

УДК 621 385 69'

## ГИРОТРОНЫ НА СВЯЗАННЫХ РЕЗОНАТОРАХ С ТРАНСФОРМАЦИЕЙ МОД

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

Исследованы пусковые режимы и режимы стационарной генерации гиротронов, использующих в качестве электродинамической системы связанные резонаторы с трансформацией мод (СРТМ). Результаты теории свидетельствуют о возможности достижения в этих системах существенной селекции мод по поперечному индексу. Описаны эксперименты на второй гармонике циклотронной частоты с двумя вариантами гиротронов; содержащих СРТМ. Экспериментальные данные согласуются с теоретическими и подтверждают эффективность рассматриваемых гиротронов

1. Существенное повышение выходной мощности электронных приборов в диапазонах коротких миллиметровых и субмиллиметровых волн практически невозможно без использования пространственно-развитых электродинамических структур с высокой степенью селекции мод. Для МЦР в связи с проблемой селекции мод по поперечному индексу могут представить интерес связанные резонаторы с трансформацией мод, предложенные в [1]. Система содержит круглые открытые резонаторы 1 и 2 (рис. 1а) с одинаковыми собственными частотами на модах соответственно  $H_{m,p,1}$  и  $H_{m,p_2,1}$ , характеризующихся совпадающими азимутальными и разными радиальными индексами. В нерегулярном волноводе 3 имеет место взаимная трансформация мод, обеспечивающая связь между резонаторами. При определенных условиях амплитуды полей высокочастотного нормального колебания сравнимы по величине в обоих резонаторах [2]. Указанное обстоятельство, а также совпадение азимутальных распределений полей благоприятствуют эффективному взаимодействию винтового пучка с электромагнитным полем связанных колебаний на всей длине системы. У пар мод с другими поперечными индексами  $H_{n,p_1,1}$  и  $H_{n,p_2,1}$ , которые, в принципе, также могут образовывать связанные колебания, собственные частоты, как правило, разнесены благодаря различию спектров резонаторов, и связь между ними ослаблена. При слабой связи резонаторы возбуждаются раздельно, и электромагнитное поле нормальных колебаний локализуется в одном из них. Спектр сильно связанных колебаний оказывается существенно разреженным, тогда как значительно меньшая протяженность поля слабо связанных (мешающих) колебаний позволяет, в принципе, получить у гиротронов на СРТМ повышенную электронную селекцию по поперечному индексу. Это в особенности важно для МЦР, работающих на гармониках гирочастоты, в которых конкуренция колебаний вызывает основные трудности при увеличении выходной мощности и частоты [3].

В [2] описаны методы и результаты расчета СРТМ. Ниже в приближении фиксированной структуры высокочастотного поля проанализированы пусковые характеристики и режимы стационарной генерации гиротронов, содержащих СРТМ. Представлены результаты экспериментов с гиротронами на второй гармонике циклотронной частоты при использовании связанных резонаторов на модах  $H_{4,1,1}$  —  $H_{4,2,1}$ .

2. Пусковой ток определяется из уравнения энергетического баланса

$$\omega W/Q = \operatorname{Re} P, \quad (1)$$

где  $\omega$  — частота,  $Q$  — добротность рабочего нормального колебания системы,  $\operatorname{Re} P$  — активная мощность, передаваемая в линейном приближении электронным пучком высокочастотному полю,  $W$  — запасенная энергия. Как обычно, для гиросонов моды  $H_{m,p,1}$  и  $H_{m,p,2}$  должны быть квазикритическими на регулярных участках резонаторов 1 и 2 соответственно (рис. 1). При этом  $W$  можно представить в виде

$$W = W_1 + W_2 \approx (1/2\mu_0) \int_{V_1} |B_z|^2 d\tau + (1/2\mu_0) \int_{V_2} |B_z|^2 d\tau =$$

$$= \sum_{j=1,2} \frac{|a_j|^2 (v_{m,p_j}^2 - m^2) / m^2 (v_{m,p_j})^2 \lambda^2 L_j}{8\pi\mu_0} \int_{z_1^{(j)}}^{z_2^{(j)}} |f_j(z)|^2 dz. \quad (2)$$

Здесь  $v_{m,p_j}$  —  $p$ -й нуль производной функции Бесселя  $J_m$ ,  $\lambda$  — длина волны,  $\mu_0$  — магнитная проницаемость вакуума,  $V_j$ ,  $L_j$  ( $j=1,2$ ) — объемы и длины резонаторов,  $f_j(z)$  — продольные распределения магнитной индукции  $B_z$  высокочастотного поля, нормированные на максимумы амплитуд (соответственно  $|a_j|$ ),  $z_1^{(j)}$ ,  $z_2^{(j)}$  — координаты граничных плоскостей резонаторов.

