

УДК 621.385.624

ОБ ОДНОМ МЕХАНИЗМЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПАРАЗИТНЫХ КОЛЕВАНИЙ В МОЩНЫХ ГИРОТРОНАХ

И. И. Антаков, И. Г. Гачев, Е. В. Засыпкин

Одна из проблем, возникающих при создании мощных гиротронов, заключается в необходимости обеспечения устойчивого одномодового режима генерации. К настоящему времени достаточно полно изучены условия возникновения паразитного самовозбуждения в резонаторе гиротрона и разработаны способы его подавления (см., например, [1, 2]). Вместе с тем, нарушение устойчивой работы гиротрона может быть также связано и с генерацией паразитных колебаний в переходной области между электронной пушкой и резонатором, где магнитное поле неоднородно. Теоретической основой такого предположения являются результаты [1, 3, 4], свидетельствующие о достаточно высокой эффективности взаимодействия высокочастотного поля с электронным потоком, направляемым неоднородным магнитостатическим полем.

В настоящей работе теоретически и экспериментально исследуется паразитная генерация, возникающая вне резонатора гиротрона, и анализируется ее влияние на работу генератора.

1. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Проанализируем условия возникновения паразитного самовозбуждения в физическом макете мощного гиротрона традиционной конструкции [5] с рабочей моделью резонатора TE₀₂₁. Профили электронной пушки, рассчитанной на ускоряющее напряжение 50 кВ, трубы преобразования скоростей, резонатора, а также распределение аксиальной составляющей магнитостатического поля приведены на рис. 1.

Найдем стартовые токи и частоты автоколебаний, возбуждающихся в отрезке цилиндрического волновода II, связывающего анод электронной пушки III и резонатор I (рис. 1). Отрезок волновода ограничен со стороны резонатора закритическим сужением (коэффициент отражения волн $\Gamma_1 = \Gamma(z=0) = -1$), а со стороны пушки конусным переходом с большим углом раскрыва. Магнитостатическое поле в области резонатора I однородно, $H(z \geq 0) = H_0$, а в областях II и III его осевое распределение может быть с достаточной точностью аппроксимировано линейной функцией:

$$H(z) = H_0(1 + \varepsilon z), \quad z < 0. \quad (1)$$

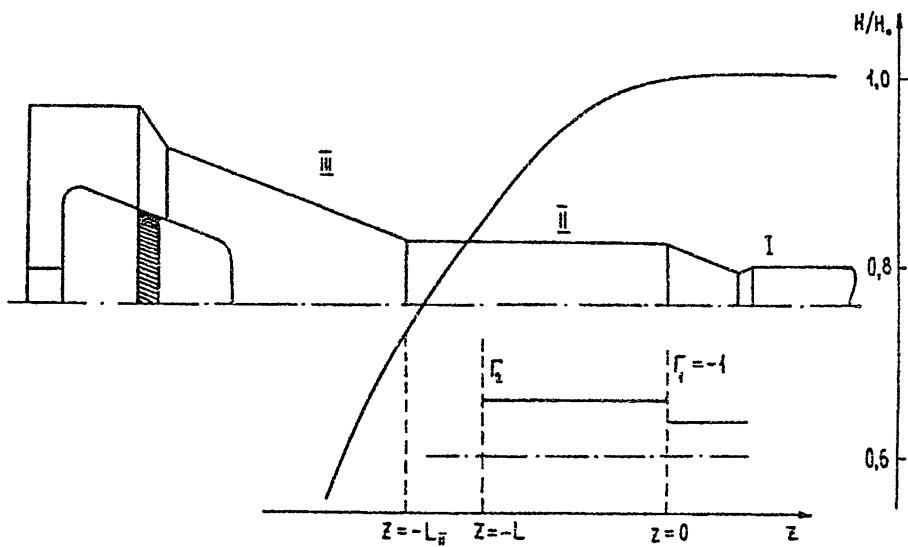


Рис. 1. Продольный разрез гиротрона и осевое распределение статического магнитного поля: I — резонатор, II — отрезок волновода, III — анод электронной пушки.

При этих условиях минимальный стартовый ток в отрезке волновода II определяется выражением [3]

$$I_{0qst}^{min}(A) = \frac{q}{4\pi} I_{qst}^{min}(\mu, \delta) \frac{\lambda_q}{L} (1 - |\Gamma_2|) \beta_{\perp}^4 \frac{[(kR)^2 - m^2] J_m^2(kR)}{J_{m-1}^2(kR_0)}, \quad (2)$$

где q — число продольных вариаций высокочастотного поля, $I_{qst}^{min} = (\chi''_{qmax})^{-1}$, $\chi''_{qmax} = \chi''(\mu, \delta, \Delta_q)$ — максимизированное по расстройке циклотронного резонанса $\Delta_q = 2\beta_{\perp}^{-2} \left(\frac{\omega_q - \omega_H}{\omega_q} \right)$ значение активной части электронной восприимчивости пучка, ω_q и ω_H — частота генерируемых колебаний и гирочастота электронов, $\mu = \pi \frac{\beta_{\perp}^2}{\beta_{\parallel}^2} \frac{L}{\lambda_q}$, $\delta = 2\beta_{\perp}^{-2} \epsilon L$ — параметр неоднородности магнитостатического поля, L — эффективная длина взаимодействия электронного пучка с ВЧ-полем, $\beta_{\perp, \parallel} = v_{\perp, \parallel}/c$ — нормированные на скорость света вращательная и поступательная скорости электронов в точке $z = -L/2$, λ_q — длина волны генерируемого излучения, $k = 2\pi/\lambda_q$, R и R_0 — радиусы отрезка волновода и электронного пучка, J_m — функция Бесселя, m — азимутальный индекс генерируемой моды.

