см. вклейку на с. 235). Длина преобразователя менялась путём перемещения цилиндрической втулки, закрывающей часть гофрированной поверхности. Излучение волн $H_{1,1}$ и $H_{10,1}$ имеет существенно разные диаграммы направленности, благодаря чему возможен их отдельный приём достаточно удалёнными направленными антеннами. На входе в преобразователь волна $H_{1,1}$ может быть представлена в виде двух волн, вращающихся в противоположных направлениях, и только одна из волн (правовращающаяся) резонансным образом переизлучается в $H_{10,1}$; следовательно, максимальный коэффициент трансформации мог достигать 0,5. Таким образом, на выходе преобразователя волна $H_{1,1}$ имеет эллиптическую поляризацию, причём величины полуосей эллипса и их направление зависят от коэффициента трансформации правовращающейся волны $H_{1,1}$ в волну $H_{10,1}$. Это позволило оценить коэффициент трансформации преобразователя, величина которого для трансформатора длиной $L = 76$ мм составляет 90%. На рис.9 изображена зависимость относительной величины мощности, переносимой волной $H_{1,1}$ от рабочей длины преобразователя.

4. СВЧ-КОМПЛЕКС ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ЯВЛЕНИЙ В ПЛАЗМЕ

Описываемая установка, предназначенная для экспериментальных исследований нелинейных явлений в плазме в связи с такими задачами, как нагрев плазмы в термоядерных установках и воздействие мощного излучения на ионосферу,

позволила продолжить исследования с использованием гиротронов, начатые ранее с экспериментов по самофокусировке волнового пучка в плазме. Использование для этих целей гиротронов с их мощным излучением диапазона миллиметровых волн дает возможность сформировать узконаправленный волновой пучок и, благодаря этому, промоделировать в установке сравнительно небольшого размера явления, имеющие место в крупномасштабных установках и природных условиях. Необходимый уровень мощности излучения определяется из тех соображений, что для наблюдения нелинейных явлений в плазме на длинах волн около 8 мм напряженность высокочастотного поля должна быть порядка 1 кВ/см и выше, откуда следует, что для достаточного превышения пороговой мощности требуется мощность волнового пучка порядка нескольких десятков киловатт.

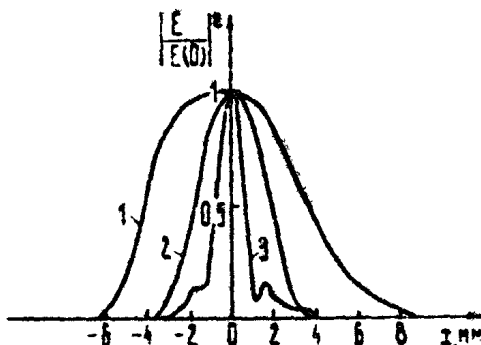
Р и с. 9. Зависимость мощности ρ волны $H_{1,1}$ на выходе преобразователя от длины гофра ($\rho_{\text{max}} = 1$)



Такой уровень мощности обеспечивается гиротроном на моде $H_{10,1}$ (см. разд. 2), а преобразование излучения и его фокусировка в плазменной камере (размеры камеры: диаметр 20 см, длина 100 см) обеспечивались квазиоптической системой (см. рис. 2) с зеркальным волноводом и диэлектрической линзой (см. п. 1-4, разд. 3). Поперечные размеры фокального пятна на уровне $0,5 E_0$ (E_0 - максимальная напряженность поля в фокальном пятне) составляли $\sim 1 \text{ см}^2$. Структура поля в различных частях тракта показана на рис. 10. Поляризация волнового пучка была линейной, причём ее направление могло быть изменено с помощью устройства,

описанного на с. 201 .

Данный СВЧ-комплекс использовался в экспериментах по изучению эффектов просветления и неустойчивостей в предварительно созданной плазме [11].



Р и с.10. Структура поля в различных местах квазиоптического тракта: 1 - на выходе излучателя; 2 - в зеркальном волноводе; 3 - в фокусе линзы

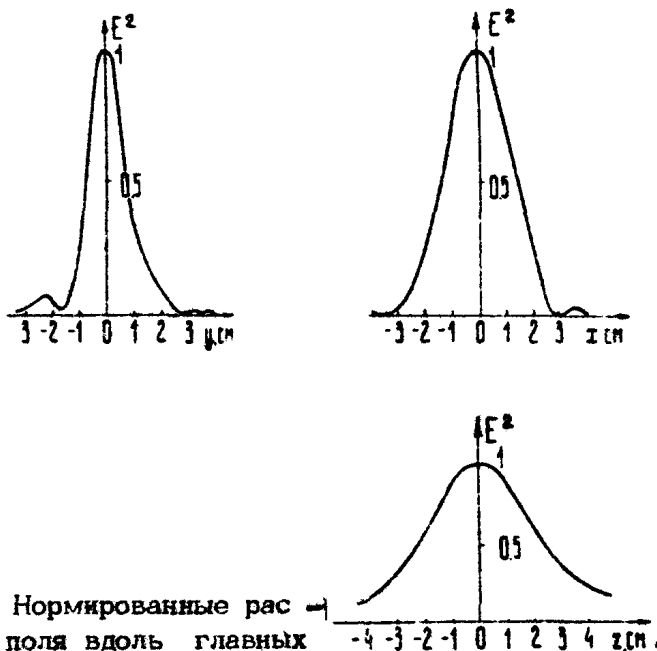
5. СВЧ-КОМПЛЕКС ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

Величины полей, пороговых для СВЧ-пробоя, зависят от частоты, локальных условий (самостоятельный или инициированный пробой), длительности импульса излучения, состава газа. В случае самостоятельного разряда пробойное поле в воздухе на волне 8 мм при давлении около 10 Тор имеет минимальную величину - примерно 2 кВ/см (соответствующая плотность потока мощности - более 10 кВт/см²). Поскольку, как уже говорилось, излучение гиротрона можно сконцентрировать на площади фокального пятна порядка λ^2 , использование гиротрона на длине волны 6,7 мм (8 мм) с выходной мощностью несколько сот киловатт и длительностью импульса десятки и сотни микросекунд (см. раздел 2)

позволяет значительно превысить минимальное пробойное поле. Благодаря этому имеется возможность изучения самостоятельного разряда при давлениях от долей Тора до 200-300 Тор, а иницированного - до 1 атм и выше.

В данной установке электродинамический тракт состоял из излучателя (см. разд. 3, п.1) и фокусирующего зеркала (см. разд. 3, п.5), которые находились непосредственно в разрядной камере, отделенной от вакуумного объема гиротрона выходным окном, что позволяло избежать дополнительных потерь, связанных с транспортировкой и вводом излучения в разрядную камеру.

Результаты измерений распределения полей вблизи фокуса показаны на рис. 11. Излучение было линейно поляризовано, с вектором \vec{E} , направленным вдоль оси \mathbf{z} . Данная установка использовалась в экспериментах по изучению динамики иницированного газового разряда при давлении порядка 1 атм [12], а также в некоторых плазмо-химических экспериментах.



Р и с. 11. Нормированные распределения поля вдоль главных осей

6. СВЧ-КОМПЛЕКС ДЛЯ ПЛАЗМО-ХИМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Применение быстропеременных полей для создания и нагрева плазмы с целью инициирования в ней химических реакций позволяет провести ряд химических процессов, требующих вложения больших удельных энергий, в "чистых" условиях (вдали от каких-либо поверхностей) и с достаточно высоким КПД. На миллиметровых волнах указанные преимущества переменных полей должны быть еще более ощутимы: "чистота" может быть обеспечена вводом энергии в виде волновых пучков, а повышению КПД реакции способствуют (в данных условиях) достаточно большие скорости как ввода достаточно большой энергии, так и последующего охлаждения газа. Преимущества миллиметровых волн по сравнению с более длинными волнами достигаются благодаря, во-первых, фокусировке энергии излучения в малом объеме порядка λ^3 и, во-вторых, повышенной концентрации электронов n_e в разряде ($n_e \sim 1/\lambda^2$). Эти соображения подтверждаются тем, что наивысший КПД реакции окисления свободного азота был получен при использовании излучения диапазона миллиметровых волн [1,3]. При этом требования к напряженности поля близки к тем, которые были приведены в предыдущем разделе 5 о комплексе для изучения СВЧ газового разряда.

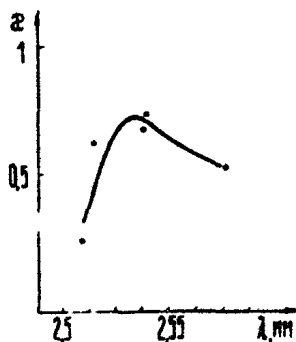
В данной установке использовался гиротрон на волне 2,5 мм с выходной мощностью около 400 кВт. Квазиоптические тракты были выполнены в двух вариантах: первый был подобен описанному в разделе 5, а во втором, о котором ниже будет рассказано, использовался коаксиальный гофрированный преобразователь, принцип работы которого описан в п.6 разд.3.