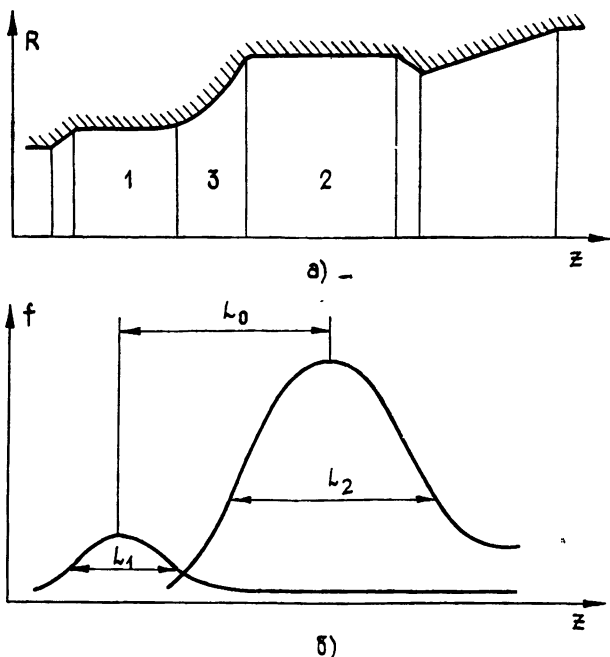


Рис. 1 Продольное сечение системы связанных резонаторов с трансформацией мод (а) и распределение амплитуд электрического поля рабочей пары мод (б)

Из общих соображений ясно, что для эффективной работы гиросона должно быть  $|a_2|^2 \gg |a_1|^2$ . Основное нормальное колебание СРТМ удовлетворяет этому неравенству, когда парциальная доброт-

ность резонатора 2 больше, чем для резонатора 1\*. Если, кроме того (ср. рис. 1а), резонатор 2 имеет больший радиус ( $p_2 > p_1$ ), то получим  $W_1 \ll W_2$ .

Как нетрудно видеть, условие квазикритичности мод и совпадение их азимутальных индексов обеспечивает в обоих резонаторах тождественность поперечного распределения усредненной высокочастотной силы, действующей на электроны винтового пучка. В этом случае выражение для активной мощности  $\text{Re } P$  оказывается таким же, как для гиromонотрона (см., например, формулу (31) в работе [4]). С учетом указанной формулы, а также (2), где на основании вышеизложенного будем полагать  $W \approx W_2$ , уравнению (1) можно придать вид

$$I_0 \mu_2^{2(n-3)} \chi'' = 1. \quad (3)$$

В (3) безразмерный ток

$$I_0 \approx 0,5 J (Q \cdot 10^{-3}) G_2 \left( \frac{L_2}{\lambda} \right)^{5-2n} \left( \pi \frac{\beta_{\perp}}{\beta_{\parallel}} \right)^{2(3-n)} \left( \frac{n^n}{2^n n!} \right)^2 \times \quad (4)$$

$$\times \left( \frac{1}{L_2} \int_{z_1^{(2)}}^{z_2^{(2)}} |f_2(z)|^2 dz \right)^{-1},$$

параметр неизохронности

$$\mu_j = \pi (\beta_{\perp}^2 / \beta_{\parallel}) (L_j / \lambda); \quad (5)$$

$$\chi'' = - \left( n + \partial / \partial \Delta \right) \left| \int_{\xi_1}^{\xi_2} f(\xi) e^{-i\Delta \xi} d\xi \right|^2 \quad (6)$$