Линии равных значений I_{qst}^{min} на плоскости параметров μ и δ , рассчитанные по формулам [3] для основной моды ($q = 1$) и колебаний с

$q = 2, 3$, изображены на рис. 2. Номера зон самовозбуждения совпадают с q , а индексы $-$, $+$, 0 соответствуют резонансному взаимодействию с электронным потоком встречных, попутных и "квазистоячих" волн. Зависимости $I_{qst}^{min} = I_{qst}^{min}(\mu, \delta)$ для зон 2^+ и 3^+ на рисунке не представлены, поскольку самовозбуждению попутных волн соответствуют значительно более высокие стартовые токи (см. [3]).

В общем случае эффективная длина пространства взаимодействия L не совпадает с длиной отрезка волновода L_{II} , а определяется крутизной магнитного поля ϵ . В связи с этим, при расчетах можно заменить отрезок волновода эквивалентным цилиндрическим резонатором с длиной регулярной части L и коэффициентом отражения волн в сечении $z = -L$ равным Γ_2 (см. рис. 1). Учитывая, что изменение β_{\perp} описывается адиабатическим инвариантом $\beta_{\perp}^2/H = \text{const}$ выражение (2) нетрудно привести к виду:

$$I_{0qst}^{min}(A) = \frac{q\lambda_q\beta_{\perp 0}^2}{4\pi} (1 - |\Gamma_2|) \psi(L) \frac{[(kR)^2 - m^2]}{J_{m-1}^2(kR_0)} J_m^2(kR), \quad (3)$$

где

$$\psi(L) = I_{qst}^{min}[\mu(L), \delta(L)] \frac{(2 + \epsilon L)^2}{4}, \quad (4)$$

$\beta_{\perp,||0}$ — значение $\beta_{\perp,||}$ в рабочем пространстве гиротрона, где $H(z) = H_0$. Дифференцируя (4) по L и приравнивая нулю производную $\partial\Psi/\partial L$, получаем уравнение для определения длины регулярной части эквивалентного резонатора L_q , соответствующей при заданном ϵ наименьшему значению I_{0qst}^{min} , равному \hat{I}_{0qst}^{min}

$$\pi \frac{\beta_{\perp 0}^2}{\beta_{||0}} \frac{L}{\lambda_q} (2 + \epsilon L)(1 + \epsilon L) \frac{\partial I_{qst}^{min}}{\partial \mu} + \frac{8\epsilon L}{\beta_{\perp 0}^2} \frac{\partial I_{qst}^{min}}{\partial \delta} + [(\epsilon L)^2 - 4] I_{qst}^{min} = 0. \quad (5)$$

Производные $\partial I_{qst}^{min}/\partial \mu$ и $\partial I_{qst}^{min}/\partial \delta$ находятся путем графического интегрирования изображенных на рис. 2 зависимостей $I_{qst}^{min} = I_{qst}^{min}(\mu, \delta)$.

При расчете минимального стартового тока по формуле (3) необходимо знать достаточно точно коэффициент отражения Γ_2 , определение которого представляет собой довольно сложную задачу. Поэтому в дальнейшем ограничимся нахождением верхней границы возможных значений \hat{I}_{0qst}^{min} , устремив в формуле (3) Γ_2 к нулю. В этом случае структура высокочастотного поля становится нефиксированной, а исходная формула (2), строго говоря, некорректной. Однако, опираясь на результаты [6], можно предположить, что, если длина волны генерации достаточно близка к критической λ_{kp} , то метод заданного поля обеспечивает удовлетворительную для практических расчетов точность определения минимального стартового тока.