Гофрированный преобразователь, рассчитанный на трансформацию основной рабочей моды $H_{18,1}$ гиротрона в моду $H_{1,1}$, был скопирован с соответствующим уменьшением всех линейных размеров с преобразователя, который был испытан в "холодных" экспериментах, описанных на с.203. Расчетный коэффициент трансформации моды $H_{18,1}$ в $H_{1,1}$ в таком устройстве с учётом омических потерь может достигать 0,98.

Рабочая длина волны гиротрона с преобразователем $H_{18,1} \rightarrow H_{1,1}$ подбиралась экспериментально путём изменения размеров резонатора гиротрона. Длина волны контролировалась резонансным волномером. При этом коэффициент трансформации \mathcal{E} подсчитывался следующим образом: определялась полная генерируемая мощность ρ и та её часть $\rho_{18,1}$, которая сохранялась непреобразованной (путём фокусировки квазицилиндрического потока излучения $H_{18,1}$ зеркалом), тогда

$$\mathcal{E} = (\rho - \rho_{18,1}) / \rho.$$

Экспериментальная зависимость коэффициента \mathcal{E} от длины волны, приведенная на рис.12, показывает, что максимальный коэффициент трансформации $\mathcal{E} = 0,7$ наблюдался при $\lambda = 2,52$ мм.



Р и с. 12. Зависимость коэф' -
фициента преобразования $H_{18,1}$
в $H_{1,1}$ от длины волны

Фокусировка излучения с помощью параболического зеркала позволила собрать на сравнительно небольшой апертуре свыше 60% полной мощности гиротрона, что близко по эффективности к другим квазиоптическим преобразователям. Таким образом, проведенные эксперименты показали, что СВЧ-тракт с гофрированным коаксиальным преобразователем может быть использован наряду с другими квазиоптическими системами в СВЧ-комплексах на основе гиротронов. Некоторые усовершенствования методики отладки преобразователя, в частности более точный подбор его длины и рабочей частоты, позволят, вероятно, приблизить коэффициент трансфор-

мации гофрированного коаксиального преобразователя к его теоретическому пределу (свыше 90%).

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработка СВЧ-комплексов диапазона миллиметровых волн включала в себя работы над новыми мощными гиротронами и над системами передачи и преобразования волновых пучков. В процессе этих работ были получены следующие результаты.

В части гиротронов:

- 1) разработаны и экспериментально проверены методы селекции мод в гиротроне с коаксиальным резонатором;
- 2) разработана конструкция гиротрона с коаксиальным резонатором и обращенной электронной пушкой;
- 3) получены импульсные выходные мощности 1250 кВт на волне 6,7 мм и 450 кВт на волне 2,5 мм.

В части систем транспортировки излучения:

- 1) разработана система преобразования и передачи излучения с помощью зеркальной волноводной линии;
- 2) разработаны устройства для управления амплитудой (аттенуатор) и поляризацией волнового пучка;
- 3) предложено и разработано квазиоптическое устройство для фокусировки квазицилиндрического волнового потока;
- 4) предложен и экспериментально исследован встроенный гофрированный коаксиальный преобразователь шепчущих мод в моду H_{11} .

Разработанные СВЧ-комплексы были успешно применены в экспериментальных плазменных исследованиях.

1. Агапов Л.Н., Богданов С.Д., Венедиктов Н.П. и др. Гиротроны для нагрева плазмы в малых токамаках; Агапов Л.Н., Богданов С.Д., Власов С.Н. и др. Гиротроны для нагрева плазмы в больших токамаках. - В наст. сборнике, с. 221.
2. Быков Ю.В., Гольденберг А.Л., Николаев Л.В. и др. Экспериментальное исследование гиротронов с МШГ. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, 18, №10, с.1544 - 1547.
3. Власов С.Н., Загрядская Л.И., Орлова И.М. Открытые коаксиальные резонаторы для гиротронов. - Радиотехника и электроника, 1976, 21, №7, с.1485-1491.
4. Быков Ю.В., Гольденберг А.П., Петелин М.И. Эксперименты по селекции мод в гиротроне с МШГ. - В наст. сборнике, с. 147.
5. Лэмб Г. Гидродинамика. М., Гостехиздат, 1947.
6. Техника субмиллиметровых волн. Под ред. Р.А.Валитова. М., Сов.радио, 1969.
7. Капица П.Л. Электроника больших мощностей. Вып. 4 . М., изд-во АН СССР, 1965.
8. Орлова И.М., Власов С.Н., Загрядская Л.И. Квазиоптическое фокусирующее устройство. Авт.свид. №692482 с приоритетом от 21 мая 1976 г.
9. Ковалев Н.Ф., Орлова И.М., Петелин М.И. Трансформация волн в многомодовом волноводе с гофрированными стенками. - Изв.вузов. Радиофизика, 1968, 11, №6 , с.783-786.
Ковалев Н.Ф., Панкратова Т.Б., Шестаков Д.И. СВЧ генератор с преобразованием типов волн в выходном тракте. - Радиотехника и электроника, 1974, 19, №10, с.2205-2206.
10. Каценеленбаум Б.З. Теория нерегулярных волноводов . М., изд-во АН СССР, 1961.
11. Брижинева М.П., Еремин Б.Г., Костров А.В. и др. Исследование спектра НЧ-колебаний и электромагнитного излучения при развитии модуляционной неустойчивости.- В кн.: Влияние мощного радиоизлучения на ионосферу.

- Апатиты, изд-во Кольского филиала АН СССР, 1979 , с.140-144. Тепловое просветление плазмы в магнитном поле под действием электромагнитных волн. - Физика плазмы, 1980, 6 , №3, с.559-564.
12. Бродский Ю.Я., Голубев С.В., Зорин В.Г. и др. Газодинамическая модель неравновесного СВЧ-разряда. - В кн.: Тезисы докл. Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Т.1. Киев, 1979, с.110.
 13. Азизов Р.И., Животов В.К., Кротов М.Ф. и др. Синтез окислов азота в неравновесном СВЧ-разряде в условиях электронно-циклотронного резонанса. - Химия высоких энергий, 1980, 14 , №4, с.366-368.

ГИРОТРОНЫ ДЛЯ СВЧ-НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В МАЛЫХ ТОКАМАКАХ

Л.Н.Агапов, С.Д.Богданов, Н.П.Венедиктов,
С.Н.Власов, Н.И.Зайцев, В.И.Курбатов, И.М.Орлова,
* М.М.Офицеров, В.А.Флягин

Одним из перспективных методов дополнительного нагрева плазмы в токамаках является нагрев с помощью СВЧ-излучения, имеющего частоту, близкую к циклотронной частоте (или одной из ее гармоник) электронной компоненты плазмы (см., например, [1]). Первые эксперименты по электронно-циклотронному нагреву (ЭЦН) плазмы проводились на установке ТМ-3 [2] с помощью гиротронов, описанию которых посвящена настоящая работа.

Для эффективного нагрева электронной компоненты плазмы в ТМ-3 требовалось СВЧ-излучение с мощностью порядка 100 кВт и длительностью импульса до 10 мкс. Рабочая длина волны для нагрева на основном резонансе с электронной компонентой плазмы равнялась 4-5 мм, для нагрева на второй гармонике - 9-10 мм. Требуемые выходные характеристики были реализованы в двух гиротронах: первом промышленном гиротроне и лабораторном гиротроне с преобразователем волноводных волн в квазиоптический волновой пучок. Основные параметры гиротронов приведены в таблице. Оба гиротрона имели стандартную конструкцию, аналогичную описанной в [3,4]. Относительно небольшая длительность импульса и невысокий уровень мощности позволяли использовать в качестве коллектора электронов охлаждаемую стенку плавно расширяющегося выходного волновода.

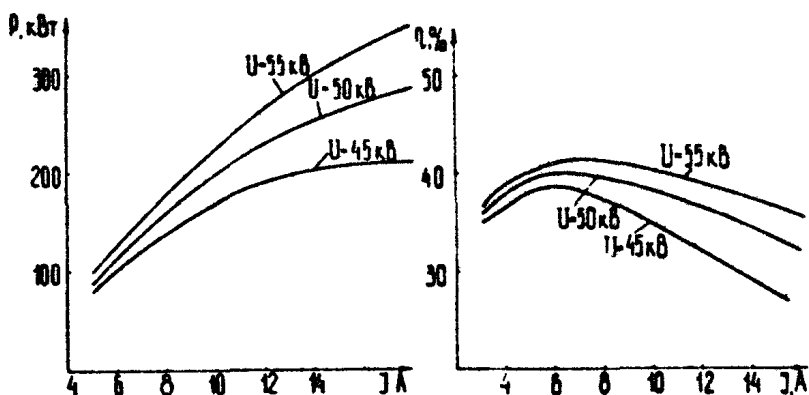
Конструктивные параметры гиротронов	Промышленный гиротрон	Лабораторный гиротрон с преобразовате- лем
Длина волны , (мм)	9,8	4
Выходная мощность, (кВт)	300/150	140 (без пре- образователя)
Рабочая мода	$H_{0,2,1}$	$H_{9,1.1}$
КПД %	41	40
Длительность импульса, (мс)	0,2/1	0,5
Диаметр коллектора и ва- куумного окна, мм	32	32
Коэффициент перемагнич- вания	9	18

Промышленный гиротрон, изготовленный в отпаянном варианте, для поддержания вакуума содержал встроенный электроразрядный насос, работающий в поле рассеяния ос-
новного соленоида. Необходимое магнитное поле создавалось соленоидом, охлаждаемым трансформаторным маслом. Ваку-
умное окно гиротрона было изготовлено из керамики BeO .

