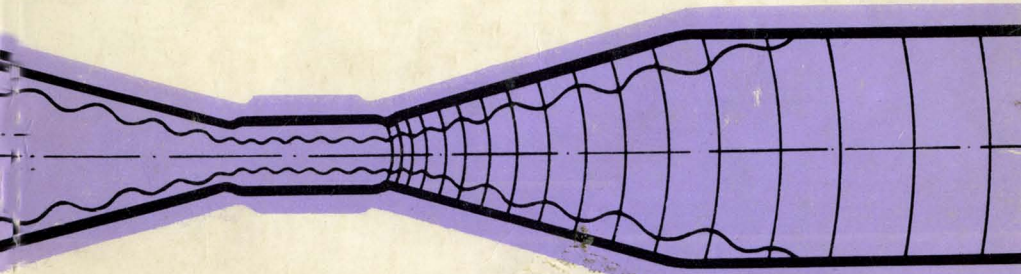
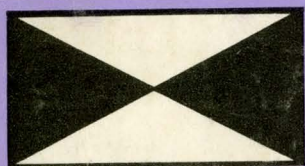


# Гиротрон



Горький 1981

АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

Г И Р О Т Р О Н

Сборник  
научных трудов

Горький 1981

Издано по решению Редакционно-издательского  
совета Института прикладной физики АН СССР

УДК 538.561

В сборнике представлено современное состояние теоретических и экспериментальных исследований гиротронов — новых мощных вакуумных электронных приборов миллиметрового диапазона длин волн. Излагается теория гиротрона, освещаются проблемы, возникающие при повышении его мощности и рабочей частоты. Ряд статей посвящен исследованиям квазиоптических электродинамических систем и адиабатических магнетронно-инжекторных пушек, применяемых в гиротронах. Экспериментальные статьи дают представление об уровне мощностей, достигнутых в лабораторных образцах гиротронов, и соответствии их экспериментальных характеристик расчетным.

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

Ответственный редактор  
академик А.В.ГАПОНОВ-ГРЕХОВ

Редакционная коллегия

М.И.Петелин, Г.С.Нусинович (зам. отв. редактора),  
В.А.Флягин, В.К.Юлпатов, Н.А.Городешкая (отв.  
секретарь)

## ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА

Хотя диапазон миллиметровых и субмиллиметровых волн уже давно представлялся заманчивым как для физических исследований, так и для технических приложений, однако до недавнего времени он не был обеспечен источниками когерентного электромагнитного излучения столь же высокого уровня мощности, как более длинноволновый и более коротковолновый диапазон. Дело в том, что традиционные для относительно длинных (метровых, дециметровых и сантиметровых) волн классические электронные генераторы и усилители, основанные на индуцированных черенковском и переходном излучениях электронов, принципиально включают в себя элементы (ламелли, зазоры), малые по сравнению с длиной волны, а потому неспособные на коротких волнах выдерживать большие высокочастотные нагрузки — как тепловые, так и пробойные. С другой стороны, квантовые генераторы и усилители, основанные на индуцированном излучении атомов и молекул, обладают большой мощностью в оптическом диапазоне, но не в состоянии обеспечить большую мощность на миллиметровых и субмиллиметровых волнах, главным образом вследствие малости энергии излучаемого кванта.

В этом свете уже давно представлялось очевидным, что в промежутке между "квантовым" и "классическим" диапазонами наибольшую мощность могут развивать приборы, основанные на "промежуточном" принципе, а именно: на индуцированном излучении возбужденных классических осцилляторов. В свою очередь, среди осцилляторов такого рода особенно привлекательными представлялись электроны, вращающиеся в магнитном поле. Принципиальная возможность усиления электромагнитных волн потоками таких частиц бы-



ла выявлена в конце 50-х годов (Твисс, Шнайдер, Пантелл, Железняков, Гапонов). Было показано, что в стационарном потоке электронов под действием волны возникают продольная группировка, обусловленная неоднородностью высокочастотного поля, и поперечная группировка, обусловленная релятивистской зависимостью циклотронной частоты от энергии электронов; излучение образовавшихся сгустков и приводит к усилению волны. Электронные приборы, использующие этот эффект — индуцированное циклотронное излучение электронов, получили название мазеров на циклотронном резонансе (МЦР).

К настоящему времени теоретически и экспериментально исследовано большое количество вариантов МЦР. Некоторые из них (например, трохотроны) в свое время не уступали по уровню мощности другим генераторам диапазона миллиметровых волн. Однако наиболее эффективным вариантом МЦР оказался гиротрон. Основной особенностью гиротрона является использование адиабатической магнетронно-инжекционной пушки с сильной компрессией электронного потока и открытого высокоселективного квазиоптического резонатора с дифракционным выводом мощности. В настоящее время на миллиметровых волнах и на "длинных субмиллиметрах" гиротроны, работающие в непрерывном режиме и в режиме длинных (вплоть до долей секунды) импульсов, по мощности превосходят другие источники когерентного излучения на два-три порядка.

В данном сборнике предпринята попытка в какой-то мере систематизировать результаты уже опубликованных многочисленных теоретических и экспериментальных работ по гиротронам. Наряду с этим включены и некоторые свежие результаты. Сборник предназначен для специалистов по высокочастотной электронике, а также для специалистов в смежных областях физики и техники, заинтересованных в применениях мощных генераторов диапазона миллиметровых и субмиллиметровых волн.

А.В.Гапонов-Грегов

## ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ

---

### САМОВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ В ГИРОТРОНЕ

М.И.Петелин

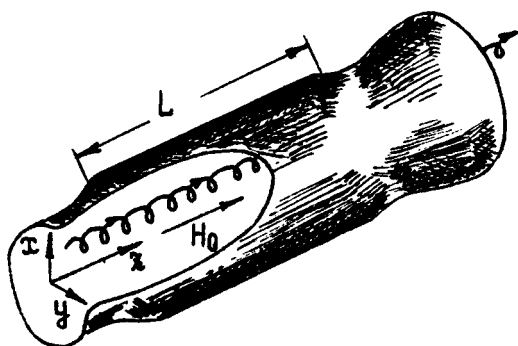
Гиротрон [1,2] представляет собой частную разновидность мазеров на циклотронном резонансе (МЦР) [3-8], главные отличия которой состоят в следующем:

- 1) пространство взаимодействия представляет собой слабо-нерегулярный волновод;
- 2) электронный поток в пространстве взаимодействия направляется однородным магнитным полем;
- 3) электроны взаимодействуют резонансным способом с одной из собственных волн волновода на частоте близкой к критической (к частоте отсечки).

Данный обзор посвящен гиротрону, совершающему свободные колебания (автоколебания). Такая разновидность гиротрона называется гиromонотроном [2]. Пространство взаимодействия гиromонотрона представим себе в виде достаточно длинного (по сравнению с рабочей длиной волны  $\lambda$ )

$$L \gg \lambda \quad (1)$$

отрезка металлической трубы (рис.1), ограниченного на концах сужениями, которые, в свою очередь, плавно сопрягаются с участками трубы, расширяющимися соответственно в направлениях катода и коллектора. Такая система представляет собой открытый резонатор, где при условии (1) наибольшими добротностями обладают моды с наибольшими - порядка длины резонатора  $L$  - продольными размерами неоднородности поля. Каждая из этих мод (в согласии с приведенным выше



Р и с. 1. Винтовой электронный пучок в резонаторе гиротрона

общим определением гиротронов) имеет частоту  $\omega_s$ , близкую к критической частоте  $\omega_{s,кр}$  одной из собственных волн соответствующего регулярного волновода

$$\omega_s \approx \omega_{s,кр} \quad (2)$$

и может быть представлена в виде набора лучей, распространяющихся почти перпендикулярно стенкам трубы. Обычно резонатор отделяют от катода более сильным сужением, чем от коллектора. Поэтому высокочастотная мощность "просачивается" дифракционным способом преимущественно в коллекторном направлении и затем поступает в нагрузку. Более подробно электродинамические системы гиромонотронов описаны в обзоре [9].

В отсутствие высокочастотного поля электроны движутся в магнитостатическом поле  $\vec{H}_0$  по винтовым траекториям

$$r = a, \quad \theta = \omega_H \tau + \theta_0, \quad z = v_H \tau.$$

Здесь  $r, \theta, z$  — цилиндрические координаты ( $r = 0$  — ось траектории);  $\tau$  — время пролета электрона от некоторого фиксированного сечения до точки наблюдения;  $\rho = v_{\perp} / \omega_H$  — радиус ларморовской орбиты;  $v_{\perp}$  и  $v_{\parallel}$  — поперечная и продольная относительно  $\vec{H}_0$  составляющие скорости электрона  $\vec{v} = \dot{\vec{r}}$ ;  $\omega_H = e H_0 / m c \gamma$  — циклотронная частота;  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  — релятивистский масс-фактор,  $\beta^2 = \beta_{\parallel}^2 + \beta_{\perp}^2$ ,  $\beta_{\parallel} = v_{\parallel} / c$ ,  $\beta_{\perp} = v_{\perp} / c$ . Движение электронов будем считать слабoreлятивистским

$$\beta^2 \ll 1, \quad (3)$$

соответственно  $\gamma = 1 + \beta^2/2$ .

Необходимым условием возникновения генерации в гиросмонотроне (в дальнейшем будем называть его просто гиросмотром) является близость между частотой одной из мод резонатора и одной из гармоник циклотронной частоты

$$\omega_s \approx n \omega_H \quad (n = 1, 2, \dots). \quad (4)$$

## СТРУКТУРА ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ В РЕЗОНАТОРЕ ГИРОТРОНА

При условиях (1)–(4) электроны наиболее эффективно взаимодействуют с поперечно-электрическими (TE) модами резонатора; TM-моды согласно [10–12] обладают в  $\sim [(v_{\parallel}/c)^2 + (\lambda/L)^2]^{-1}$  раз большими стартовыми токами. На квазикритических (2) частотах электромагнитные поля TE-мод с точностью до членов порядка  $\lambda/L$  имеют вид [13]

$$\vec{E}_s = (1/\epsilon_s) [\nabla \Phi_s \vec{x}_0], \quad \vec{H}_s = i \Phi_s \vec{x}_0, \quad (5)$$

\* ) Более общее рассмотрение проведено в статье [10].

где  $\kappa_s \approx \omega_s / c$ ,

$$\Phi_s = \Psi_s(x, y) f_s(z), \quad (6)$$

$f_s(z)$  — функция, описывающая продольную структуру высоко-частотного поля, а функция  $\Psi_s(x, y)$  удовлетворяет уравнению мембраны

$$\nabla^2 \Psi_s + \kappa_s^2 \Psi_s = 0 \quad (7)$$

с граничным условием  $\vec{n} \nabla \Psi_s = 0$  на боковой поверхности резонатора ( $\vec{n}$  — нормаль к поверхности). Функции  $f_s(z)$  и  $\Psi_s(x, y)$  будем считать нормированными соответственно на длину и сечение резонатора

$$\int |f_s|^2 dz = L, \quad \iint |\Psi_s|^2 dx dy = S. \quad (8)$$

При описании воздействия переменного поля на вращающийся электрон удобно представить функцию  $f_s(z)$  в виде интеграла Фурье

$$f_s(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{f}_s(h) e^{i h z} \rho(i h z) dh, \quad (9)$$

а мембранную функцию  $\Psi_s(x, y)$  разложить в ряд Фурье по гармоникам угловой переменной  $\theta$  полярной системы координат  $r, \theta$  с центром в точке  $X, Y$ , определяющей ось электронной траектории [10, 12]:

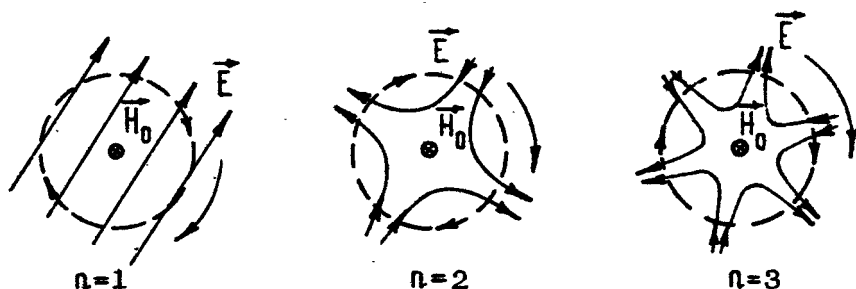
$$\Psi_s = \sum_{\ell=-\infty}^{\infty} \mathcal{L}_{s\ell}(X, Y) J_{\ell}(\kappa_s r) e^{i \ell \theta}, \quad (10)$$

где  $J_{\ell}(\kappa_s r)$  есть функция Бесселя  $\ell$ -го порядка, а коэффициент  $\mathcal{L}_{s\ell}(X, Y)$  вычисляется дифференцированием мембранной функции

$$\mathcal{L}_{s\ell} = (e/|e|)^{\ell} \hat{\nabla}^{|\ell|} \Psi_s(X, Y), \quad (11)$$

$$\hat{\nabla} = \frac{\partial}{\partial(x_s, X)} + i \frac{\ell}{|e|} \frac{\partial}{\partial(x_s, Y)}. \quad (12)$$

Каждому члену ряда (10) согласно (5) соответствует поле внешнего мультиполя (рис.2), вращающегося с частотой  $\omega/\nu$ . При резонансном условии (4) одно из этих полей (поле  $2\nu$ -поля) находится в синхронизме с электронами.



Р и с. 2. Синхронная с электронами ( $2\nu$ -польная) составляющая высоко - частотного поля в гиротронах - на основном циклотронном резонансе, на второй и третьей гармониках циклотронной частоты. Пунктир - исходная траектория электронов

### ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ

Пусть в условиях близости к резонансу с электронами (4) находятся сразу несколько мод резонатора. Движение электронов под действием суммы этих полей

$$\vec{E} = \text{Re} \left[ \exp(i\omega t) \sum_s A_s \vec{E}_s \right], \vec{H} = \text{Re} \left[ \exp(i\omega t) \sum_s A_s \vec{H}_s \right] \quad (13)$$

при условии (3) можно описывать уравнением

$$\frac{d}{dt} (m \gamma \vec{v}) + \frac{e}{c} [\vec{v} \vec{H}_0] = -e \vec{E}. \quad (14)$$

В приближении слабого сигнала согласно (5), (6)

$$\vec{E}_s = \vec{E}_{s0}(x^{(0)}, y^{(0)}) f_s(x^{(0)}), \quad (15)$$

где  $\vec{r}^{(0)}(\tau)$  - невозмущенная траектория электрона,

$$\vec{E}_{s0} = (c/\omega) [\vec{r}_0(\nabla \Psi_s)_0 - \vec{B}_0(\nabla \Psi_s)_\tau]. \quad (16)$$

Разложив функцию  $\vec{E}_{s0}$  в ряд

$$\vec{E}_{s0} = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \vec{E}_{sl} \exp(-il\theta), \quad (17)$$

для его коэффициентов согласно (10) и (3) имеем

$$E_{sl} = -i \frac{p}{|p|} E_{s-l} = -\mathcal{L}_{sl} J'_l, \quad (18)$$

где  $J'_l$  - производная от функции Бесселя с аргументом

$$x_{sl} \approx p \beta_{\perp}.$$

Смещение электрона со стационарной траектории  $\vec{r}^{(1)} = \text{Re} [\vec{r}^{\omega} \exp(i\omega t)]$ , обусловленное действием высокочастотного поля, представляет собой в линейном приближении сумму смещений, обусловленных каждой из мод в отдельности

$$\vec{r}^{\omega} = \sum_s A_s \vec{R}_s(\tau), \quad (19)$$

где комплексная функция  $\vec{R}_s(\tau)$  имеет структуру, сходную со структурой комплексной амплитуды высокочастотного поля (15)-(17):

$$\vec{R}_s = \int_{-\infty}^{\infty} [\vec{f}_s(\Omega) \exp(i\Omega\tau) \sum_{l=-\infty}^{\infty} \vec{r}_{sl}(\Omega) \exp(-il\theta)] d\Omega. \quad (20)$$

Здесь  $\Omega = h\nu_{\parallel}$ ,  $\vec{f}_s(\Omega) = \vec{f}(h)/\nu_{\parallel}$ . Используя соотношение (12) работы [11] и опуская члены порядка  $\beta_{\parallel}$  и  $\lambda/L$ , для  $\vec{r}_{sl}(\Omega)$  имеем

$$\begin{aligned} \gamma_{s\ell} &= \frac{e}{m} \frac{E_{s\ell} \Delta \omega'_\ell - i E_{s\ell} \omega_H}{\Delta \omega'_{\ell-1} \Delta \omega'_\ell \Delta \omega'_{\ell+1}}, \\ a_{\theta_{s\ell}} &= \frac{e}{m} \left[ \frac{i E_{s\ell} \omega_H + E_{s\ell} \Delta \omega'_\ell}{\Delta \omega'_{\ell-1} \Delta \omega'_\ell \Delta \omega'_{\ell+1}} - \frac{E_{s\ell} \beta_\perp^2}{(\Delta \omega'_\ell)^2} \right], \\ \Delta \omega'_\ell &= \Omega + \Delta \omega_\ell, \quad \Delta \omega_\ell = \omega - \ell \omega_H. \end{aligned} \quad (21)$$

### ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ КОЛЕБАНИЯМИ

Коэффициенты  $A_s$  в выражении для высокочастотного поля (13) связаны с высокочастотным (в данном случае электронным) током, имеющим плотность  $\vec{j} = \text{Re} [\vec{j}^* \exp(i\omega t)]$ , посредством соотношений [13]

$$A_s = - \frac{a_s}{2i(\omega - \omega_s) + \omega_s Q_s^{-1}}, \quad (22)$$

$$a_s = (4\pi/V) \int_V \vec{j}^* \vec{E}_s^* dV, \quad (23)$$

где  $Q_s$  — добротность  $s$ -й моды. Функции  $\vec{E}_s, \vec{H}_s$  согласно (8) нормированы на объем резонатора  $V = SL$ .

Факторы возбуждения (23) удобно преобразовать к виду [10]

$$a_s = i\omega_s I (4\pi/V) \int [\omega(\gamma)] [\vec{\tau}^* \vec{E}_s^*] d\tau d\gamma, \quad (24)$$

где  $I$  — стационарный электронный ток на входе в пространство взаимодействия, а  $\omega(\gamma)$  — нормированная на единицу ( $\int \omega d\gamma = 1$ ) функция распределения электронов по интегралам невозмущенного движения, в данном случае по  $\nu_\perp, \nu_\parallel, \theta_0, X$  и  $Y$ .



Подстановка выражений для координат электронов (21) в формулы возбуждения резонатора электронным потоком (22) - (24) приводит к системе однородных линейных уравнений относительно комплексных амплитуд  $A_s$  собственных мод резонатора

$$\sum_s \left[ \delta_{ss'} + \frac{4\pi\omega_s x_{ss'}}{2(\omega - \omega_s) - i\omega_s Q_s^{-1}} \right] A_s = 0, \quad (25)$$

где  $\delta_{ss'}$  - символ Кронекера,

$$x_{ss'} = (I/V) \int [\omega(\tau)] \left[ \overline{K}_{ss'} E_s^* \right] d\tau - \quad (26)$$

эффективный тензор восприимчивости электронного потока. Опуская в  $\overline{R}_{ss'}$ ,  $\overline{E}_s^*$  нерезонансные члены, имеем

$$\overline{R}_{ss'} \overline{E}_s^* = \frac{e}{2m} M_{ss'} f_s^* \int_{-\infty}^{\infty} \overline{f}_{s'} \left[ \frac{1}{\omega_n \Delta \omega'_n} - \frac{(\beta_s^2/2)}{(\Delta \omega'_n)^2} \right] \exp(i\Omega\tau) d\Omega, \quad (27)$$

$$M_{ss'} = 4(I'_n)^2 \alpha_{s'n}^* \alpha_{sn}^*. \quad (28)$$

Считая высокочастотное поле вне резонатора равным нулю, интегрирование по  $\tau$  в выражении (26) можно распространить на интервал от  $-\infty$  до  $+\infty$ . Используя представление  $f_s(x)$  в виде интеграла Фурье (9), с учетом соотношения  $\int_{-\infty}^{\infty} \exp[i(\Omega + \Omega')\tau] d\tau = 2\pi \delta(\Omega + \Omega')$  имеем

$$\int (\overline{R}_{ss'} \overline{E}_s^*) d\tau = \frac{\pi^2 e}{m} M_{ss'} \left( \frac{1}{\omega_n} + \frac{\beta_s^2}{2} \frac{d}{d\omega} \right) \eta_{ss'}, \quad (29)$$

где

$$\eta_{ss'} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\overline{f}_{s'} \overline{f}_s^*}{\Delta \omega'_n} d\Omega.$$

Поскольку выражения для смещений электронов (21) справедливы при  $\text{Im } \omega \leq 0$ , интегрирование в комплексной плоскости должно производиться по контуру, лежащему в основном на действительной оси, но огибающему снизу полюс подынтегр -

рального выражения в точке  $\bar{\Omega} = -\Delta\omega_n$ :

$$\eta_{ss'} = i \left( \bar{F}_{s'} \bar{F}_s^* \right)_{\Omega = -\Delta\omega_n} + 2D_{ss'}(-\Delta\omega_n). \quad (30)$$

Здесь

$$D_{ss'}(\bar{\Omega}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\bar{F}_{s'}(\Omega) \bar{F}_s^*(\Omega)}{\Omega - \bar{\Omega}} d\Omega \quad (31)$$

интеграл в смысле главного значения.

Окончательно для элементов тензора восприимчивости электронного потока имеем

$$\chi_{ss'} = \frac{\pi^2 e I}{m V} M_{ss'} \int \omega(\gamma) \left( \frac{1}{\omega_n} + \frac{\beta_z^2}{2} \frac{d}{d\omega} \right) \eta_{ss'} d\gamma. \quad (32)$$

Система уравнений (25) имеет нетривиальное решение при условии

$$\det \left\| \delta_{ss'} + \frac{4\pi\omega_s \chi_{ss'}}{2(\omega - \omega_s) - i\omega_s \Omega_s^{-1}} \right\| = 0, \quad (33)$$

определяющем комплексные собственные частоты системы.

## СТАРТОВЫЙ РЕЖИМ ИЗОЛИРОВАННОЙ МОДЫ

Если недиагональные ( $s \neq s'$ ) компоненты тензора  $\chi_{ss'}$  равны нулю — когда  $s$ -я мода не вырождена или же когда она в силу симметрии электронного потока сохраняет ортогональность другим модам и в "горячем" режиме, то эта мода согласно (33) совершает незатухающие колебания с действительной частотой при условиях

$$\Omega_s^{-1} = 4\pi \chi''_{ss}, \quad (34)$$

$$(\omega - \omega_s) / \omega_s = -2\pi \chi'_{ss}, \quad (35)$$

где  $\chi'_{ss}$  и  $\chi''_{ss}$  — действительная и мнимая части восприимчивости  $\chi_{ss}$ .

В соответствии с уравнением энергетического баланса (34) при изменении расстройки циклотронного резонанса  $\Delta\omega_n$  стартовый ток  $|I|$  принимает наименьшее значение в точке, где  $\chi''_{ss}$  как функция  $\Delta\omega_n$  имеет максимум. При этом уравнению (35), которое описывает смещение частоты самовозбуждения  $\omega$  относительно "холодной" частоты  $\omega_s$  из-за влияния реактивной составляющей восприимчивости электронного потока, можно удовлетворить, подобрав разность  $\omega_s - n\omega_H$  (что в экспериментальных условиях достигается настройкой магнитного поля). Если, к тому же, электроны движутся с одинаковыми поступательными  $v_{||}$  и орбитальными  $v_{\perp}$  скоростями в эффективном высокочастотном поле одной и той же амплитуды - при одинаковых  $|Z_{sn}|$ , то стартовое уравнение энергетического баланса (34) приобретает вид [8,10]

$$\left(\frac{\pi e}{m}\right) \left(\frac{|I| Q_s L^2}{\omega_H V v_{||}^2}\right) M_{ss} \bar{\chi}'' = 1, \quad (36)$$

где

$$M_{ss} = \left[\frac{(n\beta_{\perp}/2)^{n-1}}{(n-1)!}\right]^2 |Z_{sn}|^2, \quad (37)$$

$$\bar{\chi}'' = -\left(1 + \ell \frac{d}{d\xi}\right) \mathcal{F}, \quad (38)$$

$$\ell = \frac{\beta_{\perp}^2}{2} \frac{\omega_H L}{v_{||}}, \quad \xi = \frac{\Delta\omega_n L}{v_{||}}, \quad \mathcal{F} = \left(\frac{2\pi v_{||}}{L}\right)^2 |\mathcal{F}_s(\Delta\omega_n)|^2. \quad (39)$$

### ПОЛОСА ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ РЕАБСОРБЦИИ ЦИКЛОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Согласно (34) одномодовые колебания в гиротроне являются незатухающими, если активная составляющая электронной восприимчивости положительна

$$\chi''_{ss} > 0 \quad (40)$$

и имеет величину, достаточную для компенсации собственных потерь резонатора. Рассмотрим несколько примеров.

Моде с гауссовым распределением вдоль резонатора

$$f_s(x) = (\delta/\pi)^{1/4} \exp[-(2x/L)^2] \quad (41)$$

соответствует спектральная интенсивность действующей на электроны переменной силы

$$\bar{f} = (\pi/2)^{1/2} \exp(-2\tau^2), \quad (42)$$

где  $\tau = \xi/4$ . Нормированная активная восприимчивость

$$\bar{\chi}'' = (\pi/2)^{1/2} (\ell\tau - 1) \exp(-2\tau^2) \quad (43)$$

(рис.3) при изменении расстройки циклотронного резонанса достигает максимума в точке  $\tau_{opt} = (1/2\ell)(1 + \sqrt{1 + \ell^2})$ .

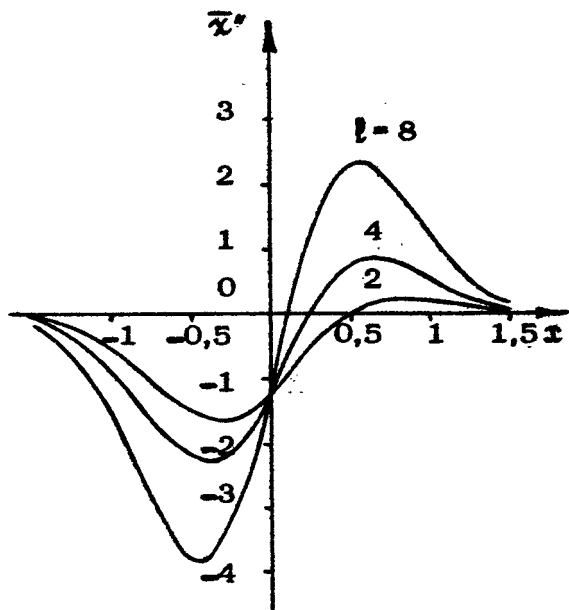
При больших  $\ell \gg 1$  параметрах неэскронности  $(\bar{\chi}'')_{max} = (\pi/8\ell)^{1/2} \ell$  и стартовый ток (36), минимизированный по  $\Delta\omega_p$ , по порядку величины совпадает с оценкой, приведенной в [14].

Из (38), (43) и рис.3 видно, что чем больше длина резонатора и (или) меньше поступательная скорость электронов, тем меньше стартовый ток и тем уже полоса циклотронного резонанса, а значит и та ее часть, которая соответствует отрицательной реабсорбции излучения (40).

Если при гауссовом распределении поля (41) полоса циклотронного резонанса (см. рис.3) содержит всего одну точку переключения с положительного поглощения на отрицательное ( $\tau = 1/\ell$ ), то для других функций  $f_s(x)$  соответствующие резонансные кривые могут иметь и более сложный характер. В качестве примера рассмотрим моды с синусоидальным распределением поля

$$f_s(x) = \sqrt{2} \sin(\rho\pi x/L), \quad (44)$$

которым соответствует спектральная интенсивность переменной силы



Р и с. 3. Кривые циклотронного поглощения в гиротроне с гауссовым продольным распределением высокочастотного поля при  $l = 2, 4, 8$ ;  $x = (\omega - n\omega_H) (L/4v_H)$

$$\mathcal{F} = \frac{4}{q^2 \pi^2} \frac{1 - (-1)^q \cos q \pi \nu}{(1 - \nu^2)^2}, \quad (45)$$

$$\nu = \Omega / \Omega_0, \quad \Omega_0 = k_z v_H, \quad k_z = q\pi / L.$$

Для "одногогорбой" синусоидальной моды - с  $q=1$  - кривая циклотронного резонанса (рис.4,а) в основном подобна соответствующей кривой для моды с гауссовой структурой (ср. с рис. 3), однако обладает относительно медленно спадающими осциллирующими крыльями. У "многогорбых" же мод - с  $q \gg 1$  - спектральная интенсивность имеет наибольшую величину при

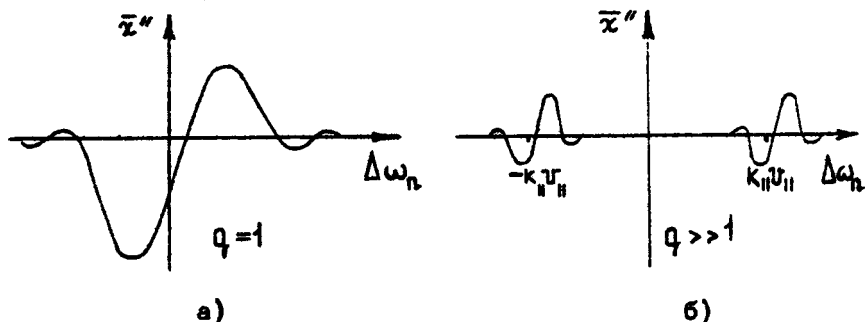
$$\omega - n\omega_H \approx \pm \Omega_0, \quad (46)$$

1 ИМЕННО

$$\bar{\chi} \approx \frac{2}{q^2 \pi^2} \left[ \frac{\sin^2(q\pi \epsilon_+ / 2)}{\epsilon_+^2} + \frac{\sin^2(q\pi \epsilon_- / 2)}{\epsilon_-^2} \right], \quad (47)$$

$$\epsilon_{\pm} = (\Delta\omega_n / \Omega_0) \pm 1.$$

Функция  $\chi_{\text{цикл}}(\Delta\omega_n)$  для этого случая качественно изображена на рис. 4, б. Согласно доплеровскому условию (46) и рис. 4, б одна и та же мода с  $q \gg 1$  может возбуждаться при двух различных значениях магнитного поля, соответствующих циклотронному резонансу между электронами и одной из двух бегущих навстречу друг другу волн, образующих поле (44).



Р и с. 4. Качественный вид кривых циклотронного поглощения для "одногогорбой" ( $q=1$ ) и "многогорбой" ( $q \gg 1$ ) мод с синусоидальным распределением высокочастотного поля

На структуру кривой циклотронного резонанса может, очевидно, повлиять даже сравнительно небольшая неоднородность магнитостатического поля в пространстве взаимодействия, которую особенно легко учесть при условии

$(\delta H / H)^2 \ll \beta_{||}^2$ , когда неоднородность поля не существенна для поступательного движения электронов. Тогда на основе уравнений §4 обзора [8] нетрудно заключить, что

$$H(x) = H_0 + \delta H(x) \quad (48)$$

и высокочастотным полем  $f_s(z)$  эквивалентен гиротрону с однородным магнитостатическим полем  $H_0$  и высокочастотным полем

$$f_{s, \text{эфф}} = f_s \exp(i\delta\psi), \quad (49)$$

где

$$\begin{aligned} \delta\psi &= -(n/v_H) \int \delta\omega_H dz, \\ \delta\omega_H &= e \delta H / m c. \end{aligned} \quad (50)$$

Например, в гиротроне с линейно меняющимся магнитостатическим полем

$$\delta H = H_0 (z / L_m)$$

и гауссовым (41) распределением высокочастотного поля

$$\mathcal{F}_{\text{эфф}} = [\pi/2(1+\psi)]^{1/2} \exp[-2z^2/(1+\psi)], \quad (51)$$

$$\psi = n^2 \omega_H^2 L^4 / 4v_H^2 L_m^2$$

— ср. с (42). Неоднородностью магнитостатического поля можно пренебречь, если  $\psi \ll 1$ , — когда девиация  $n$ -й гармоники циклотронной частоты в пространстве взаимодействия  $n\delta\omega_H = n\omega_H L/L_m$  мала по сравнению с шириной "невозможной" полосы циклотронного резонанса

$$n\delta\omega_H \ll v_H / L. \quad (52)$$

При нарушении этого условия полоса циклотронного резонанса уширяется, а стартовый ток возрастает.

Если же зависимость  $H(z)$  немонотонна (например, является параболической), то даже при гауссовом (41) распределении высокочастотного поля спектральная функция  $\mathcal{F}(\Delta\omega_H)$  может быть "неодноробой", в этом случае высшим зонам отрицательной реабсорбции циклотронного излучения соответствует возбуждение моды в клистронном режиме.

## ЗАВИСИМОСТЬ СТАРТОВОГО ТОКА ОТ ПОПЕРЕЧНОЙ СТРУКТУРЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ И ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

Наибольшей привлекательностью (с точки зрения эффективности и конструктивной простоты), и соответственно наибольшим распространением, обладает гиротрон с осесимметричными электронно-оптической и электродинамической системами. У резонатора такого гиротрона в "холодном" состоянии не вырождены только осесимметричные моды  $TE_{0,p}$ ; остальные —  $TE_{m,p}$  с  $m \neq 0$  — обладают двукратным поляризационным вырождением. Введение трубчатого электронного потока, соосного резонатору, не нарушает аксиальной симметрии системы, однако гиротропия потока — наличие выделенного направления в пространстве, совпадающего с направлением вращения электронов в статическом магнитном поле, — снимает вырождение мод: собственными модами гиротрона становятся моды с полями, имеющими вращающуюся структуру

$$\Psi_s = A J_m(x_s r) e^{i p t} e^{-i m \psi}, \quad (53)$$

где  $m$  — азимутальный индекс моды ( $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ),

$$A = [J_m^2(\nu_{m,p}) (1 - m^2/\nu^2)]^{-1/2} -$$

нормированный множитель,  $\nu_{m,p}$  — корень уравнения  $J'_m(\nu_{m,p}) = 0$ ,

$x_s = \nu_{m,p} / R_p$ ,  $R_p$  — радиус резонатора.

Приведенные выше очевидные соображения о снятии поляризационного вырождения подтверждаются тем, что для мод, которые в "холодной" системе отличаются друг от друга только знаком азимутального индекса  $m$ , т.е. направлением вращения поля, недиагональные компоненты тензора восприимчивости  $\chi_{ss'}$  равны нулю. Дело в том, что переменный ток, возбуждаемый в осесимметричном электронном потоке модой с азимутальной структурой  $e^{im\psi}$ , сам обладает той же азимутальной структурой и поэтому ортогонален моде с азимутальной структурой  $e^{im\psi}$ .



Поскольку в полярной системе координат

$$\hat{V} = e\tau p(i\psi) \left[ \frac{\partial}{\partial(\alpha_s R)} + \frac{i}{\alpha_s R} \frac{\partial}{\partial\psi} \right], \quad (54)$$

то

$$\mathcal{L}_{sn} = A J_{m-n}(\alpha_s R) e\tau p[-i(m-n)\psi].$$

Для мод (53) модуль  $\mathcal{L}_{sn}$ , и следовательно величина (но не фаза) эффективной силы, действующей на электрон, не зависит от азимутальной координаты  $\psi$  оси электронной траектории. Поэтому, если разброс расстояний  $R$  между осями электронных траекторий и осью резонатора достаточно мал (в пределах  $\lambda/4$ ), то стартовый ток определяется формулой (36), где [8]

$$M_{ss} = \left[ \frac{(n\beta_{\perp}/2)^{n-1}}{(n-1)!} \right]^2 A^2 J_{m-n}^2(\alpha_s R). \quad (55)$$

Соотношение (55) справедливо, разумеется, и для мод с осесимметричными ( $m=0$ ) полями.

Нарушения осевой симметрии электронного потока — вследствие неравномерности эмиссии катода, несоосности электронной пушки относительно резонатора и т.п. — приводят к тому, что моды с  $e^{im\psi}$  и  $e^{-im\psi}$  перестают быть ортогональными ( $\chi_{ss} \neq 0$  при  $s \neq s'$ ). Соответственно, нормальные моды гиротрона по своей структуре становятся линейными комбинациями полей  $e^{im\psi}$  и  $e^{-im\psi}$ .

Заметим, что в принципе поляризационное вырождение азимутально-несимметричных мод ( $m \neq 0$ ) снимается уже в "холодном" резонаторе при сколь угодно слабом нарушении осевой симметрии стенки — частоты мод с

$$\Psi_s = \bar{A} J_m(\alpha_s r) \cos m\psi \quad (56)$$

и

$$\Psi_s = \bar{A} J_m(\alpha_s r) \sin m\psi \quad (57)$$

(где  $\bar{A} = A\sqrt{2}$ ) смешаются относительно друг друга. Однако моды (56) и (57) можно считать изолированными лишь тогда, когда взаимное смещение их "холодных" частот больше, чем смещения, обусловленные реактивностью электронного потока. Последнее условие выполняется, например, при прорезании продольных щелей с целью дополнительной электродинамической селекции мод [9] или же при создании генератора с механически перестраиваемой частотой [15].

Для определения стартового тока изолированной моды (56) или (57) непосредственно пользоваться формулой (36) нельзя, даже если электронный поток осесимметричен и оси всех электронных траекторий равно отстоят от оси резонатора. В последнем случае надо исходить из более общего соотношения (32), позволяющего усреднить электронную восприимчивость по азимуту. В результате приходим к соотношению, имеющему вид (36), где

$$M_{35} = \left[ \frac{(n\beta_{\perp}/2)^{n-1}}{(n-1)!} \right]^2 \frac{\bar{A}^2}{4} \left[ J_{m-n}^2(\mathcal{E}_s R) + J_{m+n}^2(\mathcal{E}_s R) \right]. \quad (58)$$

### ВЛИЯНИЕ РАЗБРОСА СКОРОСТЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ НА САМОВОЗБУЖДЕНИЕ ГИРОТРОНА

Электронные пушки реальных гиротронов формируют потоки частиц, обладающих практически одинаковыми энергиями, но разнымиpitch-углами [16]. Если средний pitch-угол достаточно велик, то можно в пренебрежении разбросом орбитальных учитывать разброс только поступательных скоростей, описывая его функцией распределения  $q(v_{||})$ , нормированной на единицу:  $\int_0^{\infty} q(v_{||}) dv_{||} = 1$ . При этом на основании (32) имеем

$$\chi_{35}'' = \frac{\pi \beta_{\perp}^2 I}{mV} \frac{M_{35}}{\omega_n} \left( 1 + \beta_{\perp}^2 \omega_n \frac{d}{d\omega} \right) \overline{|\bar{F}_s(\Delta\omega_n)|^2} \quad (59)$$

где

$$\overline{\langle \dots \rangle} = \int_0^{\infty} q \langle \dots \rangle dv_{||} \quad (60)$$

Формула (59) отражает то обстоятельство, что восприимчивость электронного потока представляет собой сумму восприимчивостей отдельных скоростных фракций. Из анализа парциальных восприимчивостей, изображенных на рис. 3,4, видно, что стартовый ток наиболее подвержен влиянию разброса скоростей для таких мод и таких режимов, когда полоса отрицательной реабсорбции оказывается уже, чем ее удаление от начала координат.

Так, для основной - "одногорбой" - моды гиротрона (рис. 3, 4,а) при большом параметре неизохронности

$$\rho_{3\phi} = \frac{\beta_{\perp}^2}{2} \omega_H \left( \frac{L}{v_{\parallel}} \right) \gg 1 \quad (61)$$

активные восприимчивости всех скоростных фракций при  $\Delta \omega_H > 0$  имеют один и тот же знак, а поэтому интегральная активная восприимчивость  $\chi''_{3\phi}$  сохраняется неизменной по порядку величины вплоть до разбросов  $\Delta v_{\parallel}$  порядка средней поступательной скорости  $\tilde{v}_{\parallel}$ :

$$\Delta v_{\parallel} \sim \tilde{v}_{\parallel}. \quad (62)$$

Если же параметр неизохронности невелик  $\rho_{3\phi} \lesssim 1$ , то при условии (62) взаимное смещение парциальных циклотронных кривых может привести к частичной и даже полной компенсации отрицательного поглощения в одних фракциях положительным поглощением в других. Например, если распределение электронов по скоростям описывается функцией

$$g(v_{\parallel}) = \alpha v_{\parallel}^2 \exp[-(v_{\parallel}/v_0)^2], \quad (63)$$

$$v_0 = (\sqrt{\pi}/2) \tilde{v}_{\parallel}, \quad \alpha = 32/\pi^2 \tilde{v}_{\parallel}^{-3},$$

удовлетворяющей условию (62), то для моды с гауссовой продольной структурой поля (41) имеем

$$|\tilde{\chi}_3|^2 = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{L^2}{\pi^2 \tilde{v}_{\parallel}^2} \exp(-|\Delta \omega_H| L / v_0 \sqrt{2}), \quad (64)$$

$$\rho_{3\phi} = \beta_{\perp}^2 \omega_H L / v_0 \sqrt{\pi}$$

и условие (40) можно записать в виде

$$l_{\text{эф}} > \sqrt{2/\pi}, \quad (65)$$

что согласуется с (61).

Что же касается высших, "многогорбых" ( $q \gg 1$ ) мод, то в свете сказанного их самовозбуждение при реальных разбросах скоростей представляется практически невозможным. Действительно, при  $q \rightarrow \infty$  спектральная интенсивность переменной силы (47) приобретает свойства  $\delta$ -функции и при

$$\frac{\bar{v}}{q} \frac{dq(\bar{v})}{d\bar{v}} \ll q(\bar{v}), \quad (66)$$

где  $\bar{v} = L |\Delta \omega_n| / q \pi$ , получаем

$$|\bar{f}_s(\Delta \omega_n)|^2 = \frac{L^2}{4\pi^2 q} \frac{q(\bar{v})}{\bar{v}} \quad (67)$$

(кинетический режим, подобный имеющему место при затухании Ландау). Если принять, что  $\bar{v} \sim \tilde{v}$  и  $dq/d\bar{v} \sim q/\bar{v}$ , то условию (40), необходимому для самовозбуждения колебаний, можно было бы удовлетворить только при чрезвычайно больших параметрах неизохронности  $l_{\text{эф}} \geq q$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты линейной теории гиротрона были получены в середине 60-х годов и нашли отражение в обзоре [8]. Данная статья отличается от [8] лишь более подробным анализом некоторых примеров. Ряд дополнительных иллюстраций к линейной теории гиротрона можно найти в [17-20].

## Л и т е р а т у р а

1. Гапонов А.В., Гольденберг А.Л., Петелин М.И., Юлтаев В.К. Прибор для генерации сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн / Авт. свид. № 223931 от 24.03.67. - БОИПОТЗ, 1976, №11, с.200.

2. Flyagin V.A., Gaponov A.V., Petelin M.I., Yulpatov V.K. The Gyrotron. - IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, 1977, v.MTT-25, N6, p.514.
3. Twiss R.G. Radiation transfer and the possibility of negative absorption in radio astronomy. - Austr. J. of Phys., 1958, v.11, N4, p.567.
4. Schneider J. Stimulated emission of radiation by relativistic electrons in a magnetic field. - Phys.Rev.Letters, 1959, v.2, N12, p.504.
5. Pantell R.H. Electron beam interaction with fast waves. - Proc. Symp. on Millimeter Waves, N.-Y., Polytechnic Press, 1959, v.9, p.301.
6. Гапонов А.В. Взаимодействие непрямоллинейных электронных пучков с электромагнитными волнами в линиях передачи. - Изв. вузов. Радиофизика, 1959, т.2, №3, с.450; №5, с.836.
7. Железняков В.В. О неустойчивости магнитоактивной плазмы относительно высокочастотных электромагнитных возмущений. - Изв. вузов. Радиофизика, 1960, т.3, №1, с.57.
8. Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике. - Изв. вузов. Радиофизика, 1967, т.10, №9-10, с.1414.
9. Власов С.Н., Орлова И.М., Петелин М.И. Резонаторы гиротронов и электродинамическая селекция мод. ( В наст. сборнике, с. 62 ).
10. Петелин М.И., Юлпатов В.К. Линейная теория МЦР-моно-трона. - Изв. вузов. Радиофизика, 1975, т.18, №2, с.290.
11. Гапонов А.В. Релятивистское дисперсионное уравнение для волноводных систем с винтовыми трохондальными электронными потоками. - Изв. вузов. Радиофизика, 1961, т.4, №3, с.547.

12. Антаков И.И., Гапонов А.В., Юлпатов В.К. Некоторые особенности взаимодействия винтовых электронных пучков, направляемых однородным магнитным полем, с электромагнитным полем волноводов. - Вопросы радиоэлектроники. Сер.1. Электроника, 1965, №12, с.33.
13. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Сов.радио, 1957.
14. Гапонов А.В., Гольденберг А.Л., Григорьев Д.П. и др. Индуцированное синхротронное излучение электронов в полых резонаторах. - Письма в ЖЭТФ, 1965, т.2, №9, с.430.
15. Антаков И.И., Власов С.Н., Гинзбург В.А. и др. МЦР-генераторы с механической перестройкой частоты. - Электронная техника, Сер.1. Электроника СВЧ, 1975, №8, с.20.
16. Гольденберг А.Л., Лыгин В.К., Мануилов В.Н. и др. Адиабатическая теория и траекторный анализ пучек гиروتронов. (В наст. сборнике, с. 86 ).
17. Рапопорт Г.Н., Кошечая С.В., Грязнова Т.А. Магнитная перестройка гиросмотрона в достартовых и стартовых режимах, - Изв. вузов. Радиоэлектроника, 1968, т.11, №9, с.936.
18. Курии А.Ф. К теории циклотронного мазера. - Радиотехника и электроника, 1969, т.14, №10, с.1908.
19. Kreischer K.J., Temkin R.J. Linear theory of an electron cyclotron maser operating at the fundamental. - Int. J. Infrared and Millimeter Waves, 1980, v.1, N2, p.195.
20. Mourier G. Gyrotron Tubes - A Theoretical Study. - Archiv für Elektronik und Ubertro-gungstechnik, 1980, v.34, N12, p.473.

## НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ

---

### УКОРОЧЕННЫЕ УРАВНЕНИЯ АВТОКОЛЕБАНИЙ ГИРОТРОНА

В.К. Юлпатов

1. Процедура составления системы уравнений одномодовых автоколебаний гиротрона, благодаря использованию особенностей распределения высокочастотного поля рабочих видов колебаний резонатора гиротрона и резонансного характера взаимодействия с ним электронного пучка, является в значительной степени универсальной. При этом рассматриваемая модель с достаточной точностью отражает характерные особенности практически реализуемых гиротронов.

Открытый резонатор гиротрона представляет собой отрезок волновода кругового сечения (или коаксиального волновода) со слегка изменяющимся внутренним диаметром. Рабочий вид колебаний резонатора имеет собственную частоту, близкую к одной из критических частот  $T E$ -волн этого волновода. Поэтому его электромагнитное поле, плавно (в масштабе длины рабочей волны) изменяющееся вдоль резонатора, в поперечном сечении распределено приблизительно так же, как в регулярном волноводе на данной критической частоте.

В гиротроне используется полый электронный пучок, удерживаемый в резонаторе продольным постоянным магнитным полем, близким к однородному. Траектории электронов в нем практически винтовые, так как в рабочих режимах поля пространственного заряда относительно невелики. Шаг траекторий мал по сравнению с длиной резонатора. При использовании слабoreлятивистских электронных пучков мал

также радиус вращения электронов по сравнению как с радиусом электронного пучка, так и с радиусом резонатора. Частота вращения электронов (циклотронная частота), или ее гармоника, близка частоте рабочего вида колебаний резонатора.

Вывод нелинейных укороченных уравнений гиротрона, приведенный в данной статье, опирается на результаты, изложенные в докладе автора на Саратовской конференции по электронике СВЧ в 1966г. и частично включенные в обзор [1]. Наиболее подробно эти результаты даны в лекциях [2], где получены уравнения автоколебаний в резонаторе лазера на циклотронном резонансе (МЦР-монотрона), подобном резонатору гиротрона, но с поперечным сечением произвольной формы. Здесь, как и в [2], не учитываются малые неоднородности постоянного магнитного поля, разброс скоростей электронов и влияние пространственного заряда пучка на группировку электронов. Частично эти вопросы рассмотрены в других статьях данного сборника.

2. Высокочастотное поле в резонаторе гиротрона приближенно представим как

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \text{Re} [c_s \vec{E}_s(\vec{r}) \exp(i\omega t)], \quad (1)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \text{Re} [c_s \vec{H}_s(\vec{r}) \exp(i\omega t)],$$

где  $\vec{H}_s = i H_s \vec{x}_0$ ;  $\vec{E}_s = (c/\omega) [\nabla_{\perp} H_s \vec{x}_0]$ ;  $\vec{x}_0$  - единичный вектор координаты  $\vec{x}$ , направленный вдоль оси резонатора;  $c$  - скорость света;  $\omega$  - частота автоколебаний, близкая собственной частоте рабочего вида колебаний резонатора  $\omega_s$ ; значок  $\perp$  связан с поперечными цилиндрическими  $\rho, \psi$  или декартовыми  $x, y$  координатами. Функция распределения высокочастотного магнитного поля в резонаторе  $H_s$  подчиняется приближенным уравнениям [3]

$$\Delta_{\perp} H_s + (\omega/c)^2 H_s = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 H_s}{\partial z^2} + [(\omega_s/c)^2 - x_s^2(z)] H_s = 0. \quad (3)$$



с граничным условием  $dH_z/d\rho = 0$  на внутренних поверхностях резонатора и условиям отражения электромагнитных волн от катодного конца резонатора и их излучения на выходном конце резонатора;  $\chi_z(z)$  — поперечное волновое число регулярного волновода с диаметром, равным диаметру рассматриваемого резонатора при данном  $z$ .

Согласно [4] амплитуда электромагнитного поля в резонаторе  $C_z$  связана с плотностью тока пучка  $\vec{j}$ , возбуждающего резонатор, уравнениями баланса активной и реактивной мощностей:

$$2\omega_z'' W = P', \quad 2(\omega - \omega_z') W = P'' \quad (4)$$

Здесь  $W = \frac{|C_z|^2}{8\pi} \int_V |H_z|^2 dV$  — энергия колебаний в резонаторе,  $V$  — его объем;

$$P = P' + iP'' = -\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_V \vec{j}(\vec{r}, t) C_z^* \vec{E}_z^* \exp(-i\omega t) d\omega t dV \quad (5)$$

средняя за период колебаний комплексная мощность, отдаваемая пучком электромагнитному полю;  $\omega_z = \omega_z' + i\omega_z''$ , причем  $\omega_z'' = \omega_z' / 2Q_z$ ,  $Q_z$  — добротность рабочего вида колебаний.

Учитывая, что электронный пучок на входе в резонатор не имеет модуляции и под действием поля (1)  $z$  — составляющая импульса не изменяется, (5) можно привести к виду

$$P = \frac{IC_z^*}{2\pi\rho_z} \int_0^{2\pi} \int_0^L \vec{p}_1 \vec{E}_z^* \exp(-i\omega t) d\omega t dz \quad (6)$$

в случае тонкого (нитевидного) пучка. В (6)  $I$  — постоянная составляющая тока пучка ( $I > 0$ ),  $\vec{p}_1$  — импульс электрона,  $t_0$  — момент прохождения электроном входного сечения резонатора,  $L$  — длина резонатора.

Используя  $z$  в качестве независимой переменной, уравнения движения электронов можно представить как

$$\frac{d\vec{p}_1}{dz} + h_u [\vec{p}_1 \vec{x}_0] = -(e/v_z) A e [C_z \vec{E} \exp(i\omega t)],$$

$$\frac{d\vec{r}_1}{dz} = \frac{\vec{p}_1}{p_z}, \quad \frac{dt}{dz} = \frac{1}{v_z} \quad (7)$$

Импульс и скорость электрона  $\vec{v}$  связаны соотношением

$$\vec{p} = m_0 \vec{v} [1 - (v/c)^2]^{-1/2}, \quad m_0 - \text{масса покоя электрона,}$$

$e$  - его заряд ( $e > 0$ ),  $h_H = eH_0/c p_z$ ,  $H_0$  - постоянное магнитное поле,  $\vec{G} = \vec{E}_0 + [(\vec{v}_1/c) \vec{H}_0]$ .

Уравнения (4) - (7) составляют систему уравнений самосогласованного поля гиротрона, определяющую амплитуду и частоту его автоколебаний. Они, удовлетворяя допущениям модели, вообще говоря, содержат члены, которыми следует пренебречь в силу резонансного характера взаимодействия электромагнитного поля с электронами. Для этого необходимо воспользоваться методом усреднения [5]. Кроме того, в выражении (6) нужно учесть, что в соответствии с используемой моделью электронный пучок представляет собой набор тонких пучков, равномерно распределенных по азимутальной координате. Вернемся к этому вопросу после проведения процедуры усреднения.

3. Укороченные уравнения движения электронов получим, введя вместо переменных  $p_x, p_y, x, y$  новые переменные  $p_\perp, \varphi, X, Y$  посредством соотношений

$$p_x = -p_\perp \sin \theta, \quad p_y = p_\perp \cos \theta, \quad (8)$$

$$x = X + a \cos \theta, \quad y = Y + a \sin \theta,$$

в которых  $\theta = h_H z + \varphi$ ,  $a = p_\perp / h_H p_z$ .

Подставляя (8) в (7) и обозначая точками производные по  $z$ , после несложных преобразований будем иметь

$$\dot{p}_\perp = - (e/v_z) \operatorname{Re} [C_0 G_0 \exp(i\omega t)],$$

$$\dot{p}_\perp \dot{\varphi} = (e/v_z) \operatorname{Re} [C_0 G_0 \exp(i\omega t)], \quad (9)$$

$$\dot{X} = (c/v_z) \operatorname{Re} \left[ \frac{C_3}{H_0} G_y \exp(i\omega t) \right], \quad (9)$$

$$\dot{Y} = -(c/v_z) \operatorname{Re} \left[ \frac{C_3}{H_0} G_x \exp(i\omega t) \right],$$

где  $G_r$  и  $G_\theta$  - проекции вектора  $\vec{G}$  на оси полярной системы координат  $r, \theta$ , связанной с мгновенным центром вращения электрона, причем

$$G_x = G_r \cos \theta - G_\theta \sin \theta, \quad (10)$$

$$G_y = G_r \sin \theta + G_\theta \cos \theta.$$

При отсутствии высокочастотного поля введенные посредством (8) величины постоянны.

Учитывая резонансный характер воздействия электромагнитного поля на движение электронов ( $\omega = n\omega_H = n h_H v_z$ ,  $n=1,2,\dots$ ,  $\omega_H$  - циклотронная частота электрона), усредним уравнения (9) по быстро изменяющейся фазе  $\theta$ , считая  $\rho_\perp, \varphi, X, Y$  медленными функциями  $t$  и пользуясь тем, что  $\vec{G}$  - периодическая функция  $\theta$ , т.е.

$$\vec{G} = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \vec{G}_k \exp(-ik\theta), \quad \vec{G}_k = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \vec{G} \exp(ik\theta) d\theta.$$

Вводя переменную  $\theta' = n\theta - \omega t$ , усредненным уравнениям движения электрона можно придать вид

$$\dot{\rho}_\perp = -(e/v_z) \operatorname{Re} [C_3 G_{n\theta} \exp(-i\theta')],$$

$$\rho_\perp (\dot{\theta}' + \frac{\omega}{v_z} - n h_H) = (e/v_z) \operatorname{Re} [n C_3 G_{n\theta} \exp(-i\theta')],$$

$$\dot{X} = -(c/v_z) \operatorname{Re} \left[ \frac{C_3}{H_0} G_{ny} \exp(-i\theta') \right], \quad (11)$$

$$\dot{Y} = -(c/v_z) \operatorname{Re} \left[ \frac{C_3}{H_0} G_{nx} \exp(-i\theta') \right].$$

Они имеют смысл, если на интервале  $2\pi/h_n$  величины  $\rho$ ,  $\psi$ ,  $X$ ,  $Y$  меняются мало, т.е. амплитуда электромагнитного поля не слишком велика.

4. Используя (1), выражения для  $G_{к\gamma}$  и  $G_{к\theta}$  можно представить как

$$G_{к\gamma} = -i \left[ (ck/\omega a) - (v_1/c) \right] H_{5к},$$

$$G_{к\theta} = -(c/\omega) \frac{\partial H_{5к}}{\partial a},$$

где  $H_{5к}$  связано с  $H_3$  аналогично  $\vec{G}_k$  с  $\vec{G}$ . Учитывая, что циклотронная частота электронов  $\omega_n$  близка  $\omega/\mu$  и усредненные уравнения (11) справедливы, когда она мало изменяется по сравнению со своим первоначальным значением, будем считать

$$\frac{v_1}{c} = \frac{\omega_n a}{c} \approx \frac{1}{\mu} \left( \frac{\omega a}{c} \right).$$

Тогда, обозначая  $\omega a / c = \xi$ , получим:

$$G_{к\gamma} = -i \left( \frac{k}{\xi} - \frac{\xi}{\mu} \right) H_{5к}, \quad (12)$$

$$G_{к\theta} = - \frac{\partial H_{5к}}{\partial \xi}.$$

Воспользуемся далее конкретной зависимостью функции распределения высокочастотного магнитного поля  $H_3$  от координат  $\rho$ ,  $\psi$ . В наиболее общем случае (когда используется коаксиальный резонатор)

$$H_3 = Z_m \left( \frac{\omega}{c} \rho \right) \exp(-im\psi) f(z), \quad (13)$$

где  $Z_m$  - цилиндрическая функция  $m$ -го порядка,  $m$  - целое число, функция  $f(z)$  подчиняется уравнению (3). Вводя цилиндрические координаты центра вращения электрона  $R$ ,  $\Psi$ , соответствующие декартовым координатам  $X, Y$ :

$$X = R \cos \Psi, \quad Y = R \sin \Psi,$$

так что

$$\rho = \sqrt{R^2 + a^2 - 2Ra \cos(\theta - \Psi - \pi)},$$

и применяя "теорему сложения" для цилиндрических функций [6], получим

$$H_{sk} = J_k(\xi) Z_{m-k} \left( \frac{\omega}{c} R \right) \exp[-i(m-k)\Psi] f(z), \quad (15)$$

где  $J_k(\xi)$  - функция Бесселя  $k$ -го порядка.

Принимая во внимание зависимость  $H_{sk}$  от  $\xi$  (14) и учитывая уравнение Бесселя, окончательно для  $G_{n\tau}$  и  $G_{n\theta}$  будем иметь

$$G_{n\tau} = -\frac{i}{n} \frac{d}{d\xi} \left[ \xi J'_n(\xi) \right] L_n, \quad (16)$$

$$G_{n\theta} = -J'_n(\xi) L_n.$$

Здесь

$$L_n = Z_{m-n} \left( \frac{\omega}{c} R \right) \exp[-i(m-n)\Psi] f(z), \quad (17)$$

$J'_n(\xi)$  - производная функции Бесселя по аргументу  $\xi$ .

Найденные выражения для  $G_n$  (16) с учетом того, что  $\tilde{\epsilon} = v_{\perp} p_{\perp}$  ( $\tilde{\epsilon} = \sqrt{m_0^2 c^2 + p^2 c^2}$  - релятивистская энергия электрона), позволяют первым двум уравнениям (11) придать следующий вид:

$$\dot{\tilde{\epsilon}} = e R e \left[ c_s \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \theta} \right], \quad (18)$$

$$\dot{\theta} + \frac{\omega}{v_z} - n h_n = -e R e \left[ c_s \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \xi} \right].$$

Функция  $\mathcal{H}$  введена здесь как

$$\mathcal{H}(\mathcal{E}, \varphi, R, \psi, z) = i \frac{\rho_z}{\rho_z} J'_n(\mathcal{E}) L_n. \quad (19)$$

5. Проводя усреднение по фазе  $\theta$  в выражении для комплексной мощности (6) и пользуясь (16), получим

$$\rho = -I C^* \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^L \frac{\partial \mathcal{H}^*}{\partial t} dt_0 dz. \quad (20)$$

Интегрирование по  $t_0$  здесь заменено на интегрирование по  $\psi_0 = \omega t_0 - \varphi_0$ ,  $\varphi_0$  — фаза вращения электрона в сечении  $z=0$ . Из вида (20) следует, что нитевидные пучки, имеющие общую ось, но различные  $\varphi_0$ , в среднем взаимодействуют с электромагнитным полем резонатора одинаково. При сложении комплексных мощностей таких пучков суммируются постоянные составляющие их тока.

Из сравнения (20) и первого из уравнений (18) следует

$$\rho' = \left(\frac{I}{e}\right) \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} [\mathcal{E}(0) - \mathcal{E}(L)] dt_0, \quad (21)$$

т.е. первое из соотношений (4) представляет собой уравнение баланса энергии в пространстве взаимодействия гиротрона. Если не интересоваться перестройкой частоты с изменением параметров системы, то для нахождения амплитуды автоколебаний и КПД гиротрона достаточно из уравнений движения найти изменение энергии электронов под действием электромагнитного поля и усреднить его по начальной фазе  $\psi_0$ .