имеет смысл мнимой части приведенной восприимчивости электронного пучка [5]. В (6) продольное распределение  $f(\xi)$  должно быть нормировано на  $|a_2|$  — максимум амплитуды поля в резонаторе 2. В формулах (4) — (6)  $J$  — ток пучка в амперах,  $\beta_{\perp}$  и  $\beta_{\parallel}$  — осцилляторная и дрейфовая скорости электронов на входе в рабочее пространство, отнесенные к скорости света,  $G_2 = \frac{J_{m-n}^2 (2\pi R_0 / \lambda)}{(v_{m,p_2}^2 - m^2) J_m^2 (v_{m,p_2})}$  — структурный

фактор моды в резонаторе 2,  $R_0$  — радиус электронного пучка в рабочем пространстве,  $n\omega_H$  — синхронная гармоника циклотронной частоты,  $\Delta = \frac{2}{\beta_{\perp}^2} \left( \frac{\omega}{n\omega_H} - 1 \right)$  — относительная отстройка от рабочей частоты,  $\xi = \pi \beta_{\perp}^2 z / \beta_{\parallel} \lambda$  — безразмерная продольная координата,  $\xi_1$  и  $\xi_2$  — граничные области взаимодействия.

Примем в качестве продольного распределения  $f(\xi)$  суперпозицию двух гауссовых функций:

$$f(\xi) = b \exp \left[ - (2\xi / \mu_1)^2 \right] + \exp \left\{ - \left[ \frac{2(\xi - \xi_0)}{\mu_2} \right]^2 + i\varphi \right\}. \quad (7)$$

Практически первое слагаемое в (2) равно  $b f_1(\xi)$ , а второе —  $f_2(\xi)$ . Без ограничения общности величину  $b$  можно считать действительной и равной  $|a_1| / |a_2|$ ,  $\xi_0 = \pi (\beta_{\perp}^2 / \beta_{\parallel}) (L_0 / \lambda)$  является безразмерным расстоя-

\* Это достигается, например, введением запредельного сужения на правой границе резонатора 2 (ср. рис. 1а).

нием между максимумами полей,  $\varphi$  — разность фаз связанных колебаний в резонаторах 1 и 2.

Как следует из (6) и (7),

$$\chi'' = \chi_1'' + \chi_2'' + \chi_3'' \quad (8)$$

где

$$\chi_1'' = \frac{\pi}{4} b^2 \mu_1^2 \left( \frac{\mu_1^2 \Delta}{4} - n \right) \exp \left( - \frac{\mu_1^2 \Delta}{8} \right), \quad (9)$$

$$\chi_2'' = \frac{\pi}{4} \mu_2^2 \left( \frac{\mu_2^2 \Delta}{4} - n \right) \exp \left( - \frac{\mu_2^2 \Delta}{8} \right);$$

$$\chi_3'' = \frac{\pi}{4} b \mu_1 \mu_2 \exp \left( - \frac{\mu_1^2 \Delta^2 + \mu_2^2 \Delta^2}{16} \right) \left[ \left( \frac{\mu_1^2 \Delta + \mu_2^2 \Delta}{4} - 2n \right) \times \right. \\ \left. \times \cos(\varphi - \Delta \xi_0) - 2\xi_0 \sin(\varphi - \Delta \xi_0) \right] \quad (10)$$

$\chi_1''$  и  $\chi_2''$  аналогичны по своей структуре восприимчивости гиromонотрона с гауссовым распределением поля и характерными длинами  $\mu_1$  и  $\mu_2$  [6]. Третье слагаемое (10) отражает совместное действие на винтовой пучок обеих составляющих высокочастотного поля.

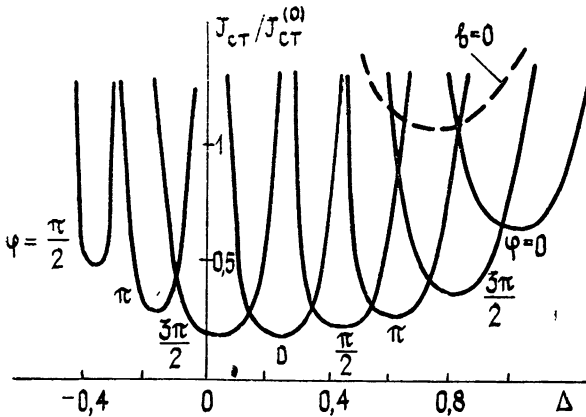


Рис 2 Расчетные зоны самовозбуждения гиротрона на связанных резонаторах Пунктир — зона самовозбуждения гиromонотрона с резонатором 2.