Зависимости мощности и КПД от тока и напряжения при-
ведены на рис.1,2. Максимальная величина КПД (41%) до-
стигалась при токах 9-10 А, максимум выходной мощности
(350 кВт) был несколько сдвинут в область больших токов.

Гиротрон разборной конструкции испытывался с катода-
ми двух типов - применялись оксидно-иттриевые катоды и
импрегнированные с пропиткой алюмосиликатом бария и каль-
ция. Эмиссия оксидно-иттриевых катодов существенно ухуд-
шалась после одного-двух месяцев работы, в то время как
свойства импрегнированных катодов практически не изменя-
лись при многократных переборках и испытаниях в течении
года. Высокая долговечность и малая шероховатость эмит-

тирующей поверхности импрегнированных катодов привели в дальнейшем к их преимущественному использованию в гиротронах. Электронно-оптические системы гиротронов с импрегнированными катодами обеспечивали ток до 10 А с разбросом осцилляторных скоростей не более 10-15%. Необходимое магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом. Выходное окно гиротрона было изготовлено из керамики 22ХС.



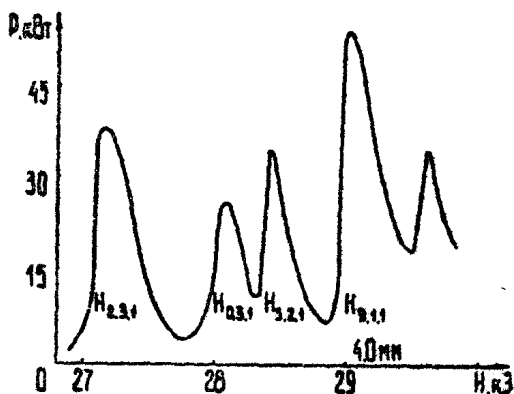
Р и с.1. Зависимость мощности отпаянного гиротрона от тока

Р и с.2. Зависимость КПД отпаянного гиротрона от тока

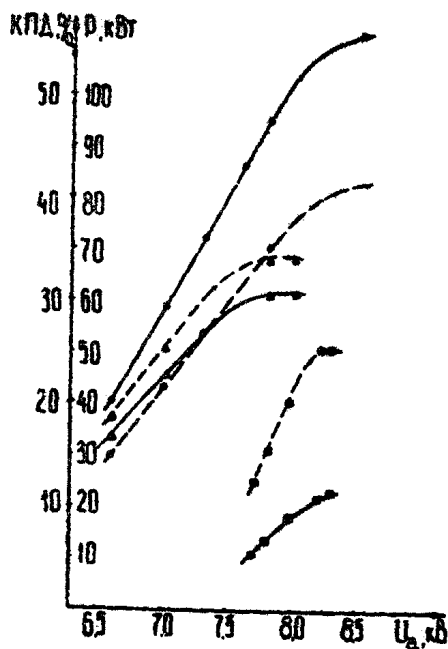
При перестройке магнитного поля наблюдалась генерация в диапазоне длин волн 4-4,5 мм на раздельно возбуждаемых модах $H_{3,4,1}$, $H_{5,2,1}$, $H_{0,4,1}$ и $H_{2,3,1}$. Возможность перестройки частоты излучения гиротрона представляет определенный интерес для экспериментов по электронно-циклотронному нагреву плазмы

Зависимость выходной мощности от величины магнитного поля, записанная с помощью двухкоординатного самописца, приведена на рис.3. Идентификация мод осуществлялась по совокупности данных: длине волны генерируемого излучения; величине магнитного поля, при которой наблюдалась гене -

рация; структуре СВЧ-волны в волновде, фиксируемой на теплочувствительной бумаге. Максимальная выходная мощность 140 кВт с КПД 40% была получена на моде $H_{2,2,1}$ при длительности импульса 0,5 мс. Типичные зависимости выходной мощности и КПД от анодного напряжения при напряжении на резонаторе 45 кВ и различных токах пучка приведены на рис.4.

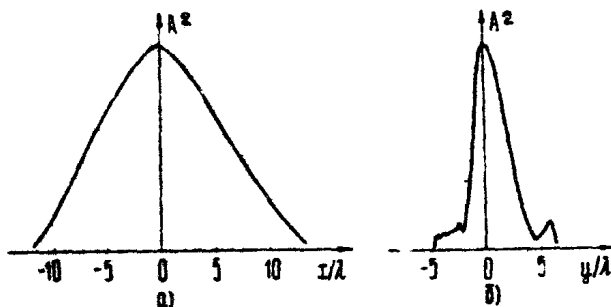


Р и с. 3. Спектр колебаний неоптимального гиротрона



Р и с. 4. Зависимость КПД и мощности в неоптимальном гиротроне от напряжения $\bullet I_p = 6 \text{ A}$, $\blacktriangle I_p = 4 \text{ A}$, $\circ I_p = 2 \text{ A}$, — — КПД

Для преобразования моды шепчущей галереи $H_{g,1,1}$ в волновой пучок использовалось квазиоптическое устройство [5], состоящее из волновода с широкой продольной щелью, излучающей квазицилиндрическую волну, и рефлектора — параболического цилиндра, преобразующего при совмещении его фокальной линии с излучающей гранью волновода квазицилиндрическую волну в волновой пучок с линейной поляризацией (рис.5).



Р и с.5. Структура волнового пучка на выходе преобразователя

Для того, чтобы размеры волнового пучка соответствовали размерам входного патрубка токамака ТМ-3 и толщине плазменного шнура в камере токамака, использовались вспомогательные цилиндрические зеркала. Коэффициент преобразования моды шепчущей галереи в волновой пучок достигал 75% что близко к приведенной в [5] величине (80%).

Применение описанных гиротронов для нагрева плазмы в токамаке ТМ-3 позволило осуществить эффективный нагрев электронной компоненты плазмы. Эти же гиротроны с соответствующими системами преобразования, транспортировки и фокусировки СВЧ-излучения, очевидно, могут быть использованы в экспериментах по ЭЦН плазмы и на других небольших токамаках.

Л и т е р а т у р а

1. Alikeev V.V. Electron cyclotron heating in tokamaks experiments and prospects. - Proc. of the Joint Varenna-Grenoble International Symposium on Heating in Toroidal Plasmas. Grenoble, July, 1978
2. Аликаев В.В., Бобровский Г.А., Офицеров М.М., Позняк В.И., Разумова К.А. Электронно-циклотронный нагрев на установке токамак ТМ-3. - Письма в ЖЭТФ, 1972, 15, №1, с.41.
3. Гапонов А.В., Гольденберг А.Л., Григорьев Д.П. и др. Экспериментальное исследование гиротронов диапазона сантиметровых волн. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, 18, №2, с.280-289.
4. Зайцев Н.И., Панкратова Т.Б., Петелин М.И., Флягин В.А. Гиротроны диапазона миллиметровых и субмиллиметровых волн. - Радиотехника и электроника, 1974, 19, №5, с.1056-1060.
5. 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, 20, №10, с.2026-2030.

ГИРОТРОНЫ ДЛЯ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В БОЛЬШИХ ТОКАМАКАХ

Л.Н.Агапов, С.Д.Богданов, С.Н.Власов,
В.И.Курбатов, А.Г.Лучинин, В.Г.Усов,
В.А.Флягин, В.И.Хижняк

Для нагрева плазмы в квазистационарных термоядерных установках предполагается использовать СВЧ-излучение с частотой, близкой к циклотронной частоте электронной компоненты плазмы (электронно-циклотронный нагрев). Источники СВЧ-излучения для токамака Т-10 и больших термоядерных реакторов следующих поколений должны иметь выходную мощность от одного до нескольких МВт в импульсе длительностью от 0,1 до нескольких секунд на длине волны около 3 мм (см., например, [1]). Разработка источника с требуемыми параметрами сопряжена с решением ряда инженерных проблем.

К 1978 году были разработаны гиротроны миллиметрового диапазона с выходной мощностью около 1 МВт [2,3], работавшие в импультном режиме длительностью до 0,1 мс. Непосредственное использование этих гиротронов при работе с длинными (порядка секунды) импульсами представлялось невозможным из-за тепловых нагрузок: а) в резонаторе, внутренняя стенка которого разогревается под действием микроволновых потерь высокочастотной мощности [4], б) на коллекторе, роль которого выполняли стенки выходного волновода; в) в диэлектрическом выходном окне, поглощающем часть проходящей через него СВЧ-мощности [5]. Поэтому пред-

ставлялось целесообразным выбрать в качестве прототипа короткоимпульсный гиротрон трехмиллиметрового диапазона длин волны с выходной мощностью 200–300 кВт, в котором тепловые нагрузки в резонаторе и выходном окне при переходе в режим длинных импульсов оставались приемлемыми. Для того, чтобы решить проблему коллектора, конструкцию гиротрона следовало усовершенствовать, после чего можно было создавать СВЧ-комплекс с требуемой выходной мощностью путём суммирования модулей, в состав каждого из которых должен входить 200-киловаттный длинноимпульсный гиротрон с криомагнитной системой и волноводный тракт для транспортировки излучения от гиротрона к токамаку.