6. Как видно из (18), первые два из уравнений (11) по своей структуре не отличаются от укороченных уравнений движения неизохронного осциллятора в высокочастотном поле [1]. Однако в данном случае движение электрона более сложное, так как центр его вращения перемещается в плоскости, перпендикулярной направлению постоянного магнитного поля. Остановимся подробнее на виде второй пары уравнений (11), которой определяется это перемещение.

В соответствии с (10)

$$G_{n\pm} = (1/2) [(G_{n+1} + iG_{n+1\theta}) + (G_{n-1} - iG_{n-1\theta})],$$

$$G_{ny} = -i(1/2) [(G_{n+1/2} + iG_{n+1/2}) - (G_{n-1/2} - iG_{n-1/2})].$$

Подставляя сюда (12), с учетом (15) и соотношения для функций Бесселя

$$J_{k\pm 1}(\xi) = (\kappa/\xi) J_k(\xi) \mp J'_k(\xi), \quad (22)$$

после несложных преобразований найдем

$$G_{n\pm 1/2} + iG_{n\pm 1/2} = \mp i(\xi/n) J'_n(\xi) L_{n\pm 1}.$$

Используя затем (17) и соотношения для цилиндрических функций, аналогичные (22),  $G_{nx}$  и  $G_{ny}$  можно преобразовать к виду

$$G_{nx} = -i(\xi/n) J'_n(\xi) \left[ i \frac{m-n}{(\omega/c)R} Z_{m-n} \left( \frac{\omega}{c} R \right) \sin \Psi + Z'_{m-n} \left( \frac{\omega}{c} R \right) \cos \Psi \right] \exp[-i(m-n)\Psi] f(x),$$

$$G_{ny} = i(\xi/n) J'_n(\xi) \left[ i \frac{m-n}{(\omega/c)R} Z_{m-n} \left( \frac{\omega}{c} R \right) \cos \Psi - Z'_{m-n} \left( \frac{\omega}{c} R \right) \sin \Psi \right] \exp[-i(m-n)\Psi] f(x).$$

Если теперь в последних двух уравнениях (11) переменные  $X$ ,  $Y$  заменить на  $R$ ,  $\Psi$  согласно (14), то эти два уравнения можно записать в форме

$$\begin{aligned} R \dot{R} &= -(c/\omega) R e \left[ \frac{c_s}{H_0} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \Psi} \right], \\ R \dot{\Psi} &= (c/\omega) R e \left[ \frac{c_s}{H_0} \frac{\partial \mathcal{E}}{\partial R} \right], \end{aligned} \quad (23)$$

где  $\mathcal{H}$  определяется (19) и в общем множителе в правых частях использовано приближенное равенство  $n\omega_H \approx \omega$ .

Сопоставление первых уравнений (18) и (23) с учетом (17) и (19) дает интеграл

$$2(n-m) [\mathcal{E} - \mathcal{E}(0)] = eH_0(\omega/c) [R^2 - R^2(0)], \quad (24)$$

связывающий радиальный дрейф центра вращения электрона с изменением его энергии. Введением новой фазы  $\bar{\Psi} = \Psi + (m - n)\Psi$  вторые уравнения (18) и (23) с помощью (24) можно объединить в одно уравнение и, таким образом, систему четырех уравнений (18), (23) свести к двум уравнениям для энергии и фазы  $\bar{\Psi}$ . Это означает, что при выбранной структуре высокочастотного поля (13) характер взаимодействия электронов с высокочастотным полем не зависит от азимутальной координаты  $\Psi$  и выражение для комплексной мощности (20) справедливо для полого электронного пучка с равномерным распределением тока по азимуту, если под  $I$  в нем понимать полный ток этого пучка.

Как следует из (24), при  $m=n$  дрейф центра вращения электрона в радиальном направлении отсутствует. Интеграл (24) позволяет также выявить условия, при которых можно пренебречь дрейфом центра вращения электрона. Очевидно, это возможно, когда дрейф мал в масштабе неоднородности высокочастотного поля:

$$(\omega/c) |R - R(0)| \ll 1.$$

С помощью (24) это условие записывается как

$$n|n-m| \frac{|\mathcal{E} - \mathcal{E}(0)|}{\mathcal{E}(0)} \frac{c}{\omega R(0)} \ll 1. \quad (25)$$

При  $m=0$ , например, при условии наиболее интенсивного взаимодействия электронов с полем ( $\omega R(0)/c \sim 1$ ) (25) переходит в

$$n^2 \frac{|\mathcal{E} - \mathcal{E}(0)|}{\mathcal{E}(0)} \ll 1,$$

а в нерелятивистском случае, когда энергия электронов может изменяться на величину порядка начальной энергии,



$$n^2 \frac{v_{\perp}^2(0)}{c^2} \ll 1.$$

Оба эти условия при небольших значениях  $n$  совпадают с условиями применимости уравнений (11).

При  $|m| \gg 1$ ,  $|m| \gg n$ , например, для мод шепчущей галереи для случая прохождения пучка в области каустики поля ( $\omega R(0)/c \sim |m|$ ) из (25) следует

$$n \frac{|\mathcal{E} - \mathcal{E}(0)|}{\mathcal{E}(0)} \ll 1 \quad \text{или} \quad n \frac{v_{\perp}^2(0)}{c^2} \ll 1,$$

т.е. практически получаются те же неравенства при небольших  $n$ . Радиальный дрейф в этом случае начинает сказываться по мере уменьшения  $R(0)$  и может стать значительным при  $\omega R(0)/c \sim 1$ . Вообще говоря, если  $m \neq n$ , дрейф может играть существенную роль при малых  $R(0)$  ( $\omega R(0)/c \ll 1$ ).

7. Укороченные уравнения движения электронов в гиротроне (18), (23) справедливы при любых энергиях электронов. Однако наиболее эффективно винтовой электронный пучок взаимодействует с электромагнитным полем в слаборелятивистском случае, когда резонансный характер взаимодействия сохраняется при изменении энергии электронов на величину порядка их начальной энергии. Принимая во внимание условия малости дрейфа центра вращения электронов, уравнениям движения в этом случае можно придать наиболее простой вид.

Введем переменную

$$\omega = p_{\perp}^2 / p_{\perp}^2(0),$$

равную в нерелятивистском случае отношению энергии вращательного движения электрона к ее начальной величине. Тогда

$$\mathcal{E} \approx \frac{p_{\perp}^2(0)\omega}{2m_0} + \frac{p_x^2}{2m_0} + m_0 c^2,$$

$$\xi = \frac{\omega R}{c} \approx n \beta_{\perp} \sqrt{\psi},$$

$$\frac{\omega}{v_z} - n h_n = \frac{\omega}{c} \frac{\delta}{\beta_z c} - n h_n \approx$$

$$\approx \frac{\omega}{v_z(\Omega)} - n h_n + (\pi \beta_{\perp}^2 / \lambda \beta_n) (\psi - 1),$$

где  $\beta_{\perp} = v_{\perp}(\Omega) / c$ ,  $\beta_n = v_z(\Omega) / c$ ,  $\lambda = 2\pi c / \omega$ .

Считая  $\beta_{\perp}$  достаточно малой величиной по сравнению с единицей, ограничимся в функциях Бесселя от аргумента  $\xi$  первым членом разложения в степенной ряд:

$$J_n'(\beta_{\perp} \sqrt{\psi}) = (n^{n+1} / 2^n n!) (\beta_{\perp} \sqrt{\psi})^{n-1}.$$

Вместе с  $\psi$  введем также безразмерные параметры расстройки резонанса

$$\Delta = 2 [\omega - n h_n v_z(\Omega)] / \beta_{\perp}^2 \omega,$$

независимую переменную

$$\zeta = (\pi \lambda / \lambda) (\beta_{\perp}^2 / \beta_n)$$

и функцию, пропорциональную амплитуде высокочастотного поля, и учитывающую ее зависимость от поперечных координат,

$$F_n = i \left( \frac{e \ell_s}{m_e c \omega} \right) \left( \frac{n^2}{2^{n-2} n!} \right) \beta_{\perp}^{n-4} \sum_{m=n} \left( \frac{\omega}{c} R \right) \exp[-i(m-n)\zeta]. \quad (26)$$

При этом укороченные уравнения движения электронов принимают вид

$$\frac{d w}{d \xi} = \frac{\partial}{\partial \theta'} \operatorname{Re} \left[ w^{n/2} \exp(-i \theta') F_0 f(\xi) \right], \quad (27)$$

$$\frac{d \theta'}{d \xi} + \Delta + w - 1 = - \frac{\partial}{\partial w} \operatorname{Re} \left[ w^{n/2} \exp(-i \theta') F_0 f(\xi) \right],$$

а выражение для мощности взаимодействия / -

$$P = -\rho_{10} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\mu} \frac{\partial}{\partial \theta'} \left[ w^{n/2} \exp(i \theta') F_0^* f(\xi) \right] d\xi d\theta', \quad (28)$$

где  $\mu = (\pi L / \lambda) (\beta_{\perp}^2 / \beta_{\parallel})$ ,  $\rho_{10} = (I_0 / e) [ \rho_{\perp}^2(0) / 2 m_0 ]$  - мощность пучка, связанная с поперечным движением электронов.

Удобство введения переменной  $w$  очевидно, так как через нее непосредственно выражается поперечный электронный КПД гиротрона:

$$\eta_{\perp} = \frac{\rho'}{\rho_{10}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} [1 - w(\mu)] d\theta'. \quad (29)$$

Здесь учтено, что  $w(0) = 1$ . Уравнения (27) содержат минимальное число параметров;  $\eta_{\perp}$  определяется тремя параметрами -  $\mu$ ,  $\Delta$  и  $|F_0|$  - при заданной  $f(\xi)$ .

Используя (28) и введенные безразмерные параметры, уравнения баланса активной и реактивной мощностей (4) можно представить в следующей форме:

$$1 + I_0 \rho^{2(n-3)} \operatorname{Re} \left\{ \frac{2|F_0|^2}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\mu} \frac{\partial}{\partial \theta'} \left[ w^{n/2} \exp(i \theta') F_0^* \times \right. \right. \\ \left. \left. \times f(\xi) \right] d\xi d\theta' \right\} = 0, \quad 2 Q_s \frac{\omega - \omega'_s}{\omega'_s} + I_0 \rho^{2(n-3)}, \\ \times \operatorname{Im} \left\{ \frac{2|F_0|^2}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\mu} \frac{\partial}{\partial \theta'} \left[ w^{n/2} \exp(i \theta') F_0^* \times \right. \right.$$



2. Петелин М.И., Юпатов В.К. Мазеры на циклотронном резонансе. - В кн.: Лекции по электронике СВЧ (3-я зимняя школа-семинар инженеров), т.4. Саратов: СГУ, 1974, с.96.
3. 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, т.12, №8, с.1236.
4. Вайнштейн Л.А., Солшев В.А. Лекции по сверхвысоко-частотной электронике. М.: Сов.радио, 1973.
5. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М.: Физматгиз, 1958.
6. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз, 1962, с.966.

## НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ УРАВНЕНИЙ ГИРОТРОНА

М.А.Моисеев, Г.С.Нусинович

### ВВЕДЕНИЕ

Уже первые результаты теоретического и экспериментального исследования взаимодействия электронов, вращающихся в статическом магнитном поле, с высокочастотным полем резонатора показали принципиальную возможность создания мощных гиротронов, обладающих высоким КПД [1]. При разработке таких электронных приборов возникла необходимость в более детальном анализе нелинейных уравнений гиротрона [1,2] и определении (на основе этого анализа) оптимальных параметров, обеспечивающих достижение в различных конструкциях максимальных КПД и выходной мощности излучения.

В качестве простейшей модели для такого исследования обычно выбирался гиротрон, в пространстве взаимодействия которого можно было пренебречь разбросом скоростей электронов, пространственным зарядом электронного пучка, а также влиянием электронного потока на структуру высокочастотного поля резонатора. Такая модель позволяла достаточно полно исследовать зависимость КПД гиротрона от продольных распределений высокочастотного поля резонатора и магнито-статического поля в пространстве взаимодействия. Основные результаты данного исследования изложены ниже.

## КПД ГИРОТРОНА С НЕОПТИМИЗИРОВАННЫМИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯМИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО И МАГНИТОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЕЙ

Первые расчеты зависимости КПД от параметров гиротрона [1,3,4] проводились для простейшего случая, когда амплитуда высокочастотного поля и величина магнитостатического поля в области резонатора не зависят от продольной координаты - в уравнениях (27) работы [2]  $f(\xi)=1$ ,  $\Delta(\xi)=\text{const}$  при  $0 \leq \xi \leq \mu$ . В такой модели уравнения (27) имеют первый интеграл и при резонансе на низших гармониках ( $n \leq 4$ ) решаются аналитически с помощью эллиптических функций [1]. Наличие интеграла позволяет построить на плоскости переменных  $\psi, \psi'$  работы [2] фазовую диаграмму и аналитически исследовать процессы группирования электронов и отбора энергии у сформировавшихся сгустков [5-7]. Тем не менее в силу сложностей, связанных с необходимостью интегрирования по начальной фазе  $\psi_0$  при определении КПД (выражение (29) работы [2]), расчеты КПД обычно проводились численными методами с помощью ЭВМ.

Результаты расчетов КПД простейшей модели гиротрона при работе на первых пяти гармониках гирочастоты приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

$n$	$\eta_{\perp}$	$\mu$	$\Delta$	$I_0$
1	0,42	7,5	0,6	145
2	0,29	8	0,55	3,2
3	0,22	10	0,4	0,025
4	0,17	12,5	0,33	$9,5 \cdot 10^{-5}$
5	0,14	17,5	0,25	$8 \cdot 10^{-7}$

Здесь наряду с максимальной величиной поперечного КПД  $\eta_{\perp}$  указаны (в обозначениях работы [2]) соответствующие оптимальные значения параметров гиротрона [1].

Таким образом, уже простейшая модель гиротрона характеризуется относительно высоким КПД, медленно убывающим с ростом номера резонансной гармоники гирочастоты.

### КПД ГИРОТРОНА С ОПТИМИЗИРОВАННОЙ СТРУКТУРОЙ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ

В гиротроне с однородной структурой высокочастотного поля модуляция и группировка электронов происходит под действием поля относительно большой амплитуды, что неблагоприятно сказывается на КПД. В гиротронах с нарастающим вдоль резонатора высокочастотным полем потери энергии поля резонатора на группировку электронов, очевидно, могут быть уменьшены. Как следует из приведенных в табл.2 результатов численного исследования [1,8], уже при простейшем - линейном  $f(\xi) = \xi/\mu$  ( $0 \leq \xi \leq \mu$ ) - законе нарастания высокочастотного поля вдоль резонатора поперечный КПД гиротрона возрастает более чем в 1,5 раза (ср. результаты табл.1 и 2).

Т а б л и ц а 2

$n$	$\eta_{\perp}$	$\mu$	$\Delta$	$I_0$
1	0,71	14	0,53	2150
2	0,66	14	0,54	19
3	0,57	20	0,4	0,035

Для реализации линейного распределения высокочастотного поля обычно используют (см., например, [9]) резонаторы со слабо нарастающим вдоль оси системы радиусом и достаточно резким закритическим для поля рабочей моды сужением в выходном сечении. Последнее обстоятельство приводит к значительному отражению высокочастотного поля резонатора от выходного сечения, т.е. к увеличению дифракционной добротности



$$Q_{\text{днр}} \approx 4\pi(L/\lambda)^2 / (1 - |R_1 R_2|).$$

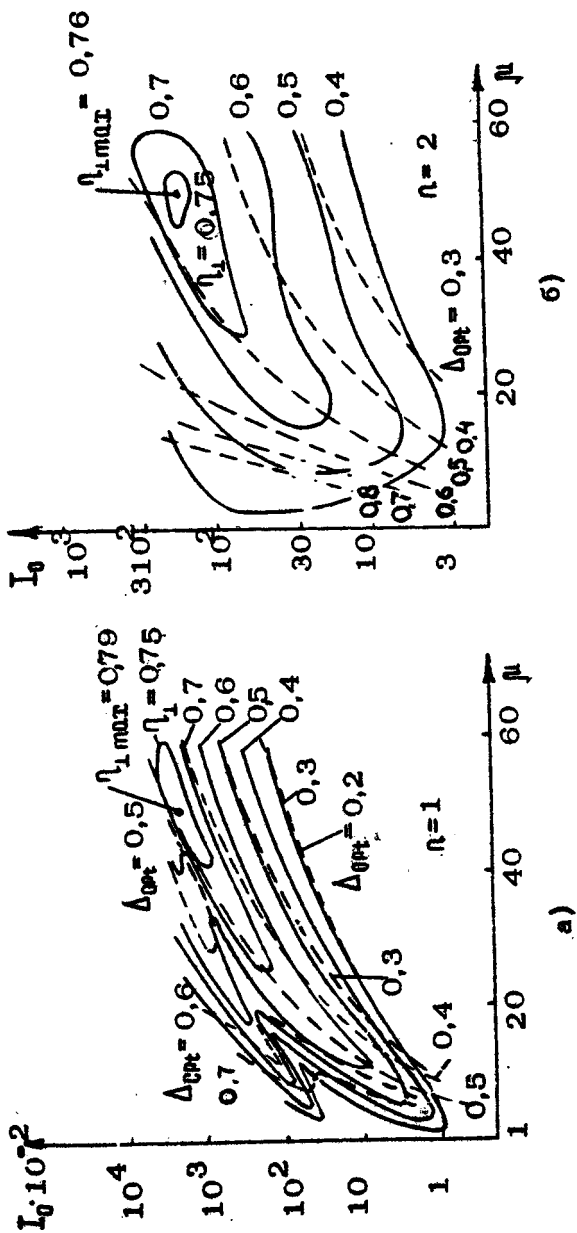
Здесь  $R_1, R_2$  - коэффициенты отражения от входного и выходного сечений,  $L/\lambda$  - отношение характерной длины, на которой локализовано высокочастотное поле, к длине волны. Поскольку в мощных гиротронах для получения высоких КПД при большом токе пучка дифракционную добротность необходимо понижать (см., например, [10,11]), резкие закритические сужения в выходном сечении резонатора представляются нежелательными - более целесообразным является использование открытых резонаторов в виде отрезков слабо нерегулярных волноводов [12]. Продольное распределение поля в таких резонаторах с близким к бочкообразному профилем обычно может описываться гауссовой функцией [12].

Результаты расчёта КПД гиротрона с гауссовой продольной структурой высокочастотного поля  $f(\xi) = \exp[-(2\xi/\mu)^2]$  (интегрирование уравнений (27) [2] велось в интервале  $-\frac{\sqrt{3}}{2}\mu \leq \xi \leq \frac{\sqrt{3}}{2}\mu$ ) приведены для трех первых гармоник гирочастоты в табл.3, составленной на основании результатов работ [8,13].

Т а б л и ц а 3

$n$	$\eta_{\perp}$	$\mu$	$\Delta$	$I_0$
1	0,72	17	0,5	2000
2	0,71	16	0,55	18
3	0,55	22	0,4	0,022

Учёт более слабого начального участка гауссовой функции ведет к дальнейшему увеличению КПД, в то время как учёт спадающей к коллектору части гауссовой функции особого значения для КПД не имеет, поскольку, как показано в работе [14], электроны отдают энергию высокочастотному полю вблизи максимума гауссовой функции и оставшуюся часть резонатора пролетают, практически не взаимодействуя с быстро убывающим по амплитуде высокочастотным полем.



Р и с.1. Линии равных значений поперечного электронного КПД  $\eta_1$  и оптимальной расстройки  $\Delta$  на плоскости параметров, пропорциональных току пучка ( $I_0$ ) и длине резонатора ( $\mu$ ): а - при основном циклотронном резонансе  $\nu = 1$ ; б - при резонансе на второй гармонике гирочастоты  $\nu = 2$

Как показано на рис.1, где приведены результаты расчёта [15], учитывающего слабый катодный "хвост" гауссовой функции, КПД  $\eta_{\perp}$  на основной гармонике (а) гирочастоты достигает 79%, на второй (б) – 76% (штриховыми линиями на рис.1 указаны оптимальные значения расстройки  $\Delta$  ).

Численная оптимизация параметров гиротрона в более широком классе функций  $f(\xi)$  проводилась в работе [5], где было, в частности, показано, что при четырехступенчатом релейном (кусочно-постоянном) распределении  $f(\xi)$  КПД  $\eta_{\perp}$  достигает 98%, однако, реализация подобных структур представляется затруднительной. В классе более легко реализуемых унимодальных (знакопостоянных с одним максимумом) функций  $f(\xi)$  максимальный КПД несколько ниже – результаты приведены в табл.4 [16,17]. Оптимальная продольная структура высокочастотного поля представляет собой плавно нарастающую и затем сравнительно быстро спадающую вдоль оси системы функцию.

Т а б л и ц а 4

$n$	$\eta_{\perp}$	$\mu$	$\Delta$	$I_0$
1	0,88	28,5	0,45	$1,7 \cdot 10^4$
2	0,9	44,7	0,52	173

#### ОПТИМИЗАЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СТАТИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Введение коррекции продольного распределения магнито-статического поля (зависимости  $\Delta(\xi)$  ), очевидно, также способно привести к увеличению КПД. В принципе, представляется возможным увеличение КПД как при использовании плавно нарастающего, так и плавно спадающего к коллекторному концу резонатора статического магнитного поля, поскольку в спадающем поле можно поддерживать циклотронный резонанс с тормозящимися электронами (что особенно важно для гиротронов с релятивистскими электронными пуч-

ками [14,18,19]), в то время как нарастание магнитного поля дает возможность достаточно резко оборвать взаимодействие заторможенного сгустка электронов с высокочастотным полем.

Результаты численного исследования зависимости КПД гиротрона от продольного распределения статического магнитного поля в модели с простейшей линейной зависимостью  $\Delta(\xi)$

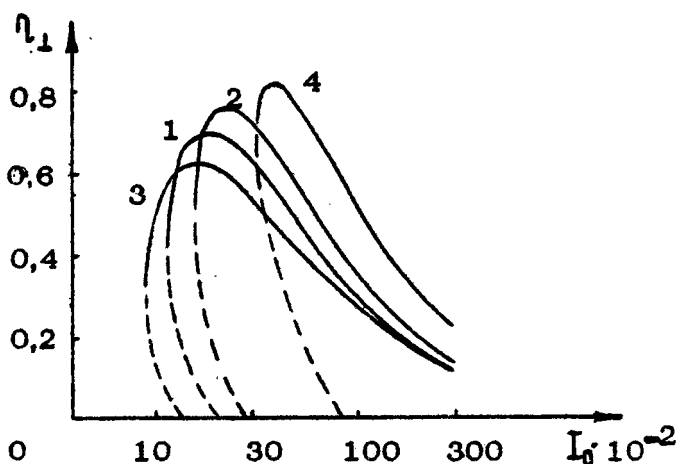
$$\Delta(\xi) = \Delta_0 + \alpha \xi$$

показали, что увеличение "поперечного" КПД происходит только при использовании нарастающего магнитного поля ( $\alpha < 0$ ). Некоторые результаты этого исследования, проведенного М.А.Моисеевым и В.К.Юпатовым в 1968г., представлены на рис.2 в виде зависимостей поперечного электронного КПД от параметра тока  $I_0^{*}$ . Более детальный численный анализ показывает, что наиболее существенно КПД гиротрона повышается, когда распределение магнитного поля имеет неоднородность с максимумом порядка 2-4% на расстоянии около 1/3 от выходного конца резонатора [21,22]. В табл.5 приведены максимальные значения поперечного КПД в гиротроне с гауссовой структурой поля резонатора (интегрирование по  $\xi$  ведется в пределах от  $-\mu/2$  до  $\mu/2$ ), полученные при  $\Delta = \text{const}$  и при оптимизации зависимости  $\Delta(\xi)$  на первых трех гармониках гирочастоты [21,22].

Т а б л и ц а 5

$n$	1	2	3
$\eta_{\perp}(\Delta = \text{const})$	0,52	0,42	0,38
$\eta_{\perp}(\Delta_{\text{опт}}(\xi))$	0,7	0,67	0,53

\* ) Данные результаты качественно согласуются с полученными впоследствии в работе [20].



Р и с.2. Влияние продольной неоднородности магнитного поля на КПД гиротрона с  $n = 1$ :  
 1 - однородное магнитное поле ( $\alpha = 0$ ), значения  $\mu = 14$ ,  $\Delta_0 = 0,5$  оптимальны;  
 2 -  $\mu = 14$ , значения  $\alpha = -0,015$ ,  $\Delta_0 = 0,65$  оптимальны; 3 -  $\mu = 14$ ,  $\alpha = -0,015$ , значение  $\Delta_0 = 0,35$  оптимально;  
 4 - значения  $\mu = 17$ ,  $\alpha = -0,015$ ,  $\Delta_0 = 0,65$  оптимальны по КПД

С увеличением числа неоднородностей магнитостатического поля КПД гиротрона растет [23], поскольку эти неоднородности делают пространство взаимодействия секционированным, что, как и в пролетных многорезонаторных клистродах, позволяет обеспечить хорошие условия для эффективного группирования и отбора энергии у электронного пучка. Проведенная на основе принципа максимума Понтрягина оптимизация показывает, что уже в гиротроне с однородным высокочастотным полем ( $f(\xi) = 1$ ) и тремя неоднородностями магнитостатического поля КПД при  $n = 1$  достигает 95% [5,6,23], в то время как при  $\Delta(\xi) = \text{const}$   $\eta_{\perp}^{\text{max}} = 42\%$ . Следует, однако, заметить, что при работе на одной из высших мод резонатора этот метод - секционирование пространства

взаимодействия путем введения неоднородностей магнитостатического поля – может приводить к самовозбуждению паразитных мод (этот момент требует специального анализа).

Коррекция распределения магнитостатического поля позволяет также обеспечить довольно высокий КПД в режимах с мягким самовозбуждением (оптимальным по КПД режимам гиротрона нередко соответствует жесткое самовозбуждение [8,13], когда величина стартового тока превышает оптимальную по КПД, и для выведения гиротрона в режим эффективной генерации требуется специальная подстройка параметров [24]). Так, например, оптимизация распределения магнитостатического поля в гиротроне с регулярным резонатором, имеющим синусоидальную продольную структуру высокочастотного поля с одной вариацией  $f(\xi) = \sin \pi (\xi/\mu)$ ,

дает в области мягкого самовозбуждения при работе на первой гармонике гирочастоты  $\eta_{\perp}^{\text{max}} = 77\%$ , при  $n = 2$   $\eta_{\perp}^{\text{max}} = 72\%$  [17]. Оптимальное распределение магнитного поля имеет две неоднородности с величинами максимумов порядка 1% вблизи входного и 3% вблизи выходного концов резонатора.

---

Приведенные результаты позволяют подобрать подходящие для получения высоких КПД продольные распределения высокочастотного и магнитостатического полей, а также определить оптимальные по КПД значения таких параметров гиротрона, как ток пучка, длина резонатора и величина статического магнитного поля. Зависимость КПД гиротрона от таких факторов, как разброс скоростей электронов, пространственный заряд электронного пучка и т.п., рассматривается в дальнейших статьях.

#### Л и т е р а т у р а

1. Гапонов А.В., Петелин М.И., Юшатов В.К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике. – Изв.вузов. Радиофизика, 1967, т.10, № 9-10, с.1414.

2. Юлпатов В.К. Укороченные уравнения автоколебаний гиротрона. (В наст. сборнике, с.26).
3. Рапопорт Г.Н., Немак А.К., Жураховский В.А. Взаимодействие спиральных электронных потоков с интенсивными электромагнитными полями резонаторов на гармониках циклотронной частоты. - Радиотехника и электроника, 1967, т.12, №4, с.633.
4. Рапопорт Г.Н., Жураховский В.А., Кошечая С.В., Грязнова Г.А. Расчёты КПД и частотных характеристик циклотронных генераторов на гармониках гирочастоты. - Изв. вузов. Радиоэлектроника, 1967, т.10, №11, с.996.
5. Кураев А.А. Сверхвысокочастотные приборы с периодическими электронными потоками. Минск: Наука и техника, 1971.
6. Жураховский В.А. Нелинейные колебания электронов в магнитоуправляемых потоках. Киев: Наукова думка, 1972.
7. Жураховский В.А. Аналитическое решение нелинейных уравнений состояния электронов в резонаторе гироприбора с однородным электромагнитным полем. - Радиотехника и электроника, 1978, т.23, №4, с.798.
8. Моисеев М.А., Рогачёва Г.Г., Юлпатов В.К. Теоретическое исследование влияния продольной неоднородности электромагнитного поля в резонаторе на коэффициент полезного действия МЦР-монотрона. - Всесоюз. сессия НТОРЭС им. А.С.Попова. Аннот. и тез. докл. (секция электроники). Горький, 1968, с.6.
9. 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, т.19, №4, с.782.
10. 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.
11. Братман В.Л., Моисеев М.А., Петелин М.И. Теория гиротронов с низкодобротными электродинамическими системами. (В наст. сборнике, с.122).

12. 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, т.12, №8, с.1236.
13. Нусинович Г.С., Эрм Р.Э. КПД МЦР-монотрона с гауссовым продольным распределением высокочастотного поля. - Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1972, №8, с.55.
14. Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С. К нелинейной теории релятивистского гиротрона. - Изв.вузов. Радиофизика, 1979, т.22, №6, с.754.
15. 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, т.18, №2, с.280.
16. Кураев А.А., Ковалев И.С., Колосов С.В. Численные методы оптимизации в задачах электроники СВЧ. Минск: Наука и техника, 1975.
17. Кураев А.А. Теория и оптимизация электронных приборов СВЧ. Минск: Наука и техника, 1979.
18. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С. К теории релятивистского гиротрона. - Письма в ЖТФ, 1977, т.3, №18, с.961.
19. Гинзбург Н.С., Кременшов В.И., Петелин М.И., Стрелков П.С., Шкварунец А.Г. Мазер на циклотронном резонансе с релятивистским сильноточным электронным пучком. - Письма в ЖТФ, 1978, т.4, №3, с.149.
20. Chu K.R., Read M.E. and Ganguly A.K. Methods of Efficiency Enhancement and Scaling for the Gyrotron Oscillator. - IEEE - MTT, 1980, MTT-28, 4.
21. Грязнова Т.А., Кошечая С.В., Рапопорт Г.Н. Исследование возможности повышения КПД МЦР приборов фазовым методом. - Изв.вузов. Радиоэлектроника, 1969, т.12, №9, с.998.
22. Глушенко В.Н., Кошечая С.В., Прус В.А. Повышение КПД гиротрона на основном гирорезонансе путем коррекции распределения магнитоэстатического поля. - Изв.вузов. Радиоэлектроника, 1970, т.13, №1, с.12.



23. Кураев А.А., Степухович В.А., Жураховский В.А. Индуцированное синхротронное излучение электронов в ку-сочно-однородном магнитном поле. - Письма в ЖЭТФ, 1970, т.11, №9, с.429.
24. Нусинович Г.С. Способы подачи напряжений на импульсный гироскоп, обеспечивающие высокий КПД в режиме одномодовой генерации. - Электронная техника. Сер.1, Электроника СВЧ, 1974, №3, с.44.

## ВЛИЯНИЕ РАЗБРОСА СКОРОСТЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ НА СТАРТОВЫЙ ТОК И КОЭФФИЦИЕНТ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ ГИРОТРОНА

В.С.Ергаков, М.А.Моисеев

Магнетронно-инжекторные пушки гиротронов [1,2] формируют электронные пучки с малым разбросом энергий и сравнительно большим разбросом скоростей вращательного и поступательного движения электронов [3,4]. Поскольку эффективность взаимодействия электронов различных скоростных групп пучка с высокочастотным полем резонатора неодинакова, расчеты стартовых токов, КПД и оптимальных параметров, выполненные на основе известной теории гиротрона с моноскоростным электронным пучком (см., например, [5-7]), как правило, лишь качественно совпадают с экспериментальными данными. Учет этого фактора особенно важен при конструировании мощных гиротронов и интерпретации результатов их экспериментальных исследований, так как разброс скоростей электронов возрастает с увеличением тока пучка.

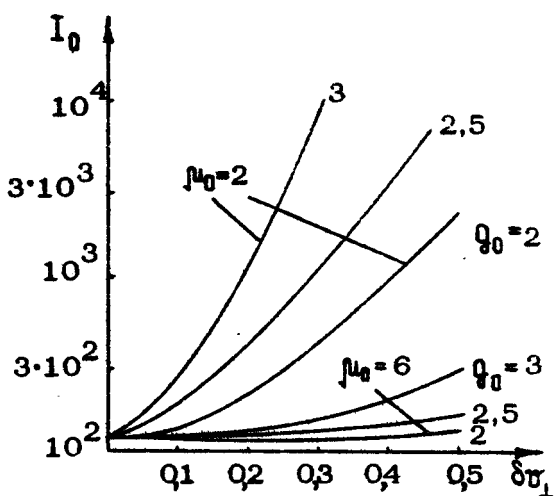
В настоящей статье приведены результаты расчетов стартовых токов и КПД гиротронов с учетом разброса скоростей электронов, позволяющие оптимальным образом выбирать параметры гиротронов с фиксированной структурой высокочастотного поля в резонаторе [8-10]. Некоторые аналогичные расчеты для гиротронов с нефиксированной продольной структурой высокочастотного поля имеются в работе [11].

## СТАРТОВЫЕ УСЛОВИЯ

В рабочих режимах гиротронов функция распределения электронов по скоростям близка к симметричной относительно максимума [3,4,8]. Симметрия нарушается только слабо взаимодействующими с высокочастотным полем электронами с большими продольными скоростями. Поэтому при численных расчетах реальное распределение электронов по скоростям обычно аппроксимируется симметричными кусочно-линейной [9], прямоугольной [8,11,12] или гауссовой [10-12] функциями. Из расчетов следует, что стартовый ток гиротрона почти не зависит от конкретного вида функции распределения электронов. Определяющим фактором является величина относительного разброса скоростей.

Увеличение разброса скоростей расширяет интервал значений углов пролета электронов  $\theta_0 = (\omega - n\omega_n)L / v_{n0}$ , в котором возможно самовозбуждение колебаний, и смещает минимум стартового тока по настройке магнитным полем в сторону меньших по абсолютной величине  $\theta_0$  ( $v_{n0}$  - соответствующая максимуму функции распределения скорость поступательного движения электронов;  $L$  - длина резонатора;  $\omega_n$  - циклотронная частота электронов;  $n$  - номер рабочей гармоники циклотронной частоты).

Минимальный стартовый ток с ростом разброса скоростей до значения, при котором углы пролета наиболее медленных электронов остаются в зоне отрицательного поглощения, несколько уменьшается, а затем увеличивается (рис.1). На рис.1 приведены полученные по данным статьи [9] зависимости минимального стартового значения параметра  $I_0$ , пропорционального току пучка, от величины относительного разброса скоростей  $\delta v_{\perp} = \Delta v_{\perp} / v_{\perp 0}$  для гиротрона на основном циклотронном резонансе ( $n=1$ ) с одной продольной вариацией высокочастотного поля в резонаторе ( $f(z) = \sin(Q\pi z/L)$ ,  $Q=1$ ) при различных параметрах  $\mu_0$  и  $Q_0 = v_{\perp 0} / v_{n0}$ . Здесь и в дальнейшем безразмерные параметры  $I_0$ ,  $\mu_0$ ,  $\Delta_0$ ,  $Q_0$  [7] определяются при значениях скоростей вращательного и поступательного движений электронов  $v_{\perp} = v_{\perp 0}$  и  $v_{\parallel} = v_{n0}$ , соответствующих максимуму функции распределения электронов по скоростям вращательного движения.

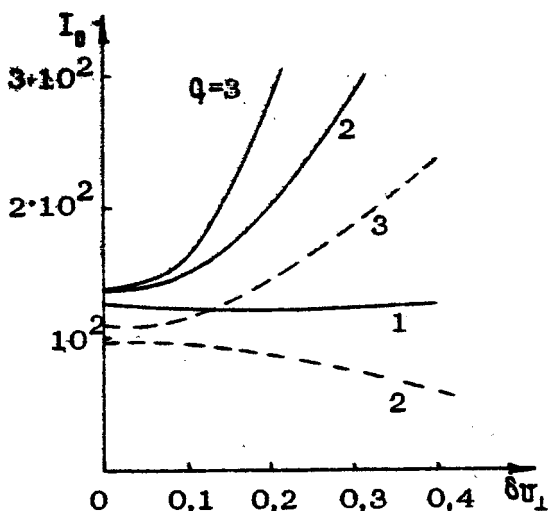


Р и с.1. Зависимость минимального стартового значения параметра  $I_0$  от величины относительного разброса скоростей вращательного движения электронов  $\delta v_{\perp 1}$  при  $Q = 1$

Увеличение  $Q_0$  и уменьшение  $\mu_0$  сужает зону отрицательного поглощения и усиливает влияние разброса скоростей.

В гиротронах с числом продольных вариаций высокочастотного поля в резонаторах  $Q > 1$  отрицательное поглощение наблюдается в двух зонах углов пролета электронов, соответствующих взаимодействию с попутной и встречной волнами. Влияние разброса скоростей электронов на стартовый ток при  $Q > 1$  такое же, как и при  $Q = 1$ , за исключением случая взаимодействия с встречной волной в гиротроне с  $Q = 2$  (рис.2). Исключение связано с тем, что медленные электроны при увеличении разброса скоростей не выходят из зоны отрицательного поглощения, ограниченной значением  $\theta_0 = 0$ .

Таким образом, приведенные результаты, достаточно хорошо совпадающие с результатами измерений [9], подтверждают в общем случае необходимость учета разброса скоростей электронов при определении стартовых параметров гиро-



Р и с.2. Зависимость минимального стартового значения  $I_0$  от величины разброса скоростей при  $q_0 = 2$ ,  $\mu_0 = 6$

тронов. Оценка пределов изменения параметров электронного пучка и резонатора, в которых влиянием разброса скоростей на стартовый ток гиротрона с одной вариацией высокочастотного поля ( $q = 1$ ) можно пренебречь, приводит к соотношению [9]  $\delta v_{\perp} < (\mu_0 - 1) / 2 q_0^2 \sqrt{\mu_0}$ , справедливому в интервале значений  $\mu_0$  от 2 до 10.

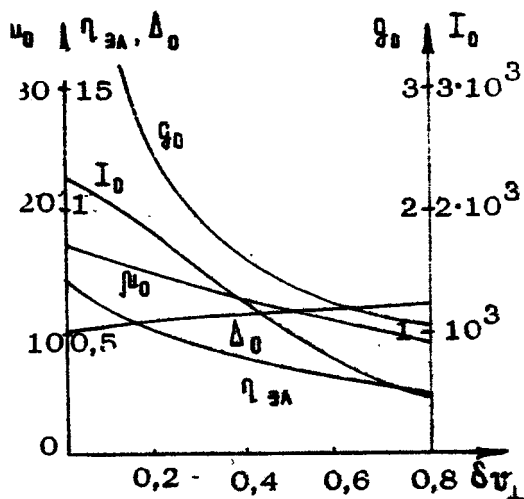
### КОЭФФИЦИЕНТ ПОЛЕЗНОГО ДЕЙСТВИЯ

Электронный КПД гиротрона при наличии разброса электронов по скоростям равен

$$\eta_{ЭЛ} = \int_0^v v_{\perp} f(v_{\perp}) (v_{\perp}/v)^2 \left[ 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} W(\mu v_0) d\psi_0 \right] dv_{\perp},$$

где  $f(v_{\perp})$  — функция распределения электронов по скоростям вращательного движения;  $\psi_0$  — начальная фаза движения электрона;  $v$  — полная скорость электронов;  $W$  — относи —

тельная энергия вращательного движения электрона, определяемая путем численного решения уравнений поля совместно с уравнениями движения электронов разных скоростных



Р и с.3. Зависимости  $\eta_{зл}$ , оптимальных значений  $I_0$ ,  $\mu_0$ ,  $\Delta_0$ ,  $Q_0$  от величины разброса скоростей

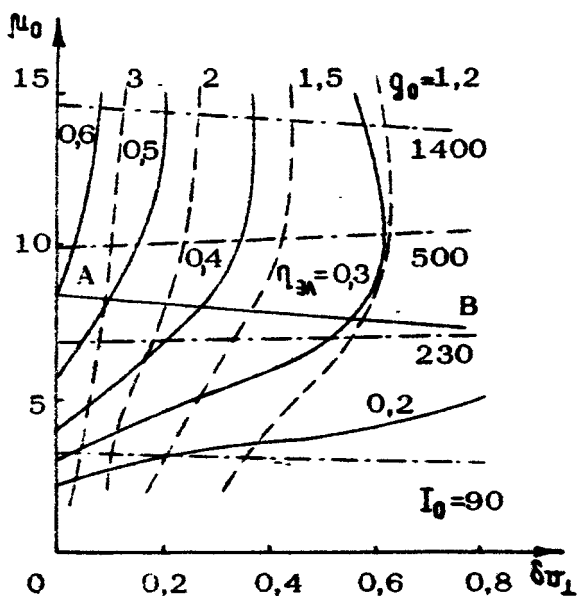
Из результатов расчетов следует, что разброс скоростей уменьшает электронный КПД и изменяет оптимальные значения параметров  $I_0$ ,  $\mu_0$ ,  $\Delta_0$ ,  $Q_0$  гиротрона [8, 10]. На рис.3 приведены зависимости  $\eta_{зл}$  и оптимальных значений  $I_0$ ,  $\mu_0$ ,  $\Delta_0$ ,  $Q_0$  от относительной величины разброса скоростей  $\delta v_1$  на уровне  $e^{-1}$  гауссовой функции распределения электронов по скоростям вращательного движения [4] для гиротрона на основном циклотронном резонансе с гауссовой функцией продольного распределения высокочастотного поля в резонаторе [13,14].

Оптимальная величина  $Q_0$  при  $0,1 < \delta v_1 < 0,8$  приблизительно (с точностью 20%) удовлетворяет соотношению

$Q_0^2 \delta v_1 = 1$ , что подтверждает оценки статьи [15]. Уменьшение оптимального  $\mu_0$  с ростом  $\delta v_1$  связано с

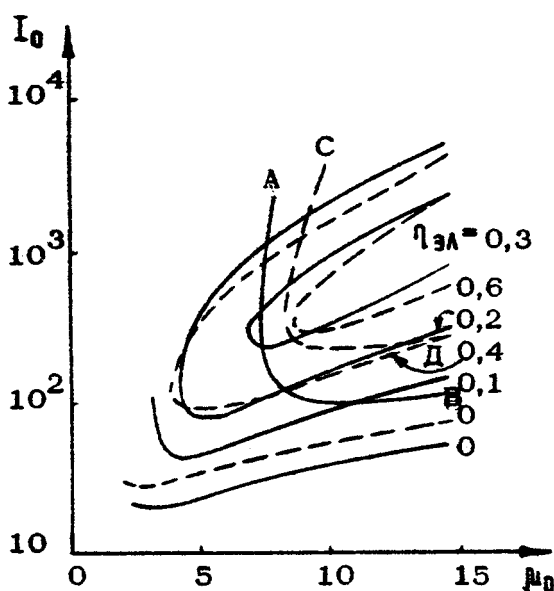
возрастанием роли медленных ( $v_0 < v_{н0}$ ) электронов. Изменение оптимальных значений  $I_0$ ,  $\Delta_0$  обусловлено, главным образом, изменением параметра  $\mu_0$  (при постоянном  $\mu_0$  их величины изменяются незначительно). Падение электронного КПД с увеличением  $\delta v_1$  происходит в основном вследствие уменьшения оптимального значения  $Q_0$ . Поперечный электронный КПД снижается медленнее  $\eta_{э\lambda}$ , примерно на 25% при изменении  $\delta v_1$  от 0 до 0,5.

Из выражений для  $I_0$  и  $\mu_0$  [7] и зависимостей на рис.3 следует, что при фиксированных значениях добротности  $Q$  резонатора и полной скорости электронов  $v$  оптимальные величины тока пучка и относительной длины резонатора  $L/\lambda$  возрастают с увеличением  $\delta v_1$ . Если добротность не постоянна, а выбирается близкой к минимальной дифракционной  $Q \approx 4\pi (L/\lambda)^2$  [16], то с ростом  $\delta v_1$  оптимальный ток уменьшается.



Р и с. 4. Плоскость параметров  $\mu_0$ ,  $\delta v_1$  с линиями равных значений максимального по  $\Delta_0$ ,  $Q_0$ ,  $I_0$  электронного КПД (сплошные кривые) и оптимальных параметров  $Q_0$  (пунктирные),  $I_0$  (штрих-пунктирные кривые)

Влияние разброса скоростей при некоторых параметрах гиротронов, отличных от оптимальных, иллюстрируется графиками рис.4 и рис.5. Прямая АВ (рис.4) разделяет области мягкого (ниже АВ) и жесткого (выше АВ) режимов возбуждения колебаний. Вблизи границы АВ гиротрон с мягким возбуждением имеет наибольший электронный КПД, мало отличающийся при  $\delta v_1 > 0,2$  от максимального  $\eta_{эл}$ , достигаемого в области жесткого возбуждения.



Р и с.5. Плоскость параметров  $I_0, \mu_0$  с линиями равных значений максимального по  $\Delta_0$  электронного КПД при  $\delta v_1 = 0$ ,  $Q_0 \gg 1$  (пунктирные кривые) и  $\delta v_1 = 0,5$ ,  $Q_0 = 1,33$  (сплошные кривые)

Плоскость  $I_0, \mu_0$  с линиями равных, максимальных по  $\Delta_0$ , значений  $\eta_{эл}$ , изображенная на рис.5 для мощных гиротронов с  $Q_0 = 1,33$  и  $\delta v_1 = 0,5$ , качественно сохраняется и при других величинах  $Q_0$  и  $\delta v_1$ . Граница области мягкого возбуждения колебаний (ниже кривой СД при  $\delta v_1 = 0$ ) с ростом  $\delta v_1$  смещается на плоскости  $I_0, \mu_0$  в направлении меньших  $I_0, \mu_0$  [17].



В заключение отметим, что приведенные выше результаты расчетов с достаточной для практики точностью совпадают с экспериментальными данными [8,9,15] и поэтому могут быть использованы для определения характеристик и параметров гиротронов с фиксированной структурой поля в резонаторе.

### Л и т е р а т у р а

1. Гольденберг А.Л., Панкратова Т.Б., Петелин М.И., Флягин В.А. Электронные пушки для мазеров на циклотронном резонансе. - 5-я Межвуз. конф. по электронике СВЧ. Тезисы докл. Саратов: СГУ, 1966, с.15.
2. Гольденберг А.Л., Панкратова Т.Б., Петелин М.И. Электронная пушка магнетронного типа. Авт.свид. № 226044 с приоритетом от 16.06.67. - БОИПОТЗ, 1972, № 8, с.234.
3. Цимринг Ш.Е. Формирование винтовых электронных пучков. - В кн.: Лекции по электронике СВЧ, т.4. Саратов: СГУ, 1974, с.3.
4. Аятаков И.И., Гинцбург В.А., Засышкин Е.В., Соколов Е.В. Экспериментальное исследование распределения электронов по скоростям в винтовом электронном потоке. - Изв. вузов. Радиофизика, 1975, т.18, №8, с.1196.
5. Гапонов А.В., Петелин М.И., Юпатов В.К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике. - Изв.вузов. Радиофизика, 1967, т.10, № 9-10, с.1414.
6. Петелин М.И., Юпатов В.К. Линейная теория МЦР-монотрона. I. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, т.18, № 2, с.290.
7. Юпатов В.К. Укороченные уравнения автоколебаний гиротрона (В наст. сборнике, с.26).
8. Тараненко В.П., Глушенко В.Н., Кошечая С.В., Лидовой К.Я., Прус В.А., Трапезон В.А. Влияние разброса скоростей электронов в поливинтовых электронных потоках на стартовый ток и КПД гиротронов. - Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1974, № 12, с.47.

9. Аятаков 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.
10. Ергаков В.С., Моисеев М.А., Эрм Р.Э. Влияние разброса скоростей электронов на характеристики гиротрона. - Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1980, № 3, с.20.
11. Кураев А.А. Теория и оптимизация электронных приборов СВЧ. Минск: Наука и техника, 1979.
12. Демидович Ё.М., Ковалев И.С., Кураев А.А., Шевченко Ф.Г. Оптимальные по КПД каскадные схемы приборов на циклотронном резонансе. - Радиотехника и электроника, 1973, т.18, №10, с.2097.
13. Нусинович Г.С., Эрм Р.Э. КПД МЦР-монотрона с гауссовым продольным распределением высокочастотного поля. - Электронная техника, Сер.1. Электроника СВЧ, 1972, №8, с.55.
14. Моисеев М.А., Нусинович Г.С. Некоторые результаты численных исследований уравнений гиротрона (В наст. сборнике, с. 41 ).
15. 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, т.18, №2, с.280.
16. Братман В.Л., Моисеев М.А., Петелин М.И. Теория гиротронов с низкодобротными электродинамическими системами (В наст. сборнике, с.122).
17. Зарнищана И.Г., Нусинович Г.С. Об устойчивости одномодовых автоколебаний в гиромонотроне. - Изв.вузов. Радиофизика, 1974, т.17, №12, с.1858.

### РЕЗОНАТОРЫ ГИРОТРОНОВ И ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ СЕЛЕКЦИЯ МОД

С.Н.Власов, И.М.Орлова, М.И.Петелин

К резонатору гиротрона предъявляются, в первую очередь, следующие очевидные требования. Он должен обладать рабочей поперечно-электрической (ТЕ) модой, которая имела бы нужные для эффективного отбора энергии у электронного потока [1,2]

- 1) частоту (близкую к циклотронной частоте электронов),
- 2) продольное распределение высокочастотного поля, и
- 3) амплитуду резонансной составляющей высокочастотного электрического поля.

Второе условие заключается, прежде всего, в том, что резонатор должен иметь вполне определенную протяженность — как правило, несколько длин волн, а третье — в том, что мода должна обладать вполне определенным произведением добротности на параметр связи с электронным пучком. Попутно отметим, что в гиротроне с аксиально-симметричной электронно-оптической системой достижению высокого КПД благоприятствует использование электродинамической системы, которая также обладает аксиальной симметрией. При нарушении этого условия КПД обычно несколько снижается.

Желательно, чтобы резонатор обладал высокой селективностью, а именно, чтобы в полосе циклотронного резонанса, кроме рабочей, не было других высокодобротных мод, сильно

связанных с электронным пучком \*) .

Необходимо, чтобы рабочая мода была эффективно связана с выходным волноводом и возбуждала в нем волну, пригодную для последующей транспортировки, а в случае необходимости и для преобразования в волну требуемой структуры.

Перечисленным требованиям в довольно широком диапазоне параметров удовлетворяют резонаторы в виде отрезков слабонерегулярных волноводов (рис.1), а также смыкающиеся с ними как по конфигурации, так и по физическим принципам бочкообразные и двухзеркальные резонаторы.

### АДИАБАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ СОБСТВЕННЫХ МОД РЕЗОНАТОРА В ВИДЕ ВОЛНОВОДА ПЛАВНО МЕНЯЮЩЕГОСЯ ПРОФИЛЯ

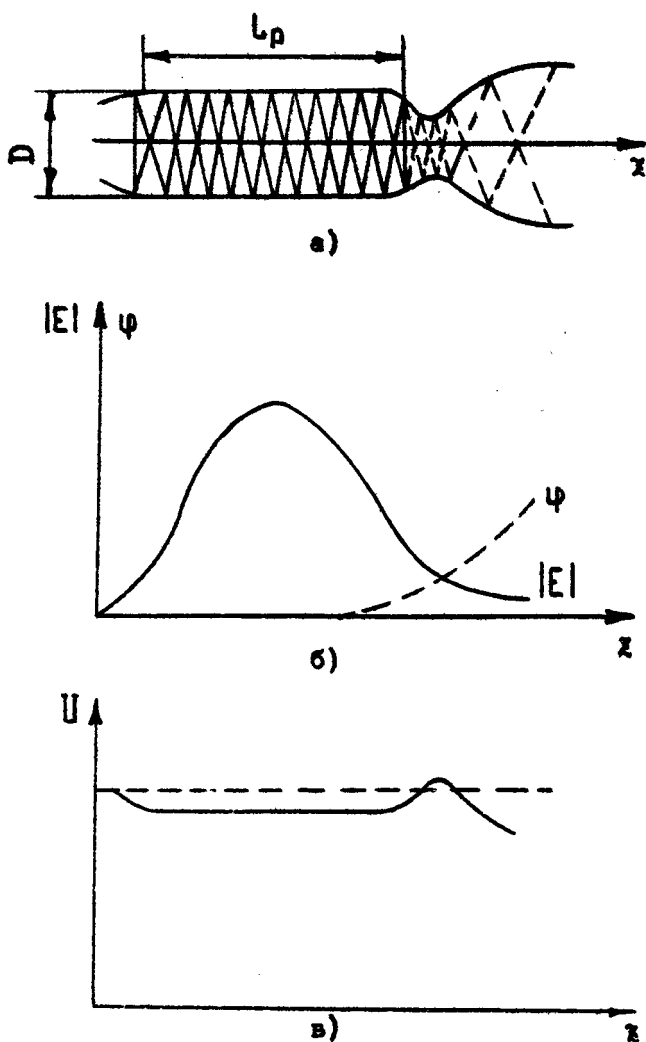
Если протяженность резонатора (точнее, области локализации его наиболее добротных мод)  $L$  достаточно велика, а его поперечный размер (например, в случае осевой симметрии - диаметр) достаточно мал

$$L^2 / \lambda D \gg 1, \quad (1)$$

то наиболее простым и удобным для описания высокочастотного поля является метод поперечных сечений [5,6] - адиабатическое приближение. А именно, при условии (1) можно считать, что это поле представляет собой набор волн, каждая из которых в любом сечении близка по структуре к волне соответствующего регулярного волновода (волновода сравнения), причем функция  $f_s(x)$ , описывающая продольное

---

\*) Теоретические исследования многомодовых процессов в идеализированных моделях (без учета разброса скоростей) [3,4] показывают, что одномодовый режим может установиться и при нарушении этого условия, однако на практике таких режимов, когда условия самовозбуждения выполнялись бы сразу для нескольких мод, до сих пор старались избегать.



Р и с. 1. Резонатор гиротрона и структура лучей, образующих поле рабочей моды (а); продольное распределение поля рабочей моды  $E = |E|e^{i\varphi}$  (б); потенциальная яма для частицы, эквивалентная профилю, изображенному на рисунке а) (в) —

распределение поля (для  $H$ -волн, используемых в гиротронах, под  $f_s(z)$  удобно подразумевать продольную составляющую магнитного поля), удовлетворяет уравнению неоднородной струны [5,6]

$$\frac{d^2 f_s}{dz^2} + h_s^2(\omega, z) f_s = 0, \quad (2)$$

где

$$h_s^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \alpha_s^2(z); \quad (3)$$

$\alpha_s$  - поперечное волновое число в волноводе сравнения; например, в осесимметричной трубе с радиусом  $R(z)$

$$\alpha_s = \alpha_{m,p} = \nu_{m,p}/R, \quad (4)$$

где  $\nu_{m,p}$  есть  $p$ -й корень уравнения  $J'_{m,p}(\nu) = 0$ ;  $J'_m(\nu)$  - производная функция Бесселя  $m$ -го порядка ( $m$  - азимутальный индекс волны).

Собственным колебаниям резонатора соответствуют решения уравнения (2), удовлетворяющие при  $|z| \rightarrow \infty$  условиям излучения. Если при всех  $|z|$ , превышающих некоторое значение, выполняется ограничение

$$\frac{dh^2}{dz} \ll h^3, \quad (5)$$

то условие излучения может быть пересчитано на любое из таких (достаточно широких) сечений и представлено в виде

$$\left( \frac{df_s}{dz} \pm ih_s f_s \right)_{z=z_{\pm}} = 0. \quad (6)$$

При фиксированной поперечной структуре поля (фиксированном  $\xi$ ) краевая задача (2), (6) имеет бесконечное число собственных функций — мод резонатора — и собственных значений  $\hbar_s \omega$ , т.е. комплексных собственных частот.

Заметим, что уравнение (2) совпадает по форме с уравнением Шредингера для частицы в одномерной яме с потенциалом

$$U = \alpha^2(z). \quad (7)$$

Резонатору с профилем, изображенным на рис. 1,а, соответствует яма конечной глубины, ограниченная барьером конечной толщины (рис.1,в). Соответственно уравнение (2) совпадает по форме с уравнением сильного Штарк-эффекта [7].

### ДИСКРИМИНАЦИЯ МОД, РАЗЛИЧАЮЩИХСЯ ПРОДОЛЬНОЙ СТРУКТУРОЙ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ

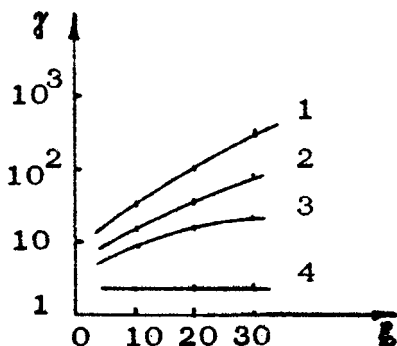
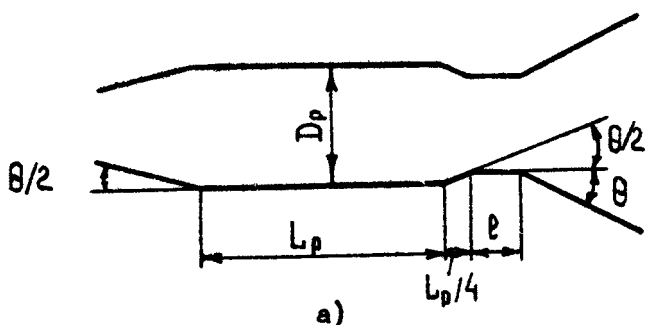
В резонаторах исследуемого здесь типа дискриминация мод, различающихся продольной структурой, осуществляется самым естественным и универсальным способом, в некотором смысле, "автоматически". Действительно, чем более "многогорбой" является продольное распределение поля, тем дальше отстоит частота моды от критической частоты

$$\omega_s = \alpha_s c \quad (8)$$

волновода в его "резонаторной" части, тем выше групповая скорость  $v_{gr}$  парциальных волн, образующих высокочастотное поле, тем меньше отражения волн  $R_{\pm}$  от концов резонатора и, в итоге, тем ниже добротность моды

$$Q_{дмф} = \frac{\omega L}{v_{gr} (1 - R_+ R_-)} \quad (9)$$

Последнее обстоятельство легко пояснить и на лучевом языке (см. рис.1,а): чем больше число продольных вариаций поля  $Q$ , т.е. чем больше продольное волновое число  $h_{zQ}$ , тем больше отклоняются лучи, образующие это поле, от нормали к боковой поверхности и, в результате, тем быстрее выводятся эти лучи из объема резонатора. Проникновение лучей сквозь сужение во внешний расширенный волновод можно рассматривать как явление дифракционной природы.



Р и с. 2. Профиль резонатора (а); графики для определения добротностей резонаторов с данным профилем (б)



Примером может служить резонатор, изображенный на рис.2,а. Добротности его мод определяются выражением

$$Q_{\text{диф}} = \gamma Q_{\text{диф}}^{\text{min}}, \quad (10)$$

где

$$Q_{\text{диф}}^{\text{min}} = 4\pi (L_p/\lambda)^2, \quad (11)$$

а коэффициенты  $\gamma$  для мод с продольными индексами  $q=1$  и  $q=2$ , как функции "углового" параметра  $\xi = \nu_{mp}^2 (L_p/D_p)^3 \theta$  и относительной длины сужения ( $\rho/L_p$ ), приведены на рис.2,б.

Из рис.2,б видно, что наибольшими селективными свойствами обладает резонатор, у которого поле основной моды заперто достаточно длинным сужением. Однако такие резонаторы, с точки зрения использования в гиротронах большой мощности, имеют излишне высокую добротность. Поэтому на практике наибольшее распространение получили резонаторы без сужения на коллекторном конце.

Вопрос о селективности мод тесно связан с вопросом о выводе высокочастотной мощности из резонатора гиротрона. Мощность можно было бы выводить посредством одномодового волновода, присоединенного к боковой стенке резонатора, либо сквозь перфорацию в этой стенке. Подобные способы вывода мощности используются, например, в лазерах [8], оротронах (ГДИ) [9,10]. Однако в таких случаях паразитные моды оказываются нагруженными так же или даже меньше, чем рабочая, поэтому селективные свойства резонатора снижаются.

В этом свете представляется выгодным использовать для вывода мощности дифракционные "потери" рабочей моды, как это и делается в гиротронах. При дифракционном выводе мощности выходной волновод часто выполняет и функции коллектора электронов. Поле в этом волноводе совпадает по своей поперечной структуре (с точностью до масштаба) с полем в резонаторе, а поскольку обычно это мода высокого порядка, то почти для любого физического приложения при-

ходится с помощью специальных трансформаторов преобразовывать эту моду в волну относительно простой структуры, например, в узконаправленный волновой пучок.

В предыдущих рассуждениях не принимались в расчет омические потери высокочастотной мощности в стенках резонатора, что справедливо, если омическая добротность  $Q_{ом}$  много больше дифракционной

$$Q_{ом} \gg Q_{диф} . \quad (12)$$

Для наиболее широко используемых резонаторов кругового сечения

$$Q_{ом} = \frac{R_p}{d} \left( 1 - \frac{m^2}{\nu_{mp}^2} \right) , \quad (13)$$

где  $d$  - глубина скин-слоя. Если же условие (12) нарушено (иногда это имеет место для гиротронов диапазона миллиметровых волн при работе на гармониках циклотронной частоты), то добротности мод с разными продольными структурами выравниваются и, таким образом, селективные свойства резонатора снижаются.