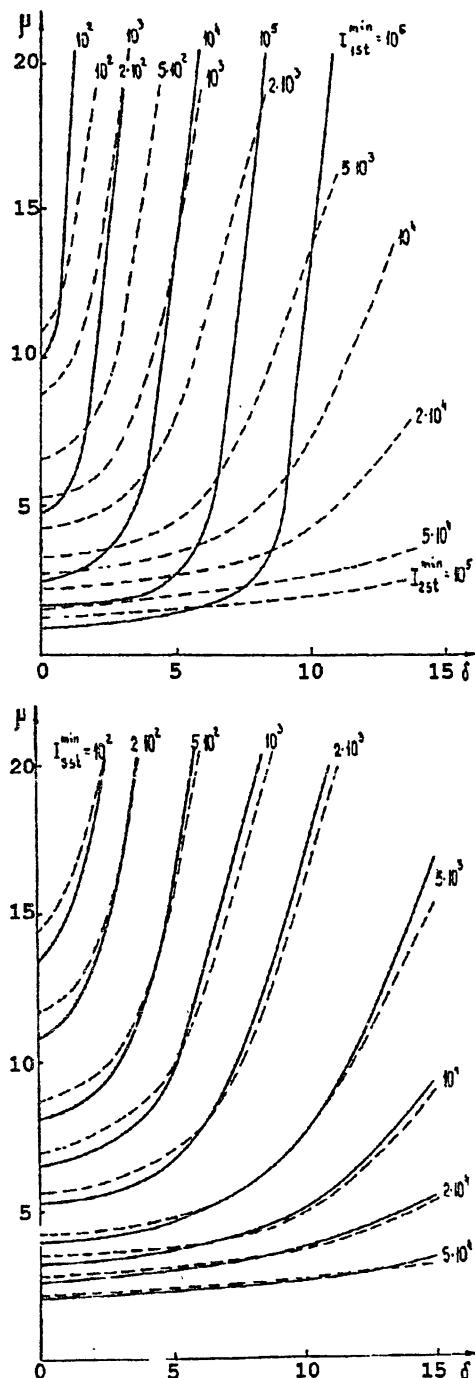


Рис. 2. Линии равных значений параметра I_{qst}^{min} на плоскости параметров μ и δ : а) сплошные линии — $q = 1$, пунктирные линии — $q = 2$; б) $q = 3$, сплошные линии соответствуют зоне 3^- , пунктирные — зоне 3^0 .

Условие близости λ_q к λ_{kp} нетрудно представить в виде

$$q \frac{\lambda_q}{2\hat{L}_q} \ll 1. \quad (6)$$

Неравенство (6) является, по существу, ограничением снизу на допустимую величину \hat{L}_q .

Относительная расстройка магнитных полей \tilde{H}_{0q} и $\tilde{H}_{0q'}$, соответствующих центрам зон генерации колебаний типа TE_{mpq} и $TE_{mpq'}$, определяется выражением

$$\frac{\Delta\tilde{H}}{\tilde{H}_{0q}} = \frac{\tilde{H}_{0q'} - \tilde{H}_{0q}}{\tilde{H}_{0q}} = \frac{\omega_{q'}}{\omega_q} \left[\frac{4 - \beta_\perp^2(2\Delta_{q'} + \delta)}{4 - \beta_\perp^2(2\Delta_q + \delta)} \right] - 1, \quad (7)$$

где

$$\omega_q \simeq c \sqrt{\left(\frac{\nu}{R}\right)^2 + \left(\frac{q\pi}{\hat{L}_q}\right)^2}. \quad (8)$$

Здесь ν — корень уравнения $J'_m(\nu) = 0$.

Зависимости Δ_q от μ представлены на рис. 3. Из выражения (6), в частности, следует, что по мере роста параметра неоднородности δ относительная расстройка магнитных полей $\Delta\tilde{H}/\tilde{H}_{0q}$ асимптотически приближается к относительной расстройке частот соответствующих типов колебаний

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_q} = \frac{\omega_{q'} - \omega_q}{\omega_q}.$$

В конструкции исследованного гиротрона отношение радиуса R волновода Π к радиусу резонатора R_p составляло 1,6. При $R/R_p = 1,6$ в рабочую область магнитных полей попадают зоны самовозбуждения колебаний типа TE_{52q} в отрезке волновода Π . На рис. 4 представлены рассчитанные по формуле (3) зависимости минимального стартового тока моды TE_{52q} от отношения вращательной скорости электронов к поступательной в пространстве взаимодействия $g_0 = \beta_{\perp 0}/\beta_{||0}$. Соответствующие значения эффективной длины L_q и частоты генерируемых колебаний f_q приведены в таблице 1. Из сопоставления кривых, приведенных на рисунке 4, видно, что наименьшим стартовым током обладают колебания с двумя продольными вариациями высокочастотного поля, возбуждающиеся в условиях циклотронного резонанса со встречной волной (зона 2⁻). В случае неоднородного магнитного поля стартовый ток основной моды \hat{I}_{01st}^{min} значительно (в 1,5–1,7 раза) превышает \hat{I}_{02st}^{min} , что можно объяснить заметным отличием эффективных длин взаимодействия пучка с СВЧ полями мод TE_{521} и TE_{522} (см. табл. 1).

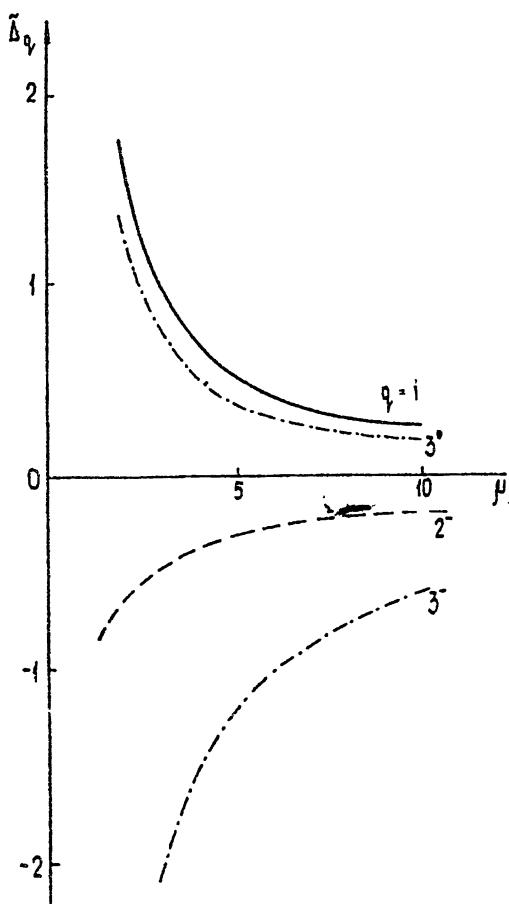


Рис. 3. Зависимости оптимальной расстройки по магнитному полю $\tilde{\Delta}_q$ от μ для зон генерации $q = 1, 2^-, 3^-$ и 3^0 .