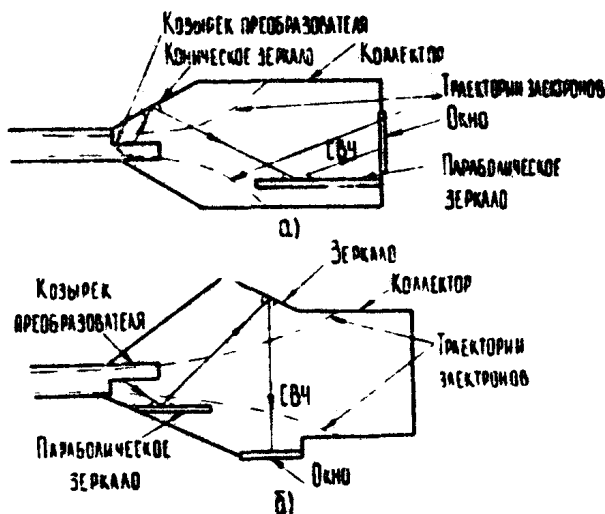
Короткоимпульсный гиротрон, выбранный в качестве прототипа, работал при напряжении около 70 кВ и токе 10–15 А. Выходная мощность отдельно возбуждаемых мод H_{q1} и H_{q2} достигала 350 кВт при КПД до 45%.

Для того, чтобы в длинноимпульсном гиротроне посадить электронный пучок мощностью около 1 МВт на пространственно развитый, охлаждаемый коллектор и при этом иметь структуру электромагнитной волны, пригодную для транспортировки по волноводам и нагрева плазмы, в гиротроне использовался квазиоптический преобразователь [6]. Варианты выходных узлов гиротрона с внутренним квазиоптическим преобразователем показаны на рис.3 а,б.

При использовании квазиоптических преобразователей на выходе гиротрона формируется СВЧ-излучение с линейной поляризацией и с угловым спектром λ/D (D – диаметр выходного волновода). Поле такой структуры может быть транспортировано по сверхразмерным волноводам на большое расстояние с относительно малыми омическими потерями и использовано для эффективного нагрева плазмы в различных токамаках.

В гиротроне с выходным узлом, показанным на рис.3а, было установлено дополнительное коническое зеркало на пути электромагнитного излучения. Выходное окно размещалось в торце гиротрона. Внешний вид гиротрона показан на рис.1 (см. вклейку на с. 236). Выходные характеристики этого гиротрона – зависимость мощности и КПД от тока пучка – для импульсного режима длительностью до 0,1 с приведены на рис.4. Максимальный КПД гиротрона с преобразователем достигал 38%, что было ниже, чем у гиротрона

без преобразователя (45%). В режиме коротких импульсов (0,1 мс) путём повышения напряжения до 80 кВ удалось достигнуть выходной мощности 500 кВт.

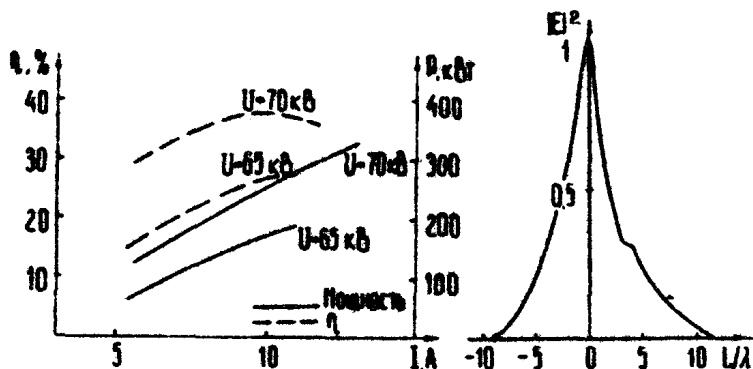


Р и с.3. Принципиальная схема гиротрона с квазиоптическим преобразователем и вакуумным окном в торце (а) и гиротрона с квазиоптическим преобразователем и вакуумным окном в боковой поверхности (б)

Достоинством данной конструкции гиротрона является вывод излучения паразитных мод через вакуумное окно. Её недостаток — возможность бомбардировки окна осевыми электронами. Избежать бомбардировки можно, вводя дополнительное зеркало или отклоняющий магнит. Другим недостатком этой конструкции является то, что её электродинамическую систему нельзя изготовить единым блоком, поскольку электронный пучок проходит между коническим и параболическим зеркалами.

Гиротрон с боковым выводом СВЧ-энергии, конструкция которого показана на рис.3б, лишен упомянутых недостатков. В этом гиротроне, внешний вид которого показан на рис.2 (см. вклейку на с.236), при напряжении 64 кВ и то-

ке 10,8 А была достигнута мощность 240 кВт в импульсе длительностью до 0,1 с. Структура поля на выходе гиротрона показана на рис.5. Характерная ширина диаграммы направленности согласуется с расчётной величиной. Благодаря защите окна от бомбардировки электронами этот гиротрон отличался большей надёжностью в работе.



Р и с.4. Зависимости мощности и КПД гиротрона с преобразователем от тока

Р и с.5. Структура излучения на выходе гиротрона

Описанные гиротроны используются для экспериментов по нагреву плазмы в токамаке Т-10 и после незначительной доработки могут быть использованы для нагрева плазмы в токамаке Т-15. В заключение следует отметить, что при переходе к работе на высших модах на основе разработанных конструкции могут быть созданы гиротроны повышенной мощности (до 500 кВт) с длительностью импульса до нескольких секунд.

1. Alikaev V.V. Electron cyclotron heating in tokamaks experiments and prospects — Proc. of Joint Varenna -Grenoble International Symposium on Heating in toroidal plasma.Grenoble, 1980.
2. Быков Ю.В., Гольденберг А.Л., Петелин М.И. Эксперименты по селекции мод в гиротроне с модой шепчущей галереи. — В наст.сборнике, с. 147.
3. Лучинин А.Г., Нусинович Г.С., Усов В.Г. и др. Электронная селекция мод в гиротронах, работающих на модах шепчущих галерей. — В наст. сборнике, с. 139.
4. Брайловская В.А., Власов С.Н., Нусинович Г.С. и др. Омический нагрев резонаторов и ограничение мощности длинноимпульсных гиротронов. — В наст. сборнике, с. 33.
5. Gaponov A.V., Flyagin V.A., Fix A.Sh. and others. Some perspectives on the use of powerful gyrotrons for electron-cyclotron plasma heating in large tokamaks. — International Journal of Infrared and Millimeter Waves, 1980, 7, N.3, p.351.
6. Власов С.Н., Лихин К.М. Геометрооптическая теория трансформаторов волн в сверхразмерных волноводах. — В наст. сборнике, с. 125.

ГИРОТРОН
НЕПРЕРЫВНОЙ МОЩНОСТИ 3 + 5 КВТ
НА ФИКСИРОВАННЫЕ ЧАСТОТЫ
В ДИАПАЗОНЕ 33 + 47 ГГц

О.В.Малыгин, В.Б.Орлов, Л.Ш.Рубинштейн, В.И.Щупак

Введение

В последние несколько лет наблюдается все возрастающее проникновение СВЧ-энергии в самые различные, порой неожиданные области применения. СВЧ-энергетика сантиметрового диапазона уже достаточно прочно входит в пищевую промышленность, производство различных материалов, медицину, химию, горное дело. Как следует из многочисленных сообщений, в миллиметровой области длин волн существует резонансное нетепловое воздействие на микробиологические объекты. Однако все исследования с миллиметровыми волнами проводились на маломощных приборах и с малым количеством вещества, что не всегда позволяло оценить промышленное значение исследований. В горной промышленности и строительстве проводятся исследования по СВЧ-разрушению горных пород и разработке мерзлых грунтов, эквивалентных по своим свойствам бетонам.

Потребность в мощных источниках СВЧ-энергии миллиметрового диапазона определила разработку непрерывного СВЧ-генератора для различных исследований в диапазоне 33 + 47 ГГц на фиксированных частотах.

В качестве генератора непрерывной СВЧ-мощности был выбран гиротрон. Как известно, частота излучения гиротрона близка к одной из гармоник циклотронной частоты. Для работы на первой гармонике с частотой порядка 40 ГГц необходимо магнитное поле порядка 16 кЭ, для второй – 8 кЭ с заданным распределением силовых линий и во вполне определенном объеме.

Такие магнитные поля могут быть получены с помощью как сверхпроводящих, так и обычных соленоидов с медными обмотками. Но для обеспечения работы сверхпроводящих систем необходимо сложное оборудование, а у соленоидов с медной обмоткой на поле 16 кЭ потребляемая мощность составляет ~ 50 кВт. При работе на второй гармонике циклотронной частоты мощность, потребляемая соленоидом с медной обмоткой, составляет ~ 15 кВт. Кроме того, существенно облегчается задача отведения тепла от обмотки соленоида. Поэтому нами разрабатывался гиротрон, работающий на второй гармонике циклотронной частоты. При выборе моды учитывалась возможность эффективной трансформации её в основной тип колебаний в круглом волноводе. В качестве рабочего типа колебаний была выбрана мода H_{131} .