На рис. 2 показаны рассчитанные по (3)—(10) зоны самовозбуждения гиротрона при  $b=0,3$ ,  $g = \beta_{\perp} / \beta_{\parallel} = 1,7$ ,  $\beta_{\perp} = 0,23$ ,  $L_0 = 5\lambda$ ,  $L_1 = L_2 = 3\lambda$ ,  $n=2$  при нескольких значениях разности фаз  $\varphi$  ( $0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$ ). Границам зон соответствует зависимость  $J_{ст}/J_{ст}^{(0)}$  от  $\Delta$ , где  $J_{ст}^{(0)}$  — минимальный стартовый ток гиromонотрона с одиночным резонатором 2 ( $b=0$  в (7)—(10)). Зона самовозбуждения гиromонотрона при  $b=0$  изображена на рис. 2 пунктиром. Как видно, для каждого значения  $\varphi$  существуют две зоны самовозбуждения с близкими величинами минимальных стартовых токов. Меньшим значениям  $\Delta$  соответствует синхронное взаимодействие электронов со встречной волной, большим — с попутной волной [7]. Зависимость минимальных стартовых токов от относительной амплитуды поля  $b$  в резонаторе 1 при двух значениях фазового сдвига  $0, \pi$  показана на рис. 3а, б. При уменьшении  $b$  ветвь, соответствующая взаимодействию со встречной волной, пере-

ходит в основное колебание гиromонотрона, содержащего резонатор 2. Для ветви на попутной волне пусковой ток стремится к бесконечности при  $b \rightarrow 0$ , что объясняется отсутствием обратной связи.

Благодаря большой длине эффективного поля рабочего (сильно связанного) колебания его стартовый ток значительно меньше, чем для паразитных мод, поле которых локализовано в выходном резонаторе. Так, согласно рис. 2, 3, при  $b=0,3$  минимальный стартовый ток рабочего колебания примерно в пять раз меньше, чем у гиromонотрона с резонатором 2. Существенно, что указанный эффект имеет место при относительно малой парциальной добротности резонатора 1: согласно [2] в условиях сильной связи между резонаторами даже при достаточно больших  $b$  добротность соответствующего нормального колебания может намного превосходить добротность  $Q_1$  парциального резонатора 1, приближаясь и даже превосходя добротность  $Q_2$ . Таким образом, если мешающее колебание локализовано в высокодобротном резонаторе 2, устойчивость рабочей моды обеспечивается не только меньшим значением стартового тока, но и отсутствием поля мешающей моды в области предварительной модуляции пучка. Если мешающее колебание локализовано во входном резонаторе, то, вследствие малой добротности  $Q_1$ , устойчивость рабочей моды также существенно возрастает по сравнению со случаем гиromонотрона.

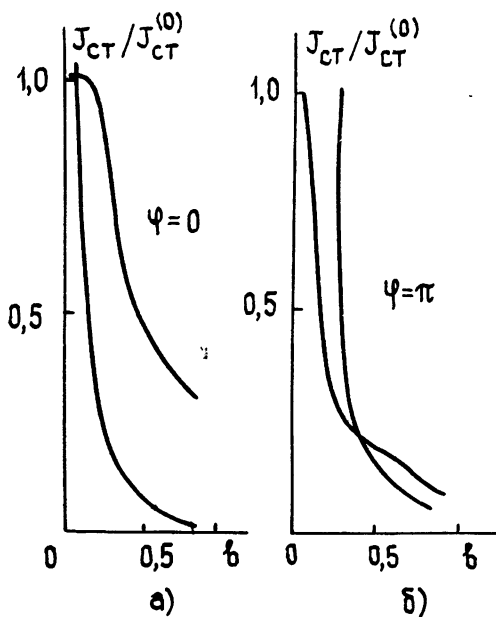


Рис. 3.