Таблица 1.

Параметры	Тип колебаний		
	TE ₅₂₁	TE ₅₂₁ (зона 2 ⁻)	TE ₅₂₃ (зоны 3 ⁻ и 3 ⁰)
L_q (в длинах волн генерируемого излучения λ_q)	3,9	5,1	5,8
f_q (в единицах частоты излучения, генерируемого на рабочей моде TE ₀₂₁)	0,952	0,963	0,98

Наоборот, значения \hat{L}_2 и \hat{L}_3 колебаний с $q = 2$ и $q = 3$ различаются весьма несущественно, в то время как дифракционная добротность этих мод с изменением продольного индекса меняется пропорционально q^{-1} [7, 8]. Именно этими обстоятельствами и обусловлено возрастание (по сравнению с \hat{I}_{02st}^{min}) минимального стартового тока колебаний с $q = 3$ (см. рис. 4).

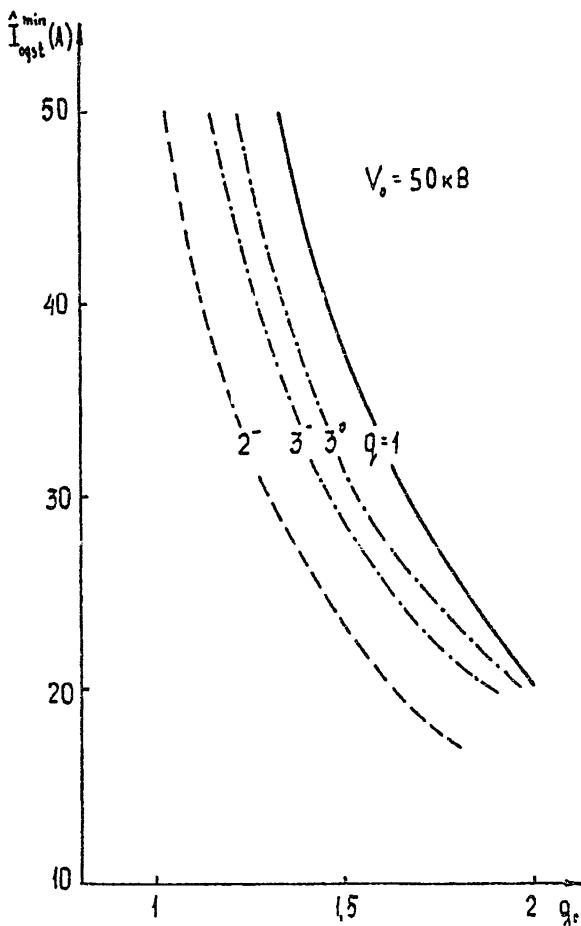


Рис. 4. Расчетные зависимости минимального стартового тока I_{0qst}^{min} моды TE_{52q} в отрезке волновода II от величины отношения вращательной скорости электронов к поступательной в пространстве взаимодействия ($\Gamma_2 = 0$).

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

В процессе эксперимента исследовались различные варианты гиротрона, отличающиеся добротностью и длиной резонатора. Профили резонаторов гиротрона приведены на рис. 5, а их параметры — в табл. 2.

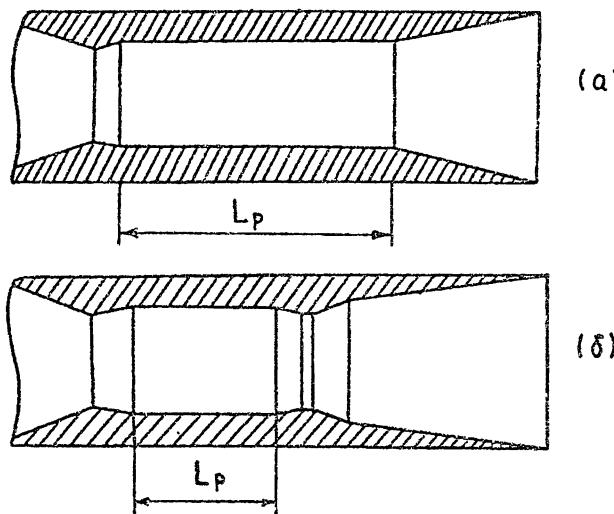


Рис. 5. Резонаторы гиротрона.

Таблица 2.

Тип резонатора	Собственная частота, ГГц	Длина регулярной части, мм	Добротность, Q
“а”	35,15	52	850
	34,97	39,3	500
“б”	35,05	23	350

Влияние длины и добротности резонатора на характеристики гиротрона иллюстрируются изображенными на рис. 6 зависимостями КПД η от тока пучка I_0 , полученными при настройке магнитостатического поля на максимум КПД в каждой измеряемой точке.