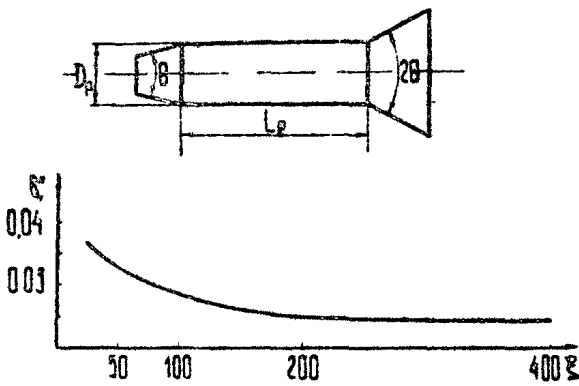
При конструировании гиротрона можно выделить три основных узла, расчёт которых относительно независим друг от друга:

- электродинамическая система,
- электронная пушка,
- коллектор с выводом энергии.

Электродинамическая система. Расчёт электродинамических систем для заданной мощности, напряжения и тока подробно дан в [1, 2]. Дифракционная добротность на рабочем типе колебаний при выбранной конфигурации резонатора (рис.1) равняется [2]

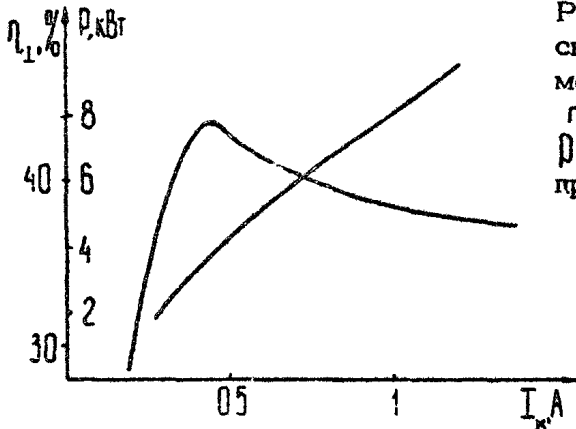
$$Q = \delta''^{-1} (L_p / \lambda)^2,$$

где величина δ'' является функцией $\xi = \nu_{131}^2 (L/D_p) \theta$ (θ – угол раскрыва резонатора).



Р и с. 1. Конфигурация резонатора и зависимость дифракционных потерь основной моды от параметра ξ

Подробный расчёт, проведенный для $\xi \leq 400$ на ЭВМ, показал, что для $\xi \geq 200$ величину δ , можно считать постоянной, т.е. зависимость добротности резонатора от угла θ практически отсутствует (см. рис.1). Данные расчёта зависимости КПД и мощности от тока в гиротроне с оптимизированными по КПД параметрами приведены на рис.2



Р и с. 2. Теоретические графики зависимости поперечного КПД η_{\perp} и СВЧ-мощности P от рабочего тока при $U_0 = 20$ кВ

Расчёты проводились в приближении фиксированной структуры переменного поля.

Электронная пушка. Для формирования электронного пучка использована адиабатическая пушка магнетронного типа. Подробный расчёт аналогичных пушек дан в [1, 3]. С целью унификации узлов была использована единая адиабатическая пушка для гиротронов во всем заданном диапазоне частот. Переход от одной фиксированной частоты к другой внутри диапазона осуществляется лишь заменой резонаторов и выводов энергии, отличающихся толщиной диэлектрического окна.

Коллектор. Для расчета коллектора необходимо выбрать рабочее давление охлаждающей жидкости, конфигурацию охлаждаемой поверхности, допустимую температуру поверхности в месте оседания электронного пучка и толщину стенки. После этого расчет коллектора сводится к определению места оседания электронного пучка в заданном магнитном поле. Длина зоны оседания пучка зависит от многих взаимосвязанных факторов. Основными являются:

1. Разброс ведущих центров;
2. Разброс поперечных скоростей;
3. Наклон силовых линий магнитного поля в области коллектора.

Поскольку движение электронов в области коллектора является адиабатическим, при расчёте коллектора применимы все основные соотношения, используемые при расчёте электронной пушки.

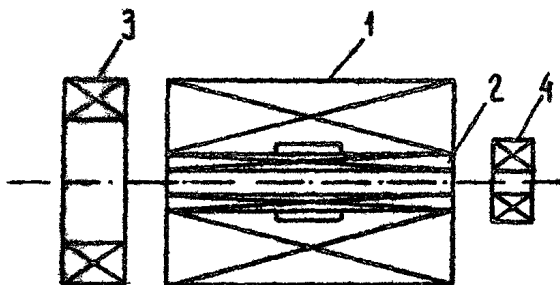
Конструктивно гиротрон выполнен металлокерамическим, отпаянным. Для поддержания необходимого разрежения в работающем приборе применен встроенный электроразрядный насос, размещенный между резонатором и анодным изолятором.

Магнитная система. Для обеспечения работы гиротрона необходимо магнитное поле со следующими параметрами и геометрией:

- величина магнитного поля 8 кЭ,
- длина однородного участка в центре соленоида не менее 70 мм,
- неоднородность магнитного поля в области резонатора не более 0,5 %,

- диаметр отверстия в соленоиде 38 мм,
- наклон силовых линий в области катода близок к нулю, а на коллекторе соответствует заданной длине зоны оседания пучка.

Для создания необходимого распределения поля вдоль оси были использованы три соленоида (основной и два дополнительных) с независимой регулировкой тока и катушка для выравнивания поля на коллекторе, включенная последовательно с основным соленоидом (рис.3).



Р и с. 3. Магнитная система: 1 - основной соленоид; 2 - первый дополнительный соленоид; 3 - второй дополнительный соленоид ; 4 - вспомогательная катушка

Введение дополнительного соленоида - 2 в области основного позволяет не только оптимально настраиваться на максимальную мощность, но и обеспечивает широкий диапазон перестройки магнитного поля без изменения режима работы основного соленоида. Для получения заданной величины участка однородного поля в основном соленоиде - 1 с постоянным распределением тока применялась коррекция. Оптимизация размеров обмотки и коррекции проводилась на ЭВМ.

Расчет дополнительных соленоидов проводился аналогичным образом. Перемещая дополнительную катушку - 3 относительно основного соленоида, можно получить довольно широкий диапазон магнитных полей с малым углом наклона силовой линии к оси в области электронной пушки. Использовалась масляно-водяная система охлаждения соленоидов. Первичный контур, в котором теплоносителем является транс-

форматорное масло, состоял из теплообменника и омпы. Второй контур теплообменника охлаждался проточной водой.

Экспериментальные результаты. Результаты, полученные в экспериментальных исследованиях, приведены в таблице

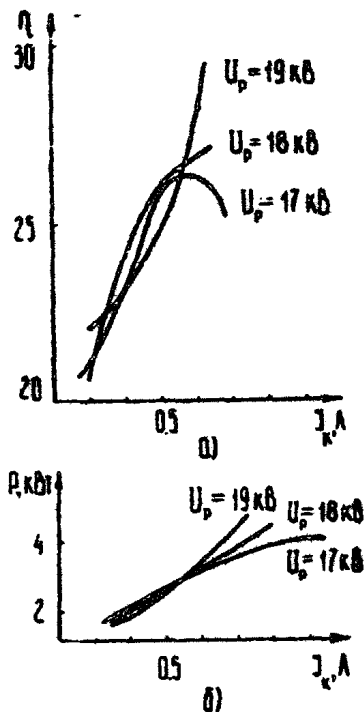
Параметры	Генераторы			
	№1	№2	№3	№4
Напряжение $U_{кдл}$, кВ	18	15	15	15
Ток $I_{кдл}$, А	0,68	0,84	0,64	0,76
Частота f , Гц	41,86	41,86	40,69	38,75
Выходная мощность $P_{вых}$, кВт	3,3	3,08	3,06	3,24

На рис.4 приведены типичные графики зависимости КПД и мощности гиротрона от тока и напряжения электронного пучка. Как следует из приведенных результатов, гиротрон является прибором с широким диапазоном перестройки по току и напряжению.

Комплекс питания

Для обеспечения работы гиротрона был разработан комплекс питания, имеющий следующие технические характеристики:

- постоянное нестабилизированное регулируемое напряжение 0 ± 30 кВ при токе 1А и пульсациях не более 0,3%;
- постоянный стабилизированный ток $110 \text{ А} \pm 10\%$ при напряжении на нагрузке до 160 В, нестабильность тока при суммарном изменении напряжения питания и сопротивления нагрузки на 8% не более 0,2%;
- постоянный стабилизированный регулируемый ток в диапазоне 10 ± 50 А при напряжении на нагрузке 12 ± 20 В, нестабильность тока при суммарном изме-



Р и с. 4. Тилловые графики зависимости КПД и СВЧ - мощности от тока и напряжения

нения напряжения питания и сопротивления нагрузки на 10% не более 0,2%.