### ДИСКРИМИНАЦИЯ МОД, РАЗЛИЧАЮЩИХСЯ ПОПЕРЕЧНОЙ СТРУКТУРОЙ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ

Один из основных путей повышения мощности гиротронов состоит в увеличении диаметра электронного пучка и поперечных размеров электродинамической системы. При этом, однако, спектр собственных частот резонатора сгущается и возникает опасность того, что в полосу циклотронного резонанса попадут частоты сразу нескольких высокодобротных мод.

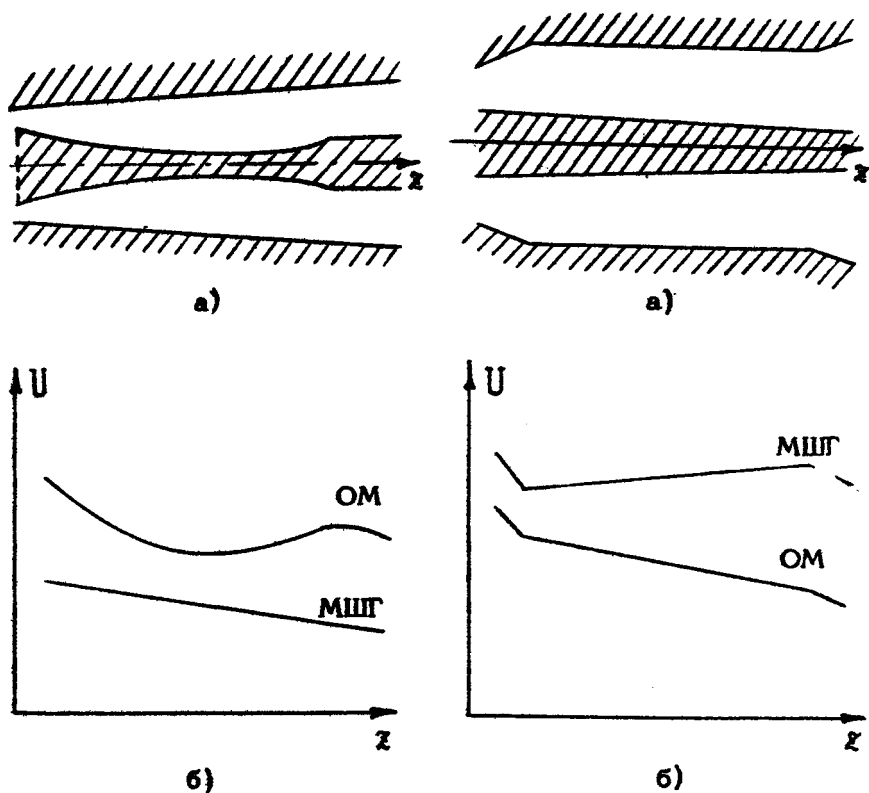
Чтобы разредить спектр собственных частот резонатора, не уменьшая его поперечных размеров, иногда прибегают к следующему приему: внутрь резонатора вводят металлическую вставку. Так, в работе [11] была реализована коаксиальная цилиндрическая конструкция, генератор работал на модах шепчущей галереи (МШГ).

Возможны и другие способы разрежения спектра высокодобротных мод. Часть из этих способов может быть реализована в системах, для описания которых пригодно приближение неоднородной струны. Здесь следует заметить, что профили резонаторов могут быть одно- и многопараметрическими. Под однопараметрическим профилем подразумевается такой, когда любые два сечения резонатора параллельными плоскостями  $x = \text{const}$  подобны друг другу с центрами подобия, расположенными на некоторой фиксированной оси (пример — осесимметричный резонатор без вставки). Профили, не удовлетворяющие этому условию, являются многопараметрическими.

В резонаторе с однопараметрическим профилем отношение поперечных чисел  $\mathcal{E}_z$  двух любых волн не зависит от продольной координаты и поэтому моды с близкими частотами обладают близкими дифракционными добротностями.

В резонаторе с многопараметрическим профилем отношение поперечных чисел  $\mathcal{E}_z$  двух волн является, вообще говоря, функцией продольной координаты  $x$ . Соответственно, эффективные потенциальные ямы  $U(x)$  — см. уравнение (7) и рис. 1,6 — для разных мод различны, даже если в каком-то сечении  $x$  эти функции совпадают. Поэтому такие моды в общем случае обладают разными добротностями и, что не менее важно, разными протяженностями полей — оба фактора существенно влияют на соотношение стартовых токов.

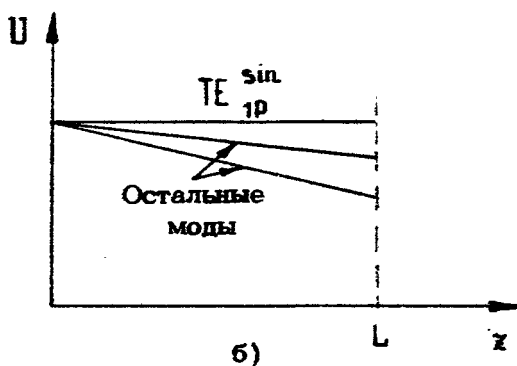
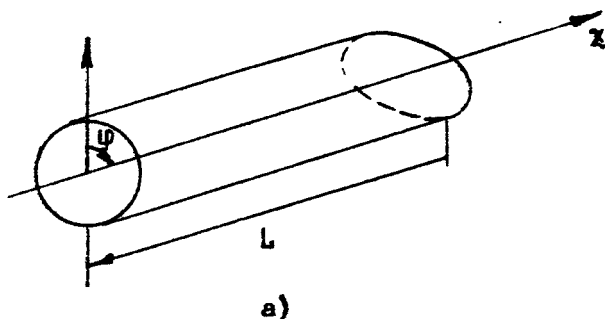
Так, в коаксиальных резонаторах [12] (рис.3,4) подбором профиля можно как повысить добротность объемных мод (ОМ), снизив добротность МШГ, так и, наоборот, повысить добротность МШГ, снизив добротность ОМ. В первом случае (рис.3) вогнутость поверхности стержня удерживает лучи, образующие ОМ, не оказывая влияния на лучи, образующие МШГ. Во втором случае (рис.4) конический стержень "выталакивает" лучи, образующие ОМ, и удерживает поля МШГ благодаря их "прилипанию" к нему (последний эффект имеет место, если радиус стержня меньше или близок к радиусу внутренней каустики) [12,13]. В частности, для первой системы (см. рис.3) при достаточно тонком ( $\gamma \ll \lambda_{kp} / \mathcal{E}$ ) профилированном стержне спектр высокодобротных ОМ с  $m = 1$ ,  $\rho \gg 1$  (на остальные моды стержень влияния не оказывает) может быть в  $\mathcal{E}$  раз реже, чем спектр МШГ



Р и с. 3. Коаксиальный резонатор с рабочей модой объемного типа (а); профиль потенциальной ямы, соответствующей ОМ и МШГ (б)

Р и с. 4. Коаксиальный резонатор с рабочей МШГ (а); профиль потенциальной ямы, соответствующей ОМ и МШГ (б)

в резонаторе, изображенном на рис.4, имеющем тот же радиус. Однако центровка такого стержня должна удовлетворять условию  $\Delta r/r < 1/\nu_{m,p}^2$ , обеспечить которое в резонаторе большого объема чрезвычайно трудно.



Р и с. 5. Резонатор с переменным по длине эллиптическим сечением (а); профили потенциальной ямы, соответствующие различным модам резонатора (б)

Другим примером двухпараметрического профиля, обеспечивающего высокую селекцию мод, может служить труба эллиптического сечения (рис.5) с переменным по длине эксцентриситетом  $\epsilon = \sqrt{1 - (R/\bar{R})^2} \ll 1$ , где  $R$  и  $\bar{R}$  — малая и большая полуоси. Для мод с низшими азимутальными индексами

$$\varepsilon_s = \frac{1}{R} \left[ \nu_{mp}^2 - \frac{\varepsilon^2}{2} + 2(m+1)\nu_{mp} \alpha_{mp}^{\cos} \varepsilon^2 \right],$$

где  $\alpha_{0p} = 1/8$ ,  $\alpha_{1p}^{\sin} = 3/32$ ,  $\alpha_{1p}^{\cos} = 1/32$ ,  $\alpha_{2p}^{\sin} = 1/24 \dots$

При  $\varepsilon \rightarrow 0$  соответствующие мембранные функции переходят в

$J_m(\alpha_{mp} r) \begin{cases} \cos m \varphi \\ \sin m \varphi \end{cases}$ . Взяв в качестве рабочей моды  $TE_{1p}^{\sin}$ , можно согласованным продольным изменением  $R$  и  $\bar{R}$  обеспечить постоянство ее поперечного волнового числа на всей длине резонатора, у всех остальных мод, стремящихся "растечься" по большему объему, поперечные числа при расширении трубы в  $+x$ -направлении уменьшаются, вследствие чего добротности и протяженности этих мод оказываются относительно малыми. Для рассмотренной системы с малым эксцентриситетом спектр мод  $TE_{1p}^{\sin}$  в  $\mathcal{R}$  раз реже, чем у МШГ в резонаторе радиуса  $R$  (для системы с большим эксцентриситетом соответствующее разрежение спектра составляет только  $\mathcal{R}/2$ , поскольку здесь равноправными с  $TE_{1p}^{\sin}$  становятся также моды  $TE_{0p}$ ).

Дополнительные возможности селекции мод по поперечным индексам открываются при переходе к относительно широким и коротким резонаторам — к таким, в которых условие (1) оказывается нарушенным [14]. Если

$$L^2/\lambda D \ll 1, \quad (14)$$

то волновые потоки, образующие ОМ, при распространении от стенки до стенки претерпевают сильное дифракционное распыливание, поэтому добротности таких мод оказываются относительно низкими. В том же резонаторе лучи, образующие МШГ, обладают относительно малой "длиной свободного пробега"  $L_{своб}$  — между двумя последовательными отражениями от стенок (для резонатора кругового сечения  $L_{своб} = 2R_p \sqrt{1 - (\pi^2/\nu_{mp}^2)}$  [14]); при выполнении френелевского

условия

$$L_{\text{своб}}^2 / \lambda D \gg 1 \quad (15)$$

труба благоприятного профиля в состоянии удерживать волновой поток достаточно долго, соответственно МШГ могут обладать относительно большими добротностями. При условии (14) характеристики всех мод резонатора могут быть определены методом интегрального уравнения [14,15]. Однако для МШГ при условии (15) можно использовать более простой метод, основанный на модифицированном уравнении неоднородной струны [16]

$$f''_{\tau\tau} \left( 1 + \lambda \frac{R_0}{r} \right) + \left[ k^2 - \frac{\nu_{m0}^2}{R_p^2(\tau)} + \lambda \frac{\nu_{mp}^2}{R_0^2} \frac{\mu'^2}{2} \right] f = 0, \quad (16)$$

где  $\tau$  - координата вдоль поверхности;  $R(\tau) = R_0 [1 - \mu(\tau)]$  - радиус резонатора;  $r(\tau)$  - радиус кривизны резонатора в меридиональном сечении;  $\lambda = \frac{2}{3} \frac{\nu_{m0}^2 - m^2}{\nu_{mp}^2} \ll 1$ .

В заключение этого раздела упомянем об еще одной очевидной возможности селекции мод по поперечным индексам - об использовании двухзеркальных резонаторов [14]. Такие резонаторы особенно привлекательны с точки зрения создания гиротронов с перестраиваемой частотой [17].

### СИНТЕЗ РАБОЧЕЙ МОДЫ С ЗАДАННОЙ ПРОДОЛЬНОЙ СТРУКТУРОЙ

Как известно [1,18], КПД гиротрона определяется не только "грубыми" параметрами - амплитудой и протяженностью - действующего на электроны высокочастотного поля, но и более тонкими деталями его продольной структуры. Обеспечить нужную зависимость поля рабочей моды от продольной координаты в гиротроне с высокочастотным

$$Q \gg \omega L / \nu_{gr} = 4\pi (L/\lambda)^2 \quad (17)$$

резонатором особенно просто, если выполнено одно из условий применимости уравнения неоднородной струны - (2) или (15). При заданной действительной функции  $f(x)$ , которая должна спадать к концу резонатора и быть непрерывной вместе с первой (а желательно, и с более высокими производными), на основании (2) имеем

$$g^2(x) = (f''/f) + (\omega/c)^2. \quad (18)$$

Зависимость  $g^2(x)$  определяет, в свою очередь, профиль резонатора; например, в резонаторе кругового сечения для этого нужно воспользоваться соотношением (4). В следующем приближении к резонатору "присоединяется" выходной волновод и на основании уравнения (2) с условием излучения (6) определяется дифракционная добротность.

Если же условие (17) не выполняется, что довольно типично для гиротронов большой мощности, то расчет рабочего режима и конкуренции мод должен, строго говоря, основываться на самосогласованной системе уравнений высокочастотного поля и уравнений движения электронов [19].

### 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, т.10, №9-10, с.1414-1453.
2. Юлпатов В.К. Укороченные уравнения автоколебаний гиротрона (В наст. сборнике, с. 26).
3. Gaponov A.V., Petelin M.I., Flyagin V.A. Achievements and problems of relativistic high-frequency electronics. - Proc. of X Europ. conference on controlled fusion and plasma physics, Sept. 1981, Moscow, v.2.
4. Нусинович Г. С. Теория многомодового гиротрона. (В наст. сборнике, с.146).
5. Каценеленбаум Б.З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М.: Изд-во АН СССР, 1961.



6. Власов С.Н., Жюлиш Г.М., Орлова И.М., Петелин М.И., Рогачева Г.Г. Открытые резонаторы в виде волноводов переменного сечения. - Изв. вузов. Радиофизика, 1969, т.12, №8, с.1236.
7. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Квантовая механика (нерелятивистская теория). 2 изд. М.: ГИФМЛ, 1963, §23.
8. Ярич А. Квантовая электроника/Пер. с англ. Под ред. Я.И.Ханина. 2 изд. М.: Сов. радио, 1980.
9. Русин Ф.С., Богомолов Г.Д. Оротрон как генератор миллиметрового диапазона. - В кн.: Электроника больших мощностей, вып.5. М.: Наука, 1968, с.45.
10. Шестопапов В.П. Дифракционная электроника. Харьков: Виша школа, 1976.
11. 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, т.18, №10, с.1544.
12. Власов С.Н., Загрядская Л.И., Орлова И.М. Открытые коаксиальные резонаторы для гиротронов. - Радиотехника и электроника, 1976, т.21, №7, с.1485.
13. Нефедов Е.И. Открытые коаксиальные резонансные структуры. - Радиотехника и электроника, 1977, т.22, №9, с.1769.
14. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Сов. радио, 1966.
15. Власов С.Н., Загрядская Л.И., Петелин М.И. Резонаторы и волноводы с модами шепчущей галереи для МПР. - Изв. вузов. Радиофизика, 1973, т.16, №11, с.1743.
16. Денисов Г.Г. К описанию электромагнитных полей в квазиоптических резонаторах уравнением неоднородной струны (Дипломная работа) Горький, ПТУ, 1978.
17. Антаков И.И., Власов С.Н., Гиндбург В.А., Загрядская Л.И., Николаев Л.В. МПР-генераторы с механической перестройкой частоты. - Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1975, №8, с.20.
18. Моисеев М.А., Нусинович Г.С. Некоторые результаты численных исследований уравнений гиротрона. (В наст. сборнике, с.41).
19. Братман В.Л., Моисеев М.А., Петелин М.И. Теория гиротронов с низкочастотными электродинамическими системами. (В наст. сборнике, с.122).

## ЭЛЕКТРОННАЯ СЕЛЕКЦИЯ МОД В ГИРОТРОНЕ

М.И.Петелин

Если чисто электродинамические методы, описанные в предыдущем обзоре [1], уже не в состоянии отодвинуть собственные частоты паразитных мод за пределы полосы циклотронного резонанса, то еще можно попытаться обеспечить одномодовую генерацию в гиротроне (и, как следствие, устойчивость пространственно-временной структуры излучения относительно малых изменений параметров электронного пучка и нагрузки), используя то обстоятельство [2], что электронный поток по-разному взаимодействует с модами, отличающимися друг от друга эффективным объемом, продольным распределением и поперечной структурой поля. Но если даже, несмотря на это, стартовые условия оказываются выполненными сразу для нескольких мод, то и тогда еще можно надеяться на то, что в результате их нелинейного взаимодействия установится генерация единственной моды. Проанализируем обоснованность этих надежд.

### МЕТОДЫ, ПОЗВОЛЯЮЩИЕ ИСКЛЮЧИТЬ САМОВОЗБУЖДЕНИЕ ПАРАЗИТНЫХ МОД

1. В открытых резонаторах гиротронов естественным и эффективным образом осуществляется селекция мод, одинаковых по поперечной структуре, но различающихся продольной структурой поля [1]. Если же две моды различаются одновременно как продольной, так и поперечной структурой, то их стартовые токи, вычисленные на основании формулы (36)

[2], справедливой для идеализированной модели гиротрона, могут оказаться близкими друг к другу. В частности, рабочая мода, возбуждаемая на гармонике циклотронной частоты ( $n=2$  или  $3$ ), может оказаться в состоянии конкуренции с бегущей - далекой от отсечки, а потому "многогорбой" - волной, встречной по отношению к электронному пучку (режим МЦР-ЛОВ) и находящейся в состоянии фундаментального циклотронного резонанса ( $n=1$ ) с электронами [3].

Факторами, способными в подобных условиях исключить паразитную генерацию, могут оказаться (как ни парадоксально это на первый взгляд) разброс электронных скоростей и неоднородность магнитного поля. Разумеется, с ростом разброса скоростей КПД рабочей моды несколько снижается [4], но зато согласно (67) [2] самовозбуждение "многогорбой" моды при достаточно большом разбросе может быть сорвано. С другой стороны, согласно (52) [2], чтобы затруднить самовозбуждение паразитных мод, целесообразно использовать магнитостатическое поле с однородным участком минимальной протяженности, не превышающей длины поля рабочей моды. Правда, при высоком качестве электронного пучка паразитные моды могли бы возбуждаться и в неоднородном магнитном поле - благодаря клистронному эффекту, но уже относительно небольшой разброс скоростей делает самовозбуждение этих мод невозможным.

2. Если селекция мод, различающихся продольной структурой поля, тем или иным способом (электродинамическим или электронным) обеспечена, то в ряде практически важных случаев еще остается проблема селекции мод, одинаковых по продольной, но разных по поперечной структуре.

Так, в осесимметричном гиротроне все моды "холодного" резонатора, кроме  $TE_{0,1}$ , обладают двукратным поляризационным вырождением. Однако согласно (55) [2] введение осесимметричного потока вращающихся электронов снимает вырождение - для мод с противоположным направлением вращения полей отношение стартовых токов

$$\frac{I_{st}^{\uparrow}}{I_{st}^{\downarrow}} = \frac{J_{m-n}^2(x_s R)}{J_{m+n}^2(x_s R)}, \quad (1)$$

поэтому подбором радиуса потока  $R$  можно добиться самовозбуждения только одной из этих мод.

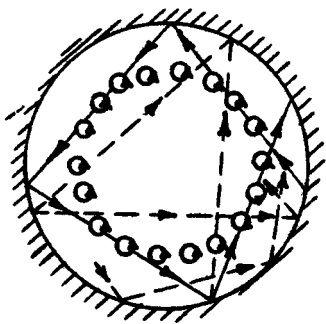
3. При увеличении поперечных размеров резонатора спектр его собственных частот вблизи фиксированной гармоники циклотронной частоты сгущается и в полосе циклотронного резонанса могут оказаться моды не только с противоположными вращениями полей, но и с более сильными различиями поперечных структур. В наилучших условиях, естественно, оказываются моды, наиболее сильно связанные с электронным потоком, и соответственно с наименьшими стартовыми токами, — моды с наибольшим фактором [2]

$$M_{ss} = \left[ \frac{(n\beta_{\perp}/2)^{n-1}}{(n-1)!} \right]^2 |\chi_{sn}|^2, \quad (2)$$

где

$$|\chi_{sn}|^2 = J_{m-n}^2(\alpha_s R) / J_n^2(\nu_{mp}) (1 - m^2/\nu_{mp}^2) \dots \quad (3)$$

Если радиус электронного потока  $R$  порядка радиуса резонатора  $R_p$  и оба они велики по сравнению с длиной волны, то наибольшим геометрическим фактором  $|\chi_{sn}|^2$  обладают моды с радиусом внутренней каустики [5]  $R_k = R_p m/\nu_{mp}$ , близким к радиусу потока  $R \approx R_k$ , — моды шепчущей галереи (с  $m \gg p$ ), образованные лучами, касающимися потока (рис.1).



Р и с.1. Электронный поток и лучи, образующие поля рабочей (сплошная линия) и паразитных (пунктир) мод, в сечении гиротрона

Что же касается остальных мод с близкими частотами (с близкими  $\nu_{m,p}$ ), то лучи, образующие эти моды, либо располагаются вне потока (и электроны оказываются в экспоненциально малом поле - мал  $J_{m-p}^2(x, R)$ ), либо занимают излишне большой объем (велика разность  $(1 - m^2/\nu_{m,p}^2)^2$ ), и соответственно низка нормированная на этот объем плотность электронного потока.

Для мод шепчущей галереи, резонансных с разными гармониками циклотронной частоты, при  $R \approx R_k$  геометрические факторы  $|x_{sn}|^2$  можно считать одинаковыми. В то же время в гиротронах большой мощности естественно использовать резонаторы с минимальной дифракционной добротностью [6]

$$Q \sim 4\pi (L/\lambda)^2. \quad (4)$$

Тогда на основании (3б) [2] и (4) для отношений стартовых токов имеем

$$I_{n=2} / I_{n=1} = 1/4 \beta_{\perp}^2, \quad I_{n=3} / I_{n=1} = (8/27 \beta_{\perp}^2)^2.$$

Если принять  $\beta_{\perp} = 2\beta_{\parallel}$ , то стартовые токи мод с  $n = 2$  и  $n = 3$  становятся меньше стартового тока моды с  $n = 1$  при напряжениях, превышающих соответственно 78 кВ и 93 кВ. Следует, однако, заметить, что оценка (4) предполагает малость дифракционной добротности по сравнению с омической. Удовлетворить этому условию на волнах с длинами порядка и короче нескольких миллиметров затруднительно. Поэтому здесь при напряжениях в пределах 100 кВ можно получать генерацию на гармониках циклотронной частоты только в относительно узких и длинных резонаторах - когда полоса циклотронного резонанса свободна от мод с  $n = 1$ .

## НЕЛИНЕЙНОЕ ПОДАВЛЕНИЕ ПАРАЗИТНЫХ МОД

"Линейная" селекция, рассмотренная выше, полностью решает проблему обеспечения одномодовой генерации только при условии, что электронный ток превышает стартовое значение для единственной - рабочей - моды. Если же "линей-

ные" методы позволяют достичь лишь различия стартовых токов, но рабочий ток генератора больше стартовых значений сразу для нескольких мод, то на нелинейной стадии эти моды оказываются в положении конкурентов.

В резонаторах умеренного сечения наиболее вероятно, естественно, конкуренция двух и менее вероятна - трех и большего количества мод. В частности, две вращающиеся моды гиротрона, резонансные пучку на одной и той же гармонике циклотронной частоты и имеющие разные азимутальные индексы ( $m_1 \neq m_2$ ), в силу пространственной ортогональности высокочастотных полей (как и в осесимметричных активных системах более общего вида [7]) взаимодействуют чисто энергетическим образом [8]. Как известно [9,10], такое взаимодействие мод при умеренном превышении над порогом кончается гибелью одной из них - обычно той, которая самовозбуждается при большем токе. Теории нелинейного взаимодействия относительно небольшого числа мод в гиротроне посвящен специальный обзор [11].

Принципиально новые эффекты возникают в гиротронах с резонаторами настолько большого сечения, что в полосе циклотронного резонанса оказывается большое число приблизительно "равноправных" мод, способных кооперироваться друг с другом. Так, у осесимметричного гиротрона при достаточно большом сечении резонатора в полосе циклотронного резонанса могут оказаться частоты сразу многих мод шепчущей галереи, наиболее сильно связанных с электронным потоком. Эти частоты почти эквидистантны, благодаря чему становится возможной эффективная перекачка энергии по спектру. Такой процесс наиболее удобно описывать в рамках пространственно-временного подхода - на основе уравнений с частными производными (выведенных автором совместно с С.Н.Власовым)

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + u = -I \int_0^{\xi} f \bar{\rho} d \xi, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial \xi} + \frac{\partial \rho}{\partial \xi} + i (\Delta + |\rho|^2 - 1) \rho = f u.$$

Здесь  $\psi(\tau, \xi) = \psi(\tau, \xi + \zeta)$  — нормированная комплексная амплитуда волны, зависящая от медленного времени  $\tau$  и циклической азимутальной переменной  $\xi$ ;  $\rho(\xi, \xi)$  — нормированный орбитальный импульс электронов;  $f(\xi)$  — осевое распределение поля в резонаторе;  $I$  и  $\Delta$  — нормированные электронный ток и расстройка циклотронного резонанса; электронный поток на входе в резонатор предполагается немодулированным  $\rho(0, \xi) = \rho_0 \rho(i\theta_0)$ , соответственно  $\bar{\rho} = (1/2\pi) \int_0^{2\pi} \rho d\theta_0$ .

Если в исходном состоянии гиротрон генерирует моду с частотой  $\omega_0$  и азимутальным индексом  $m_0$ , а амплитуды остальных мод исчезающе малы, то согласно (5) между любыми двумя модами, "зеркальными" относительно исходной — с частотами и азимутальными индексами, удовлетворяющими соотношениям

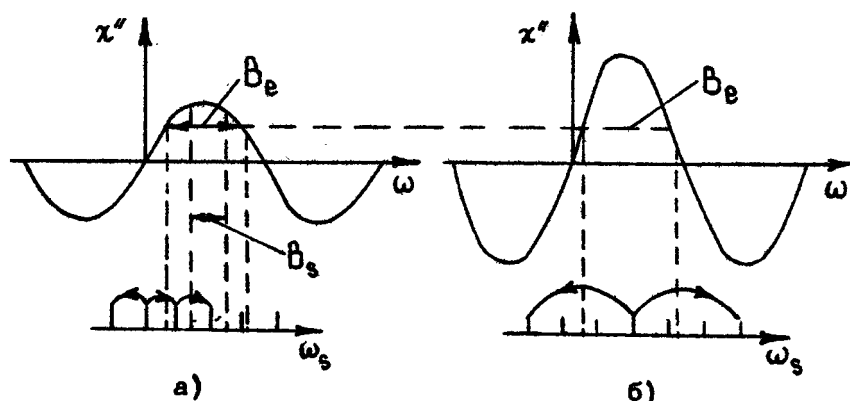
$$\omega_+ + \omega_- = 2\omega_0, \quad m_+ + m_- = 2m_0, \quad (6)$$

имеет место параметрическая связь. С квантовой точки зрения условия (6) можно рассматривать как закон сохранения энергии и углового момента при четырехфотонном распаде. Приняв для продольного распределения высокочастотного поля "клистронную" аппроксимацию  $f(\xi) = \epsilon \delta(\xi) + A \delta(\xi - \ell)$ , где  $\epsilon \ll A$ , для инкремента распадной неустойчивости  $\gamma$  имеем\*)

$$\gamma^2 + \sin \Psi [2 - (R+1)e^{i\Phi}] \gamma + R e^{2i\Phi} - (R+1)e^{i\Phi} + 1 = 0, \quad (7)$$

где  $R = a J'_1(a) / J_1(a)$ ,  $a$  — амплитуда первичной моды,  $\Psi = \Delta \ell$ ,  $\Phi = (2\pi \ell / c) (m_0 - m_+)$ . Если  $\text{Re } \gamma > 0$  и, следовательно, возмущение нарастает, то, чтобы описать развитие последующего каскадного процесса во времени, необходимо обратиться к исходным уравнениям (5). При большом параметре неизохронности эти уравнения сводятся к довольно подробно исследованным уравнениям лазеров на свободных электронах [13-15].

\*) Более общее дисперсионное соотношение, учитывающее неэквидистантность собственных частот резонатора и различия добротностей, приведено в [12].



Р и с.2. Активная составляющая восприимчивости электронного потока  $\chi''$  и распадные процессы при умеренном (а) и большом (б) превышении электронного тока над стартовым значением;  $B_e$  - полюса самовозбуждения,  $B_s$  - полюса устойчивости

В общих чертах результаты исследования распаднoй неустойчивости состоят в следующем. При не слишком больших превышениях тока над стартовым (рис.2,а) конкуренция мод заканчивается установлением одномодовой генерации с частотой, принадлежащей некоторой зоне, составляющей часть зоны самовозбуждения. Если же превышение тока над стартовым достаточно велико (рис.2,б), то нелинейное взаимодействие мод приводит к автомодуляции, сначала периодической (самосинхронизация мод), а затем, при еще больших токах, стохастической.

Существенно, что при умеренном превышении тока над стартовым, как правило, выживает мода с наибольшим инкрементом, и в этом режиме, не переходящем в автомодуляцию, достигается КПД, максимальный с точки зрения 'одномодовой' теории. Это обстоятельство позволяет смотреть на перспективы дальнейшего повышения мощности гиротронов с определенным оптимизмом.



## Л и т е р а т у р а

1. Власов С.Н., Орлова И.М., Петелин М.И. Резонаторы ги-ротронов и электродинамическая селекция мод. (В наст. сборнике, с. 62).
2. Петелин М.И. Самовозбуждение колебаний в гиротроне. (В наст. сборнике, с. 5).
3. Антаков И.И., Запезалов В.Е., Панкратова Т.Б., Цим-ринг Ш.Е. Гиротроны на гармониках гирочастоты. ( В наст. сборнике, с.
4. Ергаков В.С., Моисеев М.А. Влияние разброса скоростей электронов на стартовый ток и коэффициент полезного дей-ствия гиротрона. (В наст. сборнике, с.53).
5. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волно-воды. М.: Сов. радио, 1966.
6. Братман В.Л., Моисеев М.А., Петелин М.И. Теория гиро-тронов с низкодобротными электродинамическими систе-мами. (В наст. сборнике, с.122).
7. Рабинович М.И. Автоколебания распределенных систем. -- Изв.вузов. Радиофизика, 1974, т.17, №4, с.477.
8. Моисеев М.А., Нусинович Г.С. К теории многомодовой генерации в гиромонотроне. -- Изв.вузов. Радиофизика, 1974, т.17, №11, с.1709.
9. Ван-дер-Поль Б. Нелинейная теория электрических коле-баний. М.: ГИТС, 1935.
10. Скибарко А.П., Стрелков С.П. Качественное исследование процессов в генераторе по сложной схеме. -- ЖТФ, 1934, т.4, №1, с.158.
11. Нусинович Г.С. Теория многомодового гиротрона. ( В наст. сборнике, с. 146).
12. Gaponov A.V., Petelin M.I., Flyagin V.A. Achievements and probl. of relativistic high-frequency electronics. -- In: Proc. of X Europ. conference on controlled fusion and plasma physics. Moscow, 1981, v.2.
13. Bogomolov Ya.L., Bratman V.L., Ginzburg N.S. et al. Nonstationary Generation in Free Elec-tron Lasers. - Optics. Commun., 1981, v.36, p.209.
14. Ginzburg N.S., Petelin M.I., Shapiro M.A.

Automodulation and stochastic oscillation regimes in resonant relativistic electron masers. In: Proc. of X Europ. conference on controlled fusion and plasma physics. Moscow, 1981, v.1.

15. Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П. Периодические и стохастические автомодуляционные процессы в электронных генераторах с распределенным взаимодействием. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький : ИФФ АН СССР; 1981, с.101.

АДИАБАТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ  
И ТРАЕКТОРНЫЙ АНАЛИЗ ПУШЕК ГИРОТРОНОВ

А.Л.Гольденберг, В.К.Лыгин, В.Н.Мануилов,  
М.И.Петелин, Ш.Е.Цимринг

1. ВВЕДЕНИЕ

В гиротронах используются пучки электронов, движущихся по винтовым траекториям. Каждая такая траектория характеризуется частотой вращения электронов (гирочастотой)  $\omega_H$ , положением центра вращения (ведущего центра) относительно оси системы и двумя компонентами скорости: поступательной  $v_{||}$ , параллельной направлению магнитного поля, и осцилляторной  $v_{\perp}$ . Вместо  $v_{||}$  и  $v_{\perp}$  можно задавать полную скорость  $v$  и питч-фактор

$$q = v_{\perp} / v_{||} \quad (1)$$

Тогда

$$v_{\perp} = v \frac{q}{\sqrt{1+q^2}}, \quad v_{||} = v \frac{1}{\sqrt{1+q^2}} \quad (2)$$

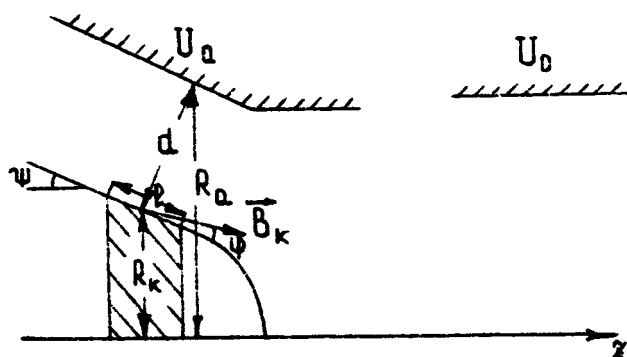
В целом трубчатый электронный пучок, ось которого совпадает с осью электродинамической системы, обычно характеризуется средними значениями приведенных величин и относительным разбросом компонент скоростей электронов  $\delta v_{||}$  или  $\delta v_{\perp}$ , которые в силу моноэнергетичности пучка связаны между собой соотношением

$$\delta v_{||} = q^2 \delta v_{\perp}, \quad (3)$$

справедливым при малых  $\delta v_{||}$  и  $\delta v_{\perp}$ .

Получение приемлемой выходной мощности гиротрона при высоком КПД требует от электронно-оптической системы достаточно больших значений тока пучка  $I$ , пичч-фактора  $Q$  и малой величины разброса  $\delta v_{||}$ . Как будет видно далее, эти требования в общем противоречивы.

Формирование ВЭП во всех известных конструкциях МЦР производится магнетронно-инжекторными пушками (МИП), в которых осуществляется первичная закрутка электронов. Затем электроны инжектируются в область с плавно нарастающим магнитным полем, где их осцилляторная энергия возрастает до величин, соответствующих заданному значению  $Q$ .



Р и с.1. Схема адiabатической МИП

Электронные пушки гиротрона были впервые предложены в работе [1]. Конфигурация электродов МИП (рис.1) аналогична использующейся в пушке Кайно-Тэйлора [2], которая применяется для формирования полых прямолинейных пучков в электронных СВЧ приборах типа О. Вместе с тем важные детали геометрии, распределения магнитного поля и электрических режимов в обеих пушках имеют значительные отличия, отвечающие принципиально иному характеру электронных траекторий. Одна из существенных особенностей пушек гиротронов состоит, в частности, в использовании режима температурного ограничения эмиссии с электрическим полем на катоде, обычно лишь незначительно ослабленным полем пространственного заряда.

В статье кратко описана адiabатическая теория и численные методы исследования МИП, а также рассмотрены основные факторы, ответственные за разброс скоростей электронов.

## 2. АДИАБАТИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ МИП

Поскольку основная функция гиротронов состоит в генерации мощного электромагнитного излучения в диапазонах коротких миллиметровых и субмиллиметровых волн, то размеры области взаимодействия генераторов должны многократно превышать генерируемую длину волны и соответственно радиус и шаг винтовых траекторий. Нетрудно показать тогда, что характерные размеры пространственных неоднородностей электронно-оптических систем гиротронов будут существенно больше пространственных масштабов траекторий в пушке. Это означает, что эффективные системы формирования мощных ВЭП гиротронов названных выше диапазонов должны быть адиабатическими, т.е. на протяжении всей траектории электрона статические электрическое и магнитное поля в МИП должны изменяться достаточно плавно. Именно к такому типу устройств принадлежит МИП гиротронов, что послужило основанием для введения в обиход распространенного теперь названия "адиабатическая электронная пушка МЦР".

Указанное обстоятельство позволяет использовать для приближенного описания движения электронов дрейфовую теорию (см., например, [3]), согласно которой скорость электрона можно представить в виде

$$\vec{v} = \vec{v}_d + \vec{v}_1, \quad (4)$$

где  $\vec{v}_d$  - дрейфовая скорость (скорость ведущего центра), а  $\vec{v}_1$  - скорость вращения вокруг ведущего центра (осцилляторная скорость). Изменение последней определяется адиабатическим инвариантом

$$J_1 = \frac{m^2 v_1^2}{2e_0 B} = \text{const}, \quad (5)$$

где  $m$  - релятивистская масса электрона,  $B$  - магнитная индукция,  $e_0$  - заряд электрона.

При слабой неоднородности электрического  $\vec{E}_k$  и магнитного  $B_k$  полей в окрестности эмиттера поперечная к  $B_k$  скорость ведущего центра равна

$$\vec{v}_d \approx [\vec{E}_k \vec{v}_k] / v_k^2. \quad (6)$$

Обозначив через  $v_0$  модуль перпендикулярной к  $\vec{E}_k$  и  $\vec{v}_k$  компоненты начальной скорости, с которой электрон покидает эмиттер, получим из (4) и (6)

$$v_{\perp k} = \frac{E_{k\perp}}{v_k} \pm v_0, \quad (7)$$

где  $E_{k\perp}$  - компонента электрического поля на катоде, перпендикулярная  $v_k$ .

После выхода из эмиттера электроны сначала движутся по траектории, близкой к циклоидальной; затем под действием компоненты электрического поля  $E_{\parallel}$ , параллельной  $v_k$ , они инжектируются в переходную область между пушкой и резонатором (рис.1), где дрейфуют в плавно нарастающем магнитном поле в направлении резонатора. В триодной пушке анод и резонатор (см.рис.1) имеют разные потенциалы, поэтому электроны пересекают также область иммерсионной линзы между этими электродами, в которой на них действует слабонеоднородное электрическое поле.

Полагая скорости электронов нерелятивистскими, находим из (5), (7), что в рабочем пространстве

$$v_{\perp} = \left( \frac{E_k \cos \varphi}{v_k} \pm v_0 \right) \sqrt{\alpha}; \quad v_{\parallel} = \sqrt{2\eta U_0 - v_{\perp}^2}, \quad (8)$$

где коэффициент перемagnичивания  $\alpha = v_0 / v_k$ ;  $v_0$  - рабочее магнитное поле,  $\varphi$  - угол наклона магнитной силовой линии к поверхности эмиттера (см.рис.1),  $U_0$  - потенциал резонатора.

Соотношения (4) - (8) дают не только качественную связь между параметрами пучка и пушки, но в ряде практически важных случаев позволяют довольно точно оценить средние значения компонент скоростей и даже скоростной разброс.

Дальнейшая теория строится при следующих предположениях, которые в совокупности характеризуют упрощенную модель адиабатической МИП [4]:

- а) аксиальная симметрия;
- б) малая величина пространственного заряда пучка;
- в) квазиплоская конфигурация электродов пушки, что наиболее типично для пушек мощных коротковолновых гиротронов.

При условии б) это дает, что электрическое поле на катоде

$$E_k = U_a / d, \quad (9)$$

где  $d$  - расстояние катод - анод,  $U_a$  - анодное напряжение;

г) параксиальность магнитного поля

$$B_z(r, z) \approx B_z(0, z),$$

где  $r$  и  $z$  - цилиндрические координаты.

Из предположений а) и г) с учетом теоремы Буша следует [5], что ведущий центр в рабочем пространстве находится на магнитной силовой линии, проходящей через точку вылета ( $r = R_k$ ) электрона из катода. Тогда радиус ведущего центра в рабочем пространстве

$$R_0 = R_k / \sqrt{\alpha}. \quad (10)$$

Введем параметры

$$t_j = I / 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{2\pi R_k \ell}{d^2} U_a^{3/2} - \quad (11)$$

отношение тока пучка к ленгмюровскому току безмагнитного плоского диода, образованного электродами пушки;

$$t_1 = v_1^2 / v^2 = v_1^2 / 2 \eta U_0; \quad (12)$$

$$t_p = \ell / d; \quad (13)$$

$$t_h = h/d \left( 1 + \frac{\pi^2}{4} t_p^2 \psi \right); \quad (14)$$

где  $\ell$  - ширина эмиттирующего пояска (см. рис. 1),  $U_0$  - потенциал резонатора;

$$h = \frac{2 E_k \cos^2 \psi}{\rho B_k^2} \left( 1 + \frac{\pi^2}{4} \operatorname{tg}^2 \psi \right) \quad (15)$$

высота первого максимума электронной траектории [6].

Из (8)-(15) при  $v_0 = 0$  найдем ток пучка  $I$ , анодное напряжение  $U_a$  и коэффициент перемагничивания  $\alpha$ :

$$I = 0,93 \frac{t_d t_e t_1^{1/2} U_0^{1/2} E_k R_0}{t_h^{1/2}} \quad (16)$$

$$U_a = 2,63 \frac{t_1^{2/3} U_0^{2/3} E_k^{2/3}}{t_h B_0^{2/3}} \quad (17)$$

$$\alpha = 1,52 \frac{t_1^{1/3} U_0^{1/3} B_0^{2/3}}{E_k^{2/3}} \quad (18)$$

К этим формулам целесообразно добавить выражение для плотности тока на катоде

$$j_k = \frac{I}{2\pi R_k \ell} = 4,52 \frac{t_d t_h^{1/2} E_k^{5/3} B_0^{1/3}}{t_1^{1/3} U_0^{1/3}} \quad (19)$$

В (16)-(19) использованы следующие размерности величин: амперы, киловольты, киловольты на миллиметры, миллиметры. Плотность тока в (19) выражена в амперах на квадратный сантиметр.

Введем некоторые уточнения в формулы (16)-(19), способствующие сближению расчетной модели с реальной МИП.

1. Вместо (9) используем приближенную формулу для поля на поверхности конического катода (см., например, [7]):

$$E_k = \frac{U_a \cos \psi}{R_k \rho_n (R_0 / R_k)} \quad (20)$$



где  $\psi$  - катодный угол (см.рис.1),  $R_a = R_k + d \cos \psi$  - радиус анода.

2. Будем полагать ток пучка пропорциональным ленгмюровскому току конического диода. Можно показать, что при достаточно малых  $\psi$  соответствующая формула имеет вид

$$I = t_j \frac{2,33 \cdot 10^{-6} 2\pi \nu \cos^2 \psi}{R_a \beta^2 (R_a/R_k)} U_a^{3/2}, \quad (21)$$

где  $\beta^2$  - функция Ленгмюра цилиндрического диода.

3. Используем условие сохранения поперечного адиабатического инварианта с учетом релятивистской зависимости массы от энергии в области нарастающего магнитного поля и в рабочем пространстве:

$$p_{\perp}^2 / e_0 B_0 = m_0 E_k^2 \cos^2 \psi / \eta B_k^2, \quad (22)$$

где  $p_{\perp}$  - осцилляторный импульс электрона в рабочем пространстве.

4. В традиционной схеме гиротрона продольный импульс электронов при взаимодействии не меняется. Поэтому за величину осцилляторной энергии электронов примем разность между их полной энергией и полной энергией, вычисленной по продольному импульсу как по полному. Обозначив через  $t_{\perp}$  относительную долю осцилляторной энергии электронов в пространстве взаимодействия, получаем тогда, что

$$\sqrt{(p^2 - p_{\perp}^2)c^2 + \mathcal{E}_0^2} = e_0 U_0 (1 - t_{\perp}) + \mathcal{E}_0, \quad (23)$$

где  $\mathcal{E}_0$  - энергия покоя электронов,  $p$  - полный импульс электронов в рабочем пространстве.

Используя теперь, вместо (9), (11), (12) и (8) (при  $v_0 = 0$ ), соответственно выражения (20), (21), (23) и (22), получаем формулы, аналогичные расчетным формулам (16) - (19) для простейшей модели. Новые соотношения можно записать точно в таком же виде, как (16) - (19), если тождественно заменить  $t_j$ ,  $U_0$ ,  $B_0$  и  $U_a$  соответственно на  $t_j^*$ ,  $U_0^*$ ,  $B_0^*$  и  $U_a^*$ , где

$$t_j^* = t_j \frac{R_k^{1/2} d^{1/2} \rho_n^{3/2} (R_a/R_k) \cos^{1/2} \psi}{R_a \beta^2 (R_a/R_k)}, \quad (24)$$

$$U_0^* = U_0 [1 + 0,001 U_0 (2 - t_1)], \quad (25)$$

$$\beta_0^* = \beta_0 / \cos \varphi \approx \frac{107}{\lambda n \cos \varphi} (1 + 0,002 U_0), \quad (26)$$

$$U_a^* = U_a \frac{d \cos \psi}{R_a \rho_n (R_a/R_k)}, \quad (27)$$

( $\lambda$  - длина волны, мм;  $U_0$  - потенциал резонатора, кВ;  $n$  - номер гармоники циклотронной частоты).

Целесообразен следующий порядок расчета пушки.

1. Задаемся величинами  $U_0$ ,  $R_0$ ,  $\lambda$ ,  $n$ , углом катода  $\psi$ , углом наклона  $\varphi$  магнитного поля к поверхности эмиттера, а также параметрами  $t_j$ ,  $E_k$ ,  $t_e$ ,  $t_h$  и  $t_1$ .
2. Находим  $U_0^*$  и  $\beta_0^*$  по (25) и (26).
3. Вычисляем  $U_a^*$  по формуле (17), где произведена замена  $U_0$ ,  $U_e$  и  $\beta_0$  на  $U_0^*$ ,  $U_e^*$  и  $\beta_0^*$ .
4. Находим  $\alpha$  по формулам (18) (с заменой  $U_0$  и  $\beta_0$  на  $U_0^*$  и  $\beta_0^*$ ),  $R_k$  по формуле (10),  $d = U_a^*/E_k$  и  $R_a = R_k + d \cos \psi$ .
5. Находим  $I$  по формуле (16) (с указанной выше заменой).
6. Используя найденные  $U_a^*$ ,  $d$ ,  $R_a$ , получаем  $U_a$  по (27) и  $\rho = d t_e$ .

### 3. СКОРОСТНОЙ РАЗБРОС В ВЭП

Как известно, основное значение для гиротрона имеет разброс продольных скоростей  $\delta v_{||}$ . Эта величина, однако, меняется вдоль траектории в области нарастающего магнитного поля и поэтому качество электронного пучка удобнее характеризовать относительным разбросом осевых скоростей  $\delta v_{||}$ . Величина  $\delta v_{||}$ , как легко показать с помощью (5), инвариантна в плавно меняющихся полях на всем протяжении пучка. Моноэнерге-

тичность пучка налагает жесткую связь на  $\delta v_{||}$  и  $\delta v_{\perp}$ . Из соотношения (3) видно, что при одном и том же  $\delta v_{\perp}$  с увеличением  $q$  быстро растет  $\delta v_{||}$ ,

Рассмотрим кратко основные факторы, оказывающие влияние на распределение осцилляторных скоростей электронов. Оценочный анализ роли большинства рассматриваемых факторов можно произвести на базе адиабатической теории.

Разброс начальных скоростей электронов приводит, как следует из выражения (9), к разбросу осцилляторных скоростей

$$\delta v_{\perp} = 4 \sqrt{\bar{U}/t_h} U_a, \quad (28)$$

где  $\bar{U}$  - начальная энергия электронов, эВ<sup>\*</sup>). При  $\psi \ll 1$  и для режима пушки, близкого к критическому ( $t_h \approx 1$ ), скоростной разброс минимален. В этом случае, например, для  $\bar{U} = 0,1$  эВ (средняя энергия термоэлектронов при температуре катода 1200 К) и  $U_a = 20$  кВ,  $\delta v_{\perp} = 1\%$ .

Шероховатость эмиттирующей поверхности действует на  $\delta v_{\perp}$  аналогично начальным скоростям: скорость, которую электрон приобретает в локальном поле неоднородности, можно рассматривать как начальную скорость на поверхности гладкого эмиттера. Полагая для простоты, что неоднородность имеет вид полусферы радиуса  $r_0$  на плоскости, получаем приближенно [6], что

$$\delta v_{\perp} \approx 1,5 \sqrt{r_0/h}, \quad (29)$$

где  $h$  - высота первого максимума электронной траектории над катодом. Отношение  $r_0/h$  входит в (29) под знаком квадратного корня, поэтому даже сравнительно небольшие шероховатости поверхности эмиттера могут служить причиной возникновения заметного скоростного разброса. Для гиротронов коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн требования к чистоте поверхности эмитте-

\* Уточненный расчет, использующий нормальный закон распределения начальных скоростей электронов, приводит к замене коэффициента 4 в формуле (28) на 3,6. При этом величина  $\bar{U}$  в (28) имеет смысл дисперсии начальной скорости [7].

ра должны быть достаточно серьезными. Хорошее экспериментальное подтверждение (28), (29) получено в [8].

Нарушения аксиальной симметрии могут приводить к возникновению скоростного разброса в основном за счет радиального сдвига катода. При этом электроны, выходящие из участков эмиттера с различным азимутальным положением, приобретают различные осцилляторные скорости. Расчет, основанный на предположении о малом азимутальном дрейфе электронов в пушке, приводит к следующему выражению для скоростного разброса [9]:

$$\delta v_{\perp} = 2\alpha \omega s \psi / d, \quad (30)$$

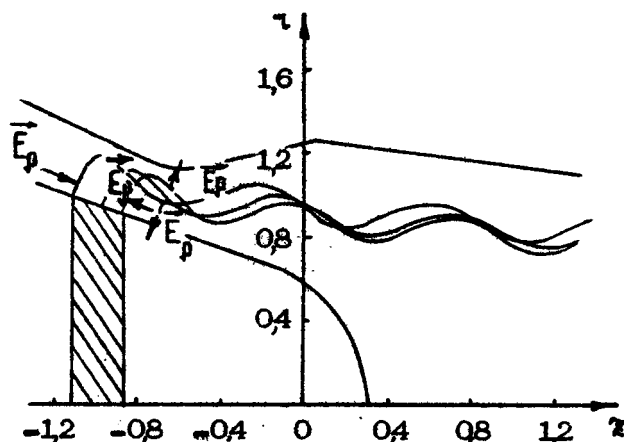
где  $\alpha$  — радиальное смещение катода;  $\psi$  — полуугол катода (см. рис. 1).

Позиционный скоростной разброс связан с различием электрического и магнитного полей на траекториях электронов, выходящих из разных точек эмиттера. Надежные данные о позиционном разбросе получаются численными методами траекторного анализа. Полезные оценки дает и адиабатическая теория. О взаимоотношении численных методов и адиабатической теории см. разд. 4.

Скоростной разброс, возникающий под влиянием поля объемного заряда, является, как правило, основным фактором, лимитирующим ток пучка в гиротронах. Поле пространственного заряда пучка наиболее сильно там, где малы скорости продольного движения электронов (рабочее пространство) или полные скорости (прикатодная область пушки). В коротковолновых гиротронах наибольшее значение имеет область пушки [4]. Поле пространственного заряда оказывается различным для электронов, выходящих из разных участков эмиттера, что приводит к разбросу осцилляторных скоростей. Ослабление результирующего электрического поля в окрестности катода объемным зарядом пучка приводит при прочих равных условиях и к уменьшению средней осцилляторной энергии электронов.

Рассмотрим типичный для большинства МИП случай регулярного пересечения электронных траекторий в области пушки (рис. 2), что имеет место, когда ширина эмиттирующего пояса меньше первого шага электронной траектории,

а угол наклона магнитного поля к поверхности эмиттера достаточно мал. Согласно рис.2 поле пространственного заряда  $E_p$  непрерывно уменьшает продольную скорость электронов, выходящих с левой части эмиттера и, наоборот, ускоряет "правые" электроны. Вследствие постоянства полной скорости, осцилляторные скорости "левых" электронов на протяжении всей области регулярного пересечения траекторий нарастают, а "правых" - уменьшаются.



Р и с.2. Конфигурация электродов в типичной пушке гиротрона

Оценки скоростного разброса на базе адиабатической теории приводят к следующему результату [4]:

$$\delta v_1 = I / I_p, \quad (31)$$

где

$$I_p = 0,5 \frac{E_k^2 R_k}{v_k}$$

(  $I$  и  $I_p$  в А;  $R_k$  - в мм;  $v_k$  - в кГс;  $E_k$  - в кВ/мм).

Сравнение с результатами траекторного анализа (см. разд. 4) показывает, что формула (31) дает заниженные значения скоростного разброса, в основном из-за того, что поле пространственного заряда учитывается лишь на части области регулярного пересечения траекторий.

При использовании широких эмиттеров пересечения электронных траекторий становятся нерегулярными и действие указанного механизма ослабевает. Но тогда начинает играть роль экранирующее действие верхних слоев пучка, в которых движутся электроны, выходящие из "левой" части эмиттера. В результате осцилляционные скорости "правых" электронов уменьшаются. Для широкого эмиттера также справедлива формула (31), где, однако [4],

$$I_p = 0,5 R_k \sqrt{E_k^3 \rho \sin \psi}. \quad (32)$$

Экспериментальные исследования влияния указанных факторов на скоростной разброс (см., например, [8, 10]) дают результаты, качественно совпадающие с приведенными выше оценками.

#### 4. ТРАЕКТОРНЫЙ АНАЛИЗ МИП

Использование быстродействующих ЭВМ открывает благоприятные возможности для оптимизации и проектирования пушек гиротронов на основе численного анализа электронных траекторий. Основные трудности вызывает анализ интенсивных ВЭП, принимающий характер самосогласованной задачи.

Для МИП гиротронов, и в особенности коротковолновых приборов, характерно малое заполнение электронным пучком межэлектродного пространства. В связи с этим возникают трудности при использовании такого универсального метода, как метод сеток. Методы интегральных уравнений [11] и вспомогательных источников [12], а особенно последний, позволяют сократить объем оперативной памяти. Однако без дальнейших упрощений затраты машинного времени, являющиеся примерно квадратичной функцией длины пучка, все еще чрезмерно велики при анализе протяженных систем, длина которых достигает нескольких десятков циклотронных периодов.

Ниже описывается алгоритм, позволяющий удерживать в разумных пределах требуемый объем оперативной памяти и время счета. К особенностям алгоритма относится использование метода вспомогательных источников и введение сетки

потенциалов и двух сеток пространственного заряда, покрывающих только область пучка.

Полная система уравнений пучка с учетом релятивистской зависимости массы электронов от энергии имеет следующий вид:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \sqrt{1 - 2\gamma_0 v^2} \left[ \frac{\vec{E}}{2} + [\vec{v}\vec{b}] - \gamma_0 \vec{v}(\vec{v}\vec{E}) \right], \quad (33)$$

$$\Delta U = -\rho, \quad (34)$$

$$\operatorname{div} \vec{j} = 0, \quad (35)$$

$$\vec{E} = -\nabla U, \quad (36)$$

$$\vec{j} = \sum \rho_i \vec{v}_i. \quad (37)$$

Уравнения записаны в следующих безразмерных переменных:

$$\vec{r} = \vec{r}'/R_0'; \quad t = \sqrt{2\eta'U_0'} t'/R_0'; \quad \vec{E} = \vec{E}'R_0'/U_0'; \quad U = U'/U_0';$$

$$b = \eta'R_0' \beta' / \sqrt{2\eta'U_0'}, \quad \rho = \rho'(R_0')^2 / \epsilon_0' U_0'; \quad \vec{j} = \vec{j}'(R_0')^2 / \epsilon_0' \sqrt{2\eta'(U_0')^3}.$$

Здесь штрихованные величины размерны;  $t$  - время;  $\vec{E}$  - напряженность электрического поля;  $\vec{b}$  - магнитная индукция;  $\vec{j}$  и  $\rho$  - соответственно плотности тока и объемного заряда;  $\gamma_0 = \eta'U_0' / (c')^2$ , где  $c'$  - скорость света. К указанным уравнениям следует присоединить граничные условия Дирихле на электродах. Предполагается аксиальная симметрия всех величин, входящих в уравнения.

Решение системы самосогласованных уравнений проводится методом итераций (см., например, [13]). На исходной (нулевой) итерации плотность объемного заряда полагается равной нулю и находится решение уравнения Лапласа для заданных потенциалов на электродах. Далее весь поток разбивается на  $N$  трубок тока (обычно  $N \ll 12$ ). Интегрированием уравнений движения в найденном электрическом и заданном магнитном поле (см. ниже) рассчитываются центральные траектории каждой токовой трубки и соответствующее найденным траекториям распределение плотности пространственного заряда. На каждой следующей итерации элект-

трическое поле находится с учетом распределения пространственного заряда, полученного на предыдущей итерации. Процесс заканчивается, когда для всех  $m$

$$\max \left[ (r_m^{n+1} - r_m^n)^2 + (z_m^{n+1} - z_m^n)^2 \right] < \epsilon,$$

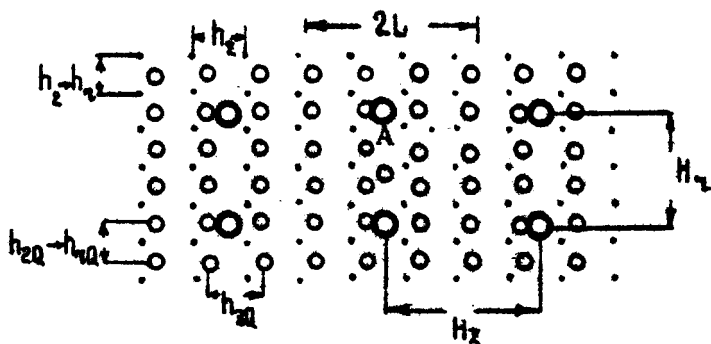
где  $r_m^n$ ,  $z_m^n$  - координаты последней точки центральной траектории  $m$ -й трубки тока на  $n$ -й итерации.

Магнитная индукция полагается заданной (собственное магнитное поле пучка не учитывается - см. разд.5) и вычисляется путем замены реальных соленоидов эквивалентными однослойными катушками [14].

Решение уравнений движения выполняется на основе представления координат и скоростей отрезками ряда Тейлора [14].

Наибольшее значение для указанной схемы траекторного анализа имеет алгоритм вычисления электрического поля, который определяет основные затраты машинного времени и оперативной памяти ЭВМ. Достаточно эффективной оказывается следующая процедура.

Вводятся три вспомогательные прямоугольные сетки в меридианном сечении рассматриваемой области: сетка потенциалов (сетка 1), мелкая и крупная сетки пространственного заряда (соответственно сетки 2 и 3). Все три сетки покрывают только область пучка.



Р и с.3. Вспомогательные сетки (к траекторному анализу)



На рис.3 точками обозначены узлы сетки 1, малыми кружками - узлы сетки 2 и крупными кружками - узлы сетки 3. В узлы сетки 2 помещаются кольцевые заряды  $Q_m$ , равные суммарному заряду от всех трубок тока, пересекающих соответствующие ячейки этой сетки. Заряды  $Q_p$  в узлах сетки 3 равны сумме зарядов  $Q_m$ , попавших в соответствующую ячейку крупной сетки, и помещаются в "центры масс" ячеек, т.е. характеризуются радиусом-вектором

$$\vec{r}_p = \sum \vec{r}_m Q_m / \sum Q_m.$$

Потенциал дискретных кольцевых зарядов в узле A сетки 1 является суммой трех слагаемых:

$$U(r_A, z_A) = \frac{1}{2\pi^2 \epsilon_0} \sum_{m=1}^M \frac{Q_m K(t_m)}{\sqrt{(r_A + r_m)^2 + (z_A - z_m)^2}} + \quad (38)$$

$$+ \frac{1}{2\pi^2 \epsilon_0} \sum_{p=1}^P \frac{Q_p K(t_p)}{\sqrt{(r_A + r_p)^2 + (z_A - z_p)^2}} + \frac{1}{2\pi^2 \epsilon_0} \sum_{i=1}^N \frac{Q_i K(t_i)}{\sqrt{(r_A + r_i)^2 + (z_A - z_i)^2}},$$

где  $K(t_a)$  - полный эллиптический интеграл первого рода от аргумента

$$t_a = \sqrt{2 \frac{r_A r_a}{\sqrt{(r_A + r_a)^2 + (z_A - z_a)^2}}}.$$

Первая сумма в (38) определяется зарядами  $Q_m$  от тех узлов сетки 2, которые заключены в области  $z_A \pm L$  (длина  $L$  подлежит определению). Вторая сумма равна потенциалу крупных зарядов, расположенных вне зоны шириной  $2L$  с центром в точке наблюдения A. Третья сумма берется по  $N$  вспомогательным зарядам, которые согласно методу вспомогательных источников [12], размещаются в определенных точках  $r_i, z_i$  за электродами. Электрическое поле в точках траектории вычисляется по значениям потенциала в узлах сетки 1 с помощью 9-точечных конечно-разностных соотношений.

Принятая методика основана на очевидной избыточности описания полей зарядов, удаленных от точки наблюдения, как суммы полей от каждого отдельного заряда. Основной вопрос связан с выбором шагов сеток 1-3, определяемым теми эффектами, которые должны быть учтены при траекторном анализе. Согласно предыдущему пункту влияние поля объемного заряда на скоростной разброс в основном определяется своеобразным резонансным механизмом, существующим при наличии регулярных пересечений электронных траекторий. При этом действие поля объемного заряда суммируется на длине, равной нескольким циклотронным периодам, что позволяет игнорировать парные взаимодействия зарядов. В результате шаг сетки 2 (и близкий к нему шаг сетки потенциалов - см. ниже) может быть взят близким по порядку величины к ларморовскому радиусу. Верхняя граница шага сетки 2 определяется также необходимостью исключения шумов в дискретизации. Соответствующие оценки даны в [15].