В гиротроне с длинным и высокодобротным резонатором ($L_p = 52$ мм, $Q = 850$) максимальный КПД достаточно высок ($\eta \approx 0,52$), однако достается он в области малых токов пучка, вследствие чего выходная мощность в этом режиме невелика — $P \approx 78$ кВт. Падение КПД с ростом тока обусловлено, согласно [5, 8], перегруппировкой электронов под действием излишне интенсивного высокочастотного поля. Максимальная мощность в гиротроне с этим резонатором составляла 190 кВт при ускоряющем напряжении пучка $V_0 = 50$ кВ и токе $I_0 = 17$ А.

На рис. 7а приведены экспериментальные зависимости выходной мощности P и нормированной частоты генерации f_r/f_0 (f_0 — частота гене-

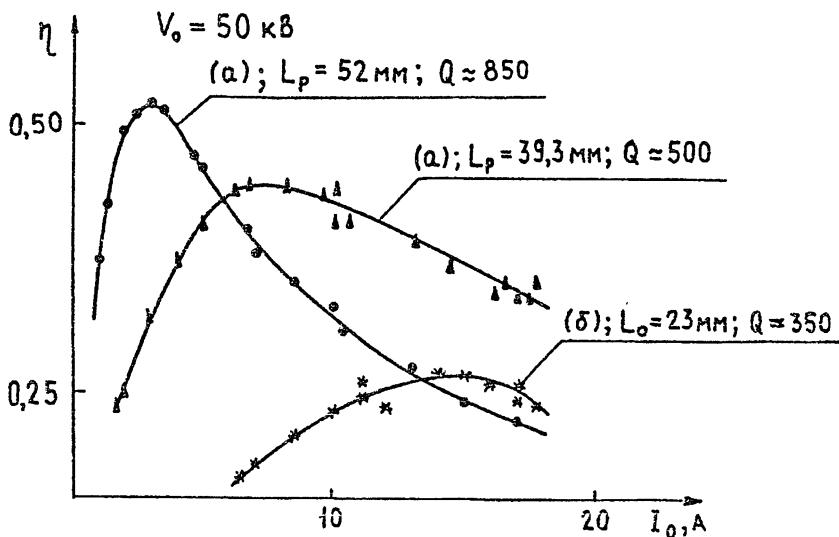


Рис. 6. Зависимости КПД гиротрона от тока пучка при различных значениях длины регулярной части резонатора L_p и его добродинности Q : 1 — тип а, $L_p = 52 \text{ мм}, Q = 850$; 2 — тип а, $L_p = 39,3 \text{ мм}, Q = 500$; 3 — тип б, $L_p = 23 \text{ мм}, Q = 350$.

рации рабочей моды TE_{021}) от величины статического магнитного поля H_0 , измеренные на токе пучка $I_0 = 2,7 \text{ А}$, т. е. вблизи максимума КПД. Из рисунка видно, что в гиротроне селективно возбуждаются моды TE_{221} , TE_{021} и TE_{611} , причем частота колебаний монотонно растет с увеличением H_0 в диапазоне от 135 до 160 относительных единиц.

Уменьшение длины резонатора приводит, в согласии с работой [8], к сдвигу режима перегруппировки электронов в область повышенных токов и, как следствие, к увеличению мощности гиротрона при относительно небольшом снижении КПД (см. рис. 6). Максимальная мощность при $V_0 = 50 \text{ кВ}$ и $I_0 = 17,8 \text{ А}$ составляет 310 кВт. В гиротроне с резонатором, у которого $L_p = 39,3 \text{ мм}$, в диапазоне $\Delta H_0 = 135 + 160$ относительных единиц селективно возбуждаются те же моды, что и в предыдущем варианте генератора, однако, в промежутках между зонами возникают колебания с мощностью до 10 кВт.

Вместе с тем, дальнейшее уменьшение длины регулярной части резонатора до $L_p = 23 \text{ мм}$ не привело к увеличению выходной мощности, вследствие резкого падения КПД гиротрона в диапазоне рабочих токов (см. рис. 6). Более того, при токах пучка $I_0 \geq 17,8 \text{ А}$ во всем интервале изменения магнитных полей возникал высокочастотный пробой в резонаторе, препятствовавший нормальной работе генератора. По этой причине наибольшая выходная мощность, измеренная при $V_0 = 50 \text{ кВ}$ и $I_0 = 17,8 \text{ А}$, не превысила 215 кВт.