Рис. 3. Отношение минимальных стартовых токов гиromонотрона на связанных резонаторах и гиromонотрона с резонатором 2 как функция относительной амплитуды поля в резонаторе 1;

1 — взаимодействие с встречной волной, 2 — взаимодействие с попутной волной

Рис. 4. Зависимость поперечного КПД от относительной амплитуды поля в резонаторе 1 (теория).

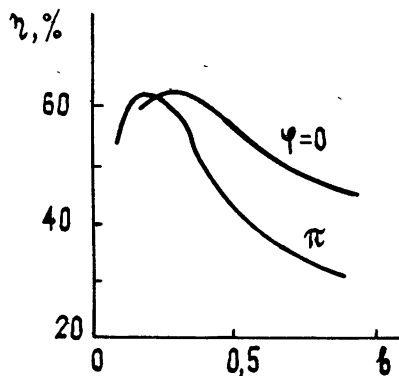


Рис. 4.

3. КПД гиromонотрона с СРТМ рассчитывается так же, как для гиromонотрона с продольным распределением поля (7) [4, 6]. На рис. 4 представлен поперечный КПД ( $\eta_{\perp}$ ), оптимизированный по расстройке  $\Delta$ , как функция отношения амплитуд  $b$  в резонаторах. Принятые при расчете параметры электродинамической системы и винтового пучка указаны выше. Согласно рисунку максимум  $\eta_{\perp}$  достигается при  $b=0,2 \div 0,3$  и превышает 60%.

Максимально возможный поперечный КПД рассматриваемого гиротрона совпадает с максимальным КПД двухрезонаторного МЦР в режиме синхронизации [8].

4. Экспериментальные исследования гиротрона со связанными резонаторами проводились на макете гиromонотрона, описанном в [3,9], с заменой в нем одиночного резонатора на СРТМ. Гиротрон работал на второй гармонике циклотронной частоты при импульсном напряжении  $30 \div 40$  кВ. Длина волны  $\lambda \approx 8,9$  мм\*. Были применены два варианта СРТМ (рис. 5), отличавшиеся величинами добротностей и параметра  $b$ . Параметры резонаторов определялись по результатам электродинамических расчетов. В качестве рабочих использовались моды  $H_{4,1,1} - H_{4,2,1}$ . Характерные длины электромагнитных полей и расчетный фазовый сдвиг были одинаковыми для обоих вариантов ( $L_1 = 2\lambda$ ,

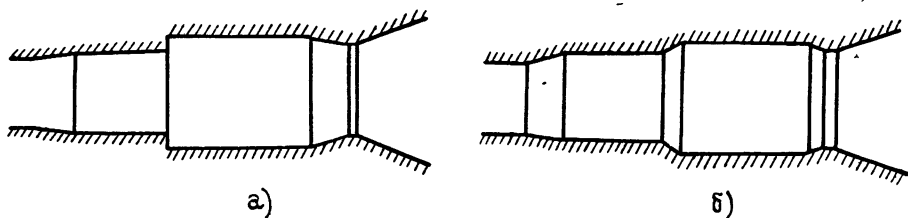


Рис. 5 Конфигурация резонаторов экспериментальных гиротронов.

$L_2 = 4\lambda$ ,  $L_0 = 4\lambda$ ,  $\varphi = 0$ ). Для варианта 1 (рис. 5а) расчетные значения  $b$  и добротности составили 0,5 и 1500, для варианта 2 (рис. 5б) — соответственно 0,3 и 3500.

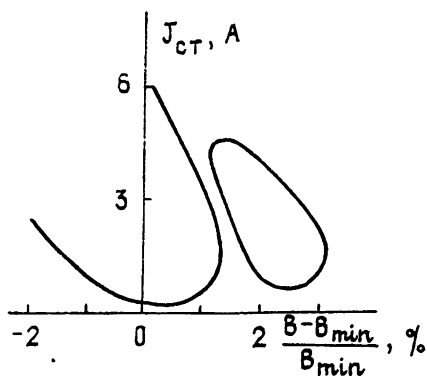


Рис. 6.