Комплекс состоял из нескольких крупногабаритных стоек. Система масляного охлаждения и гиротрон с соленоидом были размещены в отдельных стойках.

Полная потребляемая мощность - не более 48 кВт.

Напряжение питания - 380В.

Охлаждение всех систем водяное при давлении не менее 1,8-2 атм и не более 4 атм.

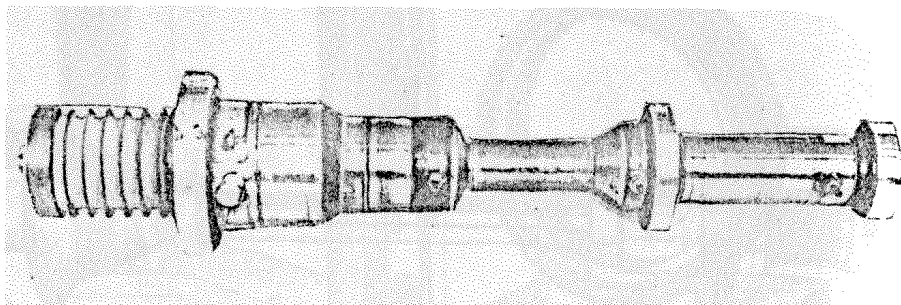
Для обеспечения работы комплекса необходимо помещение с температурой окружающей среды $20^{\circ} \pm 10^{\circ}\text{C}$.

Разработанный комплекс питания позволяет использовать его и для отпаянного непрерывного генератора на частоте 20 ГГц с мощностью 3 кВт.

Л и т е р а т у р а

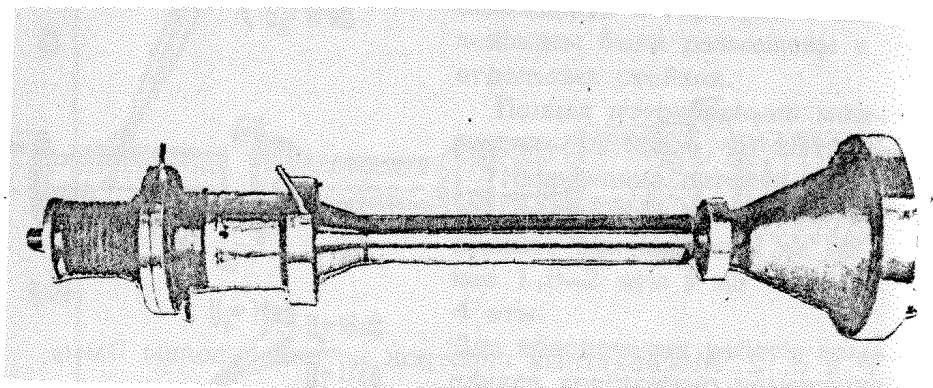
1. Гапонов А.В., Гольденберг А.Л., Григорьев Д.П., Панкратова Т.Б., Петелин М.И., Флягин В.А. Экспериментальное исследование гиротронов диапазона сантиметровых волн. - Изв. вузов. Радиофизика, 1975, 18, №2, с.280-290.
2. Власов С.Н., Жислин Г.М., Орлова И.М., Петелин М.И. Открытые резонаторы в виде волноводов переменного сечения. - Изв. вузов. Радиофизика, 1969, 12, №8, с.1236-1240.
3. Гольденберг А.Л., Петелин М.И. Формирование винтовых электронных пучков в адиабатической пушке. - Изв.вузов. Радиофизика, 1973, 16, №1, с.141-149.

Рисунок
к статье А.Г.Лучинина, Г.С.Нусиновича,
В.Г.Усова, В.А.Флягина, В.И.Хижняка
"ЭЛЕКТРОННАЯ СЕЛЕКЦИЯ МОД В
ГИРОТРОНАХ С МОДАМИ ШЕПЧУЩЕЙ
ГАЛЕРЕИ"



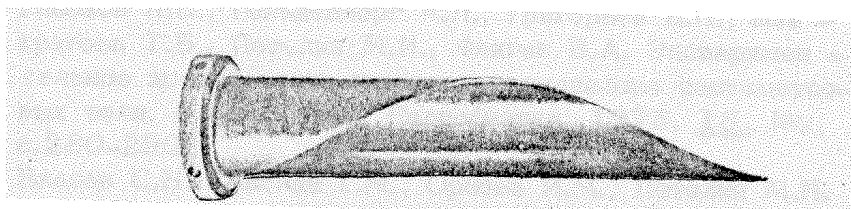
Р и с. 2. Мегаваттный гиротрон на длине волны 3мм

Рисунок
к статье С.Н.Власова, А.Г.Лучинина,
И.М Орловой
"ГИРОТРОН С КОЛЬЦЕВОЙ ЩЕЛЬЮ
В ВЫХОДНОМ ТРАКТЕ"

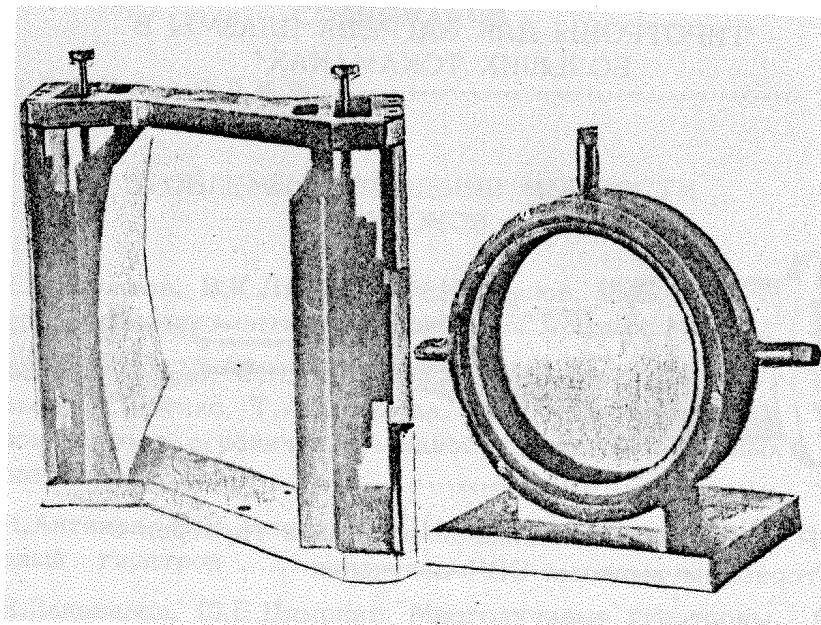


Р и с.2. Гиротрон с кольцевой азимутальной щелью
в выходном тракте

Рисунки
к статье Т.В.Бородачевой, Ю.В.Быкова,
С.Н.Власова, А.Л.Гольденберга, Л.И.За-
градской, И.М Орловой
"СВЧ - КОМПЛЕКСЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ
НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЫ"

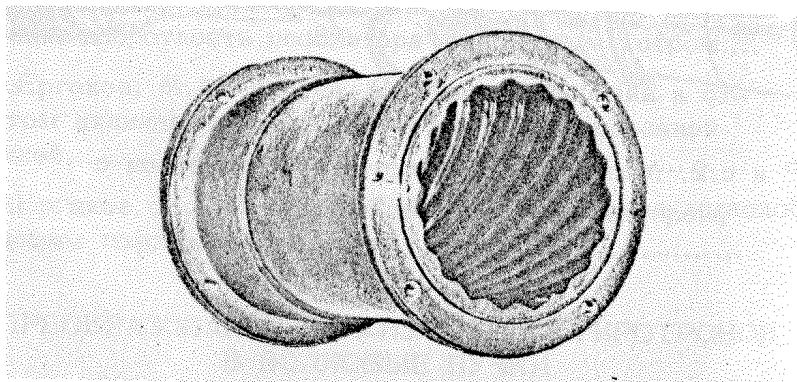


Р и с.4. Излучатель, преобразующий МШГ в квази-
цилиндрический волновой поток



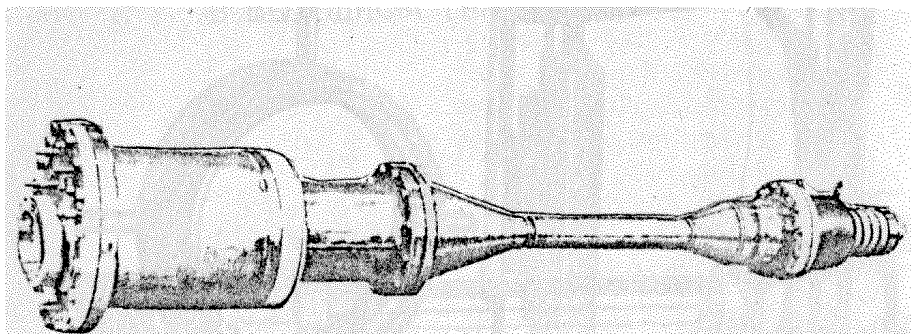
Р и с.5. Элемент перископического зеркального волновода