Другим существенным параметром является полуширина области подробного учета пространственного заряда. Примерное равенство сетки потенциалов и мелкой сетки пространственного заряда порождает квадратичную зависимость суммарного времени вычисления первой суммы в (38) от  $L$  при заполнении сетки потенциалов. Поэтому линейная зависимость полного времени счета от длины  $L$  анализируемой области имеет место при  $L/L_A \gg 1$ . Согласно численным данным даже при использовании одномерной сетки 3 (поперечные размеры сетки и пучка совпадают), можно принять  $L \approx L_A/2$ , где  $L_A$  - шаг винтовой траектории.

На рис.2 показана конфигурация электродов и электронные траектории в типичной МИП гиротрона.

В таблице даны безразмерные осцилляторные скорости в конце расчетной области для шести трубок тока при  $t_j = 0$  и  $t_j = 0,1$ . Значения средней осцилляторной скорости  $\bar{v}_1$  и скоростного разброса  $\delta v_1$  оказываются равными при  $t_j = 0$   $\bar{v}_1 = 0,294$ ;  $\delta v_1 = 9\%$ , при  $t_j = 0,1$   $\bar{v}_1 = 0,276$ ;  $\delta v_1 = 32\%$ . Согласно таблице уже при токе, составляющем 0,1 лемгмюровского тока (последний вычисляется по формуле (21) при  $t_j = 1$ ), скоростной разброс по сравнению с "холодным" позиционным скоростным разбросом возрастает с 9% до 32%. Характерно, что осцилляторные скорости

"левых" электронов (трубка 1) увеличиваются по сравнению с "холодной" величиной, несмотря на уменьшение средней осцилляторной скорости.

$t_j$	1	2	3	4	5	6
0	0,310	0,294	0,285	0,284	0,290	0,303
0,1	0,336	0,293	0,263	0,248	0,249	0,269

Как уже упоминалось, введение крупной сетки пространственного заряда делает время счета линейной ( вместо квадратичной) функцией длины анализируемой области пучка. Таким образом, по отношению к традиционным алгоритмам экономия машинного времени пропорциональна длине системы. Она существенна при  $L/L_A \gg 1$ .

Если ток пучка мал по сравнению с ленгмюровским ( $t_j < 0,05$ ), траекторный анализ выполняется без учета поля объемного заряда и численная процедура намного упрощается. Время счета одного варианта пушки не превышает 1-2 мин (ЭВМ БЭСМ-6) и оптимизация МИП с целью минимизации позиционного скоростного разброса при заданных параметрах пучка в рабочем пространстве не вызывает затруднений. Накопленный материал при проектировании ряда вариантов МИП гиротронов и его сопоставление с аналогичными результатами адиабатической теории пушек позволяют прийти к следующим выводам.

1. Надлежащий выбор геометрии электродов и распределения магнитного поля дают возможность практически полностью устранить позиционный скоростной разброс при ширине эмиттеров  $\beta$ , достигающей значения  $1+1,5 d$ , где  $d$  - расстояние анод - катод.

2. Подбор конфигурации электродов существенно облегчается при совместном использовании численных методов и адиабатической теории, которая приводит к следующей формуле для позиционного скоростного разброса (ср. с соотношением (9)):

$$\delta v_{\perp} = \delta E_k - \frac{3}{2} \delta B_k, \quad (39)$$

где  $\delta E_k$  и  $\delta v_k$  — вариации соответственно электрического и магнитного полей на эмиттере. Эта формула позволяет легко указать характер требуемых изменений геометрии электронно-оптической системы и распределения магнитного поля, тогда как численный анализ дает точные траектории и скоростной разброс. Формула (39) полезна также и при коррекции высокоперевансных пушек, когда необходим учет сил пространственного заряда пучка [16].

Сами по себе количественные данные о скоростном разбросе, следующие из формулы (39), ненадежны без траекторного анализа, так как трудно указать степень адиабатичности электрического поля. Распределения магнитного поля для всех используемых магнитных систем гиротронов удовлетворяют условиям адиабатичности.

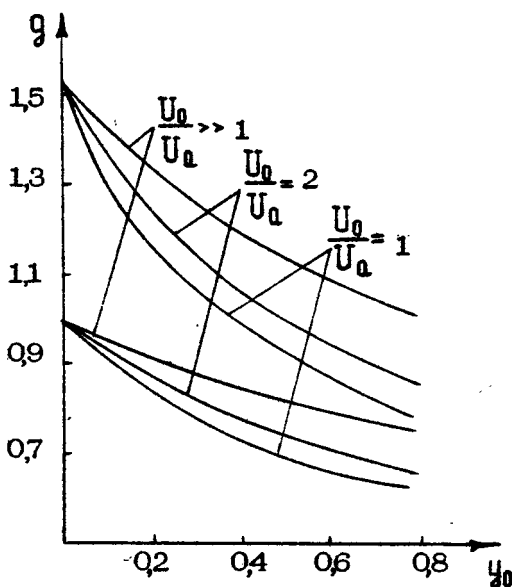
### 5. АНАЛИЗ РЕЛЯТИВИСТСКИХ МИП

Изложенная выше методика относится, к системам формирования ВЭП слабoreлятивистских гиротронов. Переход к релятивистским напряжениям требует не только учета релятивистской зависимости массы электронов от энергии, но и собственного магнитного поля пучка.

Оценки [17] показывают, однако, что последнее в большинстве случаев не оказывает существенного влияния на скоростной разброс и другие параметры ВЭП как в рабочем пространстве, так и в области пушки, за исключением диамagnetизма сильноточных пучков (ток примерно 100 кА) и случая ультрарелятивистских напряжений в области формирования.

Учет релятивистской зависимости массы электронов от скорости слабо влияет на топологию траекторий, приводя к некоторому растяжению пучка как целого вдоль магнитных силовых линий. Следует отметить обусловленную релятивистской зависимостью массы от скорости тенденцию к возрастанию скоростного разброса с увеличением ускоряющего напряжения для пушек с регулярным пересечением электронных траекторий в сильноточных режимах. Учет собственного магнитного поля пучка в области пушки ослабляет ука-

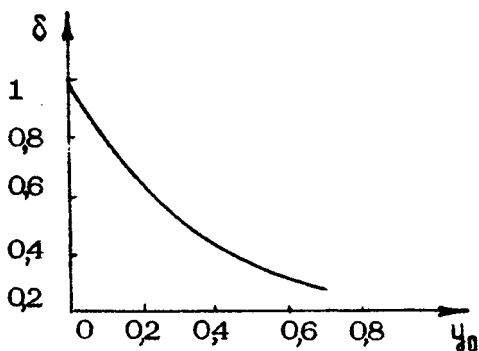
занный эффект. В итоге скоростной разброс, рассчитываемый в релятивистском и нерелятивистском приближениях, практически одинаков. Это в определенной степени упрощает задачу оптимизации релятивистских МИП по скоростному разбросу.



Р и с.4. Зависимость питч-фактора  $q$  от ускоряющего напряжения (параметра  $\chi_0 = eU_0 / m_0 c^2$ )

Совершенно иначе ведет себя средняя осцилляторная скорость электронов, что приводит при нерелятивистском подходе к существенному завышению параметров  $t_{\perp}$  и  $q$ , особенно для однопотенциальных пушек. На рис.4 показана характерная зависимость питч-фактора  $q$  от отношения ускоряющего напряжения к энергии покоя электрона (в эВ) при различных отношениях анодного напряжения к напряжению резонатора.

Р и с.5. Поправочный коэффициент  $\delta = v_{\perp}^2 / v_{\perp \text{ ПЕРЕЛ.}}^2$  как функция ускоряющего напряжения



На рис.5 дана зависимость поправочного коэффициента  $\delta = v_{\perp}^2 / v_{\perp \text{ ПЕРЕЛ.}}^2$  от ускоряющего напряжения для типичных однопотенциальных МИП с регулярным пересечением траекторий. Кривую на рис.5 можно использовать для внесения релятивистских поправок в адиабатическую теорию МИП (формулы (16)–(19)).

#### 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 синхротронное излучение электронов в полых резонаторах. – Письма в ЖЭТФ, 1965, т.2, №9, с.430.
2. Kino G.S., Taylor N.J. The design and performance of a magnetron-injection gun. – IRE, Trans., 1962, ED-9, N1, p.1.
3. Морозов А.И., Соловьев Л.С. Вопросы теории плазмы. Вып.2. М.: Госатомиздат, 1963, с.177.
4. Гольденберг А.Л., Петелин М.И. Формирование винтовых электронных пучков в адиабатической пушке. – Изв.вузов. Радиофизика, 1973, т.16, №1, с.141.
5. Гольденберг А.Л., Панкратова Т.Б. Адиабатическая теория электронных пушек МЦР. – Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1971, №9, с.81.

6. Цимринг Ш.Е. О разбросе скоростей в винтовых электронных пучках. - Изв. вузов. Радиофизика, 1972, т.15, №8, с.1247.
7. Цимринг Ш.Е. Формирование винтовых электронных пучков. - В кн.: Лекции по электронике СВЧ, т.4. Саратов: СГУ, 1974, с.3.
8. Авдошин Е.Г., Николаев Л.В., Платовов И.Н., Цимринг Ш.Е. Экспериментальное исследование скоростного разброса в винтовых электронных пучках. - Изв. вузов. Радиофизика, 1973, т.16, №4, с.605.
9. Авдошин Е.Г., Мельников А.В., Цимринг Ш.Е. Влияние нарушений аксиальной симметрии в системах формирования винтовых электронных пучков на разброс скоростей электронов. - Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1975, №8, с.68.
10. Авдошин Е.Г., Гольденберг А.Л. Экспериментальное исследование адиабатических электронных пушек МЦР. - Изв. вузов. Радиофизика, 1973, т.16, №10, с.1605.
11. Молоковский С.И., Сушков А.Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. Л.: Энергия, 1972.
12. Вашковский А.В., Овчаров В.Т. К нахождению распределения потенциала в области, ограниченной электродами заданной формы с заданными потенциалами. - Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1971, №9, с.34.
13. Ильин В.П. Численные методы решения задач электрооптики. Новосибирск: Наука, 1974.
14. Лыгин В.К., Цимринг Ш.Е. Расчет электронных траекторий в винтовых пучках, формируемых аксиально-симметричными магнетронно-инжекторными пушками. - ЖТФ, 1973, т.43, №8, с.1695.
15. Мануилов В.Н., Цимринг Ш.Е. Об учете сил пространственного заряда при траекторном анализе протяженных электронных пучков. - Изв. вузов. Радиофизика, 1981, т.24, №4, с.491.
16. Лыгин В.К., Цимринг Ш.Е. Траекторный анализ протяженных винтовых электронных пучков с учетом сил пространственного заряда. - Изв. вузов. Радиофизика, 1978, т.21, №9, с.1363.
17. Мануилов В.Н., Цимринг Ш.Е. К теории формирования сильноточных винтовых электронных пучков. - ЖТФ, 1981, т.51, №12, с.2483.

## ТЕОРИЯ ФОРМИРОВАНИЯ СИЛЬНОТОЧНЫХ ВИНТОВЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

В.Н.Магуилов, Ш.Е.Цимринг

1. Как показано в статье [1] настоящего сборника, увеличение скоростного разброса под действием сил пространственного заряда в аксиально-симметричных винтовых электронных пучках (ВЭП) является результатом регулярного пересечения электронных траекторий, а также экранировки объемным зарядом электростатического поля у катода. В традиционных пушках МЦР основную роль играет первый фактор. Его можно существенно ослабить, по крайней мере двумя способами [2]:

перемешиванием фаз траекторий;

формированием пучка с непересекающимися траекториями в области пушки.

Ниже рассмотрены системы формирования обоих типов потоков. Показана возможность значительного снижения скоростного разброса, связанного с действием поля объемного заряда.

2. Пусть электроны пучка движутся по непересекающимся спиралевидным траекториям, вложенным друг в друга. Моделью такого потока может служить плотно заполняющая его область система непересекающихся заряженных гофрированных поверхностей, содержащих однопараметрическое семейство траекторий. Каждое такое семейство образовано синфазными траекториями, ведущие центры которых распределены по окружности в плоскости поперечного сечения аксиально-симметричного пучка.

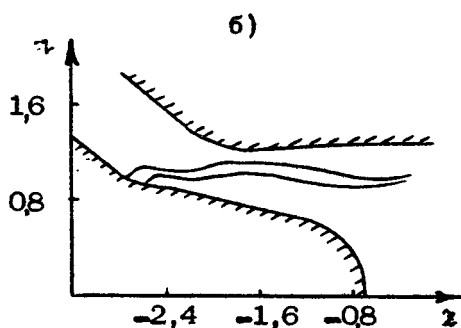
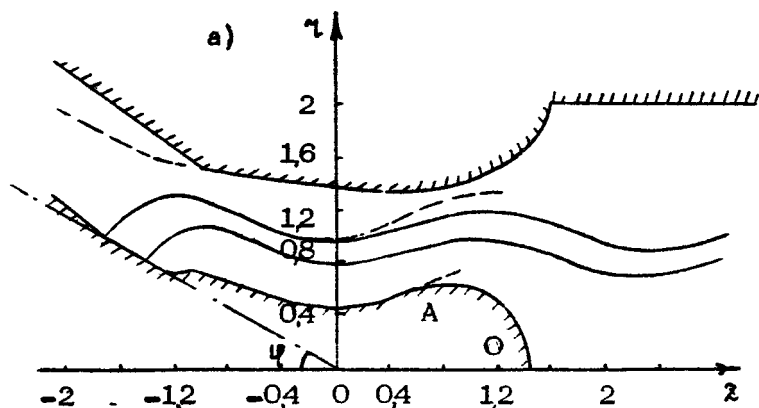


Подобный пучок не может, однако, существовать на большом протяжении: неизбежный разброс продольных скоростей приведет рано или поздно к пересечению траекторий. Оценки показывают, что при обычных величинах скоростного разброса [1] ламинарность может сохраняться на нескольких (3-5) первых витках. Такие пучки ниже будут называться квазиламинарными.

Однопоточное описание ламинарного потока позволяет применить для определения геометрии электродов пушки метод синтеза [3]. В работе [4] описана методика синтеза плоских вариантов МИП с использованием модифицированного на случай температурного ограничения эмиссии потока Кайно-Тэйлора. Однако для синтезируемых пушек плоская модель часто не применима, так как величина радиуса катода, требуемая для их эффективной работы, оказывается одного порядка с расстоянием анод - катод.

Обобщением этого потока на аксиально-симметричные системы является поток Драйдена [5], также модифицированный на случай температурного ограничения эмиссии [6]. Это поток электронов, выходящих из полубесконечного конического катода (штрих-пунктир на рис. 1а) и движущихся в однородном магнитном поле. Свойство радиального подобия [5] позволяет описать поток системой обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= v_r; & \frac{d\theta}{dt} &= \frac{v_\theta}{r}; & \frac{dz}{dt} &= v_z; & \frac{dv_r}{dt} &= \frac{v_\theta^2}{r} - \mu \mathcal{E}_r - v_\theta; \\ \frac{dv_\theta}{dt} &= -\frac{v_r v_\theta}{r} + v_r; & \frac{dv_z}{dt} &= -\mu \mathcal{E}_z; & \frac{d\mathcal{E}_r}{dt} &= \left\{ \left[ \mathcal{E}_r v_r \left( 1 - \frac{z^2}{r^2} \right) + \right. \right. \\ &+ \left. \left. \mathcal{E}_z v_z \right] r - \left( \mathcal{E}_z v_r - 2\mathcal{E}_r v_z \right) z + \gamma \frac{z}{r \sin \varphi} \right\} \frac{1}{r^2 + z^2}; \\ \frac{d\mathcal{E}_z}{dt} &= \left[ \left( 2\mathcal{E}_r v_r + \mathcal{E}_z v_z \right) z + \left( \mathcal{E}_z v_r - 2\mathcal{E}_r v_z \right) r - \frac{\gamma}{\sin \varphi} \right] \frac{1}{r^2 + z^2}; \\ \frac{dV}{dt} &= -2\mu \left( \mathcal{E}_r v_r + \mathcal{E}_z v_z \right), \end{aligned} \quad (1)$$



Р и с.1. Оптимизированная форма электродов и электронные траектории в пушке, спроектированной на основе метода синтеза ( $\gamma=0,3$ ). Пунктир - метод синтеза: а -  $\mu=0,1$ ;  $\psi=-30^\circ$ , б -  $\mu=0,03$ ;  $\psi=-20^\circ$

где  $r, z, \theta$  - цилиндрические координаты;  $U_r, U_z, U_\theta$  - соответствующие им компоненты скорости;  $V, E_r, E_z$  - значения потенциала и составляющие электрического поля на траектории;  $t$  - время. Уравнения (1) записаны в следующих безразмерных переменных:

$$\begin{aligned} t &= t' \eta' B'_k; & \bar{E} &= E'/E'_k; & \bar{V} &= V'/\eta' B'_k R'_k; \\ r &= r'/R'_k; & z &= z'/R'_k; & V &= 2U'/\eta' B'^2_k R'^2_k. \end{aligned} \quad (2)$$

$E'_k$  и  $B'_k$  - электрическое и магнитное поля на катоде,  $R'_k$  - радиус катода,  $\eta'$  - удельный заряд электрона. Все штрихованные величины размерны. Ниже, там, где это не вызовет недоразумений, штрихи будут опускаться.

Начальные условия ( $t=0$ ) для уравнений (1) при использовании безразмерных переменных (2) имеют вид

$$\begin{aligned} \gamma = 1; \quad z = -ctg \varphi; \quad \theta = 0; \quad v_{\gamma} = v_z = v_{\theta} = 0; \\ \mathcal{E}_{\gamma} = -\cos \varphi; \quad \mathcal{E}_z = -\sin \varphi; \quad V = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Решения системы (1) зависят от трех безразмерных параметров - угла  $\varphi$  наклона образующей катода к оси  $z$ , параметра пространственного заряда

$$\gamma = \frac{j_k}{\epsilon_0 \eta E_k B_k},$$

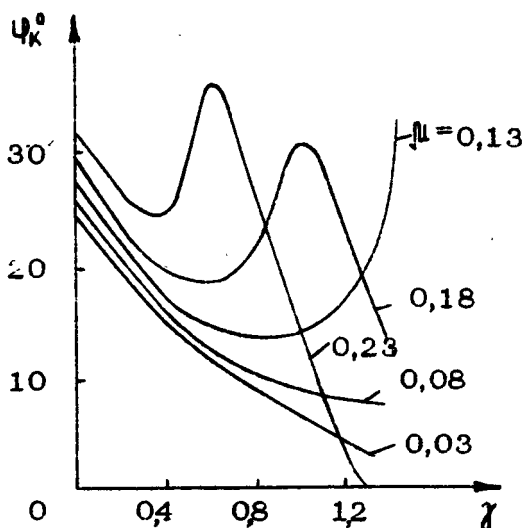
( $j_k$  - плотность эмиссионного тока) и параметра цилиндричности

$$\mu = \frac{E_k}{\eta B_k^2 R_k}.$$

Ламинарность потока имеет место лишь при  $\varphi > \varphi_k(\gamma, \mu)$ , где  $\varphi_k(\gamma, \mu)$  - критический угол. На рис. 2 приведены вычисленные в работе [6] зависимости  $\varphi_k$  от параметра пространственного заряда при различных  $\mu$ .

Анализ решений внутренней задачи синтеза показывает [6], что в "обычных" системах, в отличие от обращенных (вопросы синтеза которых рассмотрены в статье [7]), при достаточно больших  $\mu$  ( $\mu \gtrsim 0,05$ ) потенциал на траектории имеет максимум. Эта особенность позволяет непосредственно в ходе синтеза получать анодные эквипотенциали, не перехватывающие электронный пучок. На рис. 1 приведены траектории для двух вариантов пучков. В первом случае потенциал на траектории имеет максимум.

Внешняя задача синтеза сводится к решению уравнения Лапласа с граничными условиями Коши на крайних траекториях пучка. Аксиальная симметрия системы позволяет применить для ее решения метод Харкера [8], согласно которому задача Коши с помощью соответствующего конформного преобразования и аналитического продолжения сводится к системе эквивалентных гиперболических уравнений в частных производных. Граничные условия, необходимые для решения этой системы, как показано в работе [6], проще всего находить путем аналитического продолжения уравнений внутренней задачи в комплексную область (плоскость).



Р и с. 2. Зависимость критического угла от параметра пространственного заряда

Указанная процедура позволяет рассчитать электронные траектории, форму электродов (см., например, рис.1) и основные безразмерные параметры пучка в области пушки. Конкретные (размерные) параметры, описывающие геометрию электродов, электрические режимы, а также характер продольного распределения магнитного поля должны быть определены, исходя из заданных параметров пучка в рабочем пространстве.

В МЦР между областью пушки и резонатором расположена переходная область с плавно нарастающим магнитным полем. Поэтому задача согласования параметров пушки с заданными параметрами пучка в рабочем пространстве может быть решена на основе дрейфовой теории движения заряженных частиц [9]. Совместное использование последней и метода синтеза позволяет получить следующие формулы, связывающие параметры пушки с заданными параметрами электронного пучка в резонаторе, аналогичные формулам (16) - (19) статьи [1]:

$$j = 1,04 \frac{j t_p t_d t_E t_{\perp}^{1/2} U_0^{1/2} E_k R_0}{t_R v_{\perp c}} ; \quad (4)$$

$$j_k = 10,2 \frac{j t_E^{5/3} v_{\perp c}^{2/3} E_k^{5/3} B_0^{1/3}}{\mu^{2/3} t_{\perp}^{1/3} U_0^{1/3}} ; \quad (5)$$

$$U_0 = 0,66 \frac{V_a t_E^{2/3} t_{\perp}^{2/3} U_0^{2/3} E_k^{2/3}}{\mu^{2/3} v_{\perp c}^{4/3} B_0^{2/3}} ; \quad (6)$$

$$\alpha = 1,52 \frac{\mu^{2/3} t_{\perp}^{1/3} U_0^{1/3} B_0^{2/3}}{v_{\perp c}^{2/3} t_E^{2/3} E_k^{2/3}} ; \quad (7)$$

$$R_k = 1,31 \frac{\mu^{1/3} t_{\perp}^{2/3} U_0^{2/3}}{v_{\perp c}^{4/3} t_E^{1/3} E_k^{1/3} B_0^{2/3}} ; \quad (8)$$

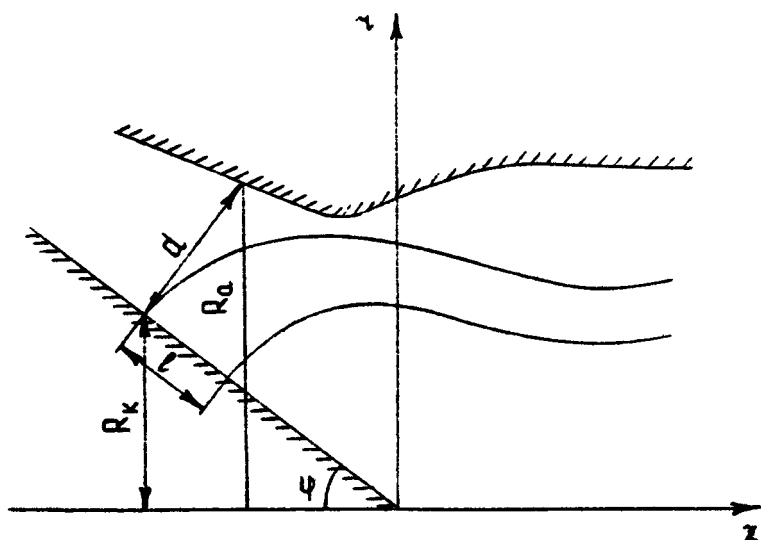
$$d = t_d R_k ; \quad R_a = R_k + d \cos \varphi = R_k (1 + t_d \cos \varphi) ; \quad l = t_p d ; \quad (9)$$

$$t_E = 2 \mu / V_a k_E ; \quad k_E = \cos \varphi / l n (1 + t_d \cos \varphi) \quad (10)$$

$$v_{\perp c} / t_R = 1,07 \sqrt{U_0 t_{\perp}} / B_0 R_0 . \quad (11)$$

Здесь  $U_a, U_0$  - анодное и резонаторное напряжения, кВ;  $j$  - ток пучка, А;  $j_k$  - плотность тока на катоде, А/см<sup>2</sup>;  $R_0$  - средний радиус ведущих центров в резонаторе, мм;  $B_k, B_0$  - магнитная индукция соответственно в пушке и в резонаторе, кГс (в области пушки магнитное поле предполагается однородным);  $\alpha = B_0 / B_k$ ;  $t_{\perp}$  - отношение осцилляторной энергии электронов в рабочем пространстве к их полной энергии;  $V_a$  - безразмерный анодный потенциал;  $v_{\perp c}$  - безразмерная осцилляторная скорость в выходной плоскости синтезируемой области пушки;  $t_R$  - отношение среднего радиуса ведущих центров в указанной области к радиусу катода, которое близко к 1.

Величина  $v_{1c}$  находится из поперечного адиабатического инварианта потока Драйдена. Соответствующий расчет дан в статье [10]. Величины  $v_{1c}$ ,  $V_d$  и  $t_d$  вычисляются непосредственно в процессе решения внутренней и внешней задач синтеза. Обычно  $v_{1c}$  близка к  $\mu$ . В формулах (4) - (11)  $E_k$  кВ/мм - электрическое поле на катоде пушки при исчезающе малом токе пучка. Эта величина обычно выбирается близкой к пробивному полю промежутка катод - анод, если плотность тока, вычисляемая по формуле (5), не превысит максимума, допустимого для выбранного типа эмиттера. Остальные обозначения ясны из рис.3.



Р и с. 3. Модель синтезированной МИП

Согласно (4) - (10) основные параметры пушки, характеризующие ее геометрию и электрический режим, определяются через непосредственно задаваемые величины ( $U_0, B_0, t_{\perp}, E_k, t_r, \mu, \gamma, \psi$ ) и значения  $V_d, k_E, t_d, t_d, v_{1c}$ , которые получаются из решения внутренней и внешней задач синтеза (см. также формулы (9), (10), являющиеся определениями соответствующих величин).

В целом процедура расчета МИП на основе метода синтеза выглядит следующим образом. Сначала находится пред-

варительная величина  $\mu$  по формуле

$$\mu = 1,07 \frac{(U_0 t_1)^{1/2}}{B_0 R_0},$$

которая следует из (11) при  $v_{1c} = \mu$  и  $t_R = 1$ , что, как уже отмечалось, приближенно имеет место. Значение  $\gamma$  выбирается в диапазоне  $0 < \gamma < \gamma_{пр} = 0,4 + 0,6$ . В пределах указанного интервала увеличение  $\gamma$  сопровождается повышением плотности тока и анодного напряжения  $U_a$ , которые ограничены соответственно эмиссионной способностью катода и потенциалом резонатора. При превышении одной из этих величин необходимо снизить  $E_k$  или  $\gamma$ . Угол  $\psi$  при выбранных  $\mu$  и  $\gamma$  устанавливается несколько большим порогового значения  $\psi_k$ , которое находится по графику рис.2. Затем решается задача синтеза и проверяется условие (11). Если это условие выполняется, то можно использовать (4)-(10) и соответствующие эквипотенциали для проектирования пушки. В противном случае следует изменить один или несколько параметров  $\gamma$ ,  $\mu$ ,  $\psi$ ,  $E_k$  и повторить предыдущие этапы. Указанная коррекция, естественно, также необходима, если полученные величины тока, анодного напряжения и другие выходят за допустимые рамки.

Наконец, для упрощения технологии изготовления электродов пушки может оказаться полезной аппроксимация формы электродов коническими и сферическими поверхностями.

3. Траекторный анализ синтезированных систем формирования ВЭП позволяет установить адекватность принятой модели и внести окончательные уточнения геометрии. В частности, при синтезе остаются неизвестными радиус и положение центра сферической части катода  $OA$  (рис.1а) и они выбираются в значительной мере произвольно. Численный расчет электронных траекторий в системах с большим  $\mu$  ( $\mu \gtrsim 0,05$ ) показал, что при этом позиционный скоростной разброс в холодной системе достигает 30-40%. Изменение, по сравнению с значением, следующим из работ [6, 10], претерпевает также и величина средней осцилляторной скорости. Позиционный скоростной разброс оказывается достаточно малым, когда сферическая часть катода располагается при  $\chi$ , соответствующих углу пролета  $[\approx (2-2,5)^\circ]$ . В

системах с малыми  $\mu$  ( $\mu < 0,05$ ) указанные эффекты незначительны.

Отсутствие экстремума потенциала в пушках с малым значением параметра цилиндричности приводит к необходимости существенной коррекции формы анода для исключения токопехвата. Коррекция должна проводиться таким образом, чтобы обеспечить слабое изменение электрического поля в окрестности эмиттера по сравнению с распределением, получающимся в результате синтеза.

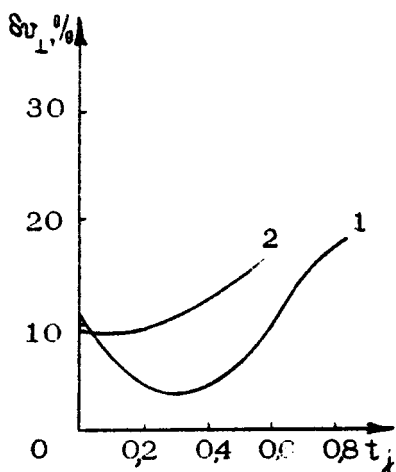
На рис.1 показана геометрия электродов, полученных методом синтеза, скорректированная форма электродов и электронные траектории по данным траекторного анализа. Как видно, электронные траектории, рассчитанные обоими методами (синтеза и анализа), достаточно близки. Средние осцилляторные скорости, получаемые в результате совместного использования метода синтеза и дрейфовой теории, а также из траекторного анализа, в пушках с малыми  $\mu$  отличаются не более чем на 3-5%. С увеличением  $\mu$  отличие возрастает и для  $\mu = 0,1$  может достигать 15-20%, что связано с отмеченным выше влиянием электростатического поля в окрестности сферической части катода.

На рис. 4 приведены графики зависимости скоростного разброса от параметра  $t_j$ . Как видно, в МИП, спроектированных на основе метода синтеза, скоростной разброс не превышает 20% при токе порядка половины ленгмюровского тока. Из соотношения (16) в [1] и формулы (4) можно получить следующую формулу для сравнения токов:

$$\frac{j^{(c)}}{j^{(r)}} \approx 1,1 \frac{t_d \gamma t_E t_h^{1/2}}{t_j \mu t_R}$$

где  $t_h$  - относительная высота подъема электронов в пушке [1]. Сравнение конкретных величин тока пучка показывает, что при одинаковой величине скоростного разброса ток  $j^{(c)}$  в рассматриваемых системах в 3-4 раза превышает ток  $j^{(r)}$  для традиционных пушек МЦР. Столь значительный выигрыш связан не только с возможностью повышения плотности тока в синтезированных МИП, но также и увеличением радиуса катода и ширины эмиттирующего пояса.

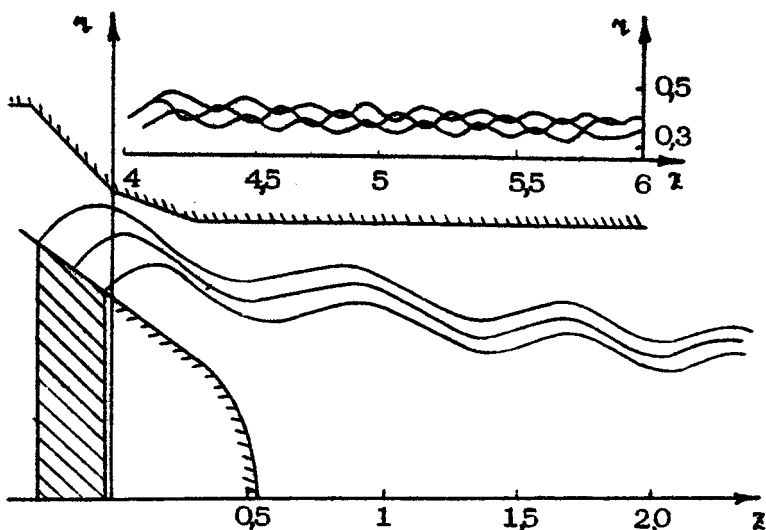




Р и с.4. Зависимость разброса осцилляторных скоростей от тока пучка в синтезированных МИП: 1 - пушка рис. 1,а; 2 - пушка рис.1,б

4. При проектировании пушек с квазиламинарными пучками, рассчитанных на небольшие токи ( $t_j \approx 0,1$ , т.е.  $\beta$  близко к нулю), может быть использована упрощенная методика определения конфигурации электродов. Некорректность задачи Коши для уравнения Лапласа приводит к тому, что сравнительно большие изменения формы электродов слабо влияют на распределение потенциалов в области пучка, а следовательно, и на электронные траектории. Поэтому для интересующих нас систем катоду можно придать форму конической поверхности, сопряженной со сферическим сегментом и наклоненной к магнитной силовой линии под углом  $\psi > 25^\circ$  (рис. 2,5). Форма и положение анода пушки, обеспечивающей заданные средние параметры пучка и малый позиционный скоростной разброс, определяется [11] на основе совместного использования адиабатической теории пушек МИП и результатов численного анализа.

Расчет электронных траекторий с учетом сил пространственного заряда в области пушки показывает, что разброс осцилляторных скоростей  $\delta v_1$  в найденных таким образом системах практически не зависит от тока пучка  $I$ , по крайней мере до  $t_j = 0,2$  [12], и может быть сделан достаточно малым [11].



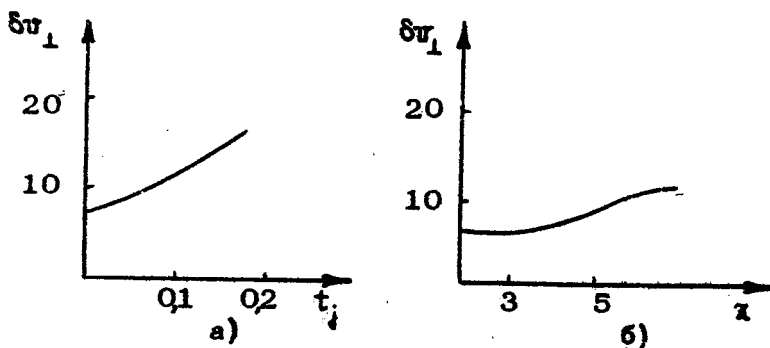
Р и с. 5. Форма электродов и электронные траектории МИП, формирующей квазиламинарный винтовой электронный пучок

5. Наличие позиционного скоростного разброса (как, впрочем, и других составляющих [1]) неизбежно приводит на определенном удалении от катода к трансформации ламинарного пучка в пучок с упорядоченными (на некоторой длине) пересечениями электронных траекторий. При этом начинает действовать описанный ранее механизм [1], приводящий к дальнейшему возрастанию скоростного разброса под действием поля объемного заряда. Ниже приведены результаты траекторного анализа, которые показывают, что, хотя указанные эффекты и имеют место, величина возникающего дополнительного скоростного разброса невелика.

На рис.5 показана МИП, формирующая ламинарный пучок. По данным траекторного анализа для области пушки скоростной разброс составляет 6% при  $t_j = 0$  и 7% при  $t_j = 0,1$ .

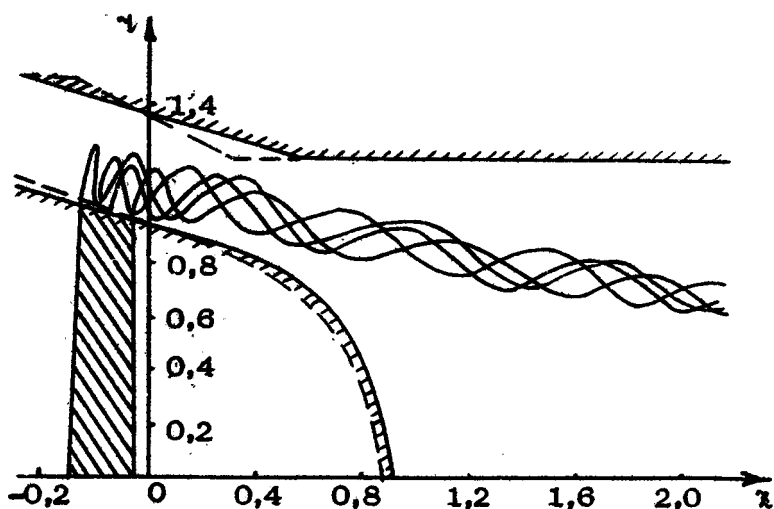
Расчет электронных траекторий вплоть до рабочего пространства [12] свидетельствует о наличии указанной выше

трансформации пучка. На рис. 6,а показана зависимость  $\delta v_{\perp}(t_j)$  в плоскости  $\chi = \chi$ . Скоростной разброс при  $t_j = 0,1$  в образующейся области регулярного пересечения траекторий возрастает с 7 до 11% (рис. 6,б). Затем пересечения траекторий становятся беспорядочными и возрастание скоростного разброса прекращается. Таким образом, в квазиламинарных пучках увеличение  $\delta v_{\perp}$  выражено значительно слабее, чем в традиционных системах, что позволяет значительно увеличить рабочий ток пучка.

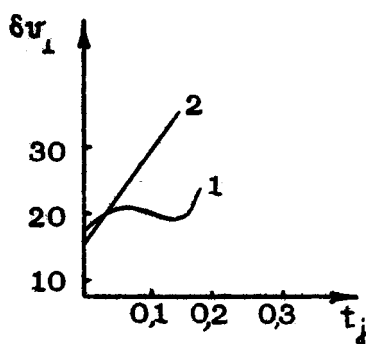


Р и с. 6. Зависимость скоростного разброса в системе рис.7 от тока (а) и длины системы (б)

6. Формирование ВЭП с перемешанными электронными траекториями возможно с помощью МИП типа рис.7, в которых угол  $\psi$  наклона магнитного поля к поверхности катода выбран настолько малым, что ширина эмиттирующего пучка при сохранении адиабатичности полей превышает величину первого шага электронной траектории. Достоинством системы является малая величина разброса ведущих центров электронных орбит в резонаторе. Рис.8 иллюстрирует слабую зависимость скоростного разброса от тока пучка. При уменьшении вдвое ширины эмиттера с сохранением плотности тока пучка или увеличении угла наклона катода (соответствующая форма электродов показана на рис.7 пунктиром) в прикатодной области восстанавливается участок регулярного пересечения электронных траекторий. Это сразу же приводит к резкому



Р и с. 7. МИП с перемещанным электронным пучком. Пунктир - форма электродов пушки с увеличенным углом катода



Р и с. 8. Зависимость скоростного разброса от тока пучка в исходной МИП (1) и в МИП с увеличенным углом катода (2)

нарастанию скоростного разброса (кривая 2 на рис.8).

Следует учитывать, однако, что в системах типа рис.7 уменьшается скорость ухода электронов из области инжектора. Последнее обстоятельство увеличивает степень экранировки электростатического поля на катоде объемным зарядом пучка. Помимо этого, как показывает численный анализ, при превышении некоторого порогового значения тока  $J_0$  (для системы рис.7  $J_0$  соответствует  $t_j = 0,2$ ) электроны, стартующие с левого края эмиттера, меняют направление дрейфовой скорости, попадая в конечном счете на анод. С увеличением ширины эмиттера  $J_0$  несколько возрастает.

Тем не менее применение таких систем позволяет при  $t_j \approx 0,1-0,15$  получать приемлемые величины скоростного разброса с широкими эмиттерами. Следует также отметить, что нерегулярный характер пересечения электронных траекторий в системах типа рис.7 сохраняется на всей длине транспортировки пучка. Последнее исключает отмеченное в п.4 нарастание скоростного разброса в переходной области.

## Л и т е р а т у р а

1. Гольденберг А.Л., Лыгин В.К., Мануилов В.Н., Петелин М.И., Цимринг Ш.Е. Адиабатическая теория и траекторный анализ пушек гиротронов. (В наст. сборнике, с. 86).
2. Мануилов В.Н., Цимринг Ш.Е. Траекторный анализ винтовых электронных пучков с учетом сил пространственного заряда.-Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1977, вып.4, с.67.
3. Кирштейн П.Т., Кайно Г.С., Уотерс У.Е. Формирование электронных пучков. М:Мир, 1970.
4. Цимринг Ш.Е. Синтез систем формирования винтовых электронных пучков.-Изв.вузов. Радиофизика, 1977, т.20, №10, с.1550.
5. Dryden V.W. Exact Solutions for Space-Charge Flow in Spherical Coordinates with Application to Magnetron Injection Guns. - J. Appl. Phys., 1962, v.33, N10, p.318.
6. Мануилов В.Н., Цимринг Ш.Е. Синтез аксиально-симметричных систем формирования винтовых электронных пучков. Радиотехника и электроника, 1978, т.23, №7, с.1486.

7. Мануилов В.Н. Синтез обращенных систем формирования винтовых электронных пучков. - Радиотехника и электроника, 1981, т.26, №11, с.2365-2369.
8. Harker K.J. Determination of Electrode Shapes for Axially Symmetric Electron Guns. - J. Appl. Phys., 1960, v.31, N10, p.165.
9. Морозов А.И., Соловьев Л.И. Движение заряженных частиц в электромагнитных полях. - В кн.: Вопросы теории плазмы, вып.2. М.: Госатомиздат, 1963, с.103.
10. Мануилов В.Н., Цимринг Ш.Е. О применимости дрейфовой теории для анализа интенсивных электронных пучков в скрещенных полях. - Тез. докл. У1 Всесоюзного семинара по численным методам решения задач электронной оптики. Рязань, 1978, с.68.
11. Лыгин В.К. Расчет адиабатических пушек МЦР, формирующих квазиламинарные пучки электронов с малым разбросом осцилляторных скоростей. - Электронная техника, Сер.1. Электроника СВЧ, 1980, вып.1, с.62.
12. Лыгин В.К., Цимринг Ш.Е. Траекторный анализ протяженных винтовых электронных пучков с учетом сил пространственного заряда. - Изв.вузов. Радиофизика, 1978, т.21, №9, с.1363.
13. Мануилов В.Н., Цимринг Ш.Е. Об учете сил объемного заряда при траекторном анализе протяженных электронных пучков. - Изв.вузов. Радиофизика, 1981, т.24, №4, с.491.

# ПРОБЛЕМЫ ПОВЫШЕНИЯ МОЩНОСТИ И РАБОЧЕЙ ЧАСТОТЫ

---

## ТЕОРИЯ ГИРОТРОНОВ С НИЗКОДОБОТНЫМИ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИМИ СИСТЕМАМИ

В.Л.Братман, М.А.Моисеев, М.И.Петелин

### 1. ВВЕДЕНИЕ

При экстремальном наращивании мощности гиротронов путем повышения электронного тока и напряжения во избежание перегруппировки электронов в чрезмерно сильном поле и возникновения "паразитной" генерации приходится снижать эффективный импеданс взаимодействия электронов с полем рабочей моды, уменьшать дифракционную добротность резонатора и улучшать селективность электродинамических систем гиротронов.

На эффективность этих методов существенно влияет обстоятельство, что мощный электронный пучок способен сильно исказить структуру переменного поля, причем выяснить, насколько эти искажения благоприятны для повышения мощности и насколько острой будет проблема селекции мод в низкодобротных системах, можно лишь на основе самосогласованной теории, свободной от предположения о фиксированности структуры переменного поля [1-3]. Изложению этой теории и посвящена данная работа.

## II. УРАВНЕНИЯ ГИРОТРОНА С НЕФИКСИРОВАННОЙ ПРОДОЛЬНОЙ СТРУКТУРОЙ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ

1. Электродинамическая система гиротрона представляет собой участок слабонерегулярного волновода, а частота генерации  $\omega$  близка к критической частоте рабочей волны  $\omega_{кp}$ . В такой ситуации, вообще говоря, некорректно рассматривать по отдельности взаимодействие электронов с прямой или встречной волнами на основании уравнений возбуждения первого порядка (как это делалось в работах [4-8]), а необходимо учитывать одновременно возбуждение обеих волн. При малой нерегулярности электродинамической системы это достигается использованием известного уравнения второго порядка - уравнения неоднородной струны [9,10].

$$\frac{d^2 F}{dx^2} + \kappa_n^2 F = \frac{1}{N_s} \int \vec{j}^\omega E_s^* dx dy. \quad (1)$$

В (1)  $F(x)$  - функция, описывающая продольную структуру волны. Для гиротрона основной интерес представляет возбуждение волн поперечно-электрического типа, поля которых выражаются через  $F$  и собственные функции волновода сравнения  $\vec{E}_s = [\vec{x}_0, \nabla_\perp \Psi_s]$  и  $\vec{H}_s = i\kappa \Psi_s \vec{x}_0$  посредством соотношений  $\vec{E} = \text{Re} [ F(x) \vec{E}_s \exp(i\omega t) ]$ ,  $\vec{H} = \text{Re} [ F(x) \vec{H}_s \exp(i\omega t) ]$ .

Мембранная функция  $\Psi_s$  удовлетворяет уравнению  $\nabla_\perp^2 \Psi_s + \kappa_\perp^2 \Psi_s = 0$ ,  $\kappa_n^2 = \kappa^2 - \kappa_\perp^2$ ,  $\kappa = \omega/c$ ,  $N_s$  - норма волны,  $\vec{j}^\omega$  - основная гармоника электронной плотности тока.

Геометрооптическое уравнение (1) пригодно для описания продольной структуры высокочастотного поля, если резонатор гиротрона обладает достаточно большим параметром Френеля  $N \gg 1$  и если на всей длине пространства взаимодействия относительное изменение сечения резонатора мало  $|\Delta S| \ll S$ . Последнее ограничение должно выполняться и на концах пространства взаимодействия, где ставятся условия излучения (см. ниже (6), (7)); здесь электроны обычно



уже не находятся в резонансе с волной и к тому же их связь с высокочастотным полем слаба, поскольку постоянная распространения и соответственно групповая скорость относительно велики. В выходном и входном волноводах, где соотношение  $|\Delta S| < S$ , как правило, не выполняется, для описания волны (уже не взаимодействующей с электронами) нужно привлекать более общие электродинамические методы.

2. Считая скорости электронов  $\vec{v} = \beta c$  слабoreлятивистскими, можно не учитывать воздействие на частицы магнитного поля волны. В этом случае продольный импульс электрона сохраняется, а изменение его поперечного импульса  $\vec{p}_\perp = m \vec{v}_\perp$  описывается уравнением

$$\frac{d\vec{p}_\perp}{dt} + \omega_H [\vec{p}_\perp, \vec{z}_0] = -e \vec{E}, \quad (2)$$

где  $\omega_H = eH_0/mc$ ,  $m \approx m_0(1 - \beta^2/2)$  - гирочастота и релятивистская масса электрона.

При анализе воздействия волны на вращающийся электрон удобно использовать полярную систему координат  $\rho, \theta$  с началом на оси вращения электрона и разлагать мембранную функцию  $\Psi_s(x, y)$  в ряд Фурье по угловой переменной  $\theta$ :

$\Psi_s = \sum \Psi_\rho(\rho) \exp(-i l \theta)$ . Гармоника этого ряда с номером  $l$  описывает поле, вращающееся с угловой частотой  $\omega/l$ . При выполнении условия резонанса  $\omega \approx n \omega_H$  накапливающееся воздействие на электрон оказывает лишь  $n$ -я гармоника  $\Psi_n = \Psi_n \exp(-i n \theta)$ . Поскольку гирорадиус  $r_H = v_\perp / \omega_H$

слабoreлятивистского электрона много меньше длины волны  $\lambda$ , то на циклотронной орбите  $\Psi_n$  приближенно удовлетворяет уравнению Лапласа  $\nabla_\perp^2 \Psi_n = 0$  и, следовательно,

$\Psi_n = A_n r^n \exp(-i n \theta) = A_n (R^*)^n$ , где  $R = x + iy$ . Соответственно к поле синхронной гармоники имеет квазистационарную структуру  $\vec{E}_s^{(n)} = -i A_n \nabla (R^*)^n$  вращающегося мультиполя порядка  $n$  [1].

Подставляя  $\text{Re}\{F \vec{E}_s^{(n)} \exp(i \omega t)\}$  в правую часть уравнения (2), вводя медленную переменную  $\rho = [(p_x + i p_y) / p_{10}] \times \exp[-i(\omega/n)t]$  и пренебрегая различием между  $m$  и  $m_0$  везде, кроме гирочастоты  $\omega_H$  в левой части (2), переписываем

шем уравнение (2) в виде [12-14]

$$\rho' + i\rho (\Delta + |\rho|^2 - 1) = f (\rho^*)^{n-1} \quad (3)$$

Здесь введено безразмерное обозначение  $\Delta = \frac{2}{\beta_{\perp 0}} \frac{\omega - n\omega_{H0}}{\omega}$  для расстройки резонанса,  $f = i^n \frac{e n A_n}{m \omega_{H0}^{n-1}} v_{\perp 0}^{n-1} F$ , а штрихом обозначена производная по безразмерной координате  $\xi = (\beta_{\perp 0}^2 / 2) (\omega_{H0} z / v_{H0})$ .

По своей форме уравнение (3) не отличается от уравнения движения в гиротроне с фиксированной структурой поля (уравнения Юпатова [12,13]). В (3) не учтено поле пространственного заряда электронов, которое в типичных режимах оказывает существенно меньшее воздействие на движение частиц, чем поле волны [15-17, 2] — см. ниже разд. IV.

Используя выражение для синхронной электронам гармонике волны  $E_S^{(n)}$  и учитывая, что плотность заряда постоянна вдоль продольной координаты, преобразуем фактор возбуждения и перепишем уравнение неоднородной струны (1) в виде

$$f'' + \gamma^2 f = i I \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \rho^n d\vartheta_0, \quad (4)$$

где  $\gamma = (2/\beta_{\perp 0}^2) (k_{\parallel} v_{H0} / \omega_{H0})$  — безразмерное продольное волновое число,  $\vartheta_0 = \text{arctg } \rho_0$  — начальные фазы электронов,

$I = \frac{4e|I_0|v_{H0}}{N_0 \beta_{\perp 0}^4 \omega_{H0}^2} n^2 |A_n|^2 v_{H0}^{2(n-1)}$  — безразмерный параметр тока. Для гиротронов с аксиально-симметричными электро-

динамическими системами и трубчатыми электронными пучками параметр  $I$  определяется выражением

$$I = 64 \frac{e|I_0| n^3}{m_0 c^3} \beta_{\parallel} \beta_{\perp 0}^{2(n-1)} \left( \frac{n^2}{2^n n!} \right)^2 \frac{J_{n-n}^2(kR_n)}{J_n^2(kR_p) [(kR_p)^2 - n^2]},$$

где  $J_n$  — функция Бесселя,  $R_p, R_n$  — радиусы резонатора и пучка.

Граничными условиями для системы уравнений (3), (4) на входе в рабочее пространство ( $\xi = 0$ ) является условие отсутствия модуляции электронного пучка

$$\rho = \exp(i\psi_0) \quad (0 < \psi_0 < 2\pi) \quad (5)$$

и в типичном случае, когда пространство взаимодействия ограничено с катодного конца закрывающим сужением, условие экспоненциального спада поля

$$f' = |j|f \quad (\gamma^2 < 0). \quad (6)$$

На выходе из рабочего пространства ( $\xi = \mu$ ) обычно должно выполняться условие излучения

$$f' = -i\gamma f \quad (\gamma > 0). \quad (7)$$

КПД гиротрона определяется относительной потерей энергии электронов вследствие их взаимодействия с высокочастотным полем  $\eta = \eta_1 \beta_{10}^2 / (\beta_{10}^2 + \beta_H^2)$ , где

$$\eta_1 = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |\rho(\xi = \mu)|^2 d\psi_0 = \frac{2}{I} \int_0^{2\pi} \text{Im} \left[ (f'^* f)_{\xi=\mu} - (f'^* f)_{\xi=0} \right] d\psi_0 \quad (8)$$

так называемый поперечный (орбитальный) КПД.

3. В режиме малого сигнала ( $\mu \rightarrow 0$ ) самосогласованные уравнения (3), (4) могут быть линеаризованы по малым приращениям энергий и фаз электронов и сведены к интегро-дифференциальному уравнению [1, 3]

$$f'' + \gamma^2 f = nI\gamma^* \left[ i \int_0^{\xi} f \gamma d\xi' + \int_0^{\xi} d\xi' \int_0^{\xi'} f \gamma d\xi'' \right], \quad (9)$$

где  $\gamma(\xi) = \exp \left[ i n \int_0^{\xi} \Delta d\xi' \right]$ . Если в пространстве взаимодействия сечение резонатора и величина магнитостатического поля не меняются по длине, то решение уравнения (9) можно представить в виде  $f = \sum_s A_s \exp(-i\gamma_s \xi)$ , где волновые числа  $\gamma_s$  нормальных волн удовлетворяют дисперсионному уравнению четвертой степени

$$(\gamma_s^2 - \gamma^2)(\gamma_s - n\Delta)^2 = nI(1 + \gamma_s - n\Delta), \quad (10)$$

аналогичному уравнению ЛБВ, а коэффициенты  $A_n$  определяются из системы линейных однородных уравнений, следующих из (5) - (7).

4. Если добротность резонатора гиротрона высока, а ток не слишком сильно превышает пусковое значение, то структура переменного поля близка к структуре поля в пустом резонаторе:  $f(\xi) \approx f_0(\xi)$ . Функция  $f_0$  подчиняется однородному уравнению  $f_0'' + \gamma_0^2 f_0 = 0$  и условиям излучения (6), (7), причем частота  $\omega$  и волновое число  $\gamma_0$  являются в этом случае комплексными величинами (мнимая часть  $\omega$  определяет добротность резонатора  $Q = \omega' / 2\omega''$ ). В этом случае система (3), (4) сводится к существенно более простым уравнениям с фиксированной структурой поля, которые включают в себя уравнение движения (3), где  $f$  заменено на  $f_0$ , и уравнение баланса комплексных мощностей

$$(\gamma^2 - \gamma_0^2) \int_0^{\mu} |f_0|^2 d\xi = i I \int_0^{\mu} f_0^* \overline{\rho^{\pm \theta_0}} d\xi. \quad (11)$$

Используя определение поперечного КПД (8) и уравнение (3), преобразуем мнимую часть соотношения (11), выражающую собой баланс активных мощностей, к более простому виду

$$2(\text{Im } \gamma_0^2) \int_0^{\mu} |f_0|^2 d\xi = I \eta_{\perp}, \quad (12)$$

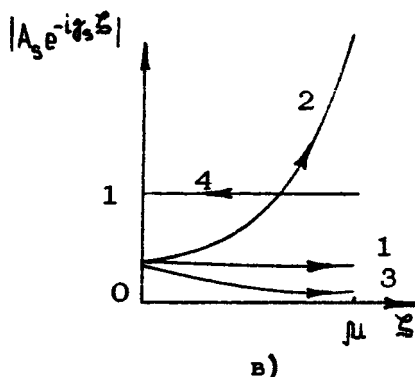
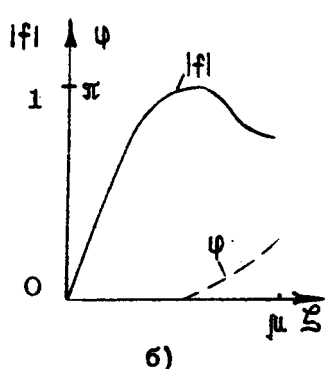
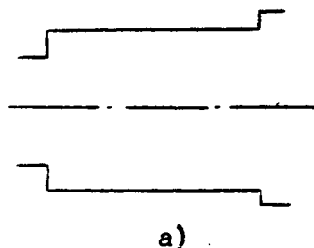
что в размерных переменных эквивалентно хорошо известному уравнению  $\omega W / Q = \eta |I_0| U$ , где  $U$  - напряжение пучка,  $W$  - высокочастотная энергия, запасенная в резонаторе гиротрона. Реальная часть уравнения (11) позволяет найти электронное смещение частоты,

### III. МЕХАНИЗМЫ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ В ГИРОТРОНЕ. ПРЕДЕЛЬНО НИЗКАЯ ДИФРАКЦИОННАЯ ДОБРОТНОСТЬ

1. Как уже отмечалось во введении, основным способом повышения рабочего тока и мощности излучения является уменьшение дифракционной добротности резонатора

$$Q_d = \frac{\omega L}{v_{gr}} \frac{1}{1 - R_1 R_2}, \quad (13)$$

где  $L$  - длина резонатора;  $v_{gr} = \rho c (\lambda / 2L)$  - групповая скорость парциальных волн, образующих поле моды ( $\rho$  - продольный индекс моды);  $R_{1,2}$  - эффективные коэффициенты отражения волн от концов резонатора.



Р и с.1. Продольная структура поля  $f(z) = |f| \exp(-i\varphi)$  и амплитуды образующих его нормальных волн  $A_3 \exp(-i\gamma_3 z)$  для гиротрона с низкодобротной электродинамической системой в режиме минимального стартового тока

Строго говоря, формула (13) применима, когда  $|R_{1,2}|$  мало отличаются от единицы. Однако, если частота генера-

ши  $\omega$  остается близкой к критической частоте  $\omega_{кр}$ , то, как будет показано ниже, формула (13) сохраняет определенный смысл даже при малых  $|R_{1,2}|$  - вплоть до обращения одного из коэффициентов отражения в нуль, когда добротность системы приближается к так называемой минимальной (при заданной длине) дифракционной добротности  $Q_{d. min} = \omega L / v_{gr} \approx (4\pi/\rho) (L/\lambda)^2$ .

Для доказательства проследим за эволюцией стартовых характеристик гиротрона при снижении коэффициента отражения от коллекторного конца от  $|R_2| \approx 1$  (большой перепад диаметров волновода на рис.1,а - случай высокой добротности резонатора) до  $R_2 = 0$  (перепад отсутствует, и электродинамическая система представляет собой полубесконечный регулярный волновод), считая, что на катодном конце область взаимодействия электронов с переменным полем ограничена сильно закритическим сужением ( $R_1 = -1$ ), а на коллекторном конце - резким спадом магнитостатического поля, однородного на участке  $0 \leq \xi \leq \mu$ .

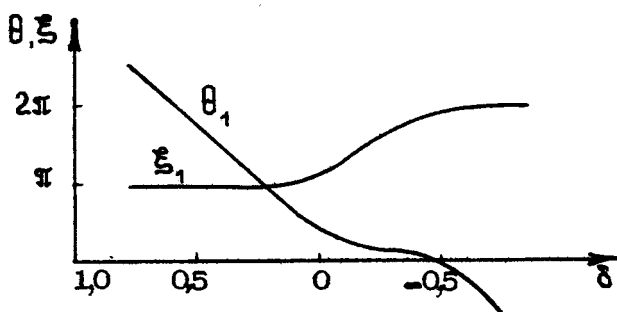
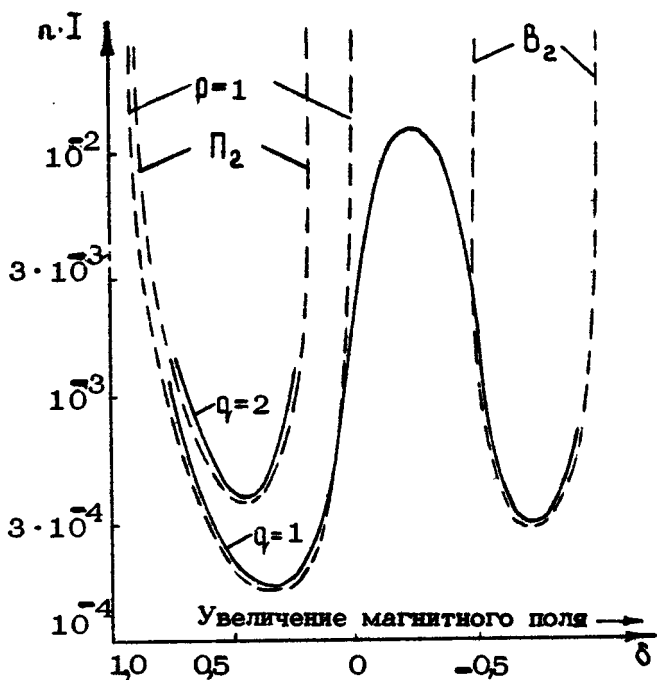
2. В высокодобротном пределе ( $|R_2| \rightarrow 1$ ) структура поля собственного колебания близка к синусоидальной  $f_0 \approx \alpha \sin(\rho\pi\xi/\mu)$ , частота приближенно определяется из соотношения  $\xi = \rho\pi$  ( $\rho=1,2,\dots$ ), где  $\xi = \gamma_0 \mu = k_{||} L$  - "холодный" набег фазы волны на длине резонатора, а дифракционная добротность равна  $Q_d = (4\pi/\rho)(L/\lambda)^2(1+\alpha)/2\alpha$ , где

$\alpha = \gamma_0/\gamma_B$  - отношение продольных волновых чисел в резонаторе и выходном волноводе, являющееся при большом перепаде диаметров малой величиной. Используя приближение фиксированной структуры поля или решая систему уравнений (10), (5) - (7) с точностью до  $\alpha$ , получаем для стартового значения параметра тока

$$I = -Q_{d. min} / Q \rho \pi \mu^3 [\varphi(\theta) + \mu \psi'(\theta)], \quad (14)$$

где  $\varphi(\theta) = [1 - \cos(\theta - \xi)](\theta^2 - \xi^2)^2$  - спектр функции  $f_0$ ;  $\theta = \pi \Delta \mu = (\omega - \omega_n) \frac{L}{v_{||}}$  - угол пролета электронов через резонатор.