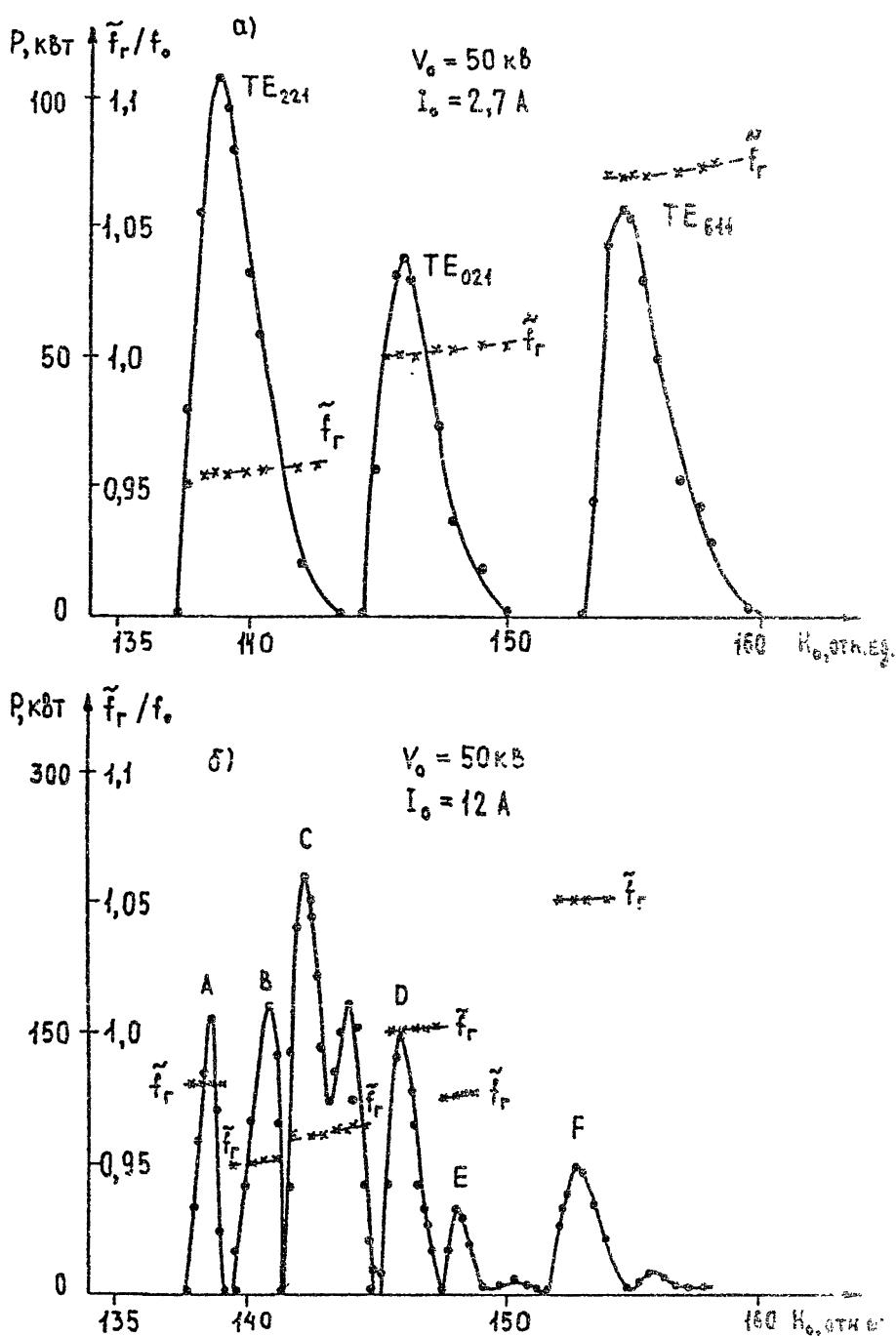


Рис. 7. Зависимости выходной мощности и нормированной частоты генерации от величины статического магнитного поля в пространстве взаимодействия: а — $L_p = 52$ мм, $Q = 850$; б — $L_p = 23$ мм, $Q = 350$.

Из вида зависимостей выходной мощности и частоты генерации от величины магнитостатического поля, представленных на рис. 7б, следует, что число зон генерации в гиротроне с коротким резонатором увеличивается, а спектр выходного излучения заметно обогащается. Отличительной особенностью генерации является немонотонная зависимость частоты автоколебаний от магнитного поля. Измеренные значения магнитного поля \tilde{H}_0 и частоты генерации f_r в центрах соответствующих зон приведены в табл. 3.

Таблица 3.

Параметры	Обозначения зон					
	A	B	C	D	E	F
H_0 в отн. ед.	138,6	140,8	142,0	145,8	148,0	152,6
f_r в един. f_0	0,98	0,952	0,96	1,00	0,978	1,052

Сопоставляя кривые $P = P(H_0)$ и $f_r = f_r(H_0)$, изображенные на рис. 7, можно поставить в соответствие зонам B, D и F генерацию колебаний в резонаторе гиротрона мод TE₂₂₁, TE₀₂₁ и TE₆₂₁. Немонотонное изменение частоты генерации зон A, C, E при монотонном увеличении H_0 позволяет предположить, что соответствующие им автоколебания возникают в отрезке волновода II, расположенному в спадающем магнитном поле (см. рис. 1). В соответствии с результатами раздела 1, в этой области значений H_0 должны генерироваться колебания TE_{52q}.

В целях проверки этого предположения на основании соотношений (3), (7) были рассчитаны теоретические зависимости отношения рабочего тока I_0 к стартовому току соответствующего типа колебаний I_{0qst} от магнитного поля H_0 , изображенные на рис. 8. Сравнивая эти кривые с экспериментальными кривыми $P = P(H_0)$ на рис. 7б, нетрудно видеть, что при совмещении максимумов зоны C и зоны TE₅₂₂(2⁻) значения H_0 зон E и TE₅₂₃(3⁰) совпадают с большой точностью. Некоторое несовпадение максимумов зон A и TE₅₂₃(3⁰) можно объяснить влиянием скоростного разброса в пучке, который в теории не учитывался. Учет разброса электронов по скоростям приводит, согласно [9], к сдвигу зоны TE₅₂₃(3⁰) в область больших магнитных полей. Как и ожидалось, в спектре генерации колебания, соответствующие возбуждению моды TE₅₂₁, отсутствовали.