Рис. 6 Зоны самовозбуждения экспериментального гиротрона

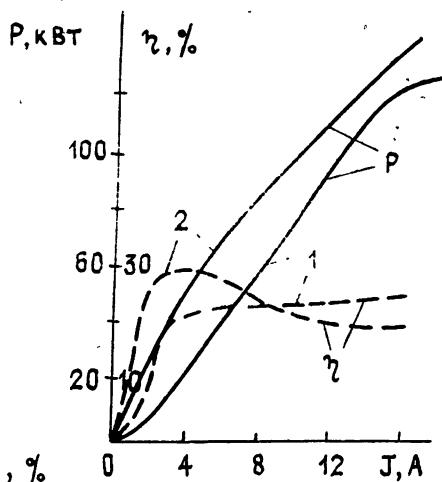


Рис. 7.

Рис. 7. Выходные характеристики гиротрона:

1 — вариант СРТМ I,  $U = 30$  кВ; 2 — вариант СРТМ II,  $U = 40$  кВ.

Природа полученных колебаний выясняется на основе изучения зон самовозбуждения генераторов [3] (границей зон является зависимость  $J_{ст}$  от изменения магнитного поля, пропорционального расстрой-

\* Предварительные результаты эксперимента сообщены в статье [10].

ке  $\Delta$ ). Область генерации для первого варианта СРТМ изображена на рис. 6. Частоты обеих зон оказались практически одинаковыми. Наличие двух зон с одинаковой частотой излучения свидетельствует о существовании нескольких максимумов в продольном распределении высокочастотного поля. При возбуждении отдельного резонатора главной является мода с одной вариацией высокочастотного поля по длине системы. В этом случае наряду с двумя зонами, которым соответствует продольный индекс  $q=2$ , должна обнаруживаться третья зона, относящаяся к моде с  $q=1$ : для этой зоны должны быть минимальными стартовый ток и частота [7]. Отсутствие указанной зоны подтверждает возбуждение связанных колебаний.

Наклон зон возбуждения в сторону меньших значений магнитостатического поля, по-видимому, обусловлен ухудшением качества пучка (возрастанием скоростного разброса и падением питч-фактора  $g$ ) с ростом тока. Об этом свидетельствует сравнение зон самовозбуждения на рис. 6 с зонами на рис. 2, рассчитывавшимися при фиксированном  $g$ .

Как оказалось, лучшие выходные параметры генератора достигаются при работе в пределах низшей по магнитному полю зоны возбуждения (рис. 6). Соответствующие зависимости выходной мощности и КПД МЦР от тока пучка приведены на рис. 7. Выходная мощность гиротрона ограничивалась возникновением паразитной генерации на первой гармонике циклотронной частоты. Специальные исследования показали, что генерация возникает в области нарастания магнитного поля, расположенной перед электродинамической системой. Гиротрон характеризовался близкими для обоих вариантов величинами выходной мощности  $P=120 \div 140$  кВт и КПД, равном  $\eta=20 \div 25\%$  при предельном значении тока пучка 17 А.

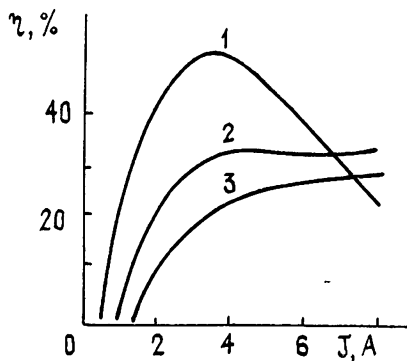
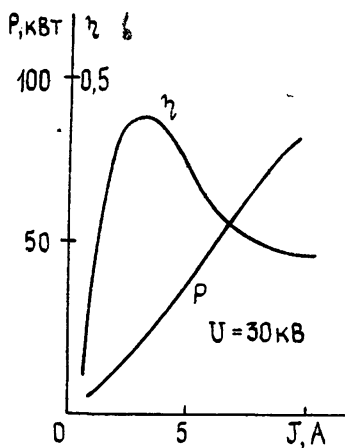


Рис. 8. Выходные характеристики гиротрона с высокооборотным вариантом резонансной системы и повышенным питч-фактором винтового пучка

Рис. 9. Расчетные зависимости КПД от тока пучка:

1 — параметры СРТМ близки к экспериментальным, 2 —  $\varphi = \pi$ , 3 —  $b = 0$  (гиromонотрон с резонатором 2).