Р и с.6. Сеточный поляризационный аттенюатор

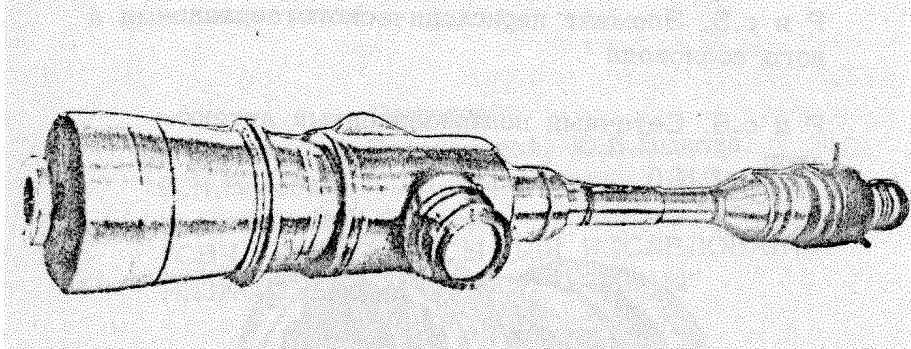


Р и с.8. Труба коаксиального гофрированного преобразователя

Рисунки
к статье Л.Н Агапова, С.Д Богданова,
С.Н.Власова и др.
"ГИРОТРОНЫ ДЛЯ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ В
БОЛЬШИХ ТОКАМАКАХ"



Р и с.1. Мощный длинноимпульсный гиротрон с
горцевым выводом СВЧ-излучения



Р и с.2. Мощный длинноимпульсный гиротрон с
боковым выводом СВЧ-излучения

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГИРОТРОНОВ

А.Г.Лучинин, Г.С.Нусинович, В.Г.Усов, В.А.Флягин, В.И.Хижняк. Электронная селекция мод в гиротронах, работающих на модах шелчущей галереи.....

Ю.В.Быков, А.Л.Гольденберг, М.И.Петелин. Эксперименты по селекции мод в гиротроне с модой шелчущей галереи.....

А.Г.Лучинин, Т.Б.Павкратова, В.Г.Усов, В.А.Флягин. Мощные гиротроны на длинах волн 2 мм и 0,9 мм в режиме непрерывной генерации.....

С.Н.Власов, А.Г.Лучинин, Г.С.Нусинович, И.М.Орлова, В.Г.Усов, В.А.Флягин, В.И.Хижняк. Гиротроны с двухзеркальными резонаторами.....

В.Е.Запевалов, С.А.Малыгин, Ш.Е.Цимринг. Гиротроны на второй гармонике циклотронной частоты

С.Н.Власов, А.Г.Лучинин, И.М.Орлова. Гиротрон с кольцевой щелью в выходном тракте.....

ГИРОТРОНЫ ДЛЯ ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Т.В.Бородачева, Ю.В.Быков, С.Н.Власов, А.Л.Гольденберг, Л.И.Загрядская, И.М.Орлова. СВЧ-комплексы для исследований низкотемпературной плазмы.....

Л.Н.Агапов, С.Д.Богданов, Н.П.Венедиктов, С.Н.Власов, Н.И.Зайцев, В.И.Курбатов, И.М.Орлова, М.М.Офицеров, В.А.Флягин. Гиротроны для СВЧ-нагрева плазмы в малых токамаках.....

Л.Н.Агапов, С.Д.Богданов, С.Н.Власов, В.И.Курбатов, А.Г.Лучинин, В.Г.Усов, В.А.Флягин, В.И.Хижняк. Гиротроны для нагрева плазмы в больших токамаках.....

О.В.Малыгин, В.Б.Орлов, Л.Ш.Рубинштейн, В.И.Щупак. Гиротрон непрерывной мощности 3+5 кВт на фиксированные частоты в диапазоне 33+47 ГГц

УДК 621.385.69

Электронно-оптические системы мощных МЦР. Запелов В.Е., Лыгин В.К., Мануйлов В.Н., Цимринг Ш.Е. В кн.: Гиротроны. Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с. 5.

Представлены результаты анализа систем, формирующих квазиламинарные винтовые электронные пучки, а также пучки, в которых траектории частиц перемешаны в области инжектора. В обоих случаях существенно ослаблен рост скоростного разброса как функции тока пучка. Исследовано влияние поля объёмного заряда пучка на скоростные aberrации в области анодной линзы. Развита синтез магнетронно-инжекторных пушек МЦР, работающих в режиме полного простраиваемого заряда. Выяснены условия применимости многочувствительных пушек гиротронов. Приведены результаты траекторного анализа ряда систем двухлучевых гиротронов. Ил.20 список лит. 12 назв.

УДК 621.385.69

Омический нагрев резонаторов и ограничение мощности длинноимпульсных гиротронов. Брайловская В.А., Власов С.Н., Нусинович Г.С., Павельев А.Б., Фикс А.Ш., Хлопкова Т.Н. В кн.: Гиротроны. Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с. 33.

Расчитан обусловленный омическими потерями высокочастотной мощности нагрев резонатора в импульсном и квазинепрерывном режимах генерации. Определена зависимость предельной выходной мощности гиротронов, работающих на различных модах, от длительности импульса. Ил.6, список лит. 8 назв.

УДК 621.385.69

Двухрезонаторный гиротрон. Антаков И.И., Засыпкин Е.В., Соколов Е.В. В кн.: Гиротроны. Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с. 47.

Приводится расчёт и излагаются результаты экспериментального исследования двухрезонаторного МЦР-генератора. Основными эффектами, связанными с наличием второго резонатора, является возможность повышения КПД в режиме максимальной мощности и улучшения селективных

свойств электродинамической системы. Теоретически предсказанное смещение максимума КПД в область больших токов подтверждено экспериментально. Табл.1, ил.5, список лит. 10 назв.

УДК 621.385.69

Многолучевые гиротроны Запелов В.Е., Цимринг Ш.Е. В кн. Гиротроны. Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с. 60.

Обсуждается возможность повышения селекционности по поперечному индексу в гиротронах, у которых к основному пучку добавляется один или несколько соосных с ним полых винтовых пучков. Последние при соответствующем выборе параметров могут использоваться как излучатели или поглотители электромагнитного излучения.

Показано, что излучающие дополнительные пучки помимо повышения электронной селекционности способствуют увеличению выходной мощности. Поглощающие дополнительные пучки дают возможность улучшить селекционность по поперечному индексу, особенно при работе на второй гармонике циклотронной частоты. Табл.1, ил.2, список лит.9 назв.

УДК 621.385.69

Катодная неустойчивость в мощных гиротронах. Запелов В.Е., Малыгин С.А., Цимринг Ш.Е. В кн. Гиротроны. Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с. 74.

Описываются эксперименты, указывающие на существование неустойчивых режимов, которые связаны с отражением части электронов от области с сильным пространственным зарядом непосредственно у катода. Неустойчивость имеет место в электронно-оптических системах гиротронов, отличающихся малым углом между направлением магнитного поля и поверхностью эмиттера, и при достаточно большой величине тока пучка. Ухудшение качества пучка при возникновении указанной неустойчивости настолько значительно, что вызывает срыв колебаний рабочей моды. Ил.1, список лит. 3 назв.

УДК 621.385.69

Связанные резонаторы с трансформацией мод. М а л ы г и н С.А., П а з е л ь е в В.Г., Ц и м р и н г Ш.Е., В кн.: Гиротроны. Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с. 78.

Рассмотрена система двух круглых резонаторов, настроенных на разные моды с одинаковыми азимутальными индексами. Связь между резонаторами обеспечивается введением сильно неоднородного участка, на котором имеет место трансформация мод. Изложен метод расчёта системы. Результаты теории указывают на возможность существенного повышения селективности паразитных видов колебаний по сравнению с традиционными однорезонаторными электродинамическими структурами гиротронов. Ил. 6, список лит. 6 назв.

УДК 621.385.69

Дифракционная добротность резонатора с винтовым гофром. Г о л ь д е н б е р г А.Л., Н у с и н о в и ч Г.С., П а в е л ь е в А.Б. В кн.: Гиротроны, Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с. 91.

Теоретически исследован резонатор, образованный отрезком цилиндрического волновода с поверхностью в виде винтового гофра. Благодаря гофрировке в системе возникает связь между рабочим типом колебаний (модой шепчущей галереи) и низшей модой волновода, имеющей большую групповую скорость. Нормальная мода такой системы, образованная суперпозицией этих мод, может обладать низкой дифракционной добротностью, что позволяет уменьшить омические потери в мощных длинноимпульсных гиротронах. Определена зависимость дифракционной добротности от глубины гофрировки в полых и коаксиальных резонаторах. Ил.3, список лит. 5 назв.

УДК 621.385.69

Селекция колебаний в открытом цилиндрическом резонаторе с гофрированной стенкой. Е р г к о в В.С., М о и с е е в М.А. В кн.: Гиротроны. Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с. 98.

Проведен расчёт отношения добротностей конкурирующих и рабочей мод с близкими собственными частотами открытого цилиндрического резонатора с гофрированной в

азимутальном направлении стенкой и поглощающим аксиально-симметричным стержнем, находящимся вне поля рабочей моды шепчущей галереи. Показано, что существенного превышения добротности селективируемого типа колебаний над добротностями конкурирующих колебаний можно достигнуть при достаточно высоких азимутальных индексах. Ил.2, список лит. 7 назв.