Анализ выражения (14) показывает [18,3,11], что наименьший стартовый ток требуется для возбуждения основной моды  $\rho=1$ , обладающей наибольшими продольным масштабом и дифракционной добротностью (рис.2).



Р и с.2. Стартовые значения  $I, \theta, \xi$  для первых двух мод  $q = 1, 2$  гиротрона с высокодобротным резонатором (сплюшные кривые - результат численного исследования, пунктирные - приближение фиксированной структуры поля):  $\mu = 9, \alpha = 0,01, \beta_{1g} / \beta_{н} = 2\sqrt{\mu}$

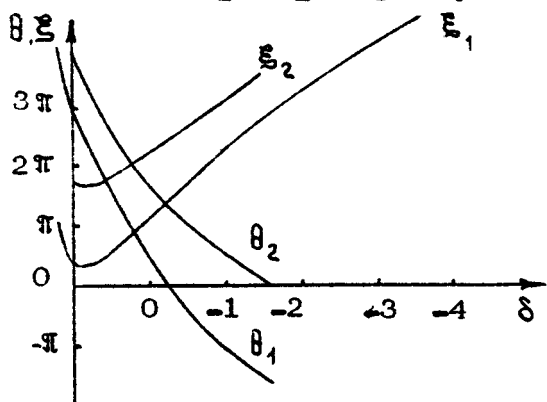
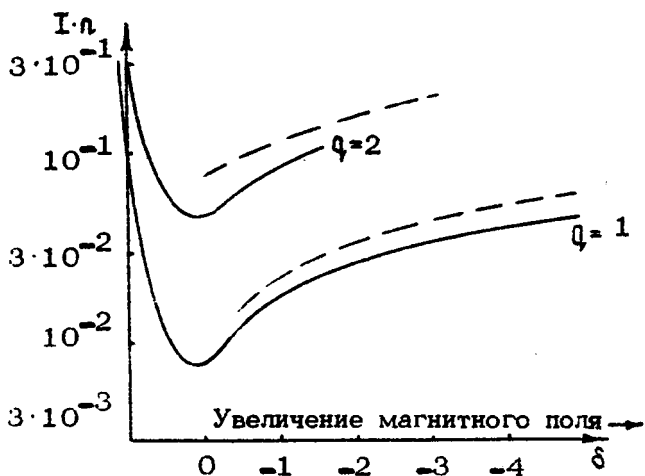
Для высшей моды  $\rho > 1$  имеется две зоны самовозбуждения по настройке магнитным полем  $\delta = \pi \cdot 2 (\omega_{кр} - \rho \omega_H) / \omega_{кр} \times \beta^2$  с примерно равными значениями минимумов стартового тока, соответствующих синхронному взаимодействию электронов с попутной (зона П) и встречной (зона В) волнами.

3. На границах зон самовозбуждения, где значения стартового тока очень велики, приближение фиксированной структуры поля, естественно, оказывается некорректным. Как показывает численное решение уравнения (9), при увеличении магнитного поля основная мода  $\rho = 1$  непрерывным образом переходит в высшие моды  $\rho = 2, 3$  и т.д. При этом зона самовозбуждения основной моды переходит в зоны  $\nu_\rho$ , соответствующие синхронизму электронов со встречной волной (см. рис. 2). При уменьшении дифракционной добротности электродинамической системы вследствие снижения коэффициента отражения  $R_2$  стартовый ток повышается, а различия между его значениями в максимумах и минимумах кривой  $I(\delta)$  уменьшаются. В пределе  $R_2 \rightarrow 0$  образуются монотонные ветви, соответствующие основной и высшей модам гиротрона с предельно низкодобротной электродинамической системой (рис. 3).

Моде  $Q = 1$  низкодобротной системы соответствуют зона  $\rho = 1$  и зоны  $\nu_\rho$  ( $\rho > 1$ ) высокодобротной системы. Вблизи минимумов  $I$  в этих зонах приближение фиксированной структуры поля (14) обеспечивает довольно высокую точность при любых значениях коэффициента отражения  $R_2$ . Структуры полей мод  $Q > 1$  при  $Q \sim Q_{d.min}$  сильно отличаются от синусоидальных, поэтому метод фиксированной структуры поля для определения стартового тока этих мод не пригоден и следует использовать численные расчеты или излагаемый ниже метод дисперсионного уравнения.

4. Обсудим теперь, какие механизмы обеспечивают довольно сильную обратную связь в гиротроне с предельно низкой добротностью. Один из механизмов очевиден и хорошо известен — это возбуждение пучком встречной волны, обеспечивающее внутреннюю распределенную обратную связь. Именно этот механизм, на котором основано действие МЦР со встречной волной [19], доминирует в гиротроне при относительно больших магнитных полях (на высокочастотной ветви кривой  $I_1(\delta)$ ).





Р и с.3. Стартовые значения  $I$ ,  $\theta$ ,  $\xi$  для первых двух мод  $q=1,2$  гиротрона с предельно низкодобротной электродинамической системой (пунктирные кривые - результат аналитического исследования методом дисперсионного уравнения):  $\mu = 9$ ,  $\alpha = 1$ ,  $\beta_{10} / \beta_{II} = 2\sqrt{\mu}$

При приближении циклотронной частоты, и соответственно частоты генерации, к критической частоте волновода в игру вступает еще один механизм, обусловленный отражением нормальных волн от скачка высокочастотной электронной

проводимости, возникающего на выходном конце пространства взаимодействия: в том месте, где спадает магнитостатическое поле и обрывается резонансное взаимодействие электронов с волной [20, 1-3]. Так же, как и предыдущий, этот "отражательный" механизм универсален: он действует в генераторах, основанных на различных механизмах индуцированного излучения электронов (для ЛБВ он исследован в [32]).

Продemonстрируем действие "отражательного" механизма, предположив для простоты, что имеет место точный синхронизм между электронами и попутной волной  $\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} = n \omega_{H}$ , когда происходит наибольшее усиление одной из трех волн. Если коэффициент усиления этой волны достаточно велик, то на коллекторном конце можно пренебречь двумя другими волнами и преобразовать условие излучения (7) к виду

$$R_1 R_4 \operatorname{etr}[-i(\gamma_1 + \gamma_4)\mu] = 1. \quad (15)$$

Здесь  $R_1 \approx \mathcal{I}_1$ ,  $R_4 \approx 1/3$  - коэффициенты взаимной трансформации усиливающейся синхронной ( $s=1$ ) и несинхронной ( $s=4$ ) волн на коллекторном и катодном концах соответственно;  $\gamma_1 \approx \gamma(1+2\mathcal{I}_1)$ ,  $\mathcal{I}_1 = (C/2\xi)\operatorname{etr}(-i2\pi/3)$ ,  $C = \mu(I/2\gamma)^{1/3}$ ,  $\gamma_4 \approx -\gamma$ . Решая (15), найдем выражение для стартового тока

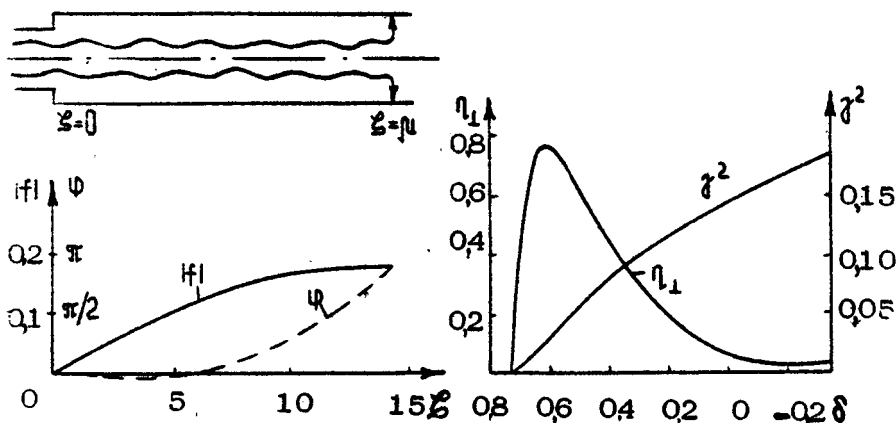
$$I_{c,q} = 2\xi_4 C^3 / n\mu^4. \quad (16)$$

которое хорошо согласуется с численными расчетами (см. рис.3). Здесь  $\xi_4 = \pi + C/4 - \pi/6$ ,  $C_1 = 2,4$ ;  $C_2 = 3,0$ ;  $C_3 = 3,3$ .

## IV. ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ МОЩНОСТИ ПРИ ПЕРЕХОДЕ К ГИРОТРОНАМ С ПРЕДЕЛЬНО НИЗКОДОБРОТНЫМИ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ

1. Электронный КПД в гиротроне с низкодобротной электродинамической системой может быть весьма высоким [1,2]. Так, для гиротрона с электродинамической системой в виде полубесконечного регулярного волновода на основном

циклотронном резонансе ( $\eta = 1'$ ) максимум поперечного КПД  $\eta_{\perp} = 0,76$  (рис.4,5) близок к соответствующему значению  $\eta_{\perp} = 0,79$  [21,22] для гиротрона с фиксированной гауссовой продольной структурой поля.

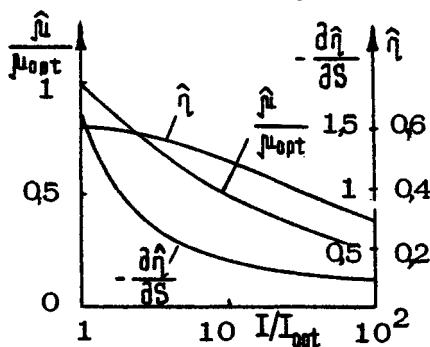


Р и с.4. Продольная структура поля  $f(z) = f \exp(-i\psi)$  в гиротроне с электродинамической системой в виде полубесконечного регулярного волновода в режиме максимального КПД ( $\mu = -14,5, I = 0,015, \delta = 0,6, \eta_{\perp} = 0,76$ )

Р и с.5. Зависимость КПД и частоты генерации от настройки магнитного поля при фиксированном токе ( $I = 0,015$ )

При превышении оптимального тока КПД падает вследствие перегруппировки электронов. Режим перегруппировки можно отодвинуть в область повышенных токов, если по мере роста тока уменьшить длину пространства взаимодействия. Этот прием позволяет существенно увеличить выходную мощность гиротрона при небольшом снижении КПД (рис.6, здесь  $\hat{\mu}$  - такое значение параметра  $\mu$ , для которого при заданном параметре тока КПД достигает максимума ( $\eta = \hat{\eta}$ )). Зависимость мощности от  $\mu$  в диапазоне

$4 \leq \mu \leq 16$  можно аппроксимировать простым соотношением  $\mu_{\perp} I = 30 \hat{\mu}^{-3}$ . Для генераторов с  $\hat{\mu} \leq \mu_{opt}$  характерен мягкий режим самовозбуждения колебаний: значения параметра тока  $I$  превышают стартовые значения, вычисленные при той же настройке магнитного поля (см. рис. 5). В то же время рабочий ток основной моды не превышает стартовый ток ближайшей паразитной моды  $Q = 2$  и опасность самовозбуждения последней практически отсутствует.



Р и с. 6. Зависимость оптимальной длины  $\hat{\mu}$ , КПД и производной КПД по параметру пространственного заряда от электронного тока для гиротрона с электродинамической системой в виде полубесконечного регулярного волновода

2. В мощных гиротронах с большими электронными токами электронный пучок может исказить не только продольную, но и поперечную структуру переменного поля [15–17, 2, 23, 24] (поле пространственного заряда).

Поскольку толщина электронного потока в гиротроне существенно меньше длины волны, а продольный размер неоднородностей потока, возникающих под действием переменного поля, превышает длину волны, то поле пространственного заряда  $E_{п.з}$  можно считать квазистационарным и поперечным относительно магнитостатического поля. Кроме того, поскольку обычно радиус потока превышает длину волны и тем более превышает толщину потока  $R_{п} \gg 2a$ , то поле пространственного заряда имеет радиальное направление, совпадает по своей структуре с полем плоского заряженного слоя и определяется лишь локальным распределением плотности электронов. Следствием неравенства  $R_{п} \gg 2a$  является также возможность пренебрежения радиальным дрейфовым смещением центров электронных орбит [13], уже использовавшаяся при выводе уравнения (3).

Считая среднюю плотность потока малой, пренебрежем малыми деформациями электронной орбиты и изменением

частоты вращения электрона за время одного оборота. Ра- зобьем поток на подвижные квазиплоские слои, каждый из которых содержит частицы с начальными фазами, принадле- жащими малому интервалу ( $\tilde{\varphi}_0, \tilde{\varphi}_0 + d\tilde{\varphi}_0$ ). Для поля, действующего на один из электронов со стороны такого элементарного слоя, обладающего поверхностной плотностью заряда  $d\sigma = (-|I_0|/2\pi R_0 v_{||}) (d\tilde{\varphi}_0/2\pi)$ , можно пользоваться формулой  $d\vec{E}_{n,3} = 2\pi d\sigma \operatorname{sgn}(y-\tilde{y}) \vec{y}_0$ , где  $y$  - координата, перпендикулярная слою.

Резонансное воздействие на вращающийся электрон ока- зывают средние за циклотронный период нормальная  $dE_{\perp}$  и касательная  $dE_{\theta}$  к орбите компоненты поля  $d\vec{E}_{n,3}$ . Усредняя их, получаем

$$d\vec{E}_{\perp} + id\vec{E}_{\theta} = 2\pi d\sigma \frac{1}{2\pi_0} \int_0^{2\pi} i e^{i\theta} \rho(-i\theta) \times \operatorname{sgn}(y-\tilde{y}) d\theta = 4 d\sigma e^{i\theta^*} \rho(-i\theta^*), \quad (17)$$

где  $\theta^* = \alpha r_0 \rho - \alpha r_0 h$  - угол между векторами  $\vec{\rho}$  и  $\vec{h}$ , имеющими в качестве декартовых компонент действительные и мнимые составляющие комплексных величин  $\rho(\xi, \varphi_0)$  и  $h = [\rho(\xi, \varphi_0) - \rho(\xi, \tilde{\varphi}_0)] / |\rho(\xi, \varphi_0) - \rho(\xi, \tilde{\varphi}_0)|$ . Эффективная сила, которую следует добавить в укороченное безразмерное уравнение движения электрона (3), получается интегрирова- нием  $d\vec{E}_{n,3}$  по всем элементарным слоям. В результате получаем

$$\rho' + i\rho(\Delta + |\rho|^2 - 1) = f(\rho^*)^{n-1} - iS\bar{h}\tilde{\varphi}_0.$$

Здесь  $S = (4/\pi\beta_{10}^2)(\omega_p^2/\omega_H^2)$  - параметр пространствен- ного заряда,  $\omega_p^2 = (4\pi e^2 N/m_0)$ , где  $N$  - средняя по сечению пучка концентрация электронов. Для основного циклотронного резонанса  $n=1$  и азимутально-симметрич- ных рабочих мод выражение для поля пространственного за- ряда впервые получено в [16], а обобщение на произволь- ные  $n$  и  $m$  проведено в [2,23].

Для пренебрежения пространственным зарядом достаточно выполнения неравенства  $S < 1$ , или в размерных обозначениях  $|I_0|/R_n v_{\parallel} \beta_{\perp 0}^3 H_0 \ll m \omega |f|$ . Как показывают численные расчеты, при типичных значениях экспериментальных параметров это условие выполняется даже для гиротронов с предельно низкодобротными системами. Наличие поля пространственного заряда несколько ускоряет группировку частиц \*) и увеличивает их динамический разброс по энергиям. В результате КПД оказывается немного ниже, чем при пренебрежении пространственным зарядом. Значения КПД можно найти методом возмущений по  $S$ , используя формулу  $\eta = \hat{\eta} + S(\partial \hat{\eta} / \partial S)$  и график производной  $\partial \hat{\eta} / \partial S$ , приведенный на рис.6.

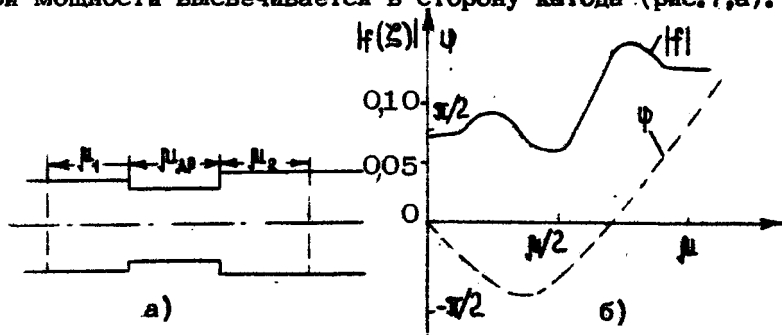
3. Дополнительные возможности повышения мощности гиротронов открываются при оптимизации профиля электродинамической системы. К простым и привлекательным для практики моделям относится, например, исследованный экспериментально в [25] (см. также [26]) гиротрон, в котором высокочастотное поле имело длинный, вытянутый в сторону катода "язык", так что модуляция и группировка электронов происходили на большой длине в слабом поле, а энергообмен — в относительно коротком интенсивном поле. При сохранении оптимальной полной длины в такой системе удастся значительно уменьшить добротность, определяемую в основном длиной участка интенсивного поля.

На близкой идее основано действие гиротрона со связанными резонаторами — ГСР [27, 28] (см. также [33]). Такой генератор, представляющий собой по существу гироклистрон с обратной связью, открывает возможности дальнейшего повышения оптимального тока и мощности излучения, что связано не только со снижением добротности электродинамической системы; но и с дополнительной поперечной селекцией мод [29]. Действительно, при использовании относительно широких и коротких резонаторов, параметр Френеля  $N$  для мод шепчущей галереи может быть сделан близким к единице, в то время как для других мод  $N \ll 1$  и, сле-

\*) Как указано в [12,24], этот эффект имеет общую природу с известным в теории ускорителей эффектом отрицательной массы.

довательно, они попадают в область неустойчивости.

Следует отметить, что в ГСР с запредельным входным волноводом добротность паразитной моды, поле которой во входном резонаторе больше, чем в выходном, может оказаться выше добротности рабочей моды. Во избежание этого можно нанести на стенки входного резонатора поглотитель, либо подобрать такую величину статического поля во входном резонаторе, чтобы электронный пучок нагружал резонатор. При работе в импульсном режиме можно также использовать входной резонатор, в котором небольшая часть генерируемой мощности высвечивается в сторону катода (рис.7,а).

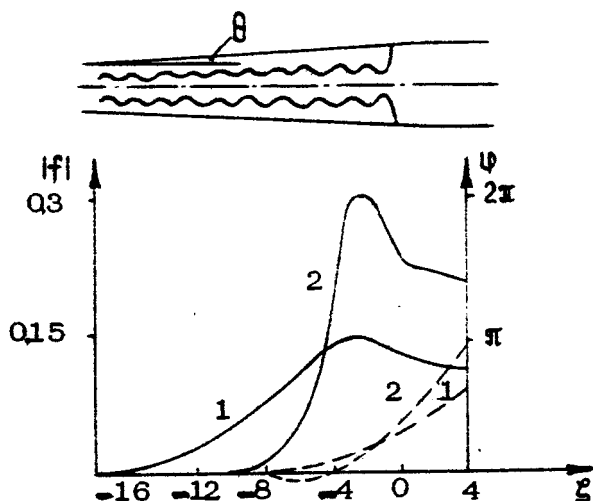


Р и с.7. Продольная структура поля  $f(z) = f \exp(-i\psi)$  в ГСР с широким входным волноводом в режиме максимального КПД рабочей моды ( $\mu_1=4,5$ ,  $\mu_2 = \mu_3 = 5$ ,  $\gamma_{\text{вк}}^2 = \gamma_1^2$ ,  $\gamma_{\text{дп}}^2 = \gamma_1^2 - 0,3$ ,  $\gamma_2^2 = \gamma_1^2 + 0,13$ ;  $I = 0,05$ ,  $\delta = 0,4$ ,  $\eta_{\perp} = 0,7$ )

Согласно расчетам [28] в гиротроне со слабосвязанными низкодобротными резонаторами достигим столь же высокий КПД, как и в гиротроне с полубесконечным регулярным волноводом, но оптимальный ток ГСР существенно выше. Так, распределению поля, показанному на рис.7,б, соответствуют  $\eta_{\perp} = 0,7$  и  $I = 0,05$ , что дает мощность в 3 раза большую, чем при той же длине в гиротроне с регулярной электродинамической системой (см.рис.4,5).

## У. РАСШИРЕНИЕ ПОЛОСЫ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЕРЕСТРОЙКИ ЧАСТОТЫ ПРИ ПЕРЕХОДЕ К ГИРОТРОНАМ С НИЗКОДОБРОТНЫМИ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИМИ СИСТЕМАМИ

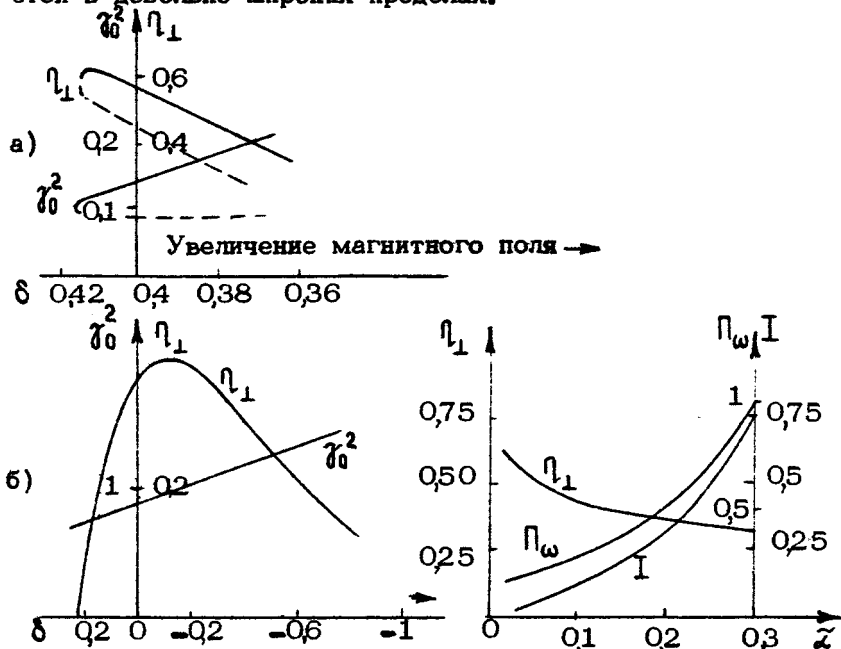
При изменении величины магнитостатического поля перестройка частоты в гиротроне с высокодобротным резонатором в соответствии с (11) равна по порядку величины  $\Delta\omega/\omega \sim 1/Q$ . Эта оценка справедлива и для гиротрона с электродинамической системой в виде полубесконечного регулярного волновода, где согласно рис.5 перестройка частоты на уровне половинной мощности равна  $2,5/Q_{d.min}$ , а  $Q_{d.min}$  - минимальная дифракционная добротность.



Р и с.8. Продольная структура поля  $f(z) = |f|e^{-i\psi}$  в гиротроне с электродинамической системой в виде конического волновода при  $\tilde{\alpha} = 0,02$ ,  $\delta = 0,4$ ,  $I = 0,016$ ,  $\eta_{\perp} = 0,6$  (кривые 1);  $\tilde{\alpha} = 0,2$ ,  $\delta = -0,1$ ,  $I = 0,32$ ,  $\eta_{\perp} = 0,4$  (кривые 2)



Значительно большую перестройку можно получить, если использовать волновод, расширяющийся в сторону коллектора [30]. В таком генераторе автоколебания возникают в том участке волновода, где критическая частота близка к циклотронной частоте. Соответственно, при изменении напряженности магнитостатического поля частота генерации изменяется в довольно широких пределах.



Р и с.9. Зависимость КПД и частоты от настройки магнитного поля при  $\tilde{z}=0,02$ ,  $I=0,016$  (а),  $\tilde{z}=0,2$ ,  $I=0,32$  (б). Пунктир - неустойчивая ветвь автоколебаний

Р и с.10. Зависимость КПД, полосы перестройки частоты  $\Pi_{\omega} = (2/\beta_{\perp 0}^2)(\Delta\omega/\omega)$  и параметра тока от параметра нерегулярности конического волновода

Рассмотрим для определенности режим стационарной генерации в гиротроне с электродинамической системой в виде конического волновода (рис.8) [31]. В этом случае

$\gamma^2(\xi)$  близка к линейной функции  $\gamma^2(\xi) = \gamma_0^2 + \tilde{\alpha}(\xi - \mu)$ , где  $\tilde{\alpha} = (4v_{||}/R_p \omega_{kr} \beta_{\perp 0}^4) \operatorname{tg} \theta$  - параметр нерегулярности волновода. Магнитостатическое поле будем считать однородным в пространстве взаимодействия и резко обрывающимся к коллекторному концу  $\xi = \mu$ . Продольная структура высокочастотного поля в таком гиротроне близка к "холодному" распределению, возбуждаемому в отсутствие электронного пучка внешней волной. Последнее описывается функцией Эйри  $v(-\tilde{\alpha}^{1/3} \xi)$  - решением уравнения  $f_0'' + \tilde{\alpha} \xi f_0 = 0$ .

При одинаковой частоте продольные масштабы "горячего" и "холодного" полей близки между собой - это "ширина" первой осцилляции функции Эйри  $\mu \approx 4 \tilde{\alpha}^{-1/3}$ . Подставляя определенную таким образом длину в выражение для минимальной добротности и в оценку  $\Delta\omega/\omega \sim 1/Q_{d,\min}$ , можно довольно хорошо (с точностью до коэффициента порядка 4-6) аппроксимировать функциональную зависимость перестройки частоты от параметра нерегулярности  $\tilde{\alpha}$  (рис.9,10).

В гиротроне с коническим волноводом поля паразитных мод, имеющих в рабочем пространстве несколько продольных вариаций, проникают дальше в сторону катода и обладают поэтому эффективной добротностью, сравнимой с добротностью основной моды. Чтобы затруднить их самовозбуждение, следует, согласно [18], так подбирать длину однородного участка магнитного поля, чтобы она не превышала эффективной протяженности поля рабочей моды. Это позволяет, не меняя существенно величину стартового и рабочего токов моды  $N_{\text{пр}1}$ , значительно повысить стартовые токи паразитных мод  $N_{\text{пр}d}$  с  $Q > 1$ .

В достаточно длинном конусе полосу перестройки частоты можно дополнительно увеличить, если одновременно с изменением напряженности магнитного поля смещать его однородный участок вдоль резонатора.

## Л и т е р а т у р а

1. Братман В.Л., Мойсеев 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.
2. Братман В.Л., Петелин М.И. К вопросу об оптимизации параметров мощных гиromонотронов с нефиксированной структурой высокочастотного поля. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, т.18, №10, с.1538.
3. Братман В.Л., Мойсеев М.А. Условия самовозбуждения МЦР с нерезонансной электродинамической системой. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, т.18, №7, с.1045.
4. Кураев А.А. Сверхвысокочастотные приборы с периодическими электронными потоками. Минск: Наука и техника, 1971.
5. Ковалев И.С., Кураев А.А., Демидович Е.М., Шевченко Ф.Г. Нелинейная теория синхротронного излучения трубчатого электронного потока в цилиндрическом волноводе. - ДАН БССР, 1971, т.15, №8, с.692.
6. Жураховский В.А. Нелинейные колебания электронов в магнитонаправляемых потоках. Киев: Наукова думка, 1972.
7. Выровой С.И., Рапопорт Г.Н. Исследование выходного каскада гиротристора. - Изв.вузов. Радиоэлектроника, 1973, т.16, №10, с.96.
8. Ковалев И.С., Кураев А.А., Демидович Е.М., Шевченко Ф.Г. Влияние полей пространственного заряда на КПД циклотронного взаимодействия трубчатого электронного потока с полем  $H_{01}$  круглого волновода. - ДАН БССР, 1972, т.16, №9, с.791.
9. Каценеленбаум Б.З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М.: Изд-во АН СССР, 1961.
10. 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, т.12, №8, с.1236.
11. Петелин М. И. Самовозбуждение колебаний в гиротроне. (В наст. сборнике, с. 5).

12. Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике. - Изв.вузов, Радиофизика, 1967, т.10, №9-10, с.1414.
13. Петелин М.И., Юлпатов В.К. Мазеры на циклотронном резонансе. - В кн.: Лекции по электронике СВЧ, т. 4. Саратов: СГУ, 1974, с.95.
14. Flyagin V.A., Gaponov A.V., Petelin M.I., Yulpatov V.K. The Gyrotron. - IEEE Transactions on microwave theory and techniques, 1977, MTT-25, N6, p.514.
15. Моисеев М.А., Петелин М.И. К теории МЦР с нефиксированной структурой высокочастотного поля: Доклад на конф. "Электронные приборы СВЧ и области их применения" (Томск, 1972).
16. Ковалев И.С., Кураев А.А., Колосов С.В., Слепян Г.Я. Поле пространственного заряда в гирорезонансных приборах с тонкими равноперемешанными и аксиально-симметричными электронными потоками. - ДАН БССР, 1973, т.17, №5, с.416.
17. Кураев А.А. Теория и оптимизация электронных приборов СВЧ. Минск: Наука и техника, 1979.
18. Петелин М.И., Юлпатов В.К. Линейная теория МЦР-монотрона. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, т.18, № 2, с.290.
19. Гольдберг В.Н., Ежевская Н.А., Жислин Г.М., Оржеховская М.Н., Юлпатов В.К. Нелинейная теория взаимодействия непрямолинейного периодического электронного пучка с электромагнитным полем. Часть II. Численные результаты. - Вопросы радиоэлектроники, Сер.1, 1965, №12, с.24.
20. Братман В.Л. Стартовый режим МЦР-монотрона с резонатором, обладающим низкой дифракционной добротностью. - Изв.вузов. Радиофизика, 1974, т.17, №10, с. 1544.
21. 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.

22. Гапонов А.В., Гольденберг А.Л., Григорьев Д.П. и др. Экспериментальное исследование гиротронов диапазона сантиметровых волн. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, т.18, №2, с.280.
23. Канавец В.И., Черепенин В.А. Нелинейные эффекты в поливинтовом электронном потоке при кулоновском взаимодействии. - Радиотехника и электроника, 1975, т.20, № 12, с.2539.
24. Братман В.Л. К вопросу о неустойчивости орбитального движения в слое электронов, вращающихся в однородном магнитостатическом поле. II. - ЖТФ, 1976, т. 46, № 10, с.2030.
25. Быков Ю.В., Гольденберг А.Л. Влияние профиля резонатора на предельную мощность гиротрона. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, т.18, № 7, с.1066.
26. Быков Ю.В., Малыгин С.А., Цимринг Ш.Е. Гиротроны с коррекцией распределения высокочастотного поля. (В наст. сборнике, с.216).
27. Братман В.Л., Эрм Р.Э. Гиротрон со связанными резонаторами: Доклад на конф. "Электронные приборы СВЧ и области их применения" (Томск, 1972).
28. Братман В.Л. Некоторые вопросы теории МЦР большой мощности: Канд. дис. Горький; ГГУ, 1977.
29. 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, т.16, № 11, с.1743.
30. Гапонов А.В., Гольденберг А.Л., Петелин М.И., Юпатов В.К. Прибор для генерации электромагнитных колебаний в см-, мм- и субмм диапазонах длин волн: Авт. свид. № 223931 с приоритетом от 24.03.1967 БОИПОТЗ, 1976, № 11.
31. Братман В.Л., Новожилов С.Л., Петелин М.И. Перестройка частоты в гиромонотроне с электродинамической системой в виде конического волновода. - Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1976, № 11, с.46.
32. Бекк А. Электронные лампы. Теория и конструирование. М.: Сов.радио, 1958, с.490.

33. Gaponov A.V., Flyagin V.A., Gol'denberg A.L., Nusinovich G.S., Tsimring Sh.E., Usov V.G. and Vlasov S.N. Powerful millimetre-wave gyrotrons. - Int. J. Electronics, 1981, v.51, N4, p.277.

# ТЕОРИЯ МНОГОМОДОВОГО ГИРОТРОНА <sup>\*</sup>

Г.С.Нусинович

## ВВЕДЕНИЕ

Выходная мощность гиротронов, как и прочих электронных приборов СВЧ, очевидно, может быть увеличена за счет повышения напряжения и тока электронного пучка. Увеличение тока пучка, в свою очередь, может быть вызвано возрастанием либо плотности тока, либо поперечного сечения пучка, т.е. переходом к системам с развитым пространством взаимодействия.

Повышение напряжения и плотности тока, как следует из уравнения

$$(\omega/Q) A^2 V = \eta_{эл} U j S,$$

описывающего баланс между мощностью высокочастотных потерь в резонаторе ( $\omega$  и  $Q$  - частота и добротность колебаний,  $A$  - амплитуда автоколебаний,  $V$  - объем резонатора) и мощностью, отдаваемой полю резонатора электронным пучком ( $\eta_{эл}$  - электронный КПД,  $U$  - напряжение,  $j$  и  $S$  - плотность тока и площадь поперечного сечения пучка), приводит к возрастанию амплитуды автоколебаний. Поскольку оптимальным условием энергообмена между электронами и высокочастотным полем (максимуму электронного КПД) соответствует вполне определенная амплитуда колебаний (см., например, [2, 3]), при увеличении напряжения и плотности тока

<sup>\*</sup> Часть результатов данной статьи освещена в обзоре [1].

следует принимать специальные меры [4] для того, чтобы избежать перегруппировки электронов в слишком сильном поле — сохранить высокий КПД. В режиме непрерывной генерации наряду с этими соображениями важную роль играют также ограничения, обусловленные омическими потерями высокочастотной мощности в стенках резонатора: в зависимости от рабочей длины волны амплитуда автоколебаний, при которой происходит разогрев стенки резонатора до максимально допустимой температуры, может быть как больше, так и меньше оптимальной (для электронного КПД) величины.

Увеличение поперечных размеров пространства взаимодействия позволяет повышать выходную мощность генератора, сохраняя неизменным КПД как в импульсном, так и в непрерывном режимах. Это обстоятельство выгодно отличает данный способ повышения мощности от двух предыдущих, однако сопутствующий увеличению поперечного сечения системы переход к работе на одной из высших мод резонатора осложняется необходимостью селекции мод в "густонаселенной" области спектра собственных частот резонатора. В настоящее время развиты разнообразные методы селекции мод (см., например, [5,6]). Тем не менее эффективность любого из них, в принципе, ограничена, так что по мере увеличения поперечных размеров системы рано или поздно возникает ситуация, когда в условиях циклотронного резонанса оказывается возможным одновременное взаимодействие электронов с несколькими модами резонатора, добротности которых различаются не слишком сильно. Для того чтобы знать поведение такого генератора в режиме "большого сигнала" (при параметрах, соответствующих высокому КПД), необходимо исследовать возникающее вследствие нелинейных свойств гиротрона взаимодействие мод.

## УРАВНЕНИЯ МНОГОМОДОВОГО ГИРОТРОНА

Самосогласованная система уравнений, описывающих динамику многомодового гиротрона [7], состоит из уравнений движения, определяющих изменение поперечного импульса  $p_{\perp}$  и фазы вращательного движения  $\theta$  ( $p_{\perp} + i p_{\theta} = p_{\perp} e^{i\theta}$ )



под действием высокочастотного поля<sup>\*)</sup>, и уравнений возбуждения резонаторных мод электронным пучком. Введем комплексную энергетическую переменную

$$Q = \sqrt{1 - \frac{2}{\beta_{10}^2} \left(1 - \frac{\rho_1^2}{\rho_{10}^2}\right)} \exp [i(\theta - \theta_0 - \omega_0 t)]$$

( $\beta_1 = v_1/c$ , нулем отмечены начальные значения величин,  $\omega_0$  - близкая к циклотронной опорная частота, на которой проведено усреднение написанных ниже уравнений), укороченное уравнение движения электрона в высокочастотном поле, представляющем собой суперпозицию  $S$  резонаторных мод, запишем в виде

$$\frac{dQ}{d\xi} - i(\Delta + |Q|^2 - 1)Q = i \left\{ \sum_{s=1}^S Q^{n_s-1} F_s f_s(\xi) \exp [i(\psi_s - n_s \theta_0)] \right\}^* \quad (1)$$

с граничным условием  $Q(0) = 1$ . В уравнении (1)  $\xi = \pi \times (\beta_{10}^2 / \beta_{100}) (\omega_0 z / c)$  - приведенная продольная координата,  $\Delta = \frac{2}{\beta_{10}^2} \left(1 - \frac{\omega_{H0}}{\omega_0}\right)$  - приведенная расстройка между опорной частотой и циклотронной частотой электронов на входе в резонатор  $\omega_{H0}$ , функции  $f_s(\xi)$  описывают продольную структуру полей мод,  $F_s$  и  $\psi_s$  - соответственно приведенная амплитуда и фаза  $s$ -й моды, учитывающие ее поперечную структуру. Заметим, что определение величины  $Q$  несколько отличается от данного в [7]: новое определение, в соответствии с [9], позволяет описывать уравнением (1) движение электрона с произвольной начальной энергией.

Уравнения возбуждения резонаторных мод могут быть записаны в виде (ср., например, [10])

$$\frac{dF_s}{dt'} = \left(\Phi'_s - \frac{n_s}{2Q_s}\right) F_s; \quad \frac{d\psi_s}{dt'} = \Phi'_s + \frac{\omega_s}{\omega_0} - n_s, \quad (2)$$

где  $t' = \omega_0 t$ ,  $Q_s$  - добротность  $s$ -й моды. Комплексная величина  $\Phi_s = \Phi'_s + i\Phi''_s$ , характеризующая мощность взаимодействия электронного потока с полем  $s$ -й моды, равна

\*) Продольный импульс электронов под действием рабочих мод гиротрона - TE-мод с малым продольным волновым числом - меняется слабо [8].

$$\Phi_s = -i \left\{ \int_{S_1} \frac{I_s W(\vec{R}_{10}, \vec{\beta}_0) d\vec{\beta}_0}{F_s} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left[ \int_0^{z_k} a^{n_s} f_s^k \exp[-i(\psi_s - n_s \theta_0)] dz \right] d\theta_0 \right\} ds_1. \quad (3)$$

Здесь безразмерная функция  $W(\vec{R}_{10}, \vec{\beta}_0)$  описывает распределение электронов по координатам центров вращения  $\vec{R}_{10}$  и начальным скоростям  $\vec{\beta}_0$ ; в гиротроне с цилиндрической геометрией параметры тока  $I_s$ , амплитуды  $F_s$  и фазы  $\psi_s$  мод равны

$$I_s = 0,47 \cdot 10^{-3} I \left( \frac{\beta_{10}^{2(n_s-2)}}{\beta_{10}} \right) \left( \frac{n_s^{n_s+1}}{2^{n_s} n_s!} \right)^2 J_{m_s \pm n_s}^2 \left( 2\pi \frac{R_0}{\lambda} \right) \times \\ \times \left[ J_{m_s}^2(\nu_s) (\nu_s^2 - m_s^2) \int_0^{z_k} |f_s|^2 dz \right]^{-1}, \quad (4)$$

$$F_s = 4 \frac{A_s}{H_0} \beta_{10}^{n_s-4} \frac{n_s^{n_s}}{2^{n_s} n_s!} J_{m_s \pm n_s} \left( 2\pi \frac{R_0}{\lambda} \right), \quad \psi_s = -(m_s \pm n_s) \psi + \alpha_s,$$

где  $I$  - ток пучка в амперах;  $\nu_s$  -  $p$ -й корень уравнения  $J'_{m_s}(\nu) = 0$  для моды  $TE_{m,p,q}$ ;  $A_s$  и  $\alpha_s$  - зависящие от времени [см. (2)] амплитуда и фаза  $s$ -й моды,  $\psi$  - азимутальная координата центра циклотронного вращения электронов, знак "-" в комбинации  $m_s \pm n_s$  соответствует случаю, когда направление вращения электромагнитной волны в резонаторе совпадает с направлением циклотронного вращения электронов, "+" - когда эти направления противоположны. Выражения (4) нетрудно обобщить на случай коаксиальных резонаторов [11].

Самосогласованная система уравнений (1) - (3) справедлива для гиротрона с произвольным количеством мод, имеющих различную пространственную структуру и резонансных с любыми гармониками гирочастоты. Исследование этой системы несколько упрощается из-за того, что в обычных гиротронах характерное время изменения амплитуд мод  $Q/\omega$  значительно превышает время пролета электронов через

резонатор. Это обстоятельство позволяет сначала проинтегрировать уравнение движения (1), полагая постоянными амплитуды мод  $F_s$ , затем вычислить текущие значения  $\Phi_s$  (3) и после этого исследовать с помощью уравнений (2) динамику генератора в пространстве  $F_s, \psi_s$ . Такое исследование, однако, сталкивается со значительными вычислительными затруднениями уже потому, что уравнение движения (1) приходится интегрировать не только при различных фазах влета электрона  $\theta_0 \in [0, 2\pi]$ , но и при различных фазах высокочастотных полей мод  $\psi_s$ , меняющихся за время пролета электронов. Кроме того, фазовое пространство  $F_s, \psi_s$  генератора с произвольной нелинейностью имеет довольно сложную структуру (см., например, в [7] фазовый портрет простейшего двухмодового генератора с жестким самовозбуждением) — его аналитическое исследование в общем случае также представляется затруднительным.

Поэтому ниже ограничимся исследованием взаимодействия трех мод — этот случай представляется достаточно общим (см., например, [12]), поскольку позволяет изучить основные эффекты, обусловленные как энергетическим (несинхронным), так и фазовым (синхронным) взаимодействием мод. Эффекты "насыщения" — зависимость проводимости электронного потока по отношению к полям резонаторных мод — будем учитывать методом последовательных приближений, что дает возможность в простейших системах аналитически проинтегрировать уравнение движения (1) и вычислить  $\Phi_s$  (3). Теорию взаимодействия мод, в которой нелинейные эффекты учитываются методом последовательных приближений, будем называть ниже "квазилинейной".

### КВАЗИЛИНЕЙНЫЕ УРАВНЕНИЯ ТРЕХМОДОВОГО ГИРОТРОНА С КУБИЧНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

При учете влияния суммарного высокочастотного поля  $F_\Sigma = \sum_s f_s F_s e^{i\psi_s}$  на движение электронов методом последовательных приближений величину  $\Omega$  в уравнении (1) можно представить в виде  $\Omega = \sum_k \Omega_k$ , где  $\Omega_k \sim F_\Sigma^k$ , и получить для  $\Omega_k$  в случае резонанса всех мод с основной

гармоникой гирочастоты цепочку уравнений [13]

$$\frac{d a_k}{d \xi} - i(a_k + a_k^*) = i \Psi_k \quad (5)$$

с граничным условием  $a_k(0) = 0$  при  $k \geq 1$ . В уравнении (5) функции  $\Psi_k$  для  $k \leq 3$  равны  $\Psi_1 = F_{\Sigma}^*$ ,  $\Psi_2 = a_1^2 + 2|a_1|^2$ ,

$\Psi_3 = 2(a_1 a_2 + a_1^* a_2^* + a_1 a_2^*) + a_1 |a_1|^2$ , то есть определяются решениями уравнений предыдущих приближений, частота  $\omega_0$  в (5) выбрана равной  $\omega_{H_0}$ . Подстановка решения уравнения (5)

$$a_k = i \int_0^{\xi} \Psi_k d\xi' + \int_0^{\xi} \left[ \int_0^{\xi'} (\Psi_k^* - \Psi_k) d\xi'' \right] d\xi'$$

в выражение (3) позволяет, ограничиваясь учетом кубичной нелинейности, определить величину  $\Phi_s$  в трехмодовом гиротроне в виде

$$\Phi_s = I_s \left\{ \alpha_s - \beta_s F_s^2 - \sum_{s' \neq s} \gamma_{ss'} F_{s'}^2 - \frac{\xi_s}{F_s} \begin{bmatrix} F_3 F_2^2 e^{-i\tilde{\Psi}}, s=1 \\ F_1 F_2 F_3 e^{i\tilde{\Psi}}, s=2 \\ F_1 F_2^2 e^{-i\tilde{\Psi}}, s=3 \end{bmatrix} \right\} \quad (6)$$

Здесь принято, что в пучке отсутствует разброс скоростей и радиусов центров циклотронного вращения (оценка влияния этих факторов на взаимодействие мод дана в статье [14]). Фаза  $\tilde{\Psi}$  в уравнении (6) равна  $\tilde{\Psi} = \psi_1 + \psi_3 - 2\psi_2$  и, следовательно, последний член в (6), отражающий фазовую связь между модами, оказывается существенным [см. определение  $\Psi_s(4)$ ] лишь в условиях синхронного взаимодействия мод:

$$m_1 + m_3 = 2m_2, \quad |\omega_1 + \omega_3 - 2\omega_2| \leq \omega / Q. \quad (7)$$

Коэффициенты  $\alpha_s, \beta_s, \gamma_{ss'}, \xi_s$ , характеризующие соответственно линейные свойства генератора ( $\alpha_s$ ), эффекты насыщения собственным полем ( $\beta_s$ ) и межмодовое амплитудное ( $\gamma_{ss'}$ ) и фазовое ( $\xi_s$ ) взаимодействие, являются функциями продольной структуры полей мод  $f_s(\xi)$  и положения частот мод в полосе циклотронного резонанса - расстройк  $\Delta_s = (2/\beta_D^2)(\omega_s - \omega_{H_0})/\omega_{H_0}$ .

Если ограничиться учетом членов высшего порядка по  $\xi_k \gg 1$  (что в рамках линейной теории [2,8] соответствует пренебрежению линейной группировкой электронов по сравнению с квадратичной), то для коэффициентов  $\alpha, \beta, \gamma, \xi$  получаются выражения:

$$\alpha_s = i \int_0^{k_x} \hat{f}_s^* v_s dZ, \quad \hat{f}_s = f_s e^{i\Omega_s Z}, \quad u_s = \int_0^{k'} \hat{f}_s dZ', \quad v_s = \int_0^{k'} u_s dZ',$$

$$\beta_s = -i \int_0^{k_x} \hat{f}_s^* \left\{ \int_0^{k'} \left[ u_s^* \left( 2 \int_0^{k''} u_s^* dZ'' + v_s^2 \right) - \int_0^{k''} u_s^2 v_s^* dZ'' \right] dZ' \right\} dZ;$$

$$\gamma_{ss'} = -2i \int_0^{k_x} \hat{f}_s^* \left\{ \int_0^{k'} \left[ u_s^* \left( 2 \int_0^{k''} u_s u_{s'} dZ'' + v_s v_{s'} \right) - \int_0^{k''} u_s u_{s'} v_s^* dZ'' \right] dZ' \right\} dZ;$$

$$\xi_{s_1} = -i \int_0^{k_x} \hat{f}_{s_1}^* \left\{ \int_0^{k'} \left[ u_{s_1}^* \left( 2 \int_0^{k''} u_2^2 dZ'' + v_2^2 \right) - \int_0^{k''} u_2^2 v_3^* dZ'' \right] dZ' \right\} dZ; \quad (8)$$

$$\xi_3 = \xi_1 \quad \text{при} \quad 1 = 3;$$

$$\xi_{s_2} = -2i \int_0^{k_x} \hat{f}_{s_2}^* \left\{ \int_0^{k'} \left[ u_2^* \left( 2 \int_0^{k''} u_1 u_3 dZ'' + v_1 v_3 \right) - \int_0^{k''} u_1 u_3 v_2^* dZ'' \right] dZ' \right\} dZ.$$

Таким образом, динамика трехмодового гиротрона описывается уравнениями, получающимися при подстановке (6) в (2);

$$\frac{dF_1}{dt} = F_1 (\sigma_1 - \hat{\beta}'_1 F_1^2 - \hat{\gamma}'_{12} F_2^2 - \hat{\gamma}'_{13} F_3^2) - F_2^2 F_3 (\hat{\xi}'_1 \cos \tilde{\psi} + \hat{\xi}'_1 \sin \tilde{\psi});$$

$$\frac{dF_2}{d\tau} = Q_2 F_2 \left[ \sigma_2 - \hat{\beta}'_2 F_2^2 - \hat{\gamma}'_{21} F_1^2 - \hat{\gamma}'_{23} F_3^2 - F_1 F_3 (\hat{\xi}'_2 \cos \tilde{\psi} - \hat{\xi}''_2 \sin \tilde{\psi}) \right];$$

$$\frac{dF_3}{d\tau} = Q_3 \left[ F_3 (\sigma_3 - \hat{\beta}'_3 F_3^2 - \hat{\gamma}'_{31} F_1^2 - \hat{\gamma}'_{32} F_2^2) - F_1 F_2 (\hat{\xi}'_3 \cos \tilde{\psi} + \hat{\xi}''_3 \sin \tilde{\psi}) \right];$$

$$\frac{d\psi}{d\tau} = \delta - F_1^2 (\hat{\beta}''_1 + Q_3 \hat{\gamma}''_{31} - 2Q_2 \hat{\gamma}''_{21}) - F_3^2 (Q_3 \hat{\beta}''_3 + \hat{\gamma}''_{13} - 2Q_2 \hat{\gamma}''_{23}) + F_2^2$$

$$\begin{aligned} & (2Q_2 \hat{\beta}''_2 - \hat{\gamma}''_{12} - Q_3 \hat{\gamma}''_{32}) - \frac{F_3}{F_1} F_2^2 \operatorname{Im}(\hat{\xi}_1 e^{-i\tilde{\psi}}) - Q_3 \frac{F_1}{F_3} F_2^2 \operatorname{Im}(\hat{\xi}_3 e^{-i\tilde{\psi}}) + \\ & + 2Q_2 F_1 F_3 \operatorname{Im}(\hat{\xi}_2 e^{i\tilde{\psi}}). \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь  $\tau = I_1 \Sigma_k^3 \cdot 10^{-2} \omega_{H_0} t$  — медленное время, коэффициенты  $Q_{2,3} = I_{2,3}/I_1$  характеризуют различия в эффективных импедансах связи электронов с полями различных мод, параметр  $\sigma_s = \frac{10^2}{\Sigma_k^3} \left( \alpha'_s - \frac{1}{2I_s Q_s} \right)$  характеризует превышение тока пучка стартового значения, в (9) коэффициенты  $\beta, \gamma, \xi$ , определенные выражениями (8), отнормированы на  $\Sigma_k^3 \cdot 10^{-2}$ , т.е.  $\hat{\beta} = \beta \cdot 10^2 \Sigma_k^{-3}$ ;  $\delta = \frac{10^2}{\Sigma_k^3} \left( \frac{\omega_1 + \omega_3 - 2\omega_2}{\omega_{H_0} I_1} + \alpha''_1 + Q_3 \alpha''_3 - 2Q_2 \alpha''_2 \right)$ .

## АМПЛИТУДНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЭКВИДИСТАНТНЫХ МОД

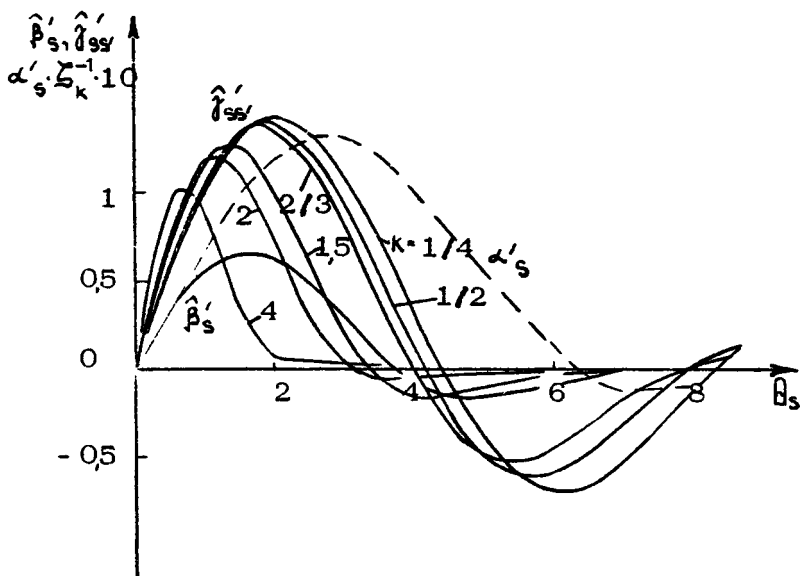
Как следует из анализа спектра собственных частот мод круглого волновода, отрезок которого обычно используется в качестве резонатора гиротрона, по мере увеличения радиуса резонатора первыми по соседству оказываются моды, различающиеся и азимутальными, и радиальными индексами. Совокупность таких мод образует неэквидистантный спектр частот и, следовательно, их одновременное возбуждение приводит к чисто амплитудному взаимодействию между модами.

Механизм амплитудного взаимодействия между модами может быть рассмотрен в рамках двухмодовой модели, поскольку появление третьей моды в данном случае (в отличие от системы с фазовой связью мод) ничего принципиально нового не дает. Фазовый портрет двухмодового генератора, как известно [12], определяется соотношениями между коэффициентами  $\beta'_s, \gamma'_{ss'}$ : при  $\gamma'_{ss'} \gamma'_{s's} > \beta'_s \beta'_{s'}$  между модами имеет место "сильная" связь, в результате которой в генераторе устанавливаются колебания первоначально возбужденной моды. Когда разброс собственных частот мод гиротрона мал по сравнению с полосой циклотронного резонанса ( $\Delta_s \approx \Delta_{s'} \approx \Delta$ ), между коэффициентами  $\beta_s, \gamma_{ss'}, \xi_s$ , как следует из выражений (8), выполняется соотношение

$$\gamma = \xi_2 = 2\xi_{1,3} = 2\beta, \quad (10)$$

то есть устойчивы одномодовые колебания.

Для гиротрона с простейшим — однородным — продольным распределением высокочастотного поля резонатора ( $f(\xi) = \xi_k^{-1}$  при  $0 \leq \xi \leq \xi_k$ ) зависимость коэффициентов  $\alpha'_s, \beta'_s, \gamma'_{ss'}$  от угла пролета  $\theta_s = \Delta_s \xi_k$ , характеризующая дисперсионные свойства генератора, показана на рис.1, где приведены графики  $\gamma'_{ss'}(\theta_s)$  при различных значениях отношения  $\kappa = \theta_{s'}/\theta_s = (\omega_{s'} - \omega_{H0})/(\omega_s - \omega_{H0})$ . Как видно из рис.1, при достаточно большом разnose частот возможна ситуация, когда коэффициент  $\beta'_s$  является положительным, а коэффициент  $\gamma'_{ss'}$  — отрицательным. При этом, как следует из уравнения для  $F_s(\theta)$ ,



Р и с. 1. Зависимость коэффициентов  $\alpha'_s$ ,  $\beta'_s$ ,  $\hat{\gamma}'_{ss'}$  от угла пролета  $\theta_s$

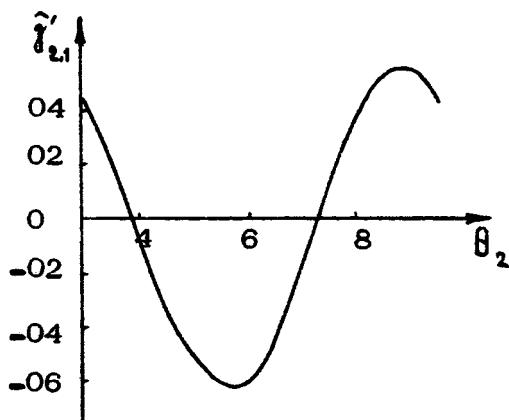
появление колебаний моды  $S'$  способствует возбуждению колебаний  $S$ -й моды. Этот эффект [15], обусловленный соседством зон положительной и отрицательной реабсорбции когерентного излучения в электронных лазерах с близким к эквидистантному энергетическому спектру, отсутствовал в лазерах, имеющих существенно неэквидистантный энергетический спектр активного вещества (и, в силу этого, существенно разнесенные по частоте зоны поглощения и усиления). Его можно интерпретировать также простыми кинематическими соображениями, а именно: в данном случае поле моды  $S'$  группирует электроны таким образом, что образовавшийся сгусток оказывается в тормозящей фазе по отношению к волновому рельефу поля  $S$ -й моды. В качестве примера на рис.2 показана зависимость коэффициента  $\hat{\gamma}'_{21}$  от угла пролета  $\theta_2$ , построенная в предположении, что угол пролета первой моды  $\theta_1$  равен  $\pi$  (при этом стартовый ток первой моды близок к минимальному). Как следует из рис.2, коэффициент  $\hat{\gamma}'_{21}$  отрицателен в широкой зоне углов пролета



$3,85 \leq \theta_2 \leq 7,3$ . Условие самовозбуждения второй моды, имевшее в невозбужденном генераторе вид  $\sigma_2 > 0$ , при генерации первой моды выглядит как

$$\sigma_2 - \hat{\gamma}'_{21} F_1^2 = \sigma_2 - (\hat{\gamma}'_{21} / \hat{\beta}'_1) \sigma_1 > 0 \quad *).$$

Данное условие позволяет оценить, какие различия в добротностях и импедансах связи электронов с полями мод [см. (4)] нужно создать для того, чтобы из двух мод с известным разном частот одна генерировала устойчиво при определенном положении ее частоты в зоне циклотронного резонанса.



Р и с. 2. Зависимость коэффициента  $\hat{\gamma}'_{21}$ , характеризующего влияние первой моды на вторую; от угла пролета  $\theta_2$  ( $\theta_1 = \pi$ )

Таким образом, если амплитудное взаимодействие близких по частоте мод носит характер конкуренции, в ходе которой "выживает" первоначально возбуждавшаяся мода, то во взаимодействии значительно разнесенных по частоте мод

\* ) Устойчивость одномодовых колебаний в гиротроне с произвольной нелинейностью, работающем на разных гармониках гирочастоты, исследовалась в работах [16,17].

преимущества имеет более высокочастотная мода \*). Заметим, что при работе в импульсном режиме эта мода также возбуждается первой, поскольку с ростом напряжения циклотронная частота электронов убывает. Следовательно, при выборе рабочего типа колебаний особое внимание следует обращать на то, чтобы поблизости в спектре отсутствовали более высокочастотные паразитные моды.

### АМПЛИТУДНО-ФАЗОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭКВИДИСТАНТНЫХ МОД

Спектр собственных частот мод, различающихся только одним из поперечных индексов, в круглом волноводе, как известно, близок к эквидистантному. Так, например, для мод шепчущей галереи  $TE_{m,p}$  ( $m \gg p \sim 1$ ), различающихся только азимутальными индексами  $m$ , неэквидистантность спектра равняется

$$\left| \frac{\omega_1 + \omega_3 - 2\omega_2}{\omega_2} \right| \approx \frac{2}{9} \frac{|t_p|}{m^3} \left( \frac{m}{2} \right)^{1/3} \quad (11)$$

(здесь собственные числа  $\nu_{m,p}$  мод шепчущей галереи представлены в виде [18]  $\nu_{m,p} \approx m - t_p (m/2)^{1/3}$ , где  $t_p$  -  $p$ -й корень уравнения  $\nu'(t) = 0$ ,  $\nu$  - функция Эйри). Как следует из (11), при  $p \sim 1$  ( $|t_1| = 1,02$ ,  $|t_2| = 3,25$ ),  $m \gg 10 + 15$  и добротности мод порядка  $10^3$  неэквидистантность спектра мала по сравнению с шириной резонансной кривой каждой моды, которая, в свою очередь, значительно уже полосы циклотронного резонанса. В таких условиях, очевидно, наряду с амплитудным важную роль играет и фазовое взаимодействие мод, поскольку условия (7) выполняются.

В случае близких по частоте мод, когда выполняется соотношение (10) и неэквидистантностью спектра можно пренебречь, система уравнений (9) при равных добротностях мод ( $Q_1 = Q$ ) определяет следующие состояния равновесия генератора [19]:

---

\* ) Разбиение плоскости параметров  $\beta_1, \beta_2$  на области с различным видом фазового пространства приведено в статье [15].

- одномодовые колебания любой из мод с интенсивностью  $F_5^2 = \sigma / \hat{\beta}'$ ;

- двухмодовые колебания боковых мод в отсутствие центральной моды  $F_1^2 = F_3^2 = \sigma / 3\hat{\beta}'$ ,  $F_2 = 0$ ;

- симметричные синфазные трехмодовые колебания  $\hat{\psi} = 0$ ,  $F_2^2 = \sigma / 5\hat{\beta}'$ ,  $F_1^2 = F_3^2 = (2/15)(\sigma / \hat{\beta}')$ ;

- несимметричные противофазные трехмодовые колебания  $\hat{\psi} = \pi$ ,  $F_2^2 = \sigma / 5\hat{\beta}'$ ,  $F_1^2 = \frac{3 \pm \sqrt{5}}{10} \frac{\sigma}{\hat{\beta}'}$ ,  $F_3^2 = \frac{3 \mp \sqrt{5}}{10} \frac{\sigma}{\hat{\beta}'}$ .