Относительное постоянство выходного КПД в широком диапазоне изменения тока (ср. рис. 7), по-видимому, указывает на увеличение поперечного КПД  $\eta_{\perp}$  с ростом тока пучка, если учесть характерное для магнетронно-инжекторных систем МЦР падение  $g$  при повышении тока [11]. Выходные характеристики генератора с улучшенной электронно-оптической системой и вторым (высокооборотным) вариантом ре-

зонансной системы показаны на рис. 8. Как видно, КПД превышает 45% при токе 2 А (выходная мощность 30 кВт). Улучшение качества пучка привело, однако, к снижению порогового тока мешающей генерации (см. выше) и ограничению рабочего тока на уровне 8 А. При этом достигалась выходная мощность около 80 кВт.

Для второго варианта СРТМ в приближении фиксированного продольного распределения высокочастотного поля (2) была рассчитана зависимость КПД ( $\eta = \eta_{\perp} g^2 / (1 + g^2)$ ), оптимизированного по расстройке  $\Delta$ , от тока пучка при напряжении 30 кВ,  $g = 1,7$ . Согласно рис. 9 (кривая 1) и рис. 8 расчетная и экспериментальная кривые  $\eta(J)$  весьма близки. Для сравнения на рис. 9 показаны соответствующие расчетные зависимости для случая  $\varphi = \pi$  (кривая 2) и отдельного возбуждения второго резонатора (кривая 3).

Приведенные данные свидетельствуют о возможности реализации высокоэффективных гиротронов с электродинамической системой типа связанных резонаторов с трансформацией мод. Удовлетворительное соответствие расчетных и экспериментальных характеристик указывает на достаточную точность методов расчета [2] электродинамической системы, а также на возможность оценки выходных параметров в приближении фиксированной структуры высокочастотного поля.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Павельев В. Г., Цимринг Ш. Е. Авт. св. № 661664 — Офф. бюллетень, 1979, № 17, с. 240.
2. Цимринг Ш. Е., Павельев В. Г. — Радиотехника и электроника, 1982, 27, № 6, с. 1099, Малыгин С. А., Павельев В. Г., Цимринг Ш. Е. — Изв. вузов — Радиофизика, 1983, 26, № 9, с. 1126
3. Запевалов В. Е., Кораблев Г. С., Цимринг Ш. Е. — Радиотехника и электроника, 1977, 22, № 8, с. 1661.
4. Петелин М. И., Юлпатов В. К. Лекции по электронике СВЧ. — Саратов: Гос ун-т, 1974, кн. 4
5. Петелин М. И. — В сб.: Гиротрон — Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с. 5.
6. Нусинович Г. С., Эрм Р. Э. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1972, № 3, с. 55.
7. Братман В. Л., Моисеев М. А., Петелин М. И. — В сб.: Гиротрон. — Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с. 122
8. Белоусов В. И., Ергаков В. С., Моисеев М. А. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1978, № 9, с. 41
9. Кисель Д. В., Кораблев Г. С., Павельев В. Г., Петелин М. И., Цимринг Ш. Е. — Радиотехника и электроника, 1974, 19, № 4, с. 782.
10. Гаропов А. V., Flyagin V. A., Goldenberg A. L. et al — Int. J. Electronics, 1981, 51, № 4, p. 277
11. Мануилов В. Н., Цимринг Ш. Е. — Электронная техника Сер. Электроника СВЧ, 1977, № 4, с. 67.

Институт прикладной физики  
АН СССР

Поступила в редакцию  
18 июля 1983 г.

#### COUPLED RESONATOR GYROTRONS WITH MODE CONVERSION

*V. E. Zapevalov, S. A. Malygin, V. G. Paveljev, Sh. E. Tsimring*

Starting regimes and stationary oscillation regimes of gyrotrons using coupled resonators with mode conversion (CRMC) as electrodynamic systems are investigated. Theoretical results testify to the possibility to obtain significant mode selection over transverse index in these systems. Experiments with two types of CRMC gyrotrons at the second harmonic cyclotron frequency are described. Experimental data are in a good agreement with the theory and confirm the efficiency of the considered gyrotrons.