В ходе эксперимента проводилась идентификация поперечной структуры высокочастотного поля излучения методом, описанным в работе [5]. Удалось установить, что в диапазоне $H_0 = 141 - 145$ генерируется несимметричный ($m \neq 0$) тип колебаний с радиальным индексом $p = 2$. Доказательством несимметричности возбуждающихся колебаний служит также факт возникновения высокочастотного пробоя на вакуумном окне вывода энергии при уровнях мощности, превышающих 260 кВт. К сожале-

нию, определить точно число азимутальных вариаций интенсивности не представилось возможным, вследствие недостаточной разрешающей способности используемого метода идентификации мод. Вместе с тем, на основании полученной информации можно сделать вывод о генерировании в интересующей нас области магнитных полей колебаний с поперечной структурой, существенно отличающейся от рабочей.

Смещение гиротрона вдоль оси сопровождается изменением крутизны спада магнитного поля ϵ в элементах электродинамической системы, расположенных вне его рабочего пространства. При этом магнитное поле в резонаторе остается однородным.

В частности, при сдвиге гиротрона влево параметр ϵ в области входного резонатора возрастает, что приводит, согласно (5) к сокращению эффективной длины взаимодействия \hat{L}_q . В свою очередь уменьшение \hat{L}_q вызывает увеличение частоты автоколебаний (см. (8)). Расчетные значения f_q и измеренные величины \tilde{f}_q и \tilde{H}_0 ($V_0 = 50$ кВ, $I_0 = 12$ А) при сдвиге гиротрона влево на $\Delta z \simeq \lambda_0$ представлены в табл. 4.

Приведенные в табл. 1, 3, 4 данные расчета и эксперимента достаточно убедительно свидетельствуют о том, что основным фактором, приводящим к ограничению эффективности гиротрона, является паразитная неустойчивость, возникающая в отрезке волновода, находящемся в неоднородном магнитном поле.

3. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

На основании результатов проведенного исследования можно утверждать, что уменьшение длины и добротности резонатора, направленное на снижение эффективного импеданса связи электронного потока с полем рабочей моды и, следовательно, на повышение выходной мощности гиротрона, возможно лишь до тех пор, пока оптимальное по КПД значение электронного тока не превысит стартовых токов паразитных колебаний, возбуждающихся в элементах электродинамической системы, расположенных в области между электронной пушкой и резонатором и находящихся в неоднородном статическом магнитном поле

$$I_{opt} < \hat{I}_{0qst}^{min}. \quad (9)$$

Если условие (9) нарушается, то можно рассматривать систему "отрезок волновода II – резонатор I" (см. рис. 1) как двухрезонаторный гиротрон [10]. Возникающие в отрезке волновода автоколебания на моде, отличной от рабочей, модулируют электронный поток по энергиям, эта модуляция переходит в модуляцию по плотности, а далее сгруппированный поток возбуждает в резонаторе гиротрона мощное высокочастотное поле. В работе [10] показано, что КПД двухрезонаторного гиротрона

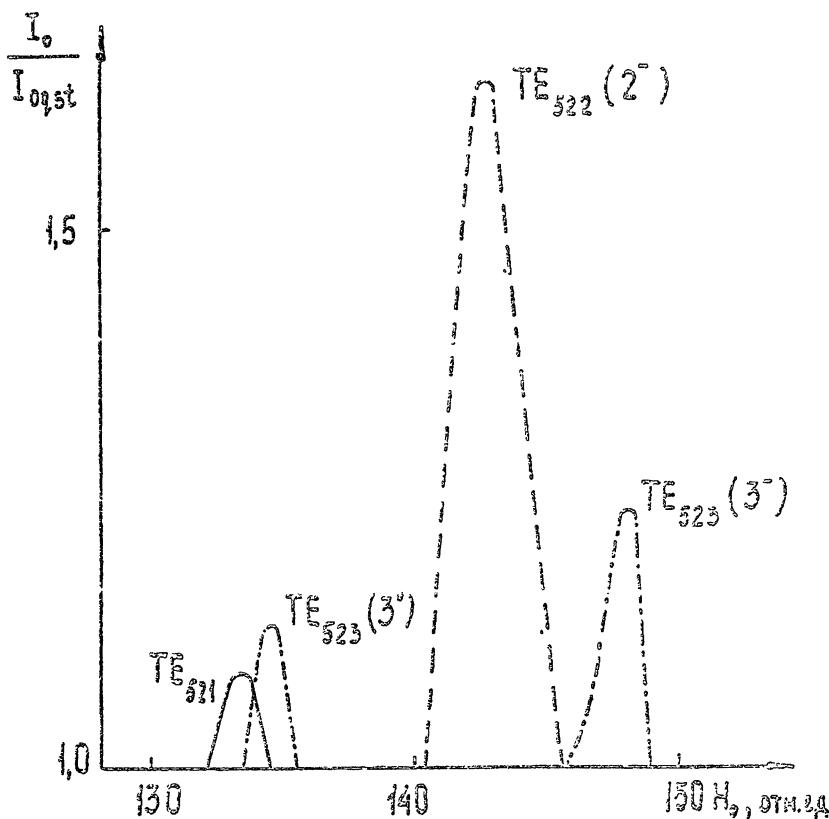


Рис. 8. Теоретические зависимости отношения рабочего тока I_0 к стартовым токам I_{0qst} мод TE_{52q} , возбуждающихся в отрезке волновода II, от величины статического магнитного поля в пространстве взаимодействия.