Анализ устойчивости этих состояний равновесия показывает, что все многомодовые состояния являются неустойчивыми, а характеристическое уравнение четвертого порядка, определяющее устойчивость одномодовых колебаний, имеет три корня с отрицательной действительной частью и четвертый, равный нулю. Последнее означает, что при одномодовой генерации, например, центральной моды система безразлична к появлению боковых мод с малыми амплитудами  $F_1 = F_3$  и разностной фазой  $\hat{\psi} = \pi$ . Этот результат позволяет условно характеризовать одномодовые состояния равновесия как устойчивые. Такое определение подтверждается результатами численного исследования системы уравнений (9) при соотношении (10) между коэффициентами  $\beta, \gamma, \xi$  - поскольку в уравнениях (9) для  $F_{1,3}$  учитываются эффекты насыщения собственными полями мод, в системе устанавливаются колебания второй (центральной) моды. Тем не менее условный характер устойчивости одномодовых колебаний, по-видимому, может меняться при слабом изменении параметров системы.

Очевидным фактором, влияющим на устойчивость, может быть различие в добротностях мод. Если за счет каких-либо способов электродинамической селекции мод добротность боковых мод окажется меньше добротности центральной моды, так что в невозбужденном генераторе для второй моды будут выполняться условия самовозбуждения, а для первой и третьей - не будут ( $G_2 > 0, G_{1,3} < 0$ ), то при  $\xi_{1,3}'' = \beta'' \gg \beta'$ , то есть когда реактивная нелинейность превалирует над активной, оказывается возможной стабилизация роста второй моды за счет модуляционной неустойчивости, приводящей к появлению боковых сателлитов. В такой ситуации, как пока-

зано в [20], где исследована модуляционная неустойчивость в неравновесной диссипативной среде, в зависимости от соотношения между инкрементом центральной  $\sigma_2$  и декрементом боковых  $\sigma_{1,3}$  мод наряду с одномодовыми колебаниями центральной моды возможны устойчивые автомодуляционные режимы, в которых амплитуды всех трех мод и разностная фаза  $\tilde{\psi}$  приходят к стационарным значениям, режимы с периодическим изменением модуляции и стохастические колебания.

Другим фактором, нарушающим устойчивость одномодовых колебаний, может явиться дисперсия нелинейности электронного потока. Поскольку в общем случае (при разности частот мод на величину порядка полосы циклотронного резонанса) дисперсию нелинейности в уравнениях (9) характеризует много коэффициентов, уместно сначала учесть влияние дисперсии нелинейности методом возмущений. Для этой цели в выражениях (8), определяющих коэффициенты системы (9), расстройку между частотами мод  $\hat{\delta} = \Delta_3 - \Delta_2 = \Delta_2 - \Delta_1$  можно считать малым параметром. При этом для мод с одинаковой продольной структурой выражения (8) сводятся к следующим:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \alpha_{(0)} - \hat{\delta} \alpha_{(1)} - \hat{\delta}^2 \alpha_{(2)}, \quad \alpha_3 = \alpha_{(0)} + \hat{\delta} \alpha_{(1)} - \hat{\delta}^2 \alpha_{(2)}, \quad \alpha_{(0)} = \alpha_2, \\ \gamma_{12} &= 2\beta_{(0)} + \hat{\delta} \gamma_{(1)} + \hat{\delta}^2 \gamma_{(2)}, \quad \gamma_{32} = 2\beta_{(0)} - \hat{\delta} \gamma_{(1)} + \hat{\delta}^2 \gamma_{(2)}, \quad \beta_{(0)} = \beta_2, \\ \xi_1 &= \beta_{(0)} + \hat{\delta} \xi_{(1)} + \hat{\delta}^2 \xi_{(2)}, \quad \xi_3 = \beta_{(0)} - \hat{\delta} \xi_{(1)} + \hat{\delta}^2 \xi_{(2)} \quad \text{и т.п.}, \end{aligned} \quad (12)$$

где все коэффициенты зависят только от  $f(\xi)$  и  $\theta = \theta_2$ .

В данном случае характеристическое уравнение, определяющее устойчивость колебаний центральной моды  $F_2 = \sigma_2 / \beta'_2$  относительно появления боковых мод - сателлитов с разностной фазой  $\tilde{\psi} = \pi$  (данное состояние, как следует из последнего уравнения системы (9), является устойчивым по фазе), имеет вид:

$$\rho^2 - \rho \left[ \sigma_1 + \sigma_3 - \frac{\sigma_2}{\beta'_2} (\hat{\gamma}'_{12} + \hat{\gamma}'_{32}) \right] + \left( \frac{\sigma_2}{\beta'_2} \right)^2 \times$$

$$\times \left\{ \left( \hat{\gamma}'_{32} - \frac{\hat{\beta}'_2}{\sigma_2} \sigma_3 \right) \left( \hat{\gamma}'_{12} - \frac{\hat{\beta}'_2}{\sigma_2} \sigma_1 \right) - \hat{\Sigma}'_1 \hat{\Sigma}'_3 \right\} = 0.$$

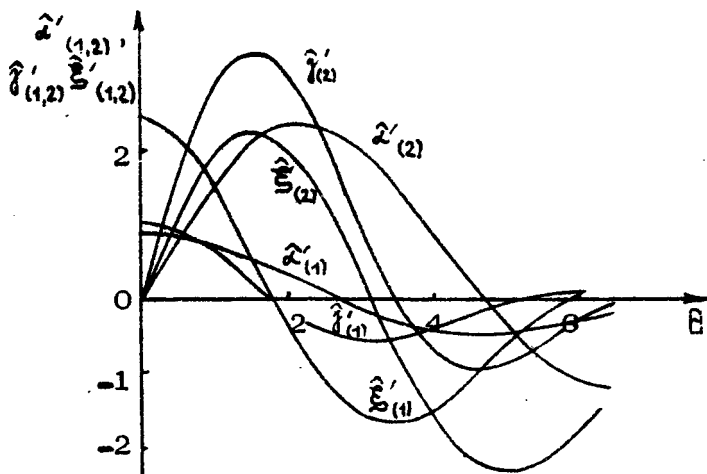
Выражение в квадратных скобках в пренебрежении членами порядка  $\delta^2$  отрицательно и, следовательно, устойчивость колебаний зависит только от знака выражения в фигурных скобках, которое с учетом (12) пропорционально

$$\delta^2 \left[ 2\beta'_2 \left( \gamma'_{(2)} + \beta'_2 \frac{\alpha'_{(2)}}{\sigma_2^0} \right) - \left( \gamma'_{(1)} + \beta'_2 \frac{\alpha'_{(1)}}{\sigma_2^0} \right)^2 - 2\beta'_2 \Sigma'_{(2)} + \Sigma'^2_{(1)} \right],$$

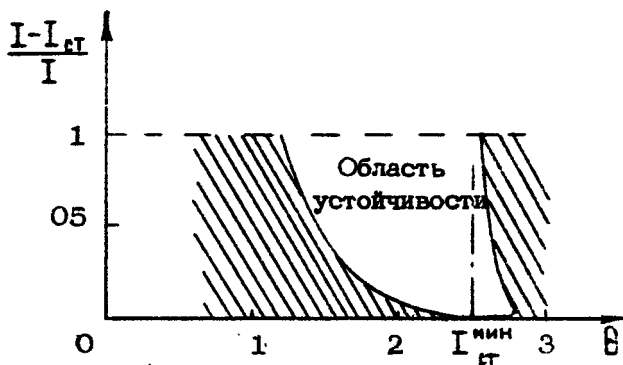
где  $\sigma_2^0 = \alpha'_2 - (2I_2 Q_2)^{-1}$ .

Графики зависимости коэффициентов  $\alpha'_{(1,2)}$ ,  $\gamma'_{(1,2)}$ ,  $\Sigma'_{(1,2)}$  (выражения для которых здесь не приводятся ввиду их громоздкости) от угла пролета  $\theta = \Delta_2 \xi_k$  для гиротрона с однородной продольной структурой высокочастотного поля всех трех мод представлены на рис.3. В соответствии с этими графиками на рис.4 показана область устойчивости одномодовых колебаний центральной моды в плоскости параметров, характеризующих положение мод в полосе циклотронного резонанса и превышение током пучка стартовых значений (добротности мод одинаковы). Как следует из рис.4, одномодовые колебания центральной моды остаются устойчивыми лишь в относительно небольшой зоне углов пролета, в которой величина стартового тока близка к минимальной (значение угла пролета, при котором стартовый ток минимален, показано на рис.4 штрих-пунктирной линией). Таким образом, в ситуации, которая в условиях несинхронного взаимодействия мод характеризовалась конкуренцией мод (первоначально возбуждавшаяся мода генерировала устойчиво, в результате фазовой связи между эквидистантными модами в зоне, заштрихованной на рис.4, одномодовые колебания центральной моды теряют свою устойчивость \*). При этом амплитуда централь-

\* Аналогичная задача решена в [21] для "клистронной" модели гиротрона, в которой высокочастотное поле модулирует электронный поток в первом узком зазоре, а во втором узком зазоре высокочастотное поле отбирает энергию у сгруппировавшихся электронов.



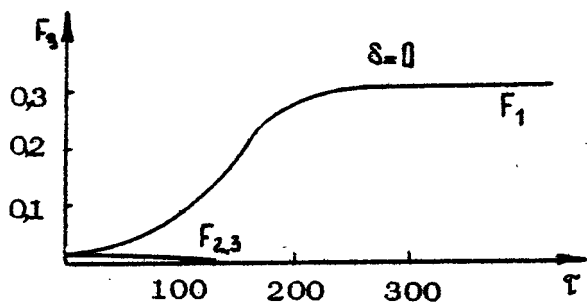
Р и с. 3. Зависимость коэффициентов  $\alpha'_{(1)} = \alpha'_{(1)} \xi_K^{-2}$ ,  $\alpha'_{(2)} = \alpha'_{(2)} \xi_K^{-3}$ ,  $(\beta'_{(1)}, \delta'_{(1)}) = (\beta'_{(1)}, \delta'_{(1)}) \xi_K^{-4}$ ,  $(\beta'_{(2)}, \delta'_{(2)}) = (\beta'_{(2)}, \delta'_{(2)}) \xi_K^{-5}$ , характеризующих дисперсионные свойства гиротрона при малом разное частот мод, от угла пролета центральной моды



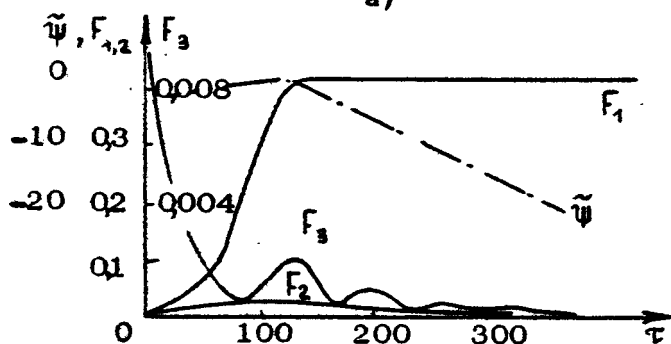
Р и с. 4. Область устойчивости одномодовых колебаний центральной моды в гиротроне с синхронным взаимодействием мод

вой моды убывает, а начинает расти преимущественно амплитуда моды с меньшим стартовым током. Поскольку, в принципе, в подобном генераторе число мод в полосе циклотронного резонанса велико, такой каскадный процесс завершается установлением колебаний моды, попавшей в зону устойчивости (незаштрихованная область на рис.4).

Для того чтобы ответить на вопрос о динамике генератора с произвольно разнесенными по частоте модами, приходится прибегать к численному интегрированию уравнений (9). В качестве примера на рис.5 представлены результаты

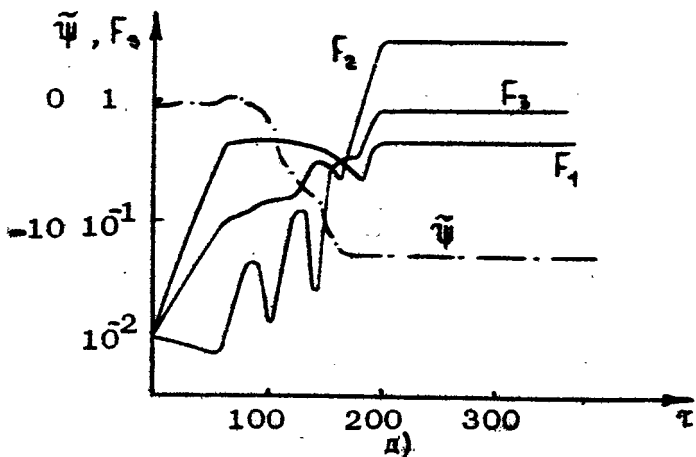
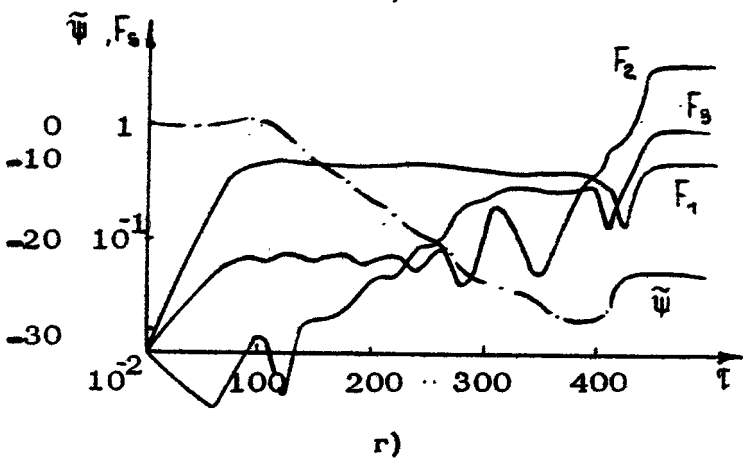
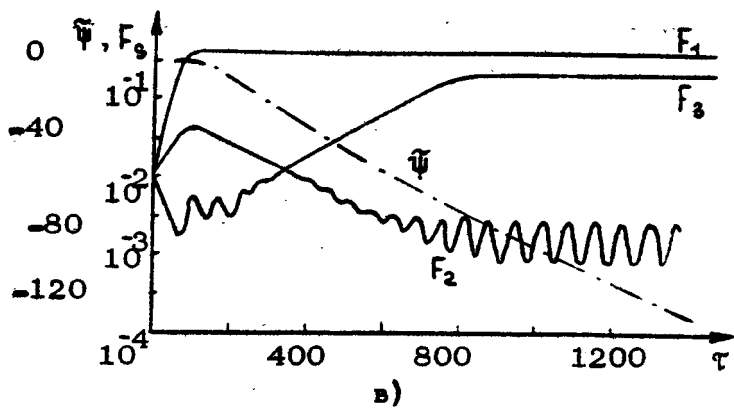


а)

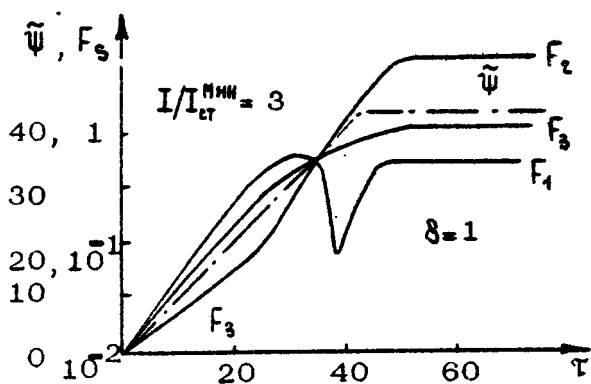


б)

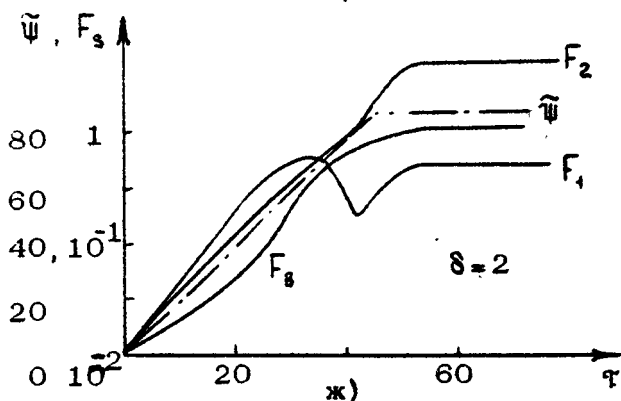
Р и с. 5. Установление колебаний в трехмодовом гиротроне с синхронным взаимодействием мод (см. также с. 163-164)







e)



Р и с. 5 (окончание)

интегрирования уравнений (9) для гиротрона, в котором углы пролета трех мод с однородной продольной структурой высокочастотного поля соответственно равны  $\theta_1 = \pi$ ,  $\theta_2 = (7/6)\pi$ ,  $\theta_3 = (4/3)\pi$  (численные значения всех коэффициентов системы (9) для данных величин  $\theta_{1,2,3}$  приведены в [1,22]). При слабом превышении током пучка пороговых значений (рис.5,а  $I/I_{CT}^{мин} = 1,1$ ,  $\delta = 0$ ) в системе возбуждаются устойчивые колебания первой моды, имеющей самый низкий стартовый ток. При  $I/I_{CT}^{мин} = 1,2$  (рис.5,б) амплитуда первой моды возрастает настолько, что в колебаниях третьей, "затухающей" моды возникают ( $\gamma'_{31} < 0$ ) пульсации амплитуды (при этом из-за конкуренции первая мода подавляет вторую, начальные амплитуды всех мод заданы одинаковыми). Затем

при  $I/I_{\text{гт}}^{\text{мин}} = 1,25$  благодаря фазовой связи колебания первой и третьей мод начинают "поддерживать" вторую, которая выходит на режим с осциллирующей амплитудой (рис. 5, в). Наконец, при  $I/I_{\text{гт}}^{\text{мин}} = 1,3$  и выше (рис. 5, г, д) интенсивные межмодовые биения завершаются установлением трехмодовых колебаний с определенными амплитудами и разностью фаз  $\tilde{\psi}$  - наступает взаимная синхронизация мод. Аналогичное поведение наблюдается и при других расстройках (рис. 5, е, ж). Таким образом, благодаря третьей моде, роль которой в данном случае можно сопоставить с ролью насыщающегося поглотителя, используемого для синхронизации мод в ОКГ, конкуренция между двумя первыми ("активными") модами перестает быть основным механизмом нелинейного взаимодействия мод.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развитая теория позволяет оценить требования к спектру собственных частот резонатора, при выполнении которых можно рассчитывать на генерацию одномодовых колебаний рабочей моды. Теория также описывает ряд нелинейных эффектов, возникающих в результате взаимодействия мод в гиротронах (и прочих электронных лазерах). Следует, однако, отметить, что развитые "квазилинейные" методы могут оказаться недостаточными для описания генераторов с более сложной нелинейностью. Так, например, для описания генераторов с "жестким" самовозбуждением (область углов пролета, в которой коэффициент  $\beta'$  отрицателен, см. рис. 1) в выражении для  $\Phi_S(3)$  необходим учет членов следующего порядка по  $F_{\Sigma}^2$  по сравнению с уравнением (6). Динамика генераторов с низкодобротными резонаторами, в которых амплитуды мод успевают заметно измениться за время пролета электронов через резонатор, также может рядом эффектов отличаться от описанной выше (см., например, [23], где исследована зависимость динамики резонансной ЛБВ от добротности резонатора). В тех случаях, когда в генераторе одновременно возбуждается большое число мод, более адекватным является пространственно-временной подход (без разложения высокочастотного поля по собственным модам резонатора, см., например,

[24]), однако и в данном случае анализ взаимодействия ограниченного числа мод нередко позволяет понять причину эффектов, наблюдаемых в численных экспериментах.

### Л и т е р а т у р а

1. Nusinovich G.S. Mode Interaction in Gyrotrons. - Int. Journal of Electronics, 1981, v.51, N4, p.457.
2. Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике. - Изв. вузов. Радиофизика, 1967, т.10, №9-10, с.1414.
3. Моисеев М.А., Нусинович Г.С. Некоторые результаты численных исследований уравнений гиротрона. (В наст. сборнике, с. 41).
4. Братман В.Л., Моисеев М.А., Петелин М.И. Теория гиротронов с низкодобротными электродинамическими системами. (В наст. сборнике с.122).
5. Власов С.Н., Орлова И.М., Петелин М.И. Резонаторы гиротронов и электродинамическая селекция мод. (В наст. сборнике, с.62).
6. Gaponov A.V., Flyagin V.A., Gol'denberg A.L. et al. Powerful Millimetre-Wave Gyrotrons. - Int. Journal of Electronics, 1981, v.51, N4, p.277.
7. Моисеев М.А., Нусинович Г.С. К теории многомодовой генерации в гиromoнотроне. - Изв. вузов. Радиофизика, 1974, т.17, №11, с.1709.
8. Гапонов А.В. Релятивистское дисперсионное уравнение для волноводных систем с винтовыми и трохoidalными электронными потоками. - Изв. вузов. Радиофизика, 1961, т.4, №3, с.547.
9. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С. К теории релятивистского гиротрона. - Письма в ЖТФ, 1977, т.3, №18, с.961.
10. Вайнштейн Л.А. Общая теория резонансных электронных автогенераторов. - В кн.: Электроника больших мощностей. М.: Наука, 1969, вып.6, с.84.

11. Власов С.Н., Загрядская Л.И., Орлова И.М. Открытые коаксиальные резонаторы для гиротронов. - Радиотехника и электроника, 1976, т.21, №7, с.1485.
12. Лэмб У. Теория оптических мазеров. - В кн.: Квантовая оптика и квантовая радиофизика. М.: Мир, 1966, с.281.
13. Зарницына И.Г., Нусинович Г.С. О конкуренции произвольно разнесенных по частоте мод в гиromонотроне. - Изв. вузов. Радиофизика, 1975, т.18, №2, с.303.
14. Нусинович Г.С. О многомодовых режимах в МЦР-генераторах. - Изв.вузов. Радиофизика, 1976, т.19, №12, с.1875.
15. Нусинович Г.С. Возможная причина возникновения многомодовых колебаний в электронных мазерах. - Изв. вузов. Радиофизика, 1981, т.24, №8, с.1043.
16. Зарницына И.Г., Нусинович Г.С. Об устойчивости одномодовых автоколебаний в гиromонотроне. - Изв. вузов. Радиофизика, 1974, т.17, №12, с.1858.
17. Зарницына И.Г., Нусинович Г.С. Конкуренция мод, резонансных с разными гармониками циклотронной частоты, в гиromонотронах. - Изв. вузов. Радиофизика, 1977, т.20, №3, с.461.
18. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Сов. радио, 1966, гл.5.
19. Нусинович Г.С. Взаимодействие мод в лазерах на свободных электронах. - Письма в ЖТФ, 1980, т.6, №14, с.848.
20. Рабинович М.И., Фабрикант А.Л. Стохастическая авто-модуляция волн в неравновесных средах. - ЖЭТФ, 1979, т.77, №2(8), с.617.
21. Gaponov A.V., Petelin M.J., Flyagin V.A. Achievements and Problems of Relativistic High-Frequency Electronics: Reports on X European Conf. on Plasma Physics. M., 1981, v.2
22. Блякман Л.Г., Нусинович Г.С. Динамика многомодовых электронных мазеров. - Радиотехника и электроника, 1982, т.27, №5.
23. Четвериков А.П. Теоретическое исследование нестационарных процессов и автоколебаний в электродинамических структурах с активной средой в виде релятивистского электронного потока. Канд. дис. Саратов, СГУ, 1981.

24. Bogomolov Ya.L., Bratman V.L., Ginzburg N.S., Peielin M.I., Yunakovsky A.D. Nonstationary generation in free electron lasers. - Optics Comm., 1981, v.36, N3, p.209.

# ТЕОРИЯ ГИРОТРОНОВ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

Г.С.Нусинович, Т.Б.Панкратова

## ВВЕДЕНИЕ

К настоящему моменту времени в диапазоне частот от 30 до 100 Гц созданы высокоэффективные (с КПД 30–50%) гиротроны, генерирующие электромагнитное излучение мощностью  $10^5$ – $10^6$  Вт [1–3]. Параметры таких гиротронов выбираются в соответствии с результатами нелинейной теории (см., например, [4–7]), позволяющей определить при заданном напряжении и токе пучка оптимальные для электронного КПД добротность и длину резонатора.

С укорочением рабочей длины волны  $\lambda$  "в игру" вступают обстоятельства, не учитываемые данной теорией, а именно: во-первых, уменьшается плотность тока, приходящаяся на элементарную ячейку взаимодействия, размеры которой пропорциональны  $\lambda^2$ , а во-вторых, возрастают омические потери высокочастотной мощности в стенках резонатора. Уменьшение плотности тока  $j$ , как следует из уравнения баланса

$$\eta_{эл} UI = \frac{\omega}{Q} A^2 V, \quad (1)$$

определяющего для режима стационарной генерации равенство мощности, отдаваемой электронным пучком полю резонатора,

и мощности высокочастотных потерь, приводит к уменьшению амплитуды автоколебаний  $\Lambda$  (в уравнении (1)  $\eta_{ЭЛ}$  - электронный КПД,  $U$  и  $I = j S_{ЭЛ}$  - напряжение и ток пучка,  $S_{ЭЛ}$  - площадь его поперечного сечения,  $V$  - объем резонатора,  $\omega$  и  $Q$  - частота и добротность рабочей моды). Когда амплитуда автоколебаний оказывается меньше оптимальной величины, электронный КПД убывает.

Увеличение омических потерь, в свою очередь, приводит к тому, что выходной КПД гиротрона

$$\eta_{\text{Вых}} = \left(1 - \frac{Q}{Q_{\text{ОМ}}}\right) \eta_{\text{ЭЛ}} \quad (2)$$

оказывается меньше электронного  $\eta_{\text{ЭЛ}}$ ; здесь добротность

$$Q = \frac{Q_{\text{ДИФ}} Q_{\text{ОМ}}}{Q_{\text{ДИФ}} + Q_{\text{ОМ}}} \quad (3)$$

определяется омическими и дифракционными потерями ( $Q_{\text{ОМ}}$  - омическая добротность,  $Q_{\text{ДИФ}}$  - дифракционная добротность отрезка волновода, играющего роль открытого резонатора). В таких условиях уменьшение дифракционной добротности по сравнению с оптимальной для электронного КПД величиной может дать выигрыш в выходном КПД (2) из-за снижения отношения  $Q/Q_{\text{ОМ}}$  [8].

Указанные обстоятельства обуславливают специфику оптимального выбора параметров гиротронов субмиллиметрового диапазона длин волн в импульсном режиме. Для гиротронов субмиллиметрового и коротковолновой части миллиметрового диапазона, работающих в непрерывном и квазинепрерывном (импульсы длительностью свыше 0,1 с) режимах, основным фактором, ограничивающим выходную мощность, является разогрев стенки резонатора, вызванный омическими потерями высокочастотной мощности [9]. Этот фактор может быть существенным даже при относительно малой величине омических потерь (при  $Q_{\text{ДИФ}} \ll Q_{\text{ОМ}}$ ). Принципиальные закономерности поведения гиротрона с укорочением длины волны исследованы в работе [9]; в настоящей статье более детально анализируются характеристики работающего на основной и второй гармониках циклотронной частоты гиротрона с

гауссовой продольной структурой высокочастотного поля о. крытого резонатора.

## ТЕОРИЯ ИМПУЛЬСНЫХ ГИРОТРОНОВ

Гиротрон с большой плотностью тока. В гиротроне с относительно большой плотностью тока при укорочении длины волны раньше становятся существенными омические потери, понижающие выходной КПД (при этом амплитуда автоколебаний еще может быть оптимальной по КПД). В такой ситуации оптимальные параметры гиротрона следует определять с помощью нелинейных уравнений гиротрона [4-6, 10], дополненных выражением для выходного КПД (2).

"Поперечный" электронный КПД  $\eta_{\perp}$ , характеризующий долю вращательной энергии электронов, отданную полю резонатора, как известно [10], зависит от трех приведенных параметров: расстройки циклотронного резонанса  $\Delta = \frac{2}{\beta_{\perp}^2} \frac{\omega - n\omega_{H0}}{\omega}$ , параметра неизохронности  $\mu = \frac{2\pi}{\beta_{\perp}^2} (\beta_{\perp}^2/\beta_{\parallel}) (L/\lambda)$ , пропорционального длине резонатора  $L$  ( $\beta_{\perp} = v_{\perp}/c$ ) и параметра тока, который для открытого резонатора с близкой к гауссовой продольной структурой  $f(x) = e^{-x^2} [-(2x/L)^2]$  высокочастотного поля моды  $TE_{m,p}$  равен [6]

$$I_0 = 0,24 I Q \cdot 10^{-3} \left( \pi \frac{\beta_{\perp}}{\beta_{\parallel}} \right)^{2(3-n)} \left( \frac{L}{\lambda} \right)^{5-2n} G, \quad (4)$$

где  $I$  - ток пучка в амперах, фактор  $G = \left( \frac{n^n / 2^n n!}{m-n} \right)^2 \left( 2\pi \frac{R_0}{\lambda} \right)^2 \times [(\nu^2 - m^2) J_m^2(\nu)]^{-1}$  определяется выбором рабочей моды ( $\nu = 2\pi R/\lambda$  -  $p$ -й корень уравнения  $J'_m(\nu) = 0$ ,  $R$  - радиус резонатора) и радиусом центров циклотронного вращения электронов  $R_0$ . В данном случае параметр тока целесообразно представить в виде комбинации

$$I_0 = \hat{I} \frac{Q}{Q_{0n}} \mu^{5-2n} = \frac{\alpha}{1 + C \mu^2} \mu^{7-2n}, \quad (5)$$



в которой параметр  $\alpha = 0,24 \cdot 10^{-3} I \beta_{\parallel} \beta_{\perp}^{2(s-4)} \alpha \beta$  пропорционален току пучка, а параметр  $\zeta = \frac{4}{\pi} \beta_{\parallel}^2 \beta_{\perp}^{-4} \alpha Q_{\text{ом}}^{-1}$  зависит от омической добротности, коэффициент  $\alpha$  характеризует превышение дифракционной добротности над минимальной величиной [11]

$$Q_{\text{диф}} = \frac{Q_{\text{диф}}^{\text{мин}}}{1 - |R_1 R_2|} \approx 4\pi \alpha \left(\frac{L}{\lambda}\right)^2. \quad (6)$$

С помощью принятых обозначений выходной КПД (2) выражается как

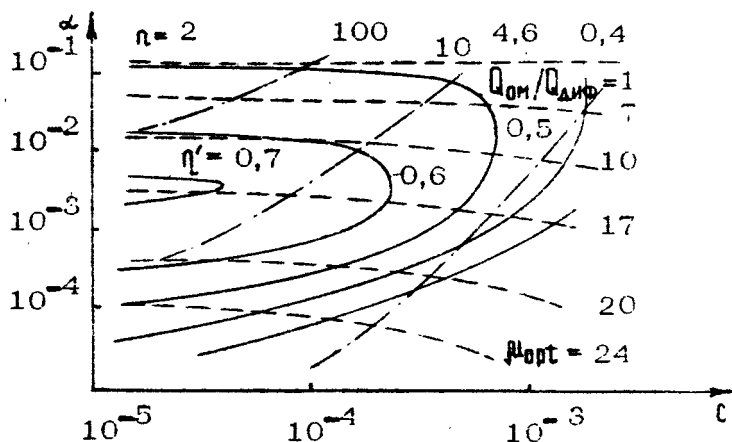
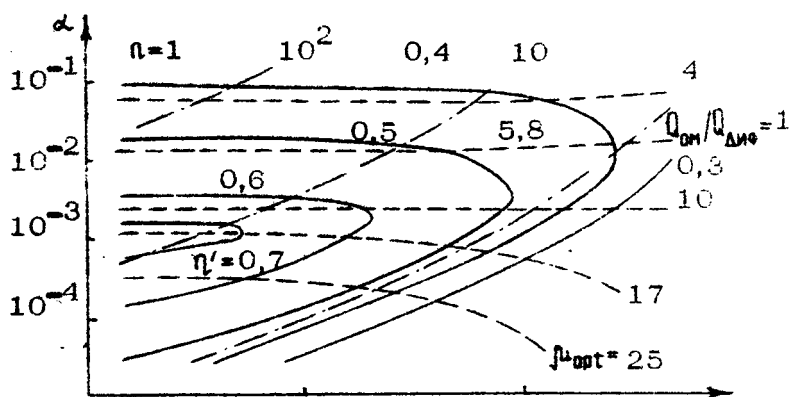
$$\eta_{\text{вых}} = \frac{\beta_{\perp}^2}{\beta_{\perp}^2 + \beta_{\parallel}^2} \frac{1}{1 + [\mu]^2} \eta_{\perp}(\alpha, \zeta, \Delta, \mu), \quad (7)$$

здесь величина  $\beta_{\perp}^2 / (\beta_{\perp}^2 + \beta_{\parallel}^2)$  характеризует отношение энергии вращательного движения частиц ко всей кинетической энергии.

Результаты расчетов \*) в которых для гиротрона с гауссовой продольной структурой высокочастотного поля определены оптимальные для данных значений  $\alpha$  и  $\zeta$  параметры  $\Delta$ ,  $\mu$ , представлены на рис. 1, а, б. На рис. 1, а приведены результаты расчетов для случая основного циклотронного резонанса, на рис. 1, б - при работе на второй гармонике гирочастоты; сплошными линиями показаны линии равных значений "поперечного" КПД, отнормированного на величину омических потерь ( $\eta' = \eta_{\perp} / (1 + [\mu]^2)$ ). При  $\zeta \rightarrow 0$  ( $Q_{\text{ом}} \rightarrow \infty$ ) результаты асимптотически переходят в данные работы [6], полученные без учета омических потерь, если в [6] для заданной величины параметра тока  $I_0$  подбирать оптимальным параметр неизохронности  $\mu$ .

Гиротрон с малой плотностью тока [8]. Для того чтобы при относительно небольшой плотности тока добиться эффективной фазовой группировки частиц в поле относительно малой амплитуды, целесообразно увеличивать длину резонатора, поскольку фазовая группировка частиц, обусловленная релятивистской зависимостью циклотронной частоты электронов

\*) Данные расчеты проведены В.С.Ергаковым, М.А.Моисеевым и В.И.Хижняком.



Р и с. 1. Линии равных значений КПД (сплошные), оптимальных значений параметра неизохронности  $\mu$  (штриховые) и отношения дифракционной добротности к омической (штрих-пунктирные) на плоскости параметров, пропорциональных току пучка ( $\alpha$ ) и  $Q_{om}^{-1}$  ( $C$ )

от их энергии, развивается со временем пропорционально<sup>1,2</sup> (квадратичная группировка [4]). В гиротроне с большой длиной пространства взаимодействия фазовая группировка электронов (группировка типа О) преобладает над эффектами, связанными с силовой группировкой типа М. В таких условиях уравнения движения электронов в гиротроне сводятся [12] к уравнению движения электронов в ЛВВ (в поле постоянной амплитуды - к уравнению нелинейного маятника)

$$\frac{d^2\phi}{d\xi^2} = f(\xi) \sin\phi \quad (8)$$

с граничными условиями  $\phi(0) = \phi_0 \in [0; 2\pi]$ ,  $\left. \frac{d\phi}{d\xi} \right|_{\xi=0} = \hat{\Delta}$ .  
 Здесь  $\phi$  - фаза циклотронного вращения электронов, отсчитываемая относительно фазы высокочастотного поля [10],  $\hat{\Delta} = \Delta / \sqrt{F}$  - приведенная расстройка циклотронного резонанса,  $\xi = \sqrt{F} x \frac{\beta_z}{\beta_1} \frac{\pi}{\lambda}$  - приведенная продольная координата, параметр  $F$  пропорционален амплитуде автоколебаний  $\Lambda$  (см., например, [6, 10]). Интегрирование уравнения (8) позволяет определить приведенный КПД

$$\hat{\eta} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left. \frac{d\phi}{d\xi} \right|_{\xi=\xi_k} d\phi, \quad (9)$$

характеризующий эффективность фазовой группировки частиц и связанный с поперечным электронным КПД соотношением  $\hat{\eta} = \eta_{\perp} / \sqrt{F}$ .

Зависимость оптимизированного по расстройке  $\hat{\Delta}$  приведенного КПД  $\hat{\eta}$  от длины пространства взаимодействия

$$\xi_k = \sqrt{F} \mu \quad (10)$$

для гиротрона с гауссовой продольной структурой поля резонатора показана на рис. 2, взятом из [13].

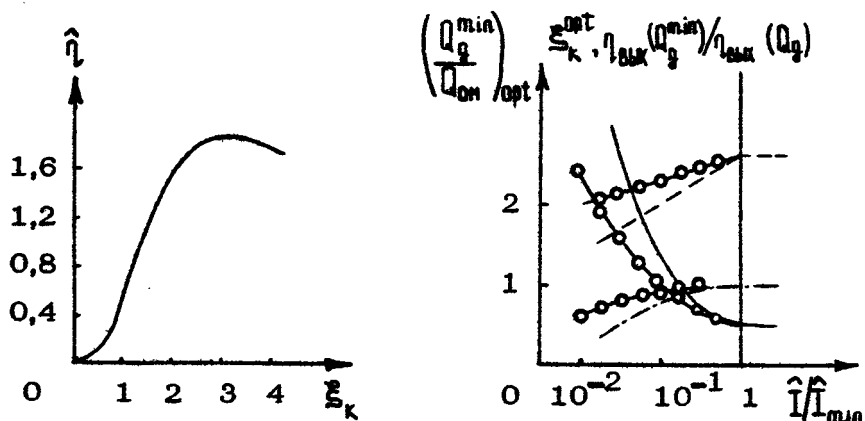
Уравнение баланса мощностей (1) с учетом выражений (2), (5), (7), (9), (10) преобразуется к виду

$$F = \hat{I} \frac{\hat{Q}}{1 + \hat{Q}} \frac{\hat{\eta}(\xi_k)}{\xi_k}, \quad (11)$$

где  $\hat{Q} = Q_{\text{МП}} / Q_{\text{ВН}} = C \mu^2$ . Таким образом, задача оптимизации параметров субмиллиметрового гиротрона сводится к определению значений дифракционной добротности и длины резонатора, соответствующих максимуму выходного КПД [ср. (7)]

$$\eta_{\text{ВЫХ}} = \frac{1}{1 + \hat{Q}} \frac{\beta_{\perp}^2}{\beta_{\perp}^2 + \beta_{\parallel}^2} \sqrt{F} \hat{\eta}(\xi_k), \quad (12)$$

с помощью уравнения (11), выражения (10) и приведенной на рис. 2 зависимости  $\hat{\eta}(\xi_k)$ .



Р и с. 2. Зависимость приведенного КПД  $\hat{\eta}$  от приведенной длины пространства взаимодействия  $\xi_k$  в гиротроне с гауссовой продольной структурой высокочастотного поля

Р и с. 3. Зависимости оптимального отношения добротностей (сплошная линия), оптимальной приведенной длины  $\xi_k$  (штриховая) и нормированного выходного КПД (штрихпунктирная) от относительного тока пучка

Когда дифракционная добротность и длина резонатора являются независимыми параметрами (при изменении длины коэффициенты отражения  $R_{1,2}$  в выражении (6) меняются так, что  $Q_{\text{диф}} = \text{const}$ ), максимизация выходного КПД (12) по  $Q_{\text{диф}}$  и  $L$  с учетом (11) определяет оптимальное значение отношения добротностей \*)

$$\hat{Q}_{\text{опт}} = Q_{\text{диф}}^{\text{опт}} / Q_{\text{ом}} = 1/2 \quad (13)$$

и приведенной длины системы уравнением

$$\left( \frac{\xi_k}{\hat{n}} \frac{d\hat{n}}{d\xi_k} \right)_{\text{опт}} = \frac{1}{3} \quad (14)$$

Решением уравнения (14), как следует из рис.2, является значение  $\xi_{k,\text{опт}} = 2,65$  ( $\hat{n} = 1,78$ ). При этом приведенная амплитуда автоколебаний  $F$  и параметр тока  $\hat{I}$  связаны соотношением  $F = 0,224 \hat{I}$ , а выходной КПД зависит от тока пучка как

$$\eta_{\text{вых}}^{\text{max}} = 0,56 \frac{\beta_1^2}{\beta_1^2 + \beta_{II}^2} \sqrt{\hat{I}} \quad (15)$$

Область применимости данного метода оптимизации ограничена сверху величиной тока  $\hat{I}_{\text{max}}$ , при которой амплитуда колебаний становится оптимальной для электронного КПД (при  $\hat{I} \geq \hat{I}_{\text{max}}$  применимы методы оптимизации, изложенные в начале статьи). Для гиротронов, работающих на основной гармонике гирочастоты,  $F_{\text{опт}} = 0,125$  [6] и, следовательно,  $\hat{I}_{\text{max}} = 0,56$ ; на второй гармонике  $F_{\text{опт}} = 0,23$  [6] и  $\hat{I}_{\text{max}} \approx 1$ .

Нижней границей применимости данного метода является величина тока  $\hat{I}_{\text{min}}$ , при которой соответствующая значению  $\xi_{k,\text{опт}} = 2,65$  длина резонатора определяет минимальную дифракционную добротность, равную  $\frac{1}{2} Q_{\text{ом}}$ :  $\hat{I}_{\text{min}} \approx 80 (\beta_{II}^2 / \beta_1^4) Q_{\text{ом}}^{-1}$ .

\*) Аналогичное соотношение между дифракционной и омической добротностями резонатора гиротрона получено Т.Б.Панкратовой и М.И.Петелиным при использовании полиномвальной аппроксимации зависимости КПД от параметра квадратичной фазовой группировки  $F_{\text{д}}^2$  (VII Всесоюзная конференция по электронике СВЧ. Томск, 1972).

При токе, меньшем  $\hat{I}_{\text{min}}$ , одновременно выполнить оба условия -  $Q_{\text{диф}} = Q_{\text{ом}}/2$  и  $\xi_k = 2,65$  - уже не удается: длину резонатора при уменьшении тока по-прежнему следует увеличивать, в связи с чем минимальная дифракционная добротность оказывается выше  $Q_{\text{ом}}/2$ . Поскольку при этом дифракционная добротность становится функцией длины резонатора (см. (6) при  $|R_1 R_2| = 0$ ), выходной КПД следует максимизировать только по длине<sup>\*</sup>). Результаты оптимизации представлены на рис.3, где показаны зависимости от тока пучка оптимального отношения добротностей  $Q_{\text{диф}}^{\text{min}}/Q_{\text{ом}}$ , оптимальной приведенной длины резонатора и отношения выходного КПД к значению, определяемому при  $\hat{I} \geq \hat{I}_{\text{min}}$  формулой (15).

## ТЕОРИЯ НЕПРЕРЫВНЫХ ГИРОТРОНОВ

Выходная мощность гиротронов, работающих в режиме непрерывной и квазинепрерывной (импульсы длительностью свыше 0,1 с) генерации, как отмечалось во введении, ограничивается разогревом стенки резонатора из-за омических потерь. Допустимая условиями охлаждения резонатора плотность мощности омических потерь

$$P_{\text{ом}} = \frac{Q}{Q_{\text{ом}}} \frac{\eta_{\text{эл}} UI}{2\pi RL} \quad (16)$$

определяет, таким образом, предельные напряжение и ток пучка. Ниже ограничимся исследованием зависимости предельных напряжения и тока пучка, а также мощности СВЧ излучения от длины волны и допустимой плотности мощности омических потерь, не анализируя условия распространения тепла в резонаторе и способы его охлаждения, т.е. способы увеличения допустимых омических нагрузок.

Рассмотрим сначала случай, когда ток пучка достаточно велик, и для того, чтобы амплитуда колебаний не превышала

<sup>\*</sup> При  $\hat{I}_{\text{мдт}} < \hat{I}_{\text{min}}$  следует от описанных в начале статьи методов оптимизации непосредственно переходить (при  $\hat{I} < \hat{I}_{\text{min}}$ ) к данному методу, минуя рассмотренный выше случай  $Q_{\text{диф}}^{\text{min}}(\xi_{k,\text{опт}}) < Q_{\text{диф}}^{\text{опт}} = (1/2) Q_{\text{ом}}$ .

оптимальную по КПД величину, дифракционная добротность близка к минимальной реализуемой в открытых резонаторах гиротронов [14]:

$$Q_{\text{диф}} \approx 25(L/\lambda)^2. \quad (17)$$

В этом случае выбор параметров нелинейной теории гиротрона  $\mu$ ,  $I_0$  соответствующими большой величине электронного КПД [6] означает согласование длины резонатора и тока пучка с напряжением и раскачкой  $q = \beta_{\perp} / \beta_{\parallel}$ . Для гиротрона с гауссовой продольной структурой поля открытого резонатора, имеющего дифракционную добротность (17), при работе на первых двух гармониках гирочастоты эти параметры можно представить в виде

$$\mu = \frac{\pi}{16} \frac{q^2}{\sqrt{1+q^2}} \frac{L}{\lambda} \sqrt{U}, \quad (18)$$

$$I_0 = 1,5 \cdot 10^{-3} (\pi q)^{2(3-n)} (L/\lambda)^{7-2n} I', \quad (19)$$

здесь напряжение  $U$  выражено в киловольтах, приведенный ток пучка  $I' = I J_{n-1}^2 [2\pi(R_0/\lambda)] [(v^2 - m^2) J_m^2(v)]^{-1}$  - в амперах.

Подстановка выражений (17) - (19) и выражения для омической добротности мод  $TE_{n,q}$  [15]

$$Q_{0n} = \frac{R}{d} \left(1 - \frac{m^2}{v^2}\right) \approx \pi R \sqrt{\epsilon/\lambda c} \left(1 - \frac{m^2}{v^2}\right)$$

(здесь в определении толщины скин-слоя  $d$  учтено, что из-за шероховатостей поверхности резонатора толщина скин-слоя обычно вдвое превышает следующую из формулы  $d =$

$= \frac{1}{2\pi} \sqrt{\lambda c/\epsilon}$ , где  $\epsilon$  - проводимость металла резонатора) в

(16) позволяет определить зависимость плотности омических потерь от напряжения и раскачки пучка и параметров нелинейной теории  $\mu, I_0, \eta_1(\mu, I_0)^*$ :

\* Ограничения мощности непрерывных гиротронов, работающих на симметричных модах в условиях основного циклотронного резонанса, анализировались в [16].

$$P_{\text{ом}} = \frac{8,16}{256^{3-n}} \lambda^{-5/2} \frac{\eta_1 I_0}{\gamma \mu^2 (3-n)} \left( \frac{q^2}{1+q^2} U \right)^{4-n} \quad (20)$$

Данное выражение написано для медного резонатора, длина волны выражена в сантиметрах,  $P_{\text{ом}}$  - в киловаттах на квадратный сантиметр, коэффициент  $\gamma = \gamma_{\text{н-п}}^2 [2\pi R_0/\lambda] / \gamma_{\text{н}}^2 (\nu)$  в обычных условиях имеет величину порядка единицы. При заданной величине допустимой плотности мощности (с учетом потерь) формула (20) определяет максимальное напряжение пучка  $U_{\text{макс}}$ . По величине  $U_{\text{макс}}$  с помощью формул (18), (19) можно, в свою очередь, определить длину резонатора, максимальную величину приведенного тока  $I'$  и приведенной СВЧ мощности  $P'_{\text{СВЧ}} = \eta_{\text{ЭЛ}} U_{\text{макс}} I'(U_{\text{макс}})$ . Введя

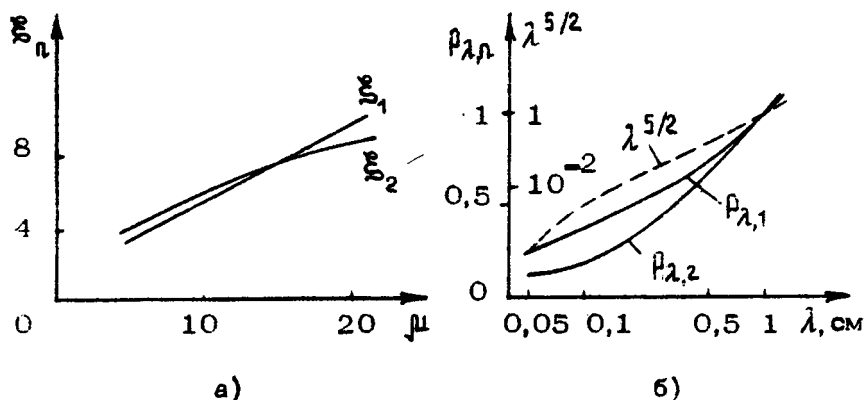
обозначения  $\rho_{\lambda,1} = (P_{\text{ом}}^{\text{макс}} \lambda^{5/2} \gamma)^{1/6}$ ,  $\xi_1 = (\mu^2 I_0 \eta_1)^{1/6}$ ,  $\rho_{\lambda,2} = (P_{\text{ом}}^{\text{макс}} \lambda^{5/2} \gamma)^{1/4}$ ,  $\xi_2 = (\mu^2 I_0 \eta_1)^{1/4}$ , данные величины ( $U_{\text{макс}}$ ,  $I'$ ,  $P'_{\text{СВЧ}}$ ) можно записать в виде \*

$$\left. \begin{aligned} \text{при } n=1 \\ U_{\text{макс}} &= 20 \frac{1+q^2}{q^2} \mu^2 \left( \frac{\rho_{\lambda,1}}{\xi_1} \right)^2, \\ I' &= 3,58 q I_0 \left( \rho_{\lambda,1} / \xi_1 \right)^5, \quad P'_{\text{СВЧ}} = 71,6 q \rho_{\lambda,1}^7 \xi_1^{-1}; \\ \text{при } n=2 \\ U_{\text{макс}} &= 5,6 \frac{1+q^2}{q^2} \mu^2 \left( \frac{\rho_{\lambda,2}}{\xi_2} \right)^2, \\ I' &= 6,8 q I_0 \left( \rho_{\lambda,2} / \xi_2 \right)^3, \quad P'_{\text{СВЧ}} = 38 q \rho_{\lambda,2}^5 \xi_2^{-1}. \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{а)} \\ \text{б)} \end{array} \quad (21)$$

Построенная на основании результатов нелинейной теории [6] зависимость  $\xi_b(\mu)$  (при оптимальном для данного  $\mu$  выборе параметра  $I_0$ ) приведена на рис.4,а; на рис.4,б показана зависимость коэффициентов  $\rho_{\lambda,n}$  от длины волны при  $\gamma=1$ ,  $P_{\text{ом}}^{\text{макс}} = 1 \text{ кВт/см}^2$  (штриховой линией показан график  $\lambda^{5/2}$ ).

\* ) Более детально зависимость параметров гиротрона от номера резонансной гармоники гирочастоты анализируется в статье [17].





Р и с. 4. Зависимость коэффициентов  $\xi_n$  от параметра неизохронности  $\mu$  для первых двух гармоник гирочастоты ( $n = 1, 2$ ) (а); зависимость коэффициентов  $\rho_{\lambda, n}$  от длины волны  $\lambda$  (б)

Совокупность этих данных и выражений (21,а,б) позволяет определять такие параметры, как напряжение и ток пучка непрерывных и квазинепрерывных гиротронов; при этом длина резонатора определяется из соотношения (18).

Полная мощность СВЧ излучения и полный ток пучка зависят также от выбора рабочего типа колебаний (этот вопрос подробно обсуждается в статье [18]). С увеличением радиуса резонатора (переходом на высшие моды) возникают, однако, две проблемы. Во-первых, становится возможным одновременное возбуждение нескольких мод, приводящее к их взаимодействию [19]; во-вторых, в открытых резонаторах с радиусом  $R \geq L^2/8\lambda$  поперечная структура высокочастотного поля становится нефиксированной, что может отразиться на КПД генератора [11]. Заметим также, что нами не анализировались способы обеспечения заданных соотношениями (21,а,б) величины тока пучка. В действительности возможности регулировать при фиксированном напряжении ток пучка подбором параметров электронно-оптической системы гиротрона ограничены. В этой связи представляется возможным наряду с подбором подходящей геометрии электрон-

ной пушки некоторое варьирование длины резонатора (параметра  $\mu$ ), ведущее к изменению в соотношениях (21,а, б) величин  $I_0, \xi_n$ .

Когда ток пучка невелик и дифракционная добротность, при которой параметр  $I_0$  имеет оптимальную величину (оптимальна амплитуда автоколебаний), выше минимальной (17), выбор величины  $\mu$  определяет длину резонатора, а параметра  $I_0$  — произведение добротности на ток пучка. При этом максимальное напряжение, допустимое омическими нагрузками, определяется формулой

$$U_{\text{max}} = \frac{1+g^2}{g^2} \left( 0,123 \cdot 10^{6-2n} \frac{\mu^{6-2n}}{\eta_{\perp} I_0} \rho_{\text{DM}} \lambda^{5/2} \gamma \right)^{1/(4-n)}$$

Область применимости этой формулы ограничена условием

$Q_{\text{Диф}} > Q_{\text{Диф}}^{\text{пл}}$ , которое, будучи выражено через параметры нелинейной теории  $\mu, I_0$ , имеет вид

$$U > 256 \mu^2 \frac{1+g^2}{g^2} \left( 0,477 \cdot 10^{-3} \frac{I'}{g I_0} \right)^{2/(7-2n)}$$

Приведем оценки параметров квазинепрерывного гиротрона с длиной волны 1 мм при работе на первой гармонике гирочастоты с допустимой плотностью мощности омических потерь 1 кВт/см<sup>2</sup>, раскачкой  $g=1$  и структурным коэффициентом  $\gamma=1$ . Выберем значения параметров нелинейной теории  $\mu=10, I_0=430$ , что соответствует поперечному электронному КПД 63% [6]. Как следует из формул (21,а) и рис.4,а,б, максимальное напряжение такого гиротрона равно 19,5 кВ, приведенный ток  $I'=0,25 \cdot 10^{-2}$  А, приведенная СВЧ мощность  $\rho'_{\text{СВЧ}}=1,55 \cdot 10^{-2}$  кВт. При этом электронный КПД равняется 31,5%, и поскольку отношение добротностей составляет  $Q_{\text{Диф}}/Q_{\text{ом}} \approx 0,343$ , то выходной КПД равен 23,4%. При выборе рабочей моды с  $\nu^2 \sim 10^3 \gg \pi^2$  [2] полный ток такого гиротрона равен 2,5А, а мощность СВЧ излучения — 15,5 кВт.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты развитой теории свидетельствуют о том, что максимальные напряжения, допустимые в гиротронах, работающих в непрерывном режиме в диапазоне длин волн  $\lambda \lesssim 1$  мм, существенно ниже напряжений, уже освоенных при работе с непрерывными гиротронами длинноволновой части миллиметрового диапазона [3] и импульсными гиротронами как миллиметрового, так и субмиллиметрового диапазонов [1,2]. Это обстоятельство, наряду с системой интенсивного охлаждения резонаторов, по-видимому, в дальнейшем приведет к существенному отличию конструкции субмиллиметровых гиротронов, предназначенных для работы в режиме непрерывной генерации, от импульсных гиротронов того же диапазона. Радикальным средством ослабления ограничений, обусловленных омическим нагревом резонатора, является переход к резонансным системам, обладающим дифракционной добротностью меньшей, чем отрезки цилиндрических волноводов, — таким, например, как резонаторы в виде отрезков слабо расширяющихся конусов [20].

Необходимость увеличения длины резонатора при относительно малой плотности тока способствует селекции мод (это общее свойство относительно слаботочных приборов с длительной инерционной группировкой электронов было отмечено М.И.Петелиным в [13]). Действительно с увеличением длины резонатора сужается полоса циклотронного резонанса, обратно пропорциональная времени пролета электронов через резонатор, и, следовательно, оказывается возможным обеспечение условий одномодовой генерации в более "густонаселенной" области спектра собственных частот резонатора. В такой ситуации с увеличением радиуса резонатора пропорционально его длине [8] возрастают ток пучка и омическая добротность и, как следствие (см. рис.3, где линиями с кружками изображены результаты соответствующих расчетов [8]), существенно увеличиваются выходной КПД и мощность СВЧ излучения.

Авторы благодарят В.С.Ергакова, М.А.Моисеева и В.И.Хижника за предоставленную возможность использовать их результаты.

## Л и т е р а т у р а

1. Andronov A.A., Flyagin V.A., Gaponov A.V. et al. The Gyrotron: High-Power Source of Millimetre and Submillimetre Waves. - *Infrared Physics*, 1978, v.18, N6, p.385.
2. Gaponov A.V., Flyagin V.A., Gol'denberg A.L. et al. Powerful Millimetre-Wave Gyrotrons. - *Int. J. of Electronics*, 1981, v.51, N4, p.277.
3. Jory H.R. Gyrotrons for Electron-Cyclotron Plasma Heating. - *Reports II Int. Symp. on Heating in Toroidal Plasmas*, Como, Italy, Sept. 1980, v.2
4. Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике. - *Изв. вузов. Радиофизика*, 1967, т.10, №9-10, с.1414.
5. Петелин М.И., Юлпатов В.К. Мазеры на шиклотронном резонансе. - В кн.: *Лекции III школы по электронике СВЧ*, т.4. Саратов: СГУ, 1974, с.95.
6. 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.
7. Sprangle P., Drobot A.T. The Linear and Self-Consistent Nonlinear Theory of the Electron Cyclotron Maser Instability. - *IEEE-MTT*, 1977, v.MTT-25, N6, p.528.
8. Нусинович Г.С. К теории оптимизации параметров коротковолновых гиротронов. - *Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ*, 1981, №1, с.16.
9. Зайцев Н.И., Панкратова Т.Б., Петелин М.И., Флягин В.А. Гиротроны диапазона миллиметровых и субмиллиметровых волн. - *Радиотехника и электроника*, 1974, т.19, №5, с.1055.
10. Юлпатов В.К. Укороченные уравнения автоколебаний гиротрона. (В наст. сборнике, с. 26).
11. Братман В.Л., Моисеев М.А., Петелин М.И. Теория гиротронов с низкодобротными электродинамическими системами. (В наст. сборнике, с.122).

12. Юлпатов В.К. Нелинейная теория взаимодействия периодического электронного пучка с электромагнитной волной. - Изв. вузов. Радиофизика, 1967, т.10, №6, с.846.
13. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Ковалев Н.Ф. и др. Общие свойства коротковолновых приборов с длительной инерционной группировкой электронов. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с.249.
14. Власов С.Н., Жислин Г.М., Орлова И.М. и др. Открытые резонаторы в виде волноводов переменного сечения. - Изв. вузов. Радиофизика, 1969, т.12, №6, с.1236.
15. Власов С.Н., Загрядская Л.И., Орлова И.М. Открытые коаксиальные резонаторы для гиротронов. - Радиотехника и электроника, 1976, т.21, №7, с.1485.
16. Read M.E., Chu K.R., Kim K.J. Power Limits in Cylindrical Gyromonotrons Using TE<sub>0n1</sub> Modes, - Int. J. of Infrared and Millimeter Waves, 1981, v.2, N2, p.159.
17. Антаков И.И., Запевалов В.Е., Панкратова Т.Б. и др. Гиротроны на гармониках гирочастоты. (В наст. сборнике, с.192).
18. Быков Ю.В., Гольденберг А.Л., Лучинин А.Г. и др. Селекция мод в мощных гиротронах. (В наст. сборнике, с. 185).
19. Нусинович Г.С. Теория многомодового гиротрона. ( В наст. сборнике, с.146).
20. Братман В.Л., Новожилов С.Л., Петелин М.И. Перестройка частоты в гиромонотроне с электродинамической системой в виде конического волновода. - Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1976, № 11, с.46.

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГИРОТРОНОВ

---

### СЕЛЕКЦИЯ МОД В МОЩНЫХ ГИРОТРОНАХ

Ю.В.Быков, С.Н.Власов, А.Л.Гольденберг,  
А.Г.Лучинин, И.М.Орлова, М.И.Петелин,  
В.Г.Усов, В.А.Флягин, В.И.Хижняк

Один из основных путей повышения мощности гиротронов состоит в согласованном увеличении радиусов резонатора и электронного пучка при пропорциональном наращивании тока. Данный путь более привлекателен, нежели повышение рабочего напряжения, в частности потому, что плотность омических потерь в стенках резонатора во втором случае возрастает, а в первом может быть сохранена неизменной. При этом, однако, для подавляющего большинства приложений следует обеспечивать условия, при которых высокочастотное поле на выходе гиротрона имеет фиксированную, устойчивую структуру, удобную для последующего преобразования и транспортировки. Иначе говоря, необходимо, чтобы генератор работал в одномодовом режиме.

Сложность задачи обеспечения одномодовой генерации в гиротронах, как и способы ее решения, определяются величиной "параметра сверхразмерности"  $S/\lambda^2$  ( $S$  - площадь поперечного сечения резонатора,  $\lambda$  - длина волны) и структурой поля выбранной моды. В гиротроне с резонатором, обладающим относительно редким спектром резонансных мод (отличие их собственных частот превышает полосу циклотронного излучения электронов), возбуждение заданной моды обеспечивается просто - настройкой магнитного поля с таким расчетом, чтобы циклотронная частота электронов была

близка к частоте выбранной высокочастотной моды. Это позволяет успешно работать на таких модах, как симметричные  $H_{01}$ ,  $H_{02}$ ,  $H_{03}$  на основном циклотронном резонансе [1,2] и на его второй гармонике [1-4]. В частности, на моде  $H_{02}$  работает наиболее мощный на сегодняшний день "непрерывный" гиротрон [5].