УДК 621.385.69

Гиротрон с резонатором, имеющим гофрированную стенку. Е р г а к о в В.С., М о и с е е в М.А. В кн. Гиротроны. Горький ИПФ АН СССР, 1980, с. 112.

Теоретически исследован гиротрон с резонатором большого поперечного сечения, имеющим гофрированную в азимутальном направлении стенку и центральный поглощающий стержень. Проведен расчёт КПД гиротрона, мощности электромагнитных колебаний, поглощаемой центральным стержнем, определены глубина гофрировки и интервал азимутальных индексов рабочей моды шепчущей галереи, при которых исключается самовозбуждение конкурирующих мод. Ил.4, список лит. 5 назв.

УДК 621.385.69

Геометрооптическая теория трансформаторов типов волн в сверхразмерных волноводах. В л а с о в С.Н., Л и к и н К.М. В кн. Гиротроны. Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с. 125.

В данной статье на основе геометрооптических представлений волн в волноводе теоретически исследованы квазиоптические преобразователи. Рассмотрены преобразователь волноводных волн с сохранением их азимутальной симметрии и преобразователь волноводных мод в волновой пучок. Ил.5. список лит. 5 назв.

УДК 621.385.69

Электронная селекция мод в гиротронах, работающих на модах шепчущей галереи. Л у ч и н и н А.Г., Н у с и н о в и ч Г.С., У с о в В.Г., Ф л я г и н В.А., Х и ж н я к В.И. В кн. Гиротрон. Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с.139.

Определены структурные коэффициенты, характеризующие

эффективность взаимодействия электронных потоков с модами шепчущей галереи в гиротронах. В экспериментах с гиротроном, работающим в режиме одномодовой генерации на модах шепчущей галереи $H_{21-23,2}$, выходная мощность превышала 1 МВт на длине волны около 3 мм. Ил.4, список лит. 5 назв.

УДК 621.385.69

Эксперименты по селекции мод в гиротроне с модой шепчущей галереи. Б у к о в Ю.В., Г о л ь д е н б е р г А.Л., П е т е л и н М.И. В кн. Гиротрон. Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с.147.

Проверка способов селекции мод в гиротроне на моде шепчущей галереи показала высокие селективные свойства коаксиального резонатора 1) с центральным стержнем из поглощающего материала и 2) с центральным металлическим стержнем переменного профиля. Применение второго способа селекции, более подходящего для мощных гиротронов, позволило получить на длине волны 6,7 мм выходную мощность 1250 кВт. Табл. 1, список лит.6.

УДК 621.385.69

Мощные гиротроны на длинах волн 2 мм и 0,9 мм в режиме непрерывной генерации. Л у ч и н и н А.Г., П а н к р а т о в а Т.Б., У с о в В.Г., Ф л я г и н В.А. В кн. Гиротроны. Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с. 154.

Экспериментально исследованы гиротроны, работающие в непрерывном режиме на первой ($\lambda = 2$ мм) и второй ($\lambda = 0,9$ мм) гармониках гирочастоты с выходной мощностью 22 кВт и 1,5 кВт соответственно. Полученные результаты удовлетворительно совпали с теоретическими представлениями. Ил.5, список лит.4 назв.

УДК 621.385.69

Гиротроны с двухзеркальными резонаторами. В л а с о в С.Н., Л у ч и н и н А.Г., Н у с и н о в и ч Г.С., О р л о в а И.М., У с о в В.Г., Ф л я г и н В.А., Х и ж н я к В.И. В кн.: Гиротроны. Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с. 160.

Теоретически и экспериментально исследованы элек -

тродинамические свойства двухзеркальных резонаторов эллиптического сечения и зависимость КПД гиротрона от эксцентриситета эллипса. В экспериментах на моде H_{110} выходная мощность гиротрона с длиной волны 3 мм достигала 350 кВт при КПД 25%. Ил. 4, список лит. 6 назв.

УДК 621.385.69

Гиротроны на второй гармонике циклотронной частоты
Запевалов В.Е., Малыгин С.А., Цимряг Ш.Е. В кн. Гиротроны. Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с. 171.

В работе описан гиротрон на 2-ой гармонике циклотронной частоты с максимальной выходной мощностью 0,6 МВт. Исследования показывают, что основными факторами, ограничивающими выходную мощность, являются конкуренция мод и влияние поля пространственного заряда. Приведены результаты экспериментов по электронной селекции с помощью дополнительного поглощающего пучка. Табл. 1, ил. 7, список лит. 20 назв.

УДК 621.385.69

Гиротрон с кольцевой щелью в выходном тракте.
Власов С.Н., Лучинин А.Г., Орлова И.М. В кн. Гиротроны. Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с. 188.

Приведены результаты экспериментального исследования возможности пространственного разделения пучка электромагнитных волн и электронного пучка с помощью кольцевой азимутальной щели в выходном волноводе гиротрона. Описанный метод дает возможность применения в гиротронах коллекторов с развитыми поверхностями. Даны теоретические оценки эффективности исследовавшегося метода. Ил. 4, список лит. 2 назв.

УДК 621.385.69

СВЧ-комплексы для исследований низкотемпературной плазмы. Бородачёва Т.В., Быков Ю.В., Власов С.Н., Гольдштейн А.Л., Загрядская Л.И., Орлова И.М. В кн. Гиротроны. Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с. 192

Использование мощного излучения диапазона миллиметровых волн позволяет получить новые экспериментальные данные о свойствах плотной плазмы. Для обеспечения этих исследований были созданы СВЧ-комплексы, включающие импульсные генераторы — гиротроны с длинами волн близкими к 8 мм и 2,5 мм с выходными мощностями несколько сот киловатт — и квазиоптические системы для формирования и фокусировки узконаправленных волновых пучков. Напряженности полей в области фокального пятна сходящегося волнового пучка достигали нескольких кВ/см, т.е. величины, превышающей пороговую напряженность поля для нелинейных эффектов в плазме и для газовых СВЧ-разрядов в широких диапазонах изменения параметров среды. Табл. 1, ил.12, список лит.13 назв.

УДК 621.385.69

Гиротроны для СВЧ-нагрева плазмы в малых токамаках. Агапов Л.Н., Богданов С.Д., Венедиктов Н.П., Власов С.Н., Зайцев Н.И., Курбатов В.И., Орлова И.М., Офицеров М.М., Флягин В.А. В кн.: Гиротроны Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с. 215.

Для электронно-циклотронного нагрева плазмы в токамаке ТМ-3 разработаны гиротроны миллиметрового диапазона длин волн с выходной мощностью 100–200 кВт в импульсе длительностью до 1 мс.

Для преобразования излучения гиротрона в необходимый для эффективного нагрева плазмы волновой пучок с линейной поляризацией использован квазиоптический преобразователь. Табл.1, ил.5, список лит. 5 назв.

УДК 621.385.69

Гиротроны для нагрева плазмы в больших токамаках. Агапов Л.Н., Богданов С.Д., Власов С.Н., Курбатов В.И., Лучинин А.Г., Усов В.Г., Флягин В.А., Хижняк В.И. В кн.: Гиротроны Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с. 221.

Для электронно-циклотронного нагрева плазмы в больших токамаках (Т-10, Т-15) разработаны гиротроны с длиной волны около 3,5 мм и выходной мощностью до 300 кВт

в импульсном режиме длительностью до 0,1 с. В статье описаны характеристики гиротронов с двумя вариантами выходных узлов, в которых благодаря встроенным квазиоптическим преобразователям удастся преобразовать электромагнитное излучение, выходящее из резонатора в виде одной из высших TE-мод со сложной поперечной структурой, в волновой пучок с линейной поляризацией. Конструкция выходных узлов предусматривает разделение СВЧ-излучения и электронного пучка, что позволяет посадить электроны на пространственно развитый коллектор. Ил. 5, список лит. 6 назв.

УДК. 621.385.69

Гиротрон непрерывной мощности 3 + 5 кВт на фиксированные частоты в диапазоне 33 + 47 ГГц. М а л ы г и н О.В., О р л о в В.Б., Р у б и н ш т е й н Л.Ш., Щ у п а к В.И. В кн.: Гиротроны. Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с. 226.

Описаны результаты разработки непрерывного генератора в металлокерамическом отпаянном исполнении на рабочее напряжение до 20 кВ и ток до 1 А, а также основные параметры комплекса питания генератора. Табл.1, ил. 4, список лит. 3 назв.

ГИРОТРОНЫ

Сборник научных
трудов

Редактор Н.А.Городецкая
Техн. редактор А.И.Елисеева
Корректор И.С.Ипатова

Подписано к печати 31.12.80г.

Формат 60х90/16. Бумага офсетная №1.

Усл.печ.л. 15,5. Уч.-изд.л. 11,2. Тираж 250 экз.

Заказ 207 . Темплан 1980. поз.1. Цена 1р.70к.

Отпечатано на роталпринте в Институте прикладной физики АН СССР, 603600, г.Горький, ул.Ульянова,46