Таблица 4.

Параметры	Тип колебаний		
	$TE_{522}(2^-)$	$TE_{523}(3^0)$	$TE_{523}(3^-)$
f_s , в единицах f_0	0,970	0,987	0,987
\tilde{f}_r , в единицах f_0	0,970	0,984	0,988
\tilde{H}_0 , отн. единиц	145	142	151

существенно превышает КПД автономного генератора с коротким резонатором. Именно этим обстоятельством можно объяснить наблюдаемое в эксперименте (см. рис. 7б) заметное превышение выходной мощности излучения на mode TE_{52q} над выходной мощностью генерации на рабочей mode TE_{021} .

Условие эффективного усиления колебаний, возбуждающихся в отрезке волновода II на mode TE_{m_1,p_1,q_1} , в резонаторе I на mode TE_{m_2,p_2,q_2} имеет вид:

$$\begin{aligned} m_1 &= m_2, \\ p_1 &= p_2 + n, \quad n = 1, 2, \dots, \\ q_1, q_2 &= 1, 2, 3, \dots, \\ |\omega_{m_1,p_1,q_1} - \omega_{m_2,p_2,q_2}| &\leq \frac{\omega_{m_2,p_2,q_2}}{Q}, \end{aligned} \quad (10)$$

где ω_{m_i,p_i,q_i} — частоты собственных колебаний соответствующих резонансных объемов. Как показывают оценки, в рассматриваемом нами случае условие (10) выполняется достаточно точно для мод TE_{52q_1} и TE_{51q_1} ($q_1, q_2 \geq 2$) в отрезке волновода и резонаторе соответственно.

Можно указать два способа подавления паразитной генерации, или, по крайней мере, существенного уменьшения ее влияния на эффективность генератора:

1) снижение добротности колебаний за счет внесения в область между электронной пушкой и резонатором гиротрона распределенного поглощения;

2) формирование в области между пушкой и резонатором магнитостатических полей с большой крутизной ε .

Необходимо отметить, что способ (1) в настоящее время широко используется для подавления паразитных колебаний в мощных гироклистронах [11].

ЛИТЕРАТУРА

1. Петелин М. И. Электронная селекция мод в гиротроне / Гиротрон. — Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 77–85.
2. Нусинович Г. С. Теория многомодового гиротрона / Гиротрон. — Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 169–184.
3. Засыпкин Е. В., Моисеев М. А. Самовозбуждение колебаний в гиротроне с неоднородным магнитным полем // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. Вып. 1. С. 12–15.
4. Nusinovich G. S. Linear theory of a gyrotron with weakly tapered external magnetic field // Int. J. Electronics, 1988. V. 64. N 1. P. 127–135.

5. Гапонов А. В., Гольденберг А. Л., Григорьев Д. П. и др. Экспериментальное исследование гиротронов сантиметровых волн // Изв. вузов. Радиофизика, 1975. Т. 18. № 2. С. 280–289.
6. Братман В. Л., Моисеев М. А., Петелин М. И., Эрм Р. Э. К теории гиротронов с нефиксированной структурой высокочастотного поля // Изв. вузов. Радиофизика, 1973. Т. 16. № 4. С. 622–630.
7. Петелин М. И. Самовозбуждение колебаний в гиротроне / Гиротрон. — Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 5–25.
8. Братман В. Л., Моисеев М. А., Петелин М. И. Теория гиротронов с низкодобротными электродинамическими системами / Гиротрон. — Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 122–144.
9. Антаков И. И., Ергаков В. С., Засыпкин Е. В., Соколов Е. В. Стартовые условия МЦР-монотрона при наличии разброса скоростей электронов // Изв. вузов. Радиофизика, 1977. Т. 20. № 4. С. 605–611.
10. Антаков И. И., Засыпкин Е. В., Кейер А. Н. О влиянии продольной структуры статического магнитного поля на КПД двухрезонаторного гиротрона / Тез. докл. 10-й Всесоюз. научн. конф. по электронике СВЧ. — Минск: МРТИ, 1983. С. 181.
11. Lawson W. et al. Performance characteristics of a high power X-band two-cavity gyrokylystron // IEEE Trans. Plasma Sci., 1992. V. 20. P. 216–223.

Институт прикладной физики
РАН

Поступила в редакцию
20 декабря 1993 г.

ON ONE MECHANISM OF EXCITATION OF SPURIOUS OSCILLATIONS IN POWERFUL GYROTRONS

I. I. Antakov, I. G. Gachev, E. V. Zasyupkin

One of the problems arising in design of powerful gyrotrons is to provide a stable unimode generation. By now the conditions of the occurrence of spurious self-excitation in the gyrotron resonator have been adequately studied and the procedures of its suppression have been developed. At the same time the break of the gyrotron stable operation may be due to the generation of spurious oscillations in a transient region between the electron gun and the cavity where the magnetic field is nonuniform. A theoretical basis of such a supposition is the results testifying to a significantly high interaction efficiency of the HF field and the electron flow guided by the nonuniform magnetostatic field.