Однако по мере увеличения относительных поперечных размеров резонатора спектр его собственных частот сгущается, так что рано или поздно избежать ситуации, когда в полюс циклотронного резонанса попадает сразу несколько мод, становится невозможно. Тогда для обеспечения одномодовой генерации приходится привлекать дополнительные методы [6].

## ГИРОТРОНЫ С МОДАМИ ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ

В осесимметричном гиротроне при радиусе резонатора  $R_p$ , значительно превышающем длину волны, связь с электронным потоком наиболее сильна для мод, у которых радиус внутренней каустики  $R_k$  близок к радиусу электронного потока  $R_n$ . При  $R_p \sim R_k \approx R_n \gg \lambda$  у таких мод азимутальный индекс значительно больше радиального  $m \gg \rho$ ; соответственно  $R_k \approx \frac{m\lambda}{2\pi} \ll R_p$ . Эти моды называются модами шепчущей галереи (МШГ). Именно МШГ и выгодно использовать в качестве рабочих в осесимметричных гиротронах большой мощности. Дополнительного прорежения спектра МШГ можно добиться введением в резонатор цилиндрической или конической коаксиальной вставки [7].

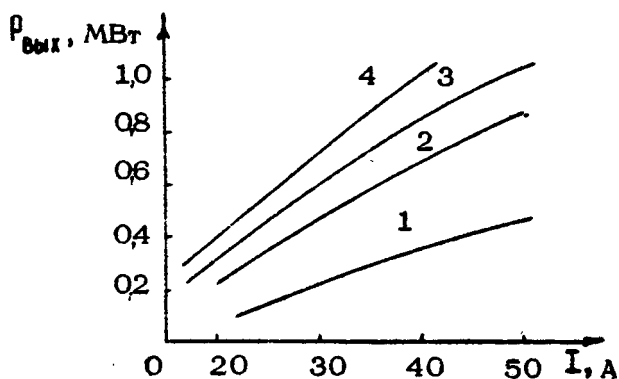
В первых (выполненных в 1970 г. и опубликованных в статье [8]) экспериментах с гиротронами на МШГ было осуществлено раздельное возбуждение мод  $H_{9,1}$  и  $H_{12,2}$ . В обоих случаях на длине волны около 2,5 см была получена мощность 400 кВт - на моде  $H_{12,2}$  в обычном резонаторе и на моде  $H_{9,1}$  в коаксиальном резонаторе с цилиндрической вставкой. В данном случае вставка использовалась для разнесения резонансных частот конкурирующих мод.

В дальнейшем (1973 г.) был реализован упоминавшийся в статье [9] гиротрон на моде  $H_{15,1}$  с рабочей длиной волны 6,7 мм. При использовании вставки из поглощающего материала, предназначенной для подавления мод с радиаль-

ными индексами  $\rho \geq 2$ , при перестройке магнитного поля возбуждались последовательно моды с  $m$  равными 14, 15, 16; уровень их мощности был приблизительно одинаков - 500 кВт. Однако при длительностях импульса порядка и выше 100 мкс мощность генератора снижалась из-за нагрева селективирующего стержня и ухудшения вакуума.

Более высокие уровни мощности были достигнуты при использовании металлической конической вставки, сужавшейся к выходному концу резонатора. Такому коаксиальному резонатору на всех модах близких к  $H_{15,1}$ , кроме ее самой, эквивалентен "пустой" резонатор, имеющий форму рупора, обращенного к выходному концу гиротрона, а на моде  $H_{15,1}$  коаксиальная вставка лишь незначительно возмущает поле "пустого" резонатора [7]. Благодаря этому удалось значительно понизить добротности всех паразитных мод, сохранив добротность рабочей моды  $H_{15,1}$  практически неизменной. В гиротроне с конической вставкой в резонаторе на длине волны 6,7 мм была получена импульсная выходная мощность 1250 кВт.

Наиболее коротковолновым гиротроном на МШГ является гиротрон с резонатором обычного типа (без вставки), в котором на длине волны 3 мм возбуждалась МШГ с большим азимутальным индексом; мощность генератора (рис.1) достигала 1100 кВт при КПД 34% [9].



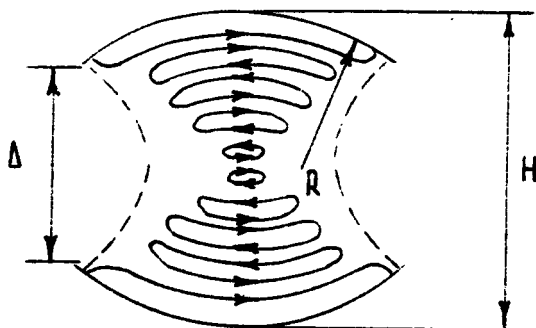
Р и с. 1. Мощность гиротрона на МШГ в зависимости от тока  $I$  при напряжениях пучка  $U$  равных 50 кВ (1), 60 кВ (2), 65 кВ (3) и 70 кВ (4), длина волны 3 мм



Следует иметь в виду, что МШГ (особенно с  $\rho = 1$ ) possui относительно высокий уровень омических потерь в стенках резонатора, что на коротких волнах ограничивает энергетические возможности таких гиротронов. В последнем отношении заметными преимуществами перед МШГ обладают пространственно-развитые моды.

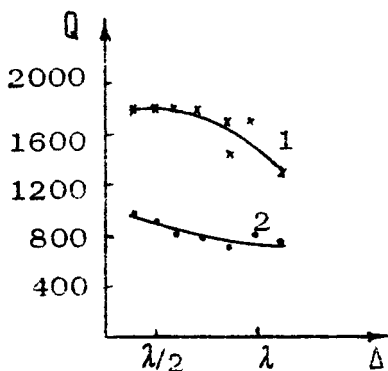
### ГИРОТРОНЫ С ПРОСТРАНСТВЕННО-РАЗВИТЫМИ МОДАМИ $H_{1\rho}$

Поскольку в осесимметричном гиротроне при радиусе электронного потока близком к радиусу резонатора раньше всех других возбуждаются МШГ, то для возбуждения объемных мод приходится отказываться от осевой симметрии. Так, при переходе к резонаторам эллиптического поперечного сечения с малым эксцентриситетом и продольными боковыми разрезами (рис. 2) добротности МШГ существенно понижаются, а наиболее добротными становятся моды, аналогичные по поперечной структуре поля модам  $H_{1\rho}$  круглого волновода с радиальным индексом  $\rho \gg 1$ . По сравнению с резонатором того же сечения, где рабочей модой является МШГ, двухзеркальный резонатор обладает в  $\mathfrak{K}$  раз более редким спектром. Кроме того, такой резонатор позволяет, в принципе, осуществлять широкодиапазонную механическую перестройку частоты, что и было реализовано в работе [10].



Р и с. 2. Структура поля в двухзеркальном резонаторе

Вслед за [10] был разработан гиротрон на моде  $H_{1,7}$  с длиной волны 2,7 мм. В двухзеркальном квазицилиндрическом резонаторе модой, наиболее близкой к  $H_{1,7,1}$  по частоте и по структуре поля, является мода  $H_{3,6,1}$ . Подавление ее и других паразитных мод достигалось в "холодном" эксперименте путем подбора расстояния  $H$  между зеркалами и ширины щелей  $\Delta \geq \lambda/2$  между краями зеркал (рис. 3). В "горячем" эксперименте использовались резонаторы с параметрами эллиптичности  $H/2R$  равными 0,915 и 0,98. В обоих случаях имела место устойчивая генерация на моде  $H_{1,7}$  с выходной мощностью более 200 кВт, но КПД, в соответствии с расчетами [11], во втором случае, когда поперечное сечение резонатора было ближе к круговому, был в 1,3 раза выше, чем в первом.



Р и с. 3. Добротности мод  $H_{1,7,1}$  (1) и  $H_{3,6,1}$  (2) в зависимости от ширины щели  $\Delta$  между зеркалами резонатора

Резонатор с параметром эллиптичности 0,98 был использован и в гиротроне с рабочей модой  $H_{4,10}$ . Радиус электронного потока составлял 0,75 от радиуса резонатора, т.е. пучок попадал в область седьмого, считая от оси лампы, максимума параметра связи электронов с высокочастотным полем. Гиротрон устойчиво генерировал моду  $H_{4,10}$  с выходной мощностью 350 кВт при КПД 25%. При несколько меньшей мощности КПД достигал 30%.

Относительно низкий КПД в гиротронах последнего типа обусловлен тем, что вследствие нарушения аксиальной симметрии резонатора на разные электроны действуют поля разной амплитуды. Этот недостаток может быть частично устранен при использовании катодов с эмиссией, неравномерной по азимуту.

### 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, т.18, №2, с.280.
2. Зайцев Н.И., Панкратова Т.Б., Петелин М.И., Флягин В.А. Гиротроны диапазона мм и смм волн. - Радиотехника и электроника, 1974, т.19, №5, с.1056.
3. Гапонов А.В., Гольденберг А.Л., Григорьев Д.П., Орлова И.М., Панкратова Т.Б., Петелин М.И. Индуцированное синхротронное излучение электронов в полых резонаторах. - Письма в ЖЭТФ, 1965, т.2, с.430.
4. 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, т.19, №4, с.782.
5. Jory H.R. Gyrotrons for Electron-Cyclotron Plasma Heating. - In: Proc. II Int. Symp. on Heating in Toroidal Plasmas. Como, Italy, Sept. 1980.
6. Власов С.Н., Орлова И.М., Петелин М.И. Резонаторы гиротронов и электродинамическая селекция мод. (В наст. сборнике, с. 62 ).
7. Власов С.Н., Загрядская Л.И., Орлова И.М. Открытые коаксиальные резонаторы для гиротронов. - Радиотехника и электроника, 1976, т.21, №7, с.1485.
8. Быков Ю.В., Гольденберг А.Л., Николаев Л.В., Офицеров М.М., Петелин М.И. Экспериментальные исследования гиротрона с МШГ. - Радиофизика, 1975, т.18, №10, с.1544.

9. Andronov A.A., Flyagin V.A., Gaponov A.V. et al. The Gyrotron: High Power Source of Millimetre and Submillimetre Waves. - Infrared Physics, 1978, v.18, N6, p.385.
10. Агтаков И.И., Власов С.Н., Гинцбург В. А., Заградская Л.И., Николаев Л.В. МШР - генераторы с механической перестройкой частоты. - Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1975, №8, с.20.
11. Лучинин А.Г., Нусинович Г.С. Сравнение КПД и выходных мощностей МШР - монотронов с различными электродинамическими системами. - Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1975, №11, с.26.

## ГИРОТРОНЫ НА ГАРМОНИКАХ ГИРОЧАСТОТЫ

И.И.Антаков, В.Е.Запечалов, Т.Б.Панкратова,  
Ш.Е.Цимринг

### ВВЕДЕНИЕ

Когерентное излучение классических электронных осцилляторов на гармониках частоты колебаний было обнаружено в экспериментах с генератором Баркгаузена-Курца (1920г. [1]. Для МЦР аналогичная возможность отмечена А.В.Гапоновым в 1959 г. [1,2]. Соответствующее условие синхронизма имеет вид

$$\omega = n\omega_H + h v_{||} , \quad n = 2, 3, \dots , \quad (1)$$

где  $n$  - номер синхронной с волной гармоники гирочастоты  $\omega_H$ ,  $\omega$  - частота излучения,  $h$  - продольное ( в направлении постоянного магнитного поля  $\vec{H}_0$  ) волновое число,  $v_{||}$  - продольная скорость электронов.  $n = 1$  соответствует излучению на основном циклотронном резонансе. В гиротронах интенсивность взаимодействия на гармониках  $n > 1$  определяется неоднородностью высокочастотного поля на ларморовской орбите. При характерном размере неоднородности порядка длины волны излучения  $\lambda$  эффективное поле имеет величину [3]

$$\left( r_0 / \lambda \right)^{n-1} \left( \overline{E^2} \right)^{1/2} , \quad (2)$$

где  $(\overline{E^2})^{1/2}$  - среднее поле,  $r_0$  - ларморовский радиус. Следствием (2) является повышение стартовых токов с увеличением номера гармоники и уменьшением ускоряющего напряжения.

Возможность создания эффективно работающего Г2 \*) была впервые продемонстрирована экспериментально в 1965г. [4]. В режиме непрерывной генерации была получена выходная мощность 190 Вт ( $\lambda = 1,2$  см,  $n = 2$ ).

Дальнейшие работы были посвящены экспериментальному и теоретическому исследованию Г<sub>n</sub>, направленному на выяснение путей повышения их выходной мощности, КПД и рабочей частоты. Оказалось, что в принципе Г2 могут иметь КПД на уровне лучших Г1. Основными факторами, препятствующими увеличению частоты и мощности Г2 являются конкуренция колебаний и возрастание омических потерь в резонаторе. Вместе с тем снижение магнитного поля существенно упрощает конструкцию магнитной системы, а при имеющихся магнитных полях позволяет получать наиболее коротковолновую генерацию. Имеют значение и другие особенности гиротронов на гармониках, благоприятствующие увеличению выходной мощности:

- меньшая удельная тепловая нагрузка коллектора;
- меньшая критичность параметров электронной пушки;
- большие значения тока пучка и добротности в режиме максимального КПД.

В разд.1 настоящей работы изложены основы расчета Г<sub>n</sub>. В разд.2 описаны эксперименты с Г2 и Г3 в условиях одномодовой генерации. В разд.3 приведены теоретические оценки условий возникновения конкуренции колебаний в Г2 и соответствующие результаты экспериментальных исследований.

---

\*) Ниже гиротроны, работающие на  $n$ -й гармонике нутронной частоты, обозначаются как Г<sub>n</sub>.

## 1. ОСНОВЫ РАСЧЕТА ГИРОТРОНОВ

1.1. Генерация в гиротронах возможна, когда собственная частота  $\omega_s$  одной из  $H_{n,p,q}$  мод резонатора [5] находится в полосе циклотронного резонанса [6]

$$\omega_s - n\omega_H = \omega_s (\lambda/L) \beta_{||}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots), \quad (3)$$

где  $n\omega_H$  -  $n$ - гармоника гирочастоты электронов,  $\beta_{||}$  - отношение поступательной скорости электрона к скорости света,  $L$  - длина пространства взаимодействия.

Условия (3) и (1) фактически эквивалентны.

Минимальный стартовый ток гиротрона при фиксированном  $L$  слабо зависит от вида продольного распределения высокочастотного поля [7,8]. В большинстве случаев продольная структура высокочастотного поля открытых резонаторов, используемых в гиротронах, удовлетворительно описывается гауссовой функцией

$$f = e \exp \left[ - (2z/L)^2 \right]. \quad (4)$$

Минимальный стартовый ток [6] такого гиротрона

$$J_{CT}^{min} = 2,3 \frac{\lambda}{L G (Q \cdot 10^{-3})} \left( \frac{n!}{n^n} \right)^2 \beta_{||}^2 \left( \frac{2}{\beta_{\perp}} \right)^{2(n-1)} \frac{\exp(2\mathcal{I}^2)}{\mu \mathcal{I} - n}, \quad (5)$$

где  $J_{CT}$  выражен в амперах;  $\beta_{\perp}$  - поперечная компонента скорости электрона, отнесенная к скорости света;

$$\mu = \pi q \beta_{\perp} L / \lambda - \quad (6)$$

параметр неизохронности (безразмерная длина рабочего пространства);  $q = \beta_{\perp} / \beta_{||}$  - питч-фактор;  $\mathcal{I} = \frac{1}{2} \left( \frac{n}{\mu} + \sqrt{(n/\mu)^2 + 1} \right)$  соответствует углу пролета, минимизирующему стартовый ток.

Структурный фактор

$$G = J_{n-p}^2 (v_{mp} R_0 / R_p) / (v_{mp}^2 - m^2) J_m^2 (v_{mp}) \quad (7)$$

характеризует взаимодействие электронов с модой  $H_{m,p}$ ;  $R_p$  и  $R_g$  - соответственно радиусы резонатора и пучка в резонаторе,  $J_m$  - функция Бесселя порядка  $m$ . Нагруженная добротность резонатора, определяемая омическими потерями в стенках и дифракционными потерями,  $Q = Q_g Q_{om} / (Q_g + Q_{om})$ ;  $\nu_{m,p} = 2\pi R_p / \lambda$ . Традиционные системы формирования винтовых пучков (см., например, [9]) позволяют выполнить условие  $J > J_{LT}$  в слаборелятивистских гиротронах лишь на первых трех ( $n = 1, 2, 3$ ) гармониках циклотронной частоты.

Выходная мощность гиротрона определяется выражением

$$P_{вых} = P_{эл} (1 - Q/Q_{om}) = (1 - Q/Q_{om}) \eta_{\perp} t_1 J U, \quad (8)$$

где  $P_{эл}$  - электронная мощность,  $Q_{om}$  - омическая добротность резонатора,  $\eta_{\perp}$  - "поперечный" электронный КПД,  $t_1$  - отношение средней осцилляторной энергии электронов пучка к их полной кинетической энергии,  $J$  и  $U$  - ток и напряжение пучка.

Согласно нелинейной теории гиротрона [3, 6, 10] максимумы  $\eta_{\perp}$  для распределения (4) составляют при  $n = 1, 2, 3$  соответственно 79%, 76%, 54%.

Указанные величины существенно превосходят аналогичные значения для однородного продольного распределения (42%, 30%, 22% [3, 10, 11]). Более резкое падение  $\eta_{\perp}$  с ростом  $n$  в последнем случае объясняется тем, что эффективное поле (2) оказывается спадающим по отношению к электронам, отдающим энергию. Коррекция продольного распределения высокочастотного поля [10, 12, 13] позволяет существенно увеличить  $\eta_{\perp}$ , причем максимальные значения  $\eta_{\perp}$  сближаются для разных гармоник.

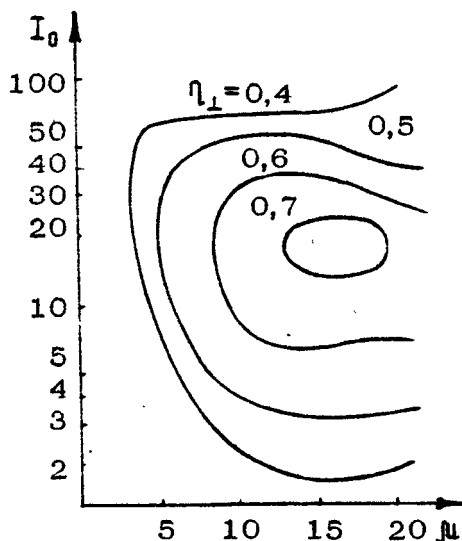
Дополнительные пути повышения  $\eta_{\perp}$  открывает одновременное варьирование продольного распределения магнитостатического поля в рабочем пространстве [10, 13].

Поперечный КПД гиромонотрона согласно [14] является функцией параметра неизохронности (6) и безразмерного параметра тока  $I_0$ , который для  $n < 1/\beta_1^2$  можно представить в виде



$$I_0 = 0,24 \text{ JG} (Q \cdot 10^{-3}) (\pi g)^{2(n-3)} \left(\frac{L}{\lambda}\right)^{5-2n} \left[\frac{(n/2)^n}{n!}\right]^2, \quad (9)$$

где J — ток пучка в амперах.



Р и с.1. Линии равного КПД гиротрона на плоскости параметров  $I_0$ ,  $\mu$  при  $n=2$

Зависимость  $\eta_1(I_0, \mu)$  для распределения (4), полученная в [14] при интегрировании укороченных уравнений движения на интервале  $\chi \in [-(\sqrt{3}/2)L, (\sqrt{3}/2)L]$ , представлена на рис.1, где максимуму  $\eta_1=0,71$  ( $n=2$ ) соответствует  $I_0=18$  и  $\mu=16$ . При  $n=3$  максимальный КПД=0,54 достигается при  $\mu=22$ ,  $I_0=2,2 \cdot 10^{-2}$  [10].

1.2. Как видно из (6) и (9),  $\mu$  и  $I_0$  зависят от ряда параметров и условия реализации максимума  $\eta_1$  неоднозначны. Однако упомянутые параметры влияют также и на другие величины, определяющие выходную мощность (8) (ток пучка, длина рабочего пространства и т.д.). Учет соответст-

вующих зависимостей позволяет устранить неоднозначность и получить расчетные формулы для проектирования  $\Gamma$ , оптимизированных по выходной мощности.

Ток пучка, формируемого МИП при напряжении  $U$  и заданном  $t_{\perp}$ , определяется выражением

$$J = 0,93 t_j t_p t_h^{-1/2} t_{\perp}^{1/2} R_0 E_k U^{1/2}, \quad (10)$$

где ток  $J$  выражен в амперах,  $R_0$  - мм,  $E$  - кВ/мм,  $U$  - кВ.

Формула (10) и обозначения указаны в статье [15] настоящего сборника. Предельное (пробойное) значение электрического поля на катоде  $E_k$  близко к 5 кВ/мм. Остальные параметры, входящие в (10), отличаются для непрерывного и импульсного режимов. В последнем случае при рациональной конструкции пушки типичная величина максимального тока пучка [9]

$$J \approx 5 \cdot 10^{-2} t_{\perp}^{1/2} U^{1/2} \gamma_{mp} \lambda, \quad (11)$$

где  $\gamma_{mp} = 2\pi R_0 / \lambda$ . Совершенствование электронно-оптических систем (ЭОС) в принципе позволяет увеличить ток по сравнению с (11) примерно на порядок [9,16]. В непрерывном режиме возникновение динамических неустойчивостей [9] ограничивает ток существенно меньшими значениями. В длинноволновых гиротронах ограничения в основном связаны с провисанием потенциала пучка в области взаимодействия.

Омические потери в резонаторе для непрерывного режима являются главным лимитирующим фактором [17]. Максимум электронной мощности равен

$$P_{эл макс} = \eta_{\perp} t_{\perp} J U = \frac{P_{ом} Q_{ом}}{Q} = \frac{Q_{ом} \rho S}{Q}, \quad (12)$$

где  $P_{ом}$  - мощность омических потерь,  $\rho$  - удельная тепловая нагрузка стенок резонатора,  $S$  - площадь поверхности резонатора. Омическая добротность резонатора, выполненного из меди, при комнатной температуре

$$Q_{ом} \approx 6,5 \cdot 10^2 \nu_{mp}^{-1} \lambda_{мм}^{1/2} (\nu_{mp}^2 - m^2). \quad (13)$$

В импульсном режиме ограничение мощности связано с высокочастотным пробоем в резонаторе.

Используя соотношения (6), (9), (10), (12) и (13), указанные выше оптимальные значения  $\eta_1$  и соответствующие  $\mu$  и  $\Gamma_0$ , приходим к полной системе уравнений для определения  $P_{\text{эл макс}}$  в непрерывном режиме и соответствующих величин  $U, J, Q (L/\lambda)$ .

Выражения для максимальной электронной мощности и соответствующих величин  $U, J, (L/\lambda), Q$  имеют вид

$$P_{\text{эл макс}} = \eta_1 t_1 J U = \eta_1 t_1 A_3 A_1^{-\frac{3(3-n)}{4-n}} (A_2 A_4)^{\frac{3}{2(4-n)}}; \quad (14)$$

$$U = A_1^{-\frac{2(3-n)}{4-n}} (A_2 A_4)^{\frac{1}{4-n}}; \quad (15)$$

$$J = A_2 U^{1/2};$$

$$(L/\lambda) = (A_1^2 A_2 A_4)^{-\frac{1}{2(4-n)}};$$

$$Q = A_4 A_3^{-1} A_1^{\frac{8-3n}{4-n}} (A_2 A_4)^{-\frac{2}{4-n}},$$

где

$$A_1 = 0,19 t_1^{1/2} g \mu^{-1};$$

$$A_2 = 2,4 \cdot 10^{-4} (\pi g)^{2(3-n)} \left[ \frac{(n/2)^n}{n!} \right]^2 G \Gamma_0^{-1}; \quad (16)$$

$$A_3 = 5,84 t_d t_p t_h^{-1/2} t_1^{1/2} \lambda v_{\text{пр}} E_k;$$

$$A_4 = 6,5 \cdot 10^2 \rho (v_{\text{пр}}^2 - m^2) \eta_1^{-1} t_1^{-1} \lambda^{5/2}.$$

Зависимость величин  $U, J, (L/\lambda), Q$  и  $P_{\text{эл макс}}$  от длины волны <sup>\*</sup> имеет степенной характер  $\sim \lambda^5$ . Значения

5 для непрерывного и импульсного режимов, которые легко получить из (14) и (15) с учетом (16), приведены в табл. 1.

<sup>\*</sup> Особенность, возникающая в (14), (15) при  $n=4$ , связана с тем, что степенная зависимость от  $U$  омических потерь в (12) ( $\sim U^{n-2,5}$ ) и электронной мощности ( $\sim U^{3/2}$ ) при  $n=4$  одинаковы и оптимума  $U$  не существует.

Т а б л и ц а 1

Параметры	Непрерывный режим			Импульсный режим		
	1	2	3	1	2	3
$Q$	-1/6	-1	-7/2	-1/3	-1	-3
$U$	5/6	5/4	5/2	2/3	1	2
$\gamma$	17/12	13/8	9/4	4/3	3/2	2
$L/\lambda$	-5/12	-5/8	-5/4	-1/3	-1/2	-1
$P_{\text{эл.мощ}}$	9/4	23/8	19/4	2	5/2	4

Из табл.1 следует, что характерное для всех СВЧ приборов падение выходной мощности с укорочением длины волны ускоряется с ростом номера гармоники. В непрерывном режиме оно происходит быстрее, чем в импульсном.

Анализ величин, входящих в (14), показывает, что  $P_{\text{эл.мощ}}$  не зависит от  $t_{\perp}$ . Это связано с тем, что оптимальное ускоряющее напряжение пропорционально  $t_{\perp}^{-1}$ . Однако  $t_{\perp}$  существенно влияет на выходной КПД. Зависимость  $P_{\text{эл.мощ}}$  от  $\chi_{\text{пр}}$ , даваемая выражениями (14) и (16), показывает, что увеличение поперечного сечения гиротрона является естественным путем наращивания выходной мощности. Трудности, связанные с этим, обсуждаются в разд.3.

В относительно длинноволновом диапазоне при  $\mu, I_0$ , приходящихся на максимум  $\eta_{\perp}$ , оптимальная величина  $Q$  может оказаться ниже минимальной дифракционной добротности [18]. В этом случае следует длину резонатора выбирать меньшей, чем оптимальная по КПД, подбором точки  $\eta_{\perp}$  на плоскости  $I_0, \mu$  (рис.1) или изменить продольное распределение высокочастотного поля в резонаторе [18,19]. Наоборот, при достаточно малых длинах волн в связи с уменьшением предельного тока пушки оптимум нагруженной добротности  $Q$  приближается к  $Q_{0M} \sqrt{\lambda}$ , которая, как известно, изменяется пропорционально  $\sqrt{\lambda}$ . На длинах волн, меньших некоторой "пороговой"  $\lambda$ , (на которой  $Q = (1/3) Q_{0M}$ ), условие  $Q \ll Q_{0M}$  становится невыполненным и согласно (8) выходная мощность отличается от электронной.

Оценки показывают, что значения  $\bar{\lambda}$  для  $n = 1$  лежат в субмиллиметровом диапазоне. Для  $n = 2$   $\bar{\lambda} \approx 4$  мм в непрерывном режиме и  $\bar{\lambda} \approx 1$  мм в импульсном режиме [17]. Для  $n = 3$  значения  $\bar{\lambda}$  оказываются в сантиметровом диапазоне длин волн. Значение  $\bar{\lambda}$  слабо зависит от конкретного типа моды. Например, для шепчущих мод при возрастании структурного фактора  $\bar{G}$  оптимальная добротность снижается. Однако на этих модах согласно (13) меньше величина  $Q_{0M}$ , и в результате отношение  $Q/Q_{0M}$  почти не меняется. Улучшение качества пучка при повышении тока ЭОС способствует снижению  $\bar{\lambda}$ .

При расчете  $\Gamma_n$  на длины волн  $\lambda \lesssim \bar{\lambda}$  оптимизации подлежит уже не величина  $\eta_{ЭЛ} = \eta_{\perp} t_{\perp}$ , а выходной КПД\*) [20]

$$\eta_{\text{вых}} = (1 - Q/Q_{0M}) \eta_{\perp} t_{\perp}. \quad (17)$$

Если ограничения по току или напряжению определяются не условиями формирования электронного пучка, а источником питания или условиями охлаждения коллектора, то это должно быть учтено изменением величин  $L/\lambda$  и  $Q$  (6), (9), (12), (13). Формула (10) при этом уже не нужна, так как ток и напряжение являются заданными величинами.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ГИРОТРОНАМИ НА ГАРМОНИКАХ ГИРОЧАСТОТЫ (ОДНОМОДОВАЯ ГЕНЕРАЦИЯ)

Исследования проводились с несколькими гиротронами, различающимися типом колебаний в резонаторе и частотой генерации. Основные элементы конструкции лабораторных макетов описаны в работе [6].

\*) Работа Т.Б.Панкратовой и М.И.Петелина, посвященная оптимизации гиротрона с полиномиальной характеристикой  $\eta_{\perp}(E)$  при длинах волн короче „пороговой“, докладывалась на VII Всесоюзной конференции по электронике СВЧ (Томск, 1972).

В гиротронах, рассчитанных на использование относительно низких мод резонаторов, в полосу циклотронного резонанса, как правило, попадает лишь одна мода ( $\omega_{s+1} - \omega_s > \omega_s \beta_{||} \lambda / L$ ). Изменение магнитного поля при этом условии позволяет осуществить дискретную перестройку частоты генерируемых колебаний в сравнительно широком диапазоне. Колебания возбуждаются при совпадении собственных частот резонатора  $\omega_s$  как с циклотронной частотой  $\omega_H$  (основной циклотронный резонанс), так и с ее гармониками ( $\omega_s \approx n\omega_H$ ,  $n=2, 3, \dots$ ).

В соответствующих экспериментах исследовался гиротрон, резонатор и электронная пушка которого рассчитывались на рабочую моду  $H_{0,3,1}$  (вторая гармоника циклотронной частоты, непрерывный режим). Основные результаты испытаний\* приведены в табл.2 ( $B$  — индукция магнитного поля в области резонатора,  $U$  и  $I$  соответственно напряжение и ток электронного пучка,  $P$  — выходная мощность,  $\eta$  — КПД). Перестройка магнитного поля позволяла наблюдать генерацию на одиннадцати фиксированных частотах, соответствующих первым трем гармоникам циклотронной частоты ( $n=1, 2, 3$ ), и охватывала в общей сложности диапазон 3,45 — 13,2 мм при выходной мощности 0,3 — 5,1 кВт.

Идентификация типов колебаний проводилась методом, описанным в [6]. Наибольшая мощность 5,1 кВт при КПД 17% наблюдалась на расчетной моде  $H_{0,3,1}$  ( $n=2$ ;  $\lambda=4,95$  мм). Наиболее коротковолновая генерация с длиной волны  $\lambda = 3,45$  мм была получена на третьей гармонике циклотронной частоты (мода  $H_{3,4,1}$ ). На рис.2 показаны зависимости выходной мощности и КПД от тока пучка для первых трех гармоник гирочастоты. Согласно рис.2 при  $n=1$  КПД достигал максимума ( $\approx 30\%$ ) при  $I \approx 0,4$  А, а затем медленно снижался, тогда как выходная мощность непрерывно росла. При  $n=2$  и  $n=3$  с ростом тока имело

---

\* Указанные результаты получены в 1966–1967 гг., и часть из них изложена в докладе И.И. Антакова, А.В. Гапонова, В.А. Гинцбурга, А.Л. Гольденберга, Д.П. Григорьева, И.М. Орловой, Т.Б. Панкратовой, М.И. Петелина, В.А. Флягина на V межвузовской конференции по электронике СВЧ (Саратов, 1966).

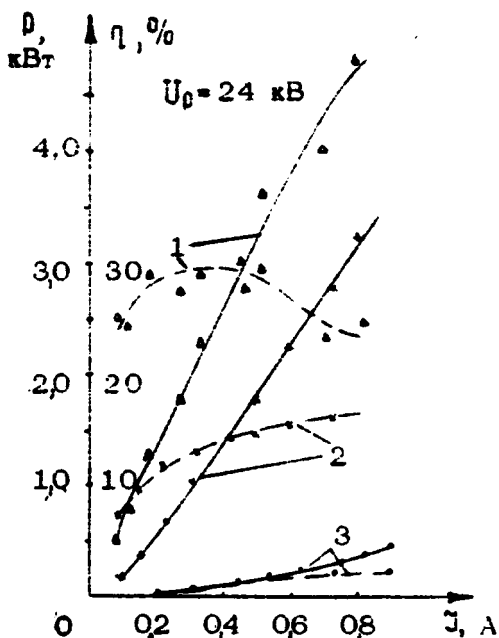
Т а б л и ц а 2

Мода	$n$	$\lambda$ , мм	$\beta$ , Г	$U$ , кВ	$I$ , А	$P$ , кВт	$\eta$ , %
$H_{0,1,1}$	1	13,2	0,85	20	0,78	5,0	32
$H_{3,1,1}$	1	11,9	0,944	24	0,8	1,0	5,2
$H_{1,2,1}$	1	9,42	1,195	24	0,8	5	26
$H_{3,2,1}$	2	6,27	0,896	20	0,8	1,5	9,4
$H_{1,3,1}$	2	5,88	0,955	24	0,7	2,5	15
$H_{4,2,1}$	2	5,42	1,035	24	0,74	3,0	16,8
$H_{2,3,1}$	2	5,05	1,111	24	0,74	1,6	9
$H_{0,3,1}$	2	4,95	1,135	20	1,5	5,1	17
$H_{3,3,1}$	2	4,42	1,27	24	0,7	1,2	7,2
$H_{0,4,1}$	3	3,76	1,00	24	0,9	0,4	1,85
$H_{3,4,1}$	3	3,45	1,085	24	0,9	0,3	1,4

место увеличение как мощности, так и КПД. Эффекты насыщения не наблюдались вплоть до максимальных в данном эксперименте токов (до  $\approx 0,8A$ ), поскольку, как отмечалось во введении, взаимодействие пучка с полями высших гармоник ослабляется с ростом  $n$ .

Снижение КПД (см.рис.2) с ростом номера гармоники согласуется с уменьшением первых трех сомножителей, входящих в выражения для выходной мощности (8) и КПД (19), что отмечалось уже в разд.1. Вместе с тем необходимо учитывать, что при использовании одной и той же ЭОС неизбежно повышение скоростного разброса, приводящее к снижению  $t_{\perp}$  [9] и дополнительному уменьшению  $\eta$  [21,22], так как токи, соответствующие максимуму КПД, возрастают с номером гармоники. Кроме того, по мере увеличения  $n$  и укорочения длины волны нагруженная добротность резонатора на соответствующих модах приближается к омической и доля энергии, теряемая в стенках резонатора, су-

ществено возрастает. В результате падение экспериментального КПД с ростом номера гармоники оказалось намного более резким, чем это следует из теории (разд.1).

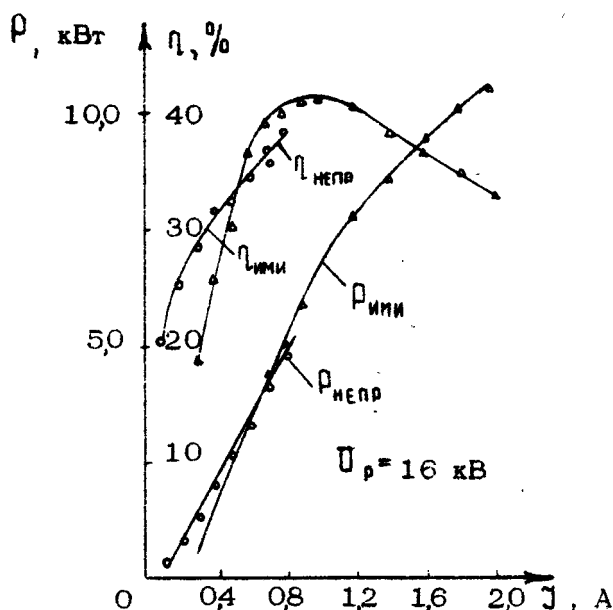


Р и с. 2. Зависимости выходной мощности (сплошные линии) и КПД (пунктир) от тока пучка: 1 -  $H_{1,2,1}$ ,  $n = 1$ ,  $\lambda = 9,42$  мм; 2 -  $H_{0,3,1}$ ,  $n = 2$ ,  $\lambda = 4,95$  мм; 3 -  $H_{0,4,1}$ ,  $n = 3$ ,  $\lambda = 3,76$  мм

Эксперименты с гиротроном ( $n=2$ ), отличающимся оптимизированным распределением высокочастотного поля в резонаторе, описаны в статье [24]. На рис.3 показаны зависимости выходной мощности и КПД от тока пучка для этого Г 2 в непрерывном и импульсном режимах. Рабочая мода  $H_{0,2,1}$  ( $\lambda \approx 9$  мм). Продольный разрез резонатора и осевое распределение ВЧ поля приведены в статье [12]. Сравнение рис.3 и 2 показывает, что удается достигнуть существенно

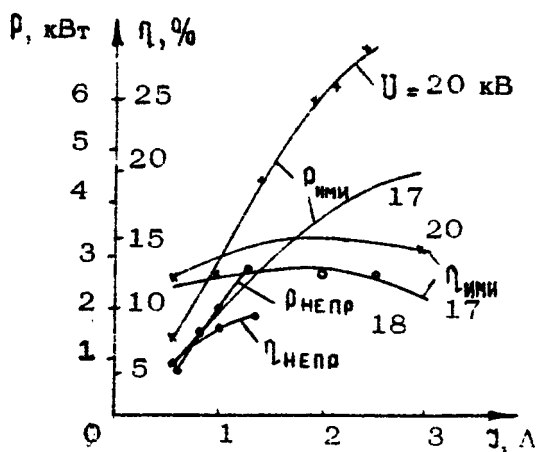


больших значений КПД. Учитывая, что в данном случае  $t_{\perp} \approx 0,8$ ,  $\eta_{\text{полд}} = 0,4$  и  $Q/Q_{\text{ом}} \approx 0,2$ , из выражения (19) получаем значение  $\eta_{\perp} \approx 0,7$  близкое к максимуму, следующему из теории.

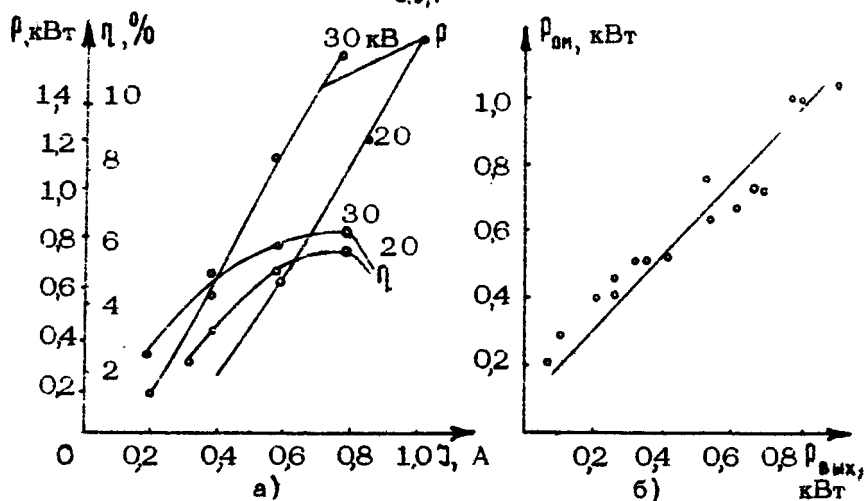


Р и с.3. Зависимость выходной мощности и КПД для Г-2 с оптимизированным распределением высокочастотного поля в резонаторе

Экспериментальные КПД и выходная мощность, как функции тока пучка, для Г-2, спроектированного с учетом специфики миллиметрового диапазона [17] (мода  $H_{0,3,1}$ ,  $\lambda = 1,9$  мм), для непрерывного и импульсного режимов приведены на рис.4: Уменьшение выходного КПД по сравнению с более длинноволновыми приборами связано со значительным скоростным разбросом  $\Delta v_{\parallel} \sim v_{\parallel}$ , меньшей величиной  $t_{\perp} \approx 0,65$  и большей величиной  $Q/Q_{\text{ом}} \approx 0,5$ . Все это вместе взятое привело к отличию максимального



Р и с. 4. Зависимость выходной мощности и КПД генератора от тока ( $\lambda = 1,9$  мм,  $\rho = 2$ , мода  $H_{0,3,1}$ )



Р и с. 5. Зависимости выходной мощности и КПД генератора ( $\lambda = 0,9$  мм,  $\rho = 2$ , мода  $H_{2,3,1}$ ) от рабочего тока (а); соотношение мощностей - тераемой в резонаторе и поступающей в нагрузку (б)

экспериментального КПД (9,5%) от расчетного теоретического значения 15%.

Дальнейшее продвижение в высокочастотный диапазон оказалось возможным с помощью субмиллиметрового Г 2 с рабочей модой  $H_{2,3,1}$  ( $\lambda = 0,9$  мм). Зависимость выходных характеристик от тока пучка в непрерывном режиме приведена на рис.5,а, а на рис.5,б дано соотношение выходной мощности и мощности, теряемой в резонаторе. С увеличением напряжения мощность и КПД возрастали. При  $U = 30$  кВ,  $I = 0,8$  А выходная мощность достигла 1,5 кВт (КПД  $\approx 6\%$ ). Дальнейшее повышение напряжения ограничивалось тепловой перегрузкой коллектора и резонатора. Снижение выходной мощности и КПД с укорочением  $\lambda$  (рис.4,а 5,а) соответствует теории (см.разд.1).

### 3. КОНКУРЕНЦИЯ МОД В ГИРОТРОНАХ, РАБОТАЮЩИХ НА ВТОРОЙ ГАРМОНИКЕ ГИРОЧАСТОТЫ

3.1. Оценки, проведенные в разд.1, справедливы при наличии устойчивой одномодовой генерации. С увеличением поперечного сечения и соответствующим сгущением спектра собственных частот в полосе циклотронного резонанса может оказаться несколько мод, что приводит к неустойчивости, снижению КПД и возникновению многомодовых режимов [25].

При работе на основном циклотронном резонансе в качестве рабочей обычно удается выбрать моду, достаточно удаленную от остальных. Наличие мод, резонансных с высшими гармониками циклотронной частоты  $\omega_H$ , несущественно, так как в слаборелятивистском гиротроне стартовые токи мод возрастают с ростом номера гармоники  $n$  пропорционально  $\beta_{\perp}^{-2n}$  (5). Наоборот, в ГП при  $n \geq 2$  наличие в спектре критических частот резонатора моды, синхронной с  $\omega_H$  (и в общем с  $m\omega_H$ , где  $m < n$ ), крайне усложняет задачу селекции колебаний [26].

Условие устойчивости одномодовой рабочей генерации при наличии паразитной моды, согласно [27], сводится к требованию достаточно большого отношения нелинейных факторов возбуждения, являющихся функциями амплитуды рабо-

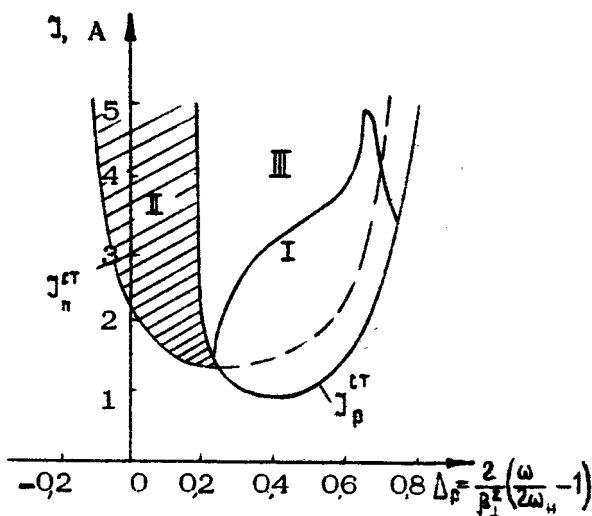
чей моды. Важной особенностью конкуренции в том случае, когда рабочая мода синхронна с более высокой гармоникой гирочастоты, чем паразитная, является большая скорость падения фактора возбуждения рабочей моды с ростом мощности [26]. Поэтому необходимо учитывать эффект нелинейного возбуждения паразитных мод при достижении некоторой пороговой мощности рабочей моды. В результате в рамках линейной теории (сравнение стартовых токов мод) нельзя указать установившийся режим колебаний. Тем не менее повышение стартовых токов паразитных мод хотя и не обеспечивает устойчивой генерации рабочей моды при любом токе, но способствует смещению границы неустойчивости в сторону больших токов и наращиванию выходной мощности.

Селекция колебаний в  $\Gamma_n$  при  $n \geq 2$  существенно усложняется также в связи с тем, что в число конкурирующих мод входят и колебания с относительно большими продольными волновыми числами  $h$  при условиях синхронизма типа

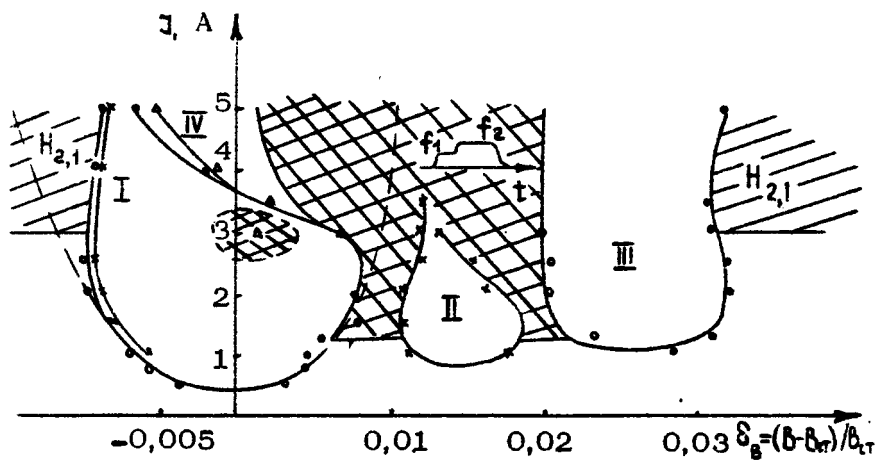
$$|\omega_n + h v_{grn} - \omega_n| \ll \omega_n. \quad (18)$$

Эти моды фактически являются встречными бегущими волнами, синхронными с пучком на основном циклотронном резонансе.

Теоретическое рассмотрение устойчивости одномодовой генерации на модели, в которой продольное распределение поля рабочей моды ( $n_p = 2$ ) характеризовалось гауссовой функцией, а паразитной ( $n_n = 1$ ) моды — синусоидальной (с большим числом вариаций), проведено в статье [28]. Исходные значения параметров брались близкими к экспериментальным [25]. Расчетные зоны генерации показаны на рис. 6. В областях I и II имеет место устойчивая одномодовая генерация соответственно рабочей и паразитной моды. В области III устанавливаются устойчивые одномодовые колебания первоначально возбуждавшейся моды. Отметим, что при способе подачи напряжения  $U_d \sim U$ , использованном в эксперименте [25], в большей части зоны III первоначально возбуждается паразитная мода. Зона устойчивой генерации рабочей моды может быть расширена за счет укорочения длины пространства взаимодействия.



Р и с. 6. Расчетные зоны генерации рабочей и паразитной мод



Р и с. 7. Область генерации гиротрона для однородного магнитного поля

3.2. В экспериментальных образцах импульсных гиротронов ( $\Gamma 2$ ) с рабочей модой  $H_{0,2,1}$  ( $\lambda \approx 9$  мм) [25] паразитная генерация ограничивала выходную мощность уже на уровне 30 кВт, вызывая перескоки частоты, многочастотность и резкое снижение КПД. Соответствующий экспериментальный материал представлен далее в виде областей, образованных совокупностью зон генерации рабочей и ближайших паразитных мод. Одна из таких областей для однородного распределения магнитного поля в рабочем пространстве приведена на рис.7. На горизонтальной оси отложена относительная расстройка

$$\delta_B = (B - B_{ст}) / B_{ст}, \quad (19)$$

где  $B$  - магнитная индукция,  $B_{ст}$  - значение магнитной индукции в минимуме стартового тока рабочей моды.

Зона I на рис.7 соответствует взаимодействию с модой  $H_{0,2,1}$  (рабочая зона); зона II - взаимодействию со встречной волной  $H_{0,2,2}$ ; зона III - взаимодействию со встречной волной  $H_{0,2,3}$ ; наконец, зона IV - возбуждению мод  $H_{0,2,2}$  и  $H_{0,2,3}$  (взаимодействие с попутными волнами). Заштрихованный участок внутри зоны I относится к двухчастотным колебаниям на рабочей моде  $H_{0,2,1}$  и  $H_{0,2,2}$  (попутная волна). Двойной штриховкой между зонами I и III обозначена область неустойчивого возбуждения мод (СВЧ импульс в виде ступеньки (рис.7)). По обе стороны от указанных зон расположена широкая зона (наклонная штриховка) возбуждения бегущей волны  $H_{2,1}$  на основном циклотронном резонансе (см.условие (18)). Смещение вправо левой границы рабочей зоны, из-за которого оптимальные по КПД режимы становятся недостижимыми [25], является результатом конкуренции рабочей моды с волной  $H_{2,1}$ . Влияние мод  $H_{0,2,2}$  и  $H_{0,2,3}$  приводит к дополнительному сужению зоны I при повышении тока пучка.

Сопоставление рис.6 и 7, где  $\delta_B = -\frac{B_1^2}{2}(\Delta, -0.38)$ , свидетельствует о том, что зона I на рис.6 соответствует зоне I рис.7, зоны II и III (рис.6) относятся к зоне генерации встречной волны  $H_{1,2}$  (рис.7), хотя и значительно уже последней, вследствие нефиксированности структуры поля паразитной моды  $H_{1,2}$  [7]. Таким образом, наличие

только одной паразитной моды  $H_{1,2}$  достаточно для неустойчивости рабочего колебания при повышении тока.

Эффективным средством устранения мешающих мод оказалось одновременное возмущение высокочастотного поля поглощающими диэлектрическими вставками (электродинамическая селекция) и магнитостатического поля (электронная селекция). Наряду с упрощением модового состава сильно расширилась рабочая зона, очертания которой приблизились к теоретическим (пунктир на рис.7). Мешающее действие моды  $H_{0,2,2}$  в левой части рабочей зоны практически не обнаруживалось.

Указанные эффекты объясняются подавлением одновременно бегущей волны  $H_{2,1}$  и колебаний типа  $H_{0,2,2}$  и  $H_{0,2,3}$ . Как показали холодные измерения, внесение поглотителя смещает распределение поля  $H_{0,2,2}$  в сторону коллектора и снижает добротность этой моды. С другой стороны, диэлектрик изменяет фазовую скорость волны  $H_{2,1}$ , что вместе с укорочением магнитного поля способствует существенному уменьшению длины взаимодействия пучка с полем моды  $H_{2,1}$ . Наряду с возрастанием стартового тока волны  $H_{2,1}$  "исправляется" левая граница рабочей зоны, что увеличивает устойчивость генерации в мощных импульсных режимах. Зависимость выходной мощности ( $P$ ) и КПД ( $\eta$ ) от тока пучка представлена на рис.8. Кривые  $P_1$  и  $\eta_1$  относятся к исходным распределениям полей,  $P_2$  и  $\eta_2$  - к резонатору с диэлектрической вставкой при укороченном магнитном поле. Как видно, применение комбинированной селекции позволяет поднять выходную мощность с 30-40 кВт до 100 кВт при относительно высоком для данного  $q$  ( $\approx 1$ ) КПД ( $\eta \approx 20\%$ ).

Наибольшая выходная мощность составила 160 кВт. Она была ограничена эмиссией катода и электрической прочностью промежутка катод - анод электронной пушки.

3.3. На основании предыдущего можно дать следующие рекомендации для повышения устойчивости рабочей моды

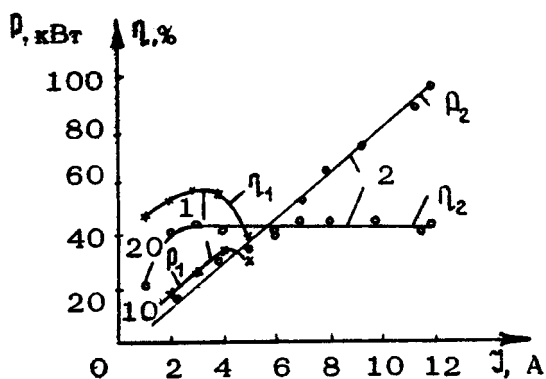
1) Длина участка однородного магнитного поля должна быть минимальной, совместимой с приемлемым КПД на рабочей моде.

2) Коррекция продольного распределения высокочастотного поля  $f(z)$  должна способствовать снижению отноше-

ния эффективных импедансов связи электронов с полями паразитной и рабочей мод. и улучшению группировки пучка полем рабочей моды на начальном участке.

3) Должен быть оптимизирован пич-фактор  $Q$  электронного пучка, а также увеличена в допустимых пределах нагруженная добротность резонатора.

4) Целесообразно применять схему питания гиротрона, способствующую первоначальному возбуждению рабочей моды [29].

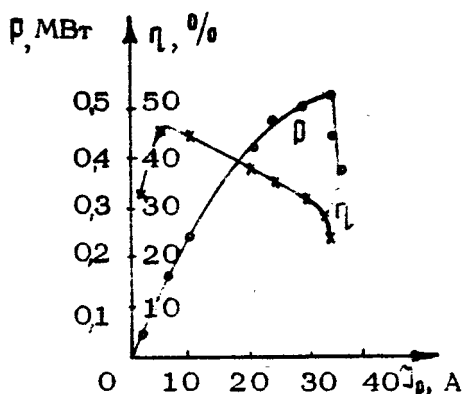


Р и с.8. Зависимость выходной мощности и КПД от тока пучка

Рекомендации 1–3 в общем противоречивы и требуют компромиссного решения. С учетом этого был разработан импульсный гиротрон на второй гармонике гирочастоты [30] ( $\lambda \sim 1,2-1,3$  см). Конструкция гиротрона позволяла использовать в качестве рабочей моды  $H_{0,1,1}$ ,  $H_{2,3,1}$  и  $H_{0,3,1}$ . С целью коррекции магнитного поля на начальном участке резонатора были размещены три дополнительные катушки. Конструкция гиротрона допускала смену резонаторов. Выбор оптимальной длины ( $\sim 5\lambda$ ), добротности и профиля резонатора [5,25,30], создание специального распределения магнитного поля (электронная селекция), а также оптимизация схемы импульсного питания [29] позволили существенно ослабить влияние паразитных мод без использования



поглощающих вставок в резонаторе (последние нежелательны при высоких уровнях выходной мощности).



Р и с.9. Зависимость выходной мощности и КПД ( $n = 2$ , мода  $H_{0,3,1}$ ,  $\lambda = 12$  мм) от тока пучка

Конкуренция со стороны бегущей волны  $H_{3,1}$  ограничивала устойчивость и выходную мощность моды  $H_{8,4,1}$  и, в меньшей степени, моды  $H_{2,3,1}$ . Мода  $H_{0,3,1}$  вследствие большей удаленности от  $H_{3,1}$  сохраняла устойчивость. На рис.9 приведена зависимость выходной мощности и КПД гиротрона (мода  $H_{0,3,1}$ ) от тока пучка в резонаторе. Максимальный КПД составлял 47% при мощности около 200 кВт. Максимум выходной мощности был равен 0,5 МВт при КПД  $\approx 30\%$  [30].

Дальнейшее повышение выходной мощности ограничивалось конкуренцией со стороны моды  $H_{4,1,1}$  (резонанс на гирочастоте).

Авторы благодарны Г.С.Нусиновичу за обсуждение работы и полезные советы.

## Л и т е р а т у р а

1. Гапонов А.В., Петелин М.И., Юпатов В.К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике. - Изв. вузов. Радиофизика, 1967, т.10, №9-10, с.1414-1453.
2. Гапонов А.В. Взаимодействие непрямолинейных электронных потоков с электромагнитными волнами в линиях передачи. - Изв.вузов. Радиофизика, 1959, т.2, №3, с.450-462.
3. Петелин М.И., Юпатов В.К. Мазеры на циклотронном резонансе. - Лекции по электронике СВЧ, т.4 (3-я зимняя школа-семинар инженеров). Саратов: СГУ, 1974, с.95-178.
4. Гапонов А.В., Гольденберг А.Л., Григорьев Д.П., Орлова И.М., Панкратова Т.Б., Петелин М.И. Индуцированное синхротронное излучение электронов в полых резонаторах. - Письма в ЖЭТФ, 1965, т.2, №9, с.430-434.
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, т.12, №8, с.1236-1244.
6. 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, т.18, №2, с.280-289.
7. Братман В.Л., Моисеев М.А. Условия самовозбуждения МЦР с нерезонансной электродинамической системой. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, т.18, №7, с.1045-1055.
8. Жураховский В.А., Кошечкина С.В. Зависимость пусковых характеристик электронного циклотронного генератора от закона распределения СВЧ поля в направлении дрейфа частиц. - Изв.вузов. Радиоэлектроника, 1967, т.10, №11, с.1003-1008.
9. Цимринг Ш.Е. Формирование винтовых электронных пучков. - Лекции по электронике СВЧ, т.4 (3-я зимняя школа-семинар инженеров). Саратов: СГУ, 1974, с.3-94.
10. Моисеев М.А., Нусинович Г.С. Некоторые результаты численных исследований уравнений гиротрона. (В наст. сборнике, с. 41).

11. Рапопорт Г.Н., Жураховский В.А., Кошечая С.В., Грязнова Т.А. Расчеты КПД и частотных характеристик циклотронных генераторов на гармониках гирочастоты. - Изв.вузов. Радиоэлектроника, 1967, т.10, №11, с.996-1002.
12. Быков Ю.В., Малыгин С.А., Цимринг Ш.Е. Гиротроны с коррекцией распределения высокочастотного поля. (В наст. сборнике, с. 216).
13. Кураев А.А., Ковалев И.С., Колосов С.В. Численные методы оптимизации в задачах электроники СВЧ. Минск: Наука и техника, 1975.
14. Нусинович Г.С., Эрм Р.Э. КПД МЦР-монотрона с гауссовым продольным распределением высокочастотного поля. - Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1972, вып.8, с.55-60.
15. Гольденберг А.Л., Лыгин В.К., Мануилов В.Н., Петелин М.И., Цимринг Ш.Е. Адиабатическая теория и траекторный анализ пушек гиротронов. (В наст. сборнике, с. 86 ).
16. Мануилов В.Н., Цимринг Ш.Е. Теория формирования сильноточных винтовых электронных пучков. (В наст. сборнике, с.107).
17. Зайцев Н.И., Петелин М.И., Панкратова Т.Б., Флягин В.А. Гиротроны диапазона миллиметровых и субмиллиметровых волн. - Радиотехника и электроника, 1974, т.19, №5, с.1056-1060.
18. 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.
19. Быков Ю.В., Гольденберг А.Л. Влияние профиля резонатора на предельную мощность гиротрона. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, т.18, №7, с.1066-1067.
20. Нусинович Г.С. К теории оптимизации параметров коротковолновых гиротронов. - Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1981, вып.1 (325); с.16-19.
21. Ергаков В.С., Моисеев М.А., Эрм Р.Э. Влияние разброса скоростей электронов на характеристики гиротрона. - Электронная техника. Сер.1 Электроника СВЧ, 1980, вып.3, с.20-27.

22. Тараненко В.П., Глушенко В.Н., Кошечая С.В. и др. Влияние разброса скоростей электронов в поливинтовых электронных потоках на стартовый ток и КПД гиротронов. - Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1974, вып.12, с.47-56.
23. Ергаков В.С., Моисеев М.А. Влияние разброса скоростей электронов на стартовый ток и коэффициент полезного действия гиротрона. (В наст. сборнике, с.53).
24. Кисель Д.В., Кораблев Г.С., Павельев В.Г., Петелин МИ., Цимринг Ш.Е. Экспериментальное исследование гиротронов на второй гармонике циклотронной частоты с оптимизированным распределением высокочастотного поля. - Радиотехника и электроника, 1974, т.19, №4, с.782-788.
25. Запевалов В.Е., Кораблев Г.С., Цимринг Ш.Е. Экспериментальное исследование гиротронов на второй гармонике циклотронной частоты с оптимизированным распределением высокочастотного поля. - Радиотехника и электроника, 1977, т.22, №8, с.1661-1669.
26. Зарницына И.Г., Нусинович Г.С. Конкуренция мод, резонансных с разными гармониками циклотронной частоты в гиromонотронах. - Изв.вузов. Радиофизика, 1977, т.20, №3, с.461-467.
27. Зарницына И.Г., Нусинович Г.С. Об устойчивости одномодовых колебаний в гиromонотроне. - Изв.вузов. Радиофизика, 1974, т.17, №12, с.1858-1867.
28. 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, т.22, №3, с.368-372.
29. Нусинович Г.С. Способы подачи напряжений на импульсный гиromонотрон, обеспечивающие высокий КПД в режиме одномодовой генерации. - Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1974, вып.3, с.44-49.
30. Запевалов В.Е., Малыгин С.А., Цимринг Ш.Е. Мощные гиротроны на 2-й гармонике циклотронной частоты. - Тезисы докладов 9-й всесоюзной конференции по электронике СВЧ. Киев, 1970, с.106.

## ГИРОТРОНЫ С КОРРЕКЦИЕЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ПОЛЯ

Ю.В.Быков, С.А.Малыгин, Ш.Е.Шимринг

1. Результаты нелинейной теории гиротрона (см. [1] ) показывают, что вариация продольного распределения высокочастотного поля в резонаторе позволяет в широких пределах изменять ряд характеристик приборов, и прежде всего КПД. В особенности это относится к гиротронам, работающим на гармониках циклотронной частоты. По расчетным данным поперечный КПД гиротронов для некоторых гипотетических распределений поля приближается к 100%.

При выборе наиболее благоприятной продольной структуры поля необходимо принимать во внимание ряд дополнительных соображений, в частности:

- возможность реализации соответствующего распределения в известных электродинамических системах;
- перспективы получения достаточно больших значений полного КПД и выходной мощности, исходя из достижимых параметров электронного пучка и омической добротности резонатора;
- обеспечение нужных селективных свойств резонатора и вообще условий устойчивой одномодовой генерации гиротрона.

Приведенный перечень можно продолжить. Указанные условия играют главную роль, хотя каждое из них имеет разное значение в зависимости от типа гиротронов (номер рабочей гармоники  $n$ , непрерывный и импульсный режимы, тип моды и пр.).

В настоящей статье рассмотрены некоторые результаты теоретических и экспериментальных исследований возможностей повышения КПД гиротронов путем коррекции продольного распределения высокочастотного поля с учетом упомянутых выше факторов.

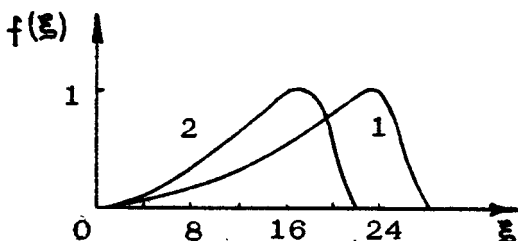
2. Для удобства ниже дана сводка максимальных значений поперечного КПД  $\eta_{\perp}$  для трех характерных типов продольного распределения высокочастотного поля (см. таблицу):

1) "треугольное" распределение [2]

$$f(\xi) = \begin{cases} \xi/\mu, & 0 < \xi < \mu \\ 0, & \xi > \mu \end{cases}; \quad (1)$$

2) распределение, оптимальное в классе унимодальных функций [3] (рис.1, кривые 1 и 2 соответствуют  $\mu = 1$  и 2)

$$f(\xi) = \sin^2 \left[ \pi \frac{\sum_{j=1}^6 A_j (\xi/\mu)^j}{\sum_{j=1}^6 A_j} \right]; \quad (2)$$



Р и с. 1. Оптимальные распределения поля в классе унимодальных функций

3) распределение типа гауссовой функции [2,4]

$$f(\xi) = \exp \left[ -3 \left( \frac{2\xi}{\mu} - 1 \right)^2 \right]. \quad (3)$$

Здесь  $f(\xi)$  — функция распределения, нормированная на максимум;

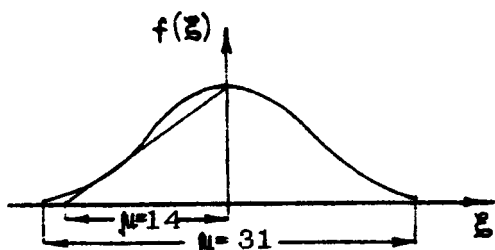
$\xi = \pi \beta_{\perp}^2 z / \beta_{\parallel} \lambda$  - безразмерная продольная координата;

$\mu = \pi \beta_{\perp}^2 L / \beta_{\parallel} \lambda$  - безразмерная длина рабочего пространства (параметр неизохронности);  $\beta_{\perp}$  и  $\beta_{\parallel}$  - соответственно отношения осцилляторной и продольной скоростей электронов к скорости света в вакууме;  $\lambda$  - длина волны.

$n$	$\eta_{\perp}$	$\mu$	Тип распределения
1	0,71	14	(1)
2	0,64	14	
3	0,56	20	
1	0,88	28	(2)
2	0,9	22	
1	0,72	30	(3)
2	0,71	31	
3	0,54	38	

Все указанные распределения имеют вид функций с максимумом и плавным подъемом поля от начала области взаимодействия. Именно при такой структуре формирование компактных сгустков электронов не связано со значительными затратами энергии высокочастотного поля.

Наиболее адекватным для открытых резонаторов, используемых в гиротронах, является гауссово распределение (3). Как видно, при этом достигим сравнительно большой КПД, однако длины  $\mu$  сильно превосходят соответствующие величины для треугольного распределения. Это в значительной мере связано с медленным убыванием функции (3) после максимума. Действительно, для получения большого КПД электронный сгусток должен быть наиболее компактным вблизи максимума поля. Участок спада поля дает сравнительно малый вклад в КПД. В этой связи отметим, что при  $n = 2$  распределение (1) полностью уместается на участке подъема кривой (3) (рис.2) при оптимальных длинах полей.



Р и с. 2. Сравнение оптимальных длин рабочего пространства для треугольного и гауссова распределений ( $n = 2$ )

Уменьшение длины области взаимодействия и сопутствующее этому снижение дифракционной добротности резонатора приводят к увеличению оптимальных рабочих токов. Поэтому резонаторы с несимметричной продольной структурой высокочастотного поля целесообразно использовать в гиротронах повышенной мощности.

Основным фактором, ответственным за существенное отличие  $\eta_{\perp}$  от электронного КПД  $\eta_{3\lambda}$  от  $\eta_{\perp}$  является разброс осцилляторных скоростей электронов [5,6]. Кулоновские силы в электронном пучке сравнительно слабо влияют на оптимальное значение КПД [6,7]. Имеющиеся данные, однако, недостаточны для нахождения оптимальных распределений высокочастотного поля с учетом сил пространственного заряда и скоростного разброса.

3. Резонаторы гиротронов образованы, как правило, отрезками круглых слабонерегулярных волноводов, радиус которых близок к критическому радиусу рабочих  $T_{m,p}$  колебаний. Продольное распределение поля в этом случае описывается уравнением неоднородной струны [8]

$$\frac{d^2 f}{d x^2} + h^2 f = 0, \quad (4)$$

где

$$h^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\nu_{m,p}^2}{R^2(x)}, \quad (5)$$



$\nu_{mp}$  -  $p$ -й нуль производной функции Бесселя ( $J'_m(\nu_{mp}) = 0$ ).

$R(z)$  - текущий радиус (профиль) резонатора.

Наиболее распространенным способом получения профиля  $R(z)$  является перебор вариантов с вычислением распределения поля свободных колебаний по уравнению (5). В этом случае функция  $f$  должна удовлетворять на границах резонатора условиям излучения

$$\begin{aligned} \frac{df}{dz} - ihf &= 0, & z = z_A; \\ \frac{df}{dz} + ihf &= 0, & z = z_{np}. \end{aligned} \quad (6)$$

Решению системы (4) - (6) для ряда профилей резонаторов посвящена работа [9].

Величины  $f$ ,  $\omega$ ,  $h^2$  для свободных колебаний являются комплексными, что затрудняет прямой синтез профиля  $R(z)$  по заданному распределению  $f(z)$ . Задача синтеза несколько упрощается для вынужденных колебаний, когда резонатор ограничен слева ( $z = z_A$ ) запердельным волноводом, а справа ( $z = z_{np}$ ) падает волна  $A \exp[i(\omega t + hz)]$ . При этом функция

$f$  удовлетворяет на концах граничным условиям

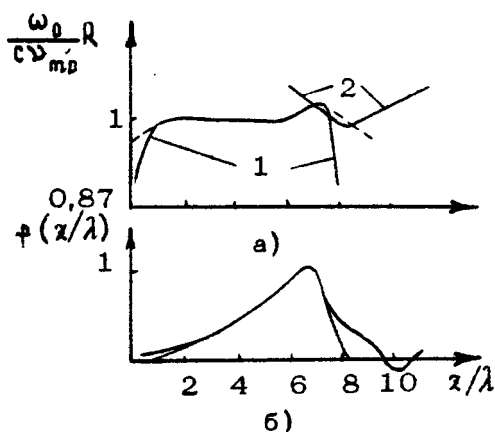
$$\begin{aligned} \frac{df}{dz} &= |h| f, & f(z_A) &= f_0, & z &= z_A; \\ h^2 \left| \frac{df}{dz} + ihf \right|^2 &= 4|A|^2, & z &= z_{np} \end{aligned} \quad (7)$$

и величины  $f$ ,  $\omega$ ,  $h^2$  являются вещественными. Резонансная частота определяется из условия максимума резонансной кривой

$$G(\omega) = f_{max}^2 / |A|^2. \quad (8)$$

Функции поля  $f$  для свободных и вынужденных колебаний мало различаются в области медленного изменения фазы  $\varphi(z)$  поля свободных колебаний  $f = |f| e^{i\varphi}$  (рабочее пространство гиротрона).

Если бы резонансная частота  $\omega_0$  была известна заранее, то радиус  $R(z)$  для гладкой функции  $f$  можно было бы вычислить из (5) и (6), что, однако, в некоторых случаях (большая кривизна  $f(z)$ ) приводит к сильно нерегулярным профилям, для которых уравнение (4) несправедливо. Вычисленная функция  $R(z)$  может иметь сильно нерегулярный вид около участков с быстрым изменением  $f$ . Например, для распределения 1, изображенного на рис.1, профиль сильно нерегулярен (рис.3,а, кривая 1).



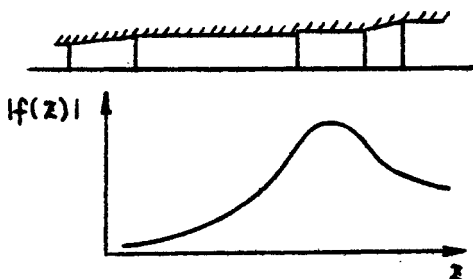
Р и с. 3. Построение слабонерегулярного профиля резонатора с распределением поля, близким к оптимальному

Проблему синтеза можно свести к задаче нахождения плоскости сочленения профиля, вычисленного по оптимальному распределению поля, но сглаженного таким образом, чтобы не было резких изменений  $R(z)$  (пунктир на рис.3,а), с заданной конфигурацией участка, обеспечивающего дифракционный вывод энергии (рис.3,а, кривая 2)\*). Распределение поля

\* ) Сглаживание возможно только для профилей типа рис.3 (кривая 1), у которых сильная нерегулярность  $R(z)$  оказывается сильной только вблизи концов. При этом распределение поля в области взаимодействия практически не меняется.

вынужденных колебаний на резонансной частоте мало отличается от оптимального (см. рис. 3,б). Детали соответствующей расчетной процедуры приведены в статье [10].

4. Гиротроны, работающие на основном циклотронном резонансе ( $n = 1$ ), обычно имеют резонаторы с продольным распределением поля типа (3). Получающиеся КПД можно увеличить путем дальнейшей коррекции профиля резонатора. В эксперименте [11] исследовался гиротрон, резонатор которого имел ступеньку (см. рис. 4, где изображена также продольная структура высокочастотного поля). Как видно, в области, прилегающей к пушке, имеется протяженный участок с относительно малой амплитудой поля. Энергия высокочастотного поля преимущественно запасена в небольшом объеме около максимума  $f(z)$ . Поэтому добротность такого резонатора была низкой, что позволило увеличить рабочий ток и выходную мощность [11].

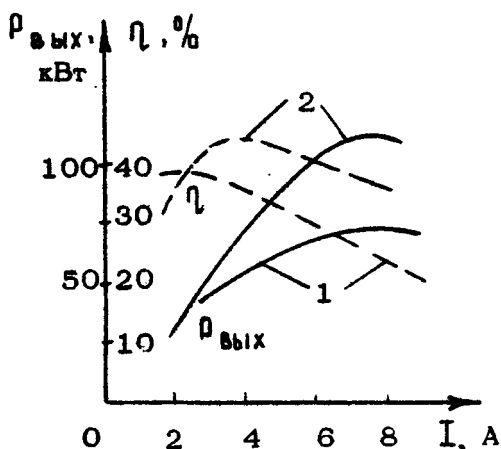


Р и с. 4. Профиль резонатора со ступенькой и распределение амплитуды электромагнитного поля в нем

В гиротроне с предельно низкодобротным резонатором распределение поля перестает быть фиксированным и зависит от высокочастотной составляющей электронного тока. Изменения  $f$  относительно "холодного" распределения в оптимальных режимах все же невелики [12].

В статье [11] сравнивались гиротроны с предельно низкодобротными резонаторами традиционного и ступенчатого профилей. Исследовалась генерация на моде  $TE_{011}$  в диапазоне  $\lambda \sim 1$  см при импульсном напряжении 40 кВ. На

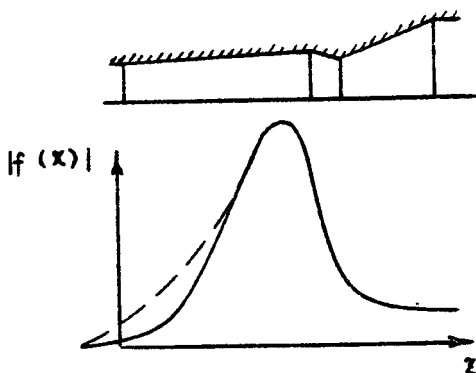
рис. 5 приведены соответствующие выходные характеристики. Длина резонатора с распределением поля, близким к (3), подбиралась экспериментально по максимуму выходной мощности \*). Последняя для резонатора с оптимизированным профилем существенно превышала мощность гиротрона с обычным резонатором. Коррекция распределения поля позволила, таким образом, не только поднять КПД, но и сместить оптимальные режимы в область больших токов.



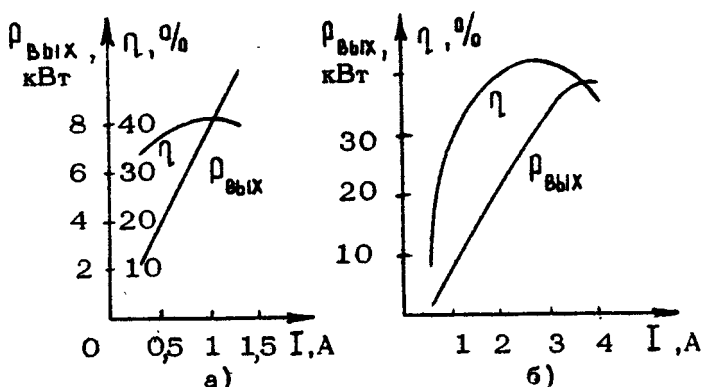
Р и с. 5. Выходные характеристики гиротрона с резонаторами традиционного (1) и ступенчатого (2) профилей

Особенно значителен выигрыш в КПД и выходной мощности при оптимизации продольной структуры поля в гиротронах, работающих на второй гармонике циклотронной частоты [13]. В генераторе с модой  $TE_{021}$  (длина волны 8,9 мм) использовался резонатор с профилем, изображенным на рис. 6. Расчетные характеристики таких структур приведены в статье [9]. Асимметрия распределения здесь связана с наличием протяженного конического участка.

\* ) Максимальная выходная мощность для удлиненной системы ниже, несмотря на большой предельный КПД, так как последний достигается при меньшем токе пучка.



Р и с. 6. Профиль резонатора и соответствующее распределение амплитуды электромагнитного поля



Р и с. 7. Выходные характеристики гиротрона ( $n=2$ ) при непрерывном (а) ( $U_p = 19$  кВ) и импульсном (б) ( $U_p = 26$  кВ) питании

Эксперименты проводились в непрерывном и импульсном режимах. Выходные характеристики прибора в оптимальных по КПД режимах приведены на рис.7. Как видно, КПД превышает 0,4. Если учесть, что энергия поступательного движения электронов по экспериментальным данным превышала

20% их полной энергии, а потери в стенках резонатора достигали 25% <sup>\*</sup>), то поперечный КПД генератора составлял 0,6-0,7, т.е. был близок к теоретическому значению. Некоторые экспериментальные результаты были воспроизведены в работе [14].

6. Основным препятствием для повышения выходной мощности гиротронов на гармониках гирочастоты является конкуренция со стороны паразитных видов колебаний, особенно бегущих волн, взаимодействующих с пучком на гирочастоте ( $n = 1$ ). Исключение паразитной генерации предъявляет следующие требования к продольной структуре высокочастотного поля (см. [15, 16]):

- 1) обеспечение преобладающего воздействия поля рабочей моды на электроны на участке первичной модуляции пучка;
- 2) минимизация длины области взаимодействия при условии достижения достаточно большого КПД <sup>\*\*</sup>).

В эксперименте [15] коррекция поля рабочей моды на начальном участке производилась введением в эту область поглощающей диэлектрической вставки. Амплитуда поля рабочей моды в области модуляции при этом увеличивается (пунктир на рис. 7), тогда как поле паразитной моды уменьшается, поскольку поглотитель оказывается недалеко от максимума ее распределения поля.

Использование резонатора с асимметричным продольным распределением высокочастотного поля, а также подбор благоприятного распределения магнитостатического поля позволил в следующем эксперименте [16] получить на второй гармонике в диапазоне  $\lambda \sim 1,2$  см импульсную выходную мощность более 0,5 МВт с КПД 0,3 (максимум КПД  $\sim 0,3$  соответствовал меньшей выходной мощности).

---

<sup>\*</sup>) Мощность омических потерь в резонаторе измерялась по изменению температуры охлаждающей жидкости.

<sup>\*\*</sup>) Напомним в этой связи о целесообразности применения резонаторов с асимметричным распределением высокочастотного поля (п.2).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из приведенных данных следует, что коррекция продольного распределения высокочастотного поля в резонаторе позволяет увеличить КПД гиротронов как на основном циклотронном резонансе, так и (в особенности) на гармониках гирочастоты. Общей характерной чертой оптимальных распределений является наличие максимума амплитуды поля, расположенного вблизи выходного сечения резонатора, и участков с плавным спадом поля по обе стороны от максимума. Реализация указанных распределений вполне возможна путем оптимизации профиля резонатора.

Требование малости амплитуды поля рабочего типа колебаний на участке модуляции может вступать в определенное противоречие с условиями подавления конкурирующих мод. В связи с этим при работе с мощными гиротронами, особенно на гармониках гирочастоты, коррекцию продольного распределения высокочастотного поля следует производить не только с учетом КПД и выходной мощности, но и необходимости исключения паразитной генерации.

Авторы признательны В.Е.Запезалову и В.К.Юлпатову за просмотр рукописи и полезные замечания.

### Л и т е р а т у р а

1. Моисеев М.А., Нусинович Г.С. Некоторые результаты численных исследований уравнений гиротрона. (В наст. сборнике, с. 41).
2. Петелин М.И., Юлпатов В.К. Мазеры на циклотронном резонансе. — В кн.: Лекции по электронике СВЧ, т.4 (3-я зимняя школа-семинар инженеров). Саратов: СГУ, 1974.
3. Кураев А.А., Ковалев И.С., Колосов С.В. Численные методы оптимизации в задачах электроники СВЧ. Минск: Наука и техника, 1975.
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.
5. Ергаков В.С., Моисеев М.А., Эрм Р.Э. Влияние разброса скоростей электронов на характеристики гиротрона. — Электронная техника, Сер.1. Электроника СВЧ, 1980, №3, с.20.

6. Кураев А.А. Теория и оптимизация электронных приборов СВЧ. Минск: Наука и техника, 1979.
7. Братман В.Л., Петелин М.И. К вопросу об оптимизации параметров мощных гиromонотронов с нефиксированной структурой высокочастотного поля. - Изв. вузов. Радиофизика, 1975, т.18, №10, с.1538.
8. Каценеленбаум Б.З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М.: Изд-во АН СССР, 1961.
9. 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, т.12, №8, с.1236.
10. Малыгин С.А. Резонаторы МЦР с заданным продольным распределением высокочастотного поля. - Изв. вузов. Радиофизика, 1981, т.24, №12, с.1530.
11. Быков Ю.В., Гольденберг А.Л. Влияние профиля резонатора на предельную мощность гиротрона. - Изв. вузов. Радиофизика, 1975, т.18, №7, с.1066.
12. 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.
13. 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, т.19, №4, с.782.
14. He-zong G., Zeng-gui C., Shi-chang Z et al. The Study of a  $TE_{02}$  Mode Gyromonotron Operating at the Second Harmonic of the Cyclotron Frequency. - Reports V Int. Conf. on Infrared and MM Waves, Oct. 1980, Wurzburg, FRG, p.100.
15. Запелов В.Е., Кораблев Г.С., Цимринг Ш.Е. Экспериментальное исследование гиротронов на второй гармонике циклотронной частоты с оптимизированным распределением высокочастотного поля. - Радиотехника и электроника, 1977, т.22, №8, с.1661.



16. Запезалов В.Е., Малыгин С.А., Цимринг Ш.Е. Мощные гиротроны на 2-й гармонике циклотронной частоты. - В кн.: Тезисы докл. 9-й Всесоюз. конф. по электронике СВЧ, Киев, 1979, т.1, с.106.

### СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ МАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ ГИРОТРОНОВ

Т.В.Бородачева, Ю.Д.Ларичев, К.Г.Никитин,  
Е.Л.Певзнер, А.Ш.Фикс, В.А.Флягин

Для работы гиротронов принципиально необходимы сильные магнитные поля, величина которых (в миллиметровом диапазоне длин волн) составляет десятки килоэрстед, а объем — сотни и тысячи кубических сантиметров. Успешное освоение миллиметрового диапазона длин волн с помощью гиротронов связано с появлением в 60-х годах сверхпроводящих магнитных систем (СМС), с помощью которых относительно легко реализуются указанные поля. Поскольку современные сверхпроводящие материалы способны эффективно работать лишь при температурах, близких к температуре кипения жидкого гелия (4,2 К), то все современные СМС связаны с использованием жидкого гелия или смеси жидкого гелия с гелиевыми парами. Типичная СМС состоит из сверхпроводящего соленоида, помещенного в криостат — теплоизолированный сосуд с жидким гелием. СМС гиротронов по сравнению с обычными СМС обладают рядом специфических особенностей. Изготовление таких СМС началось в СССР в конце 60-х годов. Это было первое нам известное применение СМС в электронике СВЧ в нашей стране.

### СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ СОЛЕНОИДЫ

Задача создания необходимого магнитного поля в заданном объеме является типичной для любых СМС, и пути ее решения для СМС гиротронов не отличаются от известных

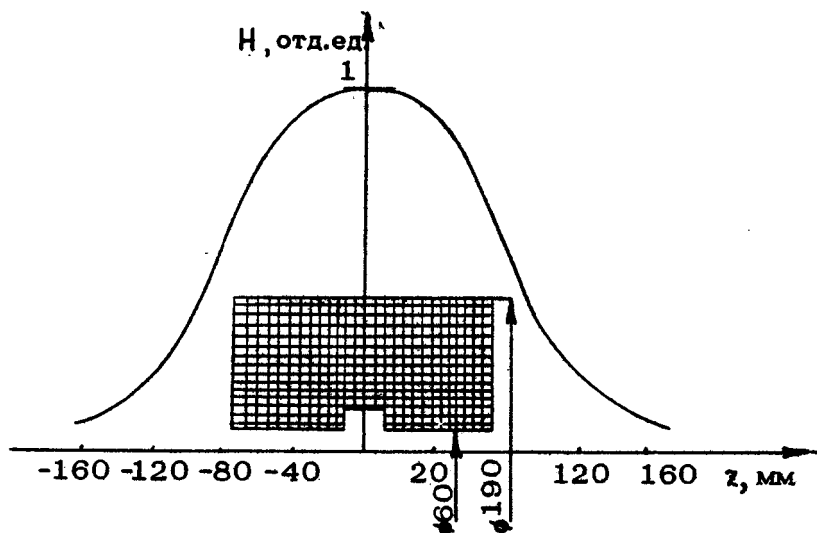
[1,2]. Специфическими особенностями сверхпроводящих соленоидов для СМС гиротронов являются следующие:

1) однородность магнитного поля порядка 0,1% (на порядок меньше ширины циклотронного резонанса) на цилиндрической поверхности, по которой движется электронный пучок внутри резонатора гиротрона;

2) конфигурация силовых линий поля (по которым движется электронный пучок), особенно при выходе их из криостата и при подходах к катоду и коллектору, должна соответствовать конструктивным особенностям гиротрона;

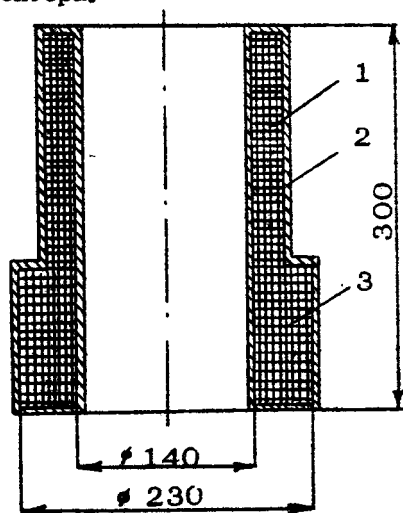
3) "провалы" магнитного поля более чем на несколько десятых процента недопустимы на всей поверхности, по которой движется электронный пучок, ввиду возможного возникновения так называемых магнитных пробок;

4) возможность работы соленоида при частичном погружении его в жидкий гелий, вызываемая конструктивными особенностями криостатов для СМС гиротронов.



Р и с.1. Сверхпроводящий соленоид с внутренней коррекцией:  $H$  — магнитное поле на оси соленоида;  $z$  — расстояние вдоль оси от центра соленоида

Задача создания однородного магнитного поля в области резонатора решается известными методами коррекции [1]. На рис.1 изображен один из соленоидов для СМС гиротрона, в котором применена внутренняя коррекция. На практике при конструировании соленоидов обращается внимание на жесткость каркаса соленоида, так как его деформация может существенно нарушить однородность и вызвать провалы поля. Требуемой конфигурации силовых линий удовлетворяют путем тщательного подбора геометрии соленоида. Довольно часто всем требованиям по конфигурации силовых линий, особенно в дальней зоне (вблизи коллектора и катода), полностью удовлетворить невозможно или сложно. В этих случаях применяются несверхпроводящие подмагничивающие соленоиды с полем в центре до 0,5 кЭ, размещаемые в области катода и коллектора.



Р и с.2. Сверхпроводящий соленоид, работоспособный при частичном погружении в жидкий гелий: 1 - верхняя часть соленоида ; 2 - медный каркас; 3 - нижняя часть соленоида

На рис.2 изображен соленоид, работоспособный при частичном погружении в жидкий гелий. Верхний участок намотки

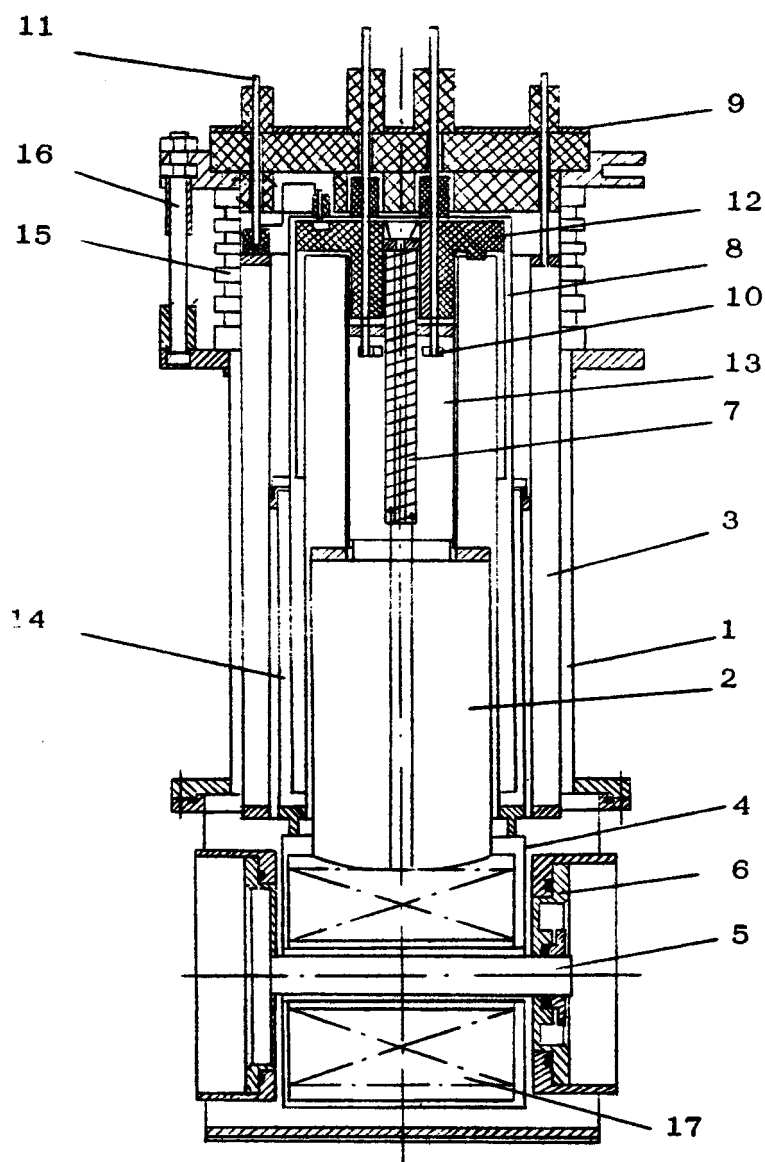
предназначен для "протяжки" силовых линий вблизи коллектора. Основной конструктивной особенностью этого соленоида является массивный медный каркас, служащий для уменьшения температуры верхней, не залитой жидким гелием, части соленоида. Соленоид был намотан сверхпроводящим кабелем из сплава Nb-Ti, стабилизированного медью. Максимальное поле на оси соленоида составило согласно измерениям примерно 70 кЭ при полностью залитом соленоиде и уменьшилось не более чем на 5% в случае, когда уровень жидкого гелия совпадал с границей между верхней и нижней частью соленоида.

## КРИСТАТЫ

Принципы конструирования криостатов для СМС изложены, например, в [3,4]. Напомним, что основным параметром криостатов является скорость испарения жидкого гелия, определяемая теплопритоком в гелиевую емкость (каждый ватт теплопритока вызывает испарение жидкого гелия со скоростью 1,4 л/ч). Этот теплоприток складывается из теплопритока по остаточным газам, теплопритока излучением, а также теплопритока по токоподводам и подвеске гелиевой емкости. Известными методами: вакуумированием полостей криостата до давления порядка  $10^{-6}$  мм рт.ст., применением охлаждаемых жидким азотом экранов и суперизоляции - удается довести теплоприток по остаточным газам до величины меньшей 0,1 Вт, а излучением - до величины порядка 0,1 Вт (для криостатов с характерными размерами порядка 1 м).

---

Р и с.3. Криостат с горизонтальным теплым отверстием: 1 - наружный корпус; 2 - гелиевая емкость; 3 - азотный бачок; 4,8 - экран для защиты от излучения; 5 - "теплое" отверстие; 6 - боковой фланец с сальником; 7 - спиральные токоподводы; 9 - верхний фланец с сальником; 10 - клапан; 11 - трубка для подливки жидкого азота; 12 - текстолитовая шайба; 13 - токоподводная вставка; 14 - подвеска; 15,16 - сильфон со скалками для регулировки положения оси соленоида; 17 - соленоид



Р и с. 3

Что же касается токоподводов, то в идеальных конструкциях, охлаждаемых парами гелия, теплоприток по паре токоподводов составляет примерно  $2 \cdot 10^{-3}$  Вт на каждый ампер вводимого тока [5]. В разработанных нами криостатах эта цифра составляет примерно  $3 \cdot 10^{-3}$  Вт/А. Теплоприток по подвеске в обычных СМС легко довести до незначительного уровня, уменьшая сечение, в то время как, в СМС гиротронов возможности уменьшения сечения подвески ограничены требованием ее жесткости.

На рис.3,4 изображены схемы двух криостатов для СМС гиротронов. Перечислим основные особенности этих криостатов, характерные для всех криостатов СМС гиротронов:

1) наличие "теплого" отверстия, в которое устанавливается гиротрон;

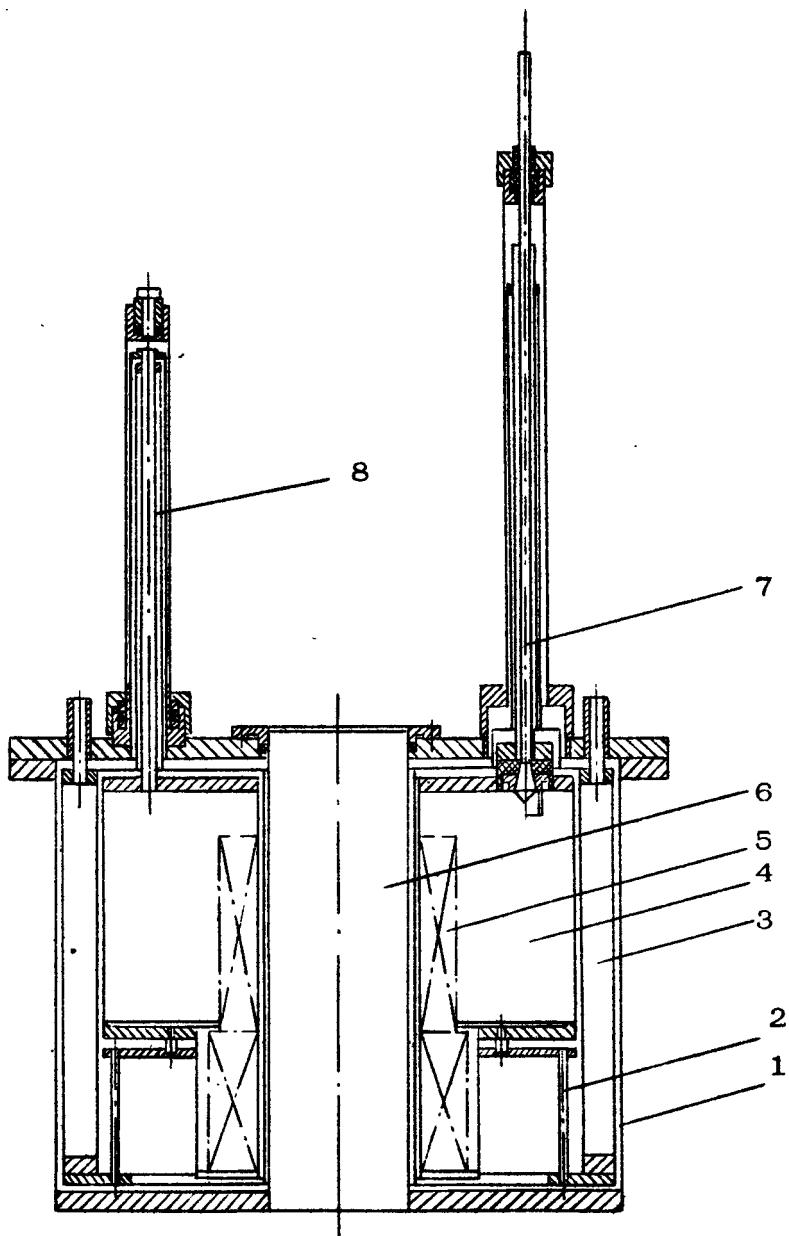
2) минимальность расстояний между торцами соленоида и наружным корпусом криостата с целью освобождения места для пространственно-развитых частей гиротрона (например, коллектора);

3) жесткая подвеска гелиевой емкости.

Теплое отверстие усложняет конструкцию криостата. Существенным оказывается вопрос о выборе расположения теплового отверстия: горизонтального или вертикального, определяющего конструктивный облик криостата. Даже если ограничиться чисто криостатными проблемами, не затрагивая гиротронных, на этот вопрос нельзя дать однозначного ответа. Вертикальное расположение теплового отверстия (см.рис.4) облегчает проблему жесткой фиксации соленоида, но в связи с указанным требованием минимизации расстояний от торцов соленоида до корпуса криостата "прижимает" верхний фланец криостата к соленоиду, уменьшая запас жидкого гелия над соленоидом, что часто приводит к необходимости разработки соленоидов, работоспособных при частичном погружении в жидкий гелий. Взаимодействие полей сверхпроводящего соленоида и соленоида подмагничивания или наличие

---

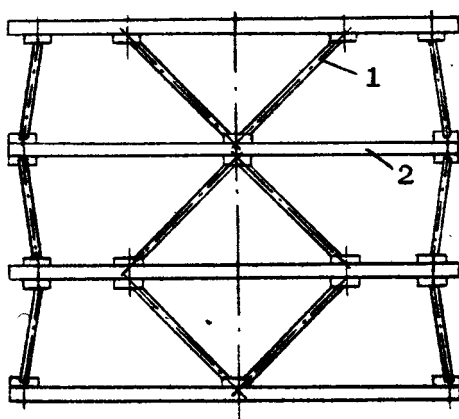
Р и с.4. Криостат с вертикальным теплым отверстием: 1 - корпус; 2 - нижние трубки подвески; 3 - азотный бачок; 4 - гелиевая емкость; 5 - соленоид; 6 - теплое отверстие; 7 - токоподвод; 8 - верхние трубки подвески



Р и с. 4.

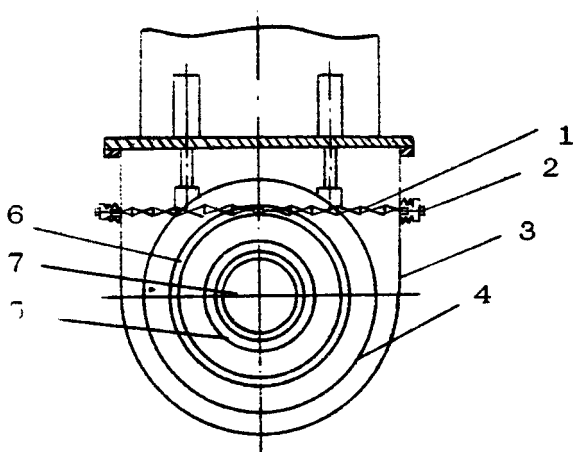


вблизи СМС магнитных материалов, наклоны криостата и т.д. приводят к возникновению сил величиной до 100 кг, действующих на гелиевую емкость. С другой стороны, для нормальной работы гиротронов параллельные смещения оси соленоида не должны превышать 0,1 – 1 мм, а угловые смещения оси – 10–30 угловых минут. Эти факторы вызывают необходимость жесткой подвески гелиевой емкости, что вступает в противоречия с требованием минимальности теплопритока. В настоящее время используются различные типы жестких подвесок. В криостате, показанном на рис.3, применена зигообразная подвеска, разработанная Кейлиным [6]. В другом криостате (рис.4) гелиевая емкость подвешена на четырех трубках диаметром 18 мм и толщиной стенки 0,2 мм из нержавеющей стали 12X18H10T, которые охлаждаются потоком испаряющегося гелия, а с боков фиксируется четырьмя трубками диаметром 6 мм и толщиной стенки 0,2 мм (сталь X18H10T), прикрепленными к азотному бачку. Не охлаждаемая выходящими парами гелия подвеска (рис.5) представляет собой кольцевую ферму, стержни которой выполнены из трубок (типичный диаметр 10 мм, толщина стенки 0,2 мм, материал 12X18H10T), ограниченную сверху и снизу металлическими дисками (типичные размеры: наружный диаметр 250–400 мм, толщина 10–15 мм). Подвеска соби-



Р и с.5. Фермовая подвеска: 1 – трубки;  
2 – металлические диски

рается из нескольких ярусов таких кольцевых ферм с высотой каждого яруса порядка 100 мм. Наиболее хорошие результаты по жесткой фиксации гелиевой емкости дала подвеска последней на вертикальных, охлаждаемых потоком испаряющегося гелия трубках, усиленная горизонтальными растяжками (рис.6).



Р и с.6. Подвеска на трубках и растяжках:  
 1 - растяжка; 2 - устройство для натяга растяжек; 3 - корпус криостата; 4,5 - экраны для защиты от излучения; 6 - гелиевая емкость; 7 - теплое отверстие

Конструкция этих растяжек [7] позволяет значительно уменьшить температурные напряжения, возникающие в них при заливке криостата жидким гелием. Разработанные конструкции жестких подвесок позволяют получить отношение смещения к силе, действующей на соленоид, порядка  $3 \cdot 10^{-3}$  мм/кГ при теплопритоке по подвеске в несколько сотых ватта.

## Л и т е р а т у р а

1. Монтгомери Д.Б. Получение сильных магнитных полей с помощью соленоидов/ Пер. с англ. М.: Мир, 1971.
2. Брехна Г. Сверхпроводящие магнитные системы/ Пер. с англ. М.: Мир, 1976.
3. Роуз-Инс А. Техника низкотемпературного эксперимента/ Пер. с англ. М.: Мир, 1966.
4. Казовский Е.Я., Карцев В.П., Шахтарин В.Н. Сверхпроводящие магнитные системы. Л.: Наука, 1967.
5. Кейлин В.Е. Криостаты нового типа для сверхпроводящих соленоидов. Препринт № 1178. М.: ИАЭ, 1966.
6. Keilin V.E., Klimenko E.Yu. Study of high-current introduction to liquid helium. - Cryogenics, 1967, v.7, p.3.
7. Никитин К.Г. Авт.свид.СССР № 830076, кл. F 17C13/08. БОИПОТЗ, 1981, №18, с.180.

## СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие редактора.....	3
<b>ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ</b>	
М.И.Петелин. Самовозбуждение колебаний в гиротроне	5
<b>НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ</b>	
В.К.Юлпатов. Укороченные уравнения автоколебаний гиротрона.....	26
М.А.Моисеев, Г.С.Нусинович. Некоторые результаты численных исследований уравнений гиротрона.....	41
В.С.Ергаков, М.А.Моисеев. Влияние разброса скоростей электронов на стартовый ток и коэффициент полезного действия гиротрона.....	53
<b>ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ СЕЛЕКЦИЯ МОД</b>	
С.Н.Власов, И.М.Орлова, М.И.Петелин. Резонаторы гиротронов и электродинамическая селекция мод.....	62
М.И.Петелин. Электронная селекция мод в гиротроне	77
<b>ЭЛЕКТРОННАЯ ОПТИКА</b>	
А.Л.Гольденберг, В.К.Лыгин, В.Н.Мануилов, М.И.Петелин, Ш.Е.Цимринг. Адиабатическая теория и траекторный анализ пушек гиротронов.....	86
В.Н.Мануилов, Ш.Е.Цимринг. Теория формирования сильнооточных винтовых электронных пучков.....	107
	239

## ПРОБЛЕМЫ ПОВЫШЕНИЯ МОЩНОСТИ И РАБОЧЕЙ ЧАСТОТЫ

В.Л.Братман, М.А.Моисеев, М.И.Петелин. Теория гиротронов с низкодобротными электродинамическими системами.....	122
Г.С.Нусинович. Теория многомодового гиротрона.....	146
Г.С.Нусинович, Т.Б.Панкратова. Теория гиротронов субмиллиметрового диапазона длин волн.....	169

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ГИРОТРОНОВ

Ю.В.Быков, С.Н.Власов, А.Л.Гольденберг, А.Г.Лучинин, И.М.Орлова, М.И.Петелин, В.Г.Усов, В.А.Флягин, В.И.Хижняк. Селекция мод в мощных гиротронах.....	185
И.И.Антаков, В.Е.Запевалов, Т.Б.Панкратова, Ш.Е.Цимринг. Гиротроны на гармониках гирочастоты.....	192
Ю.В.Быков, С.А.Малыгин, Ш.Е.Цимринг. Гиротроны с коррекцией распределения высокочастотного поля.....	216

## КРИОМАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ ГИРОТРОНОВ

Т.В.Бородачева, Ю.Д.Ларичев, К.Г.Никитин, Е.Л.Певзнер, А.Ш.Фикс, В.А.Флягин. Сверхпроводящие магнитные системы гиротронов.....	229
--	-----

УДК 621.373;538,561

Самовозбуждение колебаний в гиротроне. П е т е л и н М. И. - В кн.: Гиротрон. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.5.

Анализируется зависимость стартового тока от структуры высокочастотного поля в резонаторе, конфигурации электронного потока, дисперсии распределения электронов по скоростям и неоднородности магнитостатического поля. Ил.2, список лит. 15 назв.

УДК 621.373;538.561

Укороченные уравнения автоколебаний гиротрона. Ю л - п а т о в В. К. - В кн.: Гиротрон. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.26.

Дан вывод самосогласованной усредненной нелинейной системы уравнений, описывающей установившиеся одномодовые колебания в гиротроне. При произвольной энергии электронов учтены особенности структуры высокочастотного поля в резонаторе гиротрона и дрейф центра вращения электронов. В слаборелятивистском случае получены безразмерные уравнения для численного расчета гиротронов. Список лит. 6 назв.

УДК 538.561

Некоторые результаты численных исследований уравнений гиротрона. М о и с е е в М. А., Н у с и н о в и ч Г. С. - В кн.: Гиротрон. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с. 41.

В работе приведены численные результаты оптимизации параметров гиротрона на максимум электронного КПД. Описаны результаты оптимизации продольных распределений высокочастотного и магнитостатического полей, свидетельствующие о возможности реализации в гиротроне высокого (свыше 90% без учета разброса скоростей) электронного КПД. Ил.2, табл.5, список лит. 24 назв.

УДК 538.561

Влияние разброса скоростей электронов на стартовый ток и коэффициент полезного действия гиротрона. Е р г а -  
к о в В. С., М о н с е е в М.А. - В кн.: Гиротрон. Горь-  
кий: ИПФ АН СССР, 1981, с. 53.

Изложены результаты теоретических исследований условий самовозбуждения и генерации гиротрона на основном цикло-  
тронном резонансе при наличии разброса скоростей электро-  
нов моноэнергетического пучка. Приведенные результаты  
позволяют оценить стартовые токи, а также определить за-  
висимости КПД и оптимальных значений параметров гиротро-  
на от величины относительного разброса скоростей враща-  
тельного движения электронов. Ил.5, список лит. 5 назв.

УДК 621.372.413: 621.372.8

Резонаторы гиротронов и электродинамическая селекция  
мод. В л а с о в С. Н., О р л о в а И.М., П е т е -  
л и н М. И. - В кн.: Гиротрон. Горький: ИПФ АН СССР,  
1981, с.62.

В гиротронах эффективными электродинамическими систе-  
мами служат открытые квазиоптические резонаторы с дифрак-  
ционным выводом мощности. Такого рода резонатор, выполненный  
в виде слабонерегулярного волновода, обеспечивает на-  
дежную селекцию мод, различающихся продольной структурой;  
поперечные размеры резонатора можно увеличивать, пока  
разнос собственных частот высокочастотных мод остается  
большим по сравнению с полосой циклотронного резонанса.  
Повышенными селективными свойствами обладают резонаторы  
с многопараметрическим профилем. Ил.5, список лит.19 назв.

УДК 538.561

Электронная селекция мод в гиротроне. Петелин М.И. — В кн.: Гиротрон. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с. 77.

Подбором параметров электронного потока в гиротроне часто удается обеспечить самовозбуждение единственной моды, даже если в полосе циклотронного резонанса оказалось несколько высокочастотных мод резонатора. Если же в режиме слабого сигнала условия самовозбуждения выполнены сразу для нескольких мод, то и тогда их нелинейное взаимодействие может в ряде случаев закончиться установлением одномодовой генерации. Ил.4, список лит. 20 назв.

УДК 621.385.69

Адиабатическая теория и траекторный анализ пушек гиротронов. Гольденберг А. Л., Лыгин В. К., Мануилов В. Н., Петелин М. И., Цимрянг Ш. Е. — В кн.: Гиротрон. Горький, ИПФ АН СССР, 1981, с. 86.

Развита адиабатическая теория магнетронно-инжекторных пушек (МИП), использующихся для формирования винтовых электронных пучков (ВЭП) в гиротронах; получены соотношения, образующие основу для инжекторного расчета МИП. Проанализировано влияние основных факторов на разброс осцилляторных скоростей в ВЭП. Дан краткий обзор численных методов, применяющихся для траекторного анализа интенсивных ВЭП. Рассмотрены некоторые характеристики и особенности траекторного анализа систем формирования релятивистских ВЭП. Ил.5, табл.1, список лит. 17 назв.



УДК 621.385.69

Теория формирования сильноточечных винтовых электронных пучков. Мануилов В. Н., Цимринг Ш. Е. - В кн.: Гиротрон, Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с. 107.

Рассмотрены два класса систем формирования винтовых электронных пучков - с ламинарными и перемешанными электронными траекториями. Изложен метод синтеза ламинарных пучков. Приведены результаты траекторного анализа систем обоих типов, указывающие на возможность значительного увеличения в них, по сравнению с традиционными пушками МЦР, рабочего тока при достаточно малых величинах разброса осцилляторных скоростей электронов, Ил.8, список лит. 13 назв.

УДК 621.385.69

Теория гиротронов с низкодобротными электродинамическими системами. Братман В. Л., Моисеев М. А., Петелин М. И. - В кн.: Гиротрон, Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.122.

Для повышения мощности гиротронов приходится увеличивать связь резонатора с выходным трактом. Продольная и до некоторой степени поперечная структура поля в таких генераторах формируется под воздействием электронного пучка и должна определяться на основе самосогласованной теории. Эта теория позволяет выяснить механизмы обратной связи в мощных гиротронах с низкодобротными электродинамическими системами и оптимизировать их параметры с целью увеличения КПД, повышения селективности и расширения полосы электронной перестройки частоты, Ил.10, список лит. 33 назв.

УДК 530.182

Теория многомодового гиротрона. Н у с и н о в и ч Г.С.—  
В кн.: Гиротрон. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с. 146.

В статье описаны эффекты, возникающие в гиротроне при взаимодействии мод как с неэквидистантным, так и с эквидистантным спектром собственных частот. При взаимодействии неэквидистантных мод, частоты которых попадают в зону самовозбуждения, происходит конкуренция мод и в результате выживает мода с наибольшим инкрементом. В то же время эта мода оказывается в состоянии поддерживать колебания более высокочастотной внеполосной моды (нелинейное возбуждение пассивной моды). В гиротроне с эквидистантным спектром частот мод данный эффект способствует установлению режима взаимной синхронизации мод. Ил.5, список лит. 24 назв.

УДК 538.561; 621.373

Теория гиротронов субмиллиметрового диапазона длин волн. Н у с и н о в и ч Г. С., П а н к р а т о в а Т.Б.—  
В кн.: Гиротрон. Горький, ИПФ АН СССР, 1981, с. 169.

С укорочением длины волны гиротрона ток пучка и амплитуда автоколебаний убывают, а омические потери СВЧ-энергии в стенках резонатора растут. В статье описана теория оптимизации параметров гиротрона с учетом названных факторов, а также проанализированы ограничения, обусловленные омическим разогревом резонатора в режиме непрерывной генерации. Ил.4, список лит. 20 назв.

УДК 621. 385. 69

Селекция мод в мощных гиротронах. Быков Ю. В., Власов С. Н., Гольденберг А. Л., Лучинин А. Г., Орлова И. М., Петелин М. И., Усов В. Г., Флягин В. А., Хижняк В. И. - В кн.: Гиротрон. Горький, ИПФ АН СССР, 1981, с. 185.

Экспериментально исследованы методы селективного возбуждения мощных гиротронов на модах шепчущей галереи  $H_{mp}$  ( $m \gg p$ ) и модах двухзеркального резонатора (близких к  $H_{1p}$ ). Получены выходные мощности свыше 1 МВт на длинах волн 6,7 мм при использовании коаксиального резонатора и на 3 мм в резонаторе обычного типа. В двухзеркальном резонаторе подбор формы зеркал обеспечил селективное возбуждение моды  $H_{110}$  с выходной мощностью несколько сот киловатт. Ил.3, список лит. 11 назв.

УДК 621.385.69

Гиротроны на гармониках гирочастоты. Антаков И. И., Запелалов В. Е., Панкратова Т. Б., Цимринг Ш. Е. - В кн.: Гиротрон. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с. 192.

Анализируются факторы, определяющие выходные характеристики (мощность, КПД, частота генерации) гиротронов на гармониках гирочастоты. Приводятся расчетные соотношения для нахождения параметров гиротронов, оптимизированных по выходной мощности. Представлены результаты экспериментов с гиротронами, работающими на второй и третьей гармониках гирочастоты в различных частотных диапазонах.

Исследования указывают на возможность получения КПД и выходной мощности, близких к теоретическим значениям и в ряде случаев сравнимых с аналогичными параметрами гиротронов, работающих на основном циклотронном резонансе. Ил.9, список лит. 30 назв.

УДК 621.385.69

Гиротроны с коррекцией распределения высокочастотного поля. Б ы к о в Ю. В., М а л ы г и н С. А., П и м - р и н г Ш. Е. - В кн.: Гиротрон. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с. 216.

Обсуждаются возможности повышения КПД гиротронов путем создания благоприятного продольного распределения высокочастотного поля в рабочем пространстве. Реализация указанного распределения может осуществляться коррекцией профиля резонатора, методы которой описаны.

Приведены результаты экспериментальных исследований гиротронов с оптимизированными профилями резонаторов, которые удовлетворительно согласуются с теоретическими данными и свидетельствуют об эффективности рассматриваемых методов для гиротронов, работающих на первой и второй гармониках циклотронной частоты. Ил.7, табл.1, список лит. 16 назв.

УДК 536.581.3

Сверхпроводящие магнитные системы гиротронов. Б о р о д а ч е в а Т. В., Л а р и ч е в Ю. Д., Н и - к и т и н К. Г., П е в з н е р Е. Л., Ф и к с А. Ш., Ф л я г и н В. А. - В кн.: Гиротрон. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.229.

Сильные магнитные поля, принципиально необходимые для работы гиротронов, относительно просто реализуются с помощью сверхпроводящих магнитных систем (СМС). В статье дан обзор конструкций СМС гиротронов, обладающих рядом специфических особенностей по сравнению с обычными СМС. Ил.6, список лит. 7 назв.

## Abstracts

### SELF-EXCITATION OF OSCILLATIONS IN GYROTRON

M.I. Petelin

The starting current as a function of the cavity RF field structure, electron flow configuration, electron velocity spread, and magnetostatic field inhomogeneity is analyzed.

### AVERAGED EQUATIONS OF OSCILLATIONS IN GYROTRON

V.K. Yulpatov

A self-consistent system of averaged nonlinear equations for stationary single-mode oscillations in gyrotrons is obtained. For the arbitrary energy of electrons, specific features of the RF field structure in the resonator cavity and the drift of the center of electron gyration are taken into account. For subrelativistic energies of electrons the dimensionless equations for numerical design of gyrotrons have been derived.

### SOME RESULTS OF A NUMERICAL STUDY OF GYROTRON EQUATIONS

M.A. Moiseev, G.S. Nusinovich

Numerical investigations of optimizing gyrotron parameters are briefly reviewed. Results of the optimization of longitudinal distributions of RF and magnetostatic fields are reported.

Possibility of realization of a high electron efficiency (over 90% disregarding electron velocity spread) in gyrotron is evidenced.

### EFFECT OF ELECTRON VELOCITY SPREAD ON STARTING CURRENT AND EFFICIENCY OF GYROTRON

V.S.Ergakov and M.A.Moiseev

Results of theoretical investigations of self-excitation and generation conditions for a gyrotron operating at the fundamental in the presence of electron velocity spread in a monoenergetic beam are presented. The results enable one to estimate starting currents and determine dependence of gyrotron efficiency and optimum parameters on orbital velocity spread.

### GYROTRON CAVITIES AND ELECTRODYNAMIC MODE SELECTION

S.N.Vlasov, I.M.Orlova, M.I.Petelin

Open quasi-optical cavities with diffraction output are used in gyrotrons as effective electrodynamic systems. Such a cavity in the form of a slightly irregular waveguide provides a reliable axial mode selection. Transverse dimensions of a cavity can be increased till the distance between eigen-frequencies of high-Q modes is large compared to the cyclotron resonance band. Improved selective properties are inherent in cavities having a multiparametric profile.

## ELECTRON SELECTION OF MODES IN GYROTRON

M.I.Petelin

Self-excitation of single-mode oscillations is often realized by choosing the electron beam parameters even if several high-Q cavity modes are present in the cyclotron resonance band. If in the small-signal operation the self-excitation conditions are met for several modes at once, then again their nonlinear interaction can lead to the onset of single-mode generation.

## ADIABATIC THEORY AND TRAJECTORY ANALYSIS OF GYROTRON ELECTRON GUNS

A.L.Gol'denberg, V.K.Lygin, V.N.Manuilov,  
M.I.Petelin, Sh.E.Tsymring

Adiabatic theory of magnetron injector guns (MIG) used for helical electron beam (HEB) formation in gyrotrons is developed. Expressions for the electron gun design are given. The influence of gyrotron parameters on the orbital velocity spread is analyzed. Numerical methods used for the trajectory analysis of intense HEB's are briefly reviewed. Performance and specific features of the trajectory analysis of relativistic HEB formation are considered.

## THEORY OF FORMATION OF HIGH-CURRENT HELICAL ELECTRON BEAMS

V.N.Manuilov, Sh.E.Tsymring

Two types of helical electron beam formation - with laminar and mixed electron trajectory

ries - are considered. The method of laminar beam synthesis is presented. Results of the electron trajectory analysis in both systems show the possibility of a significant increase in operating current compared to traditional CRM guns at a rather small orbital velocity spread.

## THE THEORY OF GYROTRONS WITH LOW-Q ELECTRODYNAMIC SYSTEMS

V.L.Bratman, M.A.Moiseev, M.I.Petelin

To enhance the gyrotron power, it is necessary to improve coupling between the cavity and the output waveguide. A longitudinal (and, to some extent, transverse) field structure in such oscillators forms under the action of an electron beam and is defined by a self-consistent theory. The latter enables one to reveal the feedback mechanisms in powerful gyrotrons with low-Q electrodynamic systems and to optimize their parameters for increasing the efficiency, selectivity and broadening of the electronic tuning band.

## THEORY OF MULTIMODE GYROTRONS

G.S.Nusinovich

The effects of nonlinear interaction of modes both with a nonequidistant and equidistant spectrum of eigenfrequencies are described. For modes with nonequidistant frequencies in the self-excitation band, mode competition takes place that leads to the onset of the mode with the greatest increment. However, the latter is able to sustain oscillations of the mode with a sufficiently higher frequency (on the scale of



cyclotron resonance band), i.e. nonlinear excitation of the passive mode occurs. In gyrotrons with an equidistant spectrum this effect promotes the onset of mode-locking.

## THEORY OF SUBMILLIMETRE WAVE GYROTRONS

G.S.Nusinovich, T.B.Pankratova

As the gyrotron wavelength shortens, the beam current and the amplitude of self-oscillations decrease while the ohmic loss of microwave power in the cavity walls increase. The theory of optimizing gyrotron parameters taking into account the above factors is proposed. Restrictions involved by ohmic heating of the cavity in CW-operation are analyzed.

## MODE SELECTION IN POWERFUL GYROTRONS

Yu.V.Bykov, S.N.Vlasov, A.L.Gol'denberg,  
A.G.Luchinin, I.M.Orlova, M.I.Petelin,  
V.G.Usov, V.A.Flyagin, V.I.Khizhnyak

Methods of selective excitation of the whispering gallery modes  $H_{mp}$  ( $m \gg p$ ) and the modes of a two-mirror cavity (close to  $H_{1p}$ ) in powerful gyrotrons have been experimentally investigated. The output power over 1 MW is obtained in the gyrotron with a coaxial cavity at a wavelength 6.7 mm and in the device with a conventional cavity at 3 mm. Choice of the form of mirrors in a two-mirror cavity ensured selective excitation of modes  $H_{1,10}$  with an output power of several hundred kilowatts.

## GYROTRONS OPERATING AT CYCLOTRON HARMONICS

I.I.Antakov, V.E.Zapevalov,  
T.B.Pankratova, Sh.E.Tsymring

The factors determining the gyrotron output characteristics (power, efficiency, operating frequency) at cyclotron harmonics are analyzed. Expressions for the design parameters of gyrotrons with optimized output power are given. Experimental data on gyrotrons operating at the second and third cyclotron harmonics in different frequency bands are given.

Our study shows the possibility of obtaining the efficiency and output close to the predicted ones and in some instances comparable with the analogous parameters of gyrotrons operating at the fundamental.

## GYROTRONS WITH CORRECTION OF THE AXIAL DISTRIBUTION OF RF FIELD

Yu.V.Bykov, S.A.Malygin, Sh.E.Tsymring

Possibilities of increasing the gyrotron efficiency by providing a favorable axial distribution of RF field in the interaction space are discussed. Such a distribution can be realized by correcting the cavity profile. The correction procedure is described.

An experimental investigation of gyrotrons with optimized cavity profiles which operate at the first and second cyclotron harmonics is reported. The obtained results agree well with the theoretical data and testify to the effectiveness of the methods under discussion.

# SUPERCONDUCTING MAGNETIC SYSTEMS OF GYROTRONS

T.V.Borodachjova, E.D.Larichev,  
K.G.Nikitin, E.L.Pevzner, A.Sh.Fix,  
V.A.Flyagin

Strong magnetic fields vital to the gyrotron operation are rather easily realized with the aid of superconducting magnetic systems (SMS). Gyrotron SMS's having a number of specific features against conventional ones are reviewed.

## ГИРОТРОН

Сборник научных  
трудов

Редакторы Н.А.Городешкая, Н.Н.Крале  
Техн. редактор А.И.Елисеева  
Корректор И.С.Хижняк

---

МЦ 00847. Подписано к печати 31  
Формат 60х90/16. Бумага писчая №1.  
Усл.печ.л. 15,9. Уч.-изд.л. 10,2. Тира  
Заказ 404. Темплан 1981г. Поз.2. П

---

Отпечатано на ротапринтере в Институте прикл  
АН СССР, 603600, г.Горький, ул.Ульянс