

УДК 538 561

**К ТЕОРИИ ПАРАЗИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ГИРОТРОНАХ***Н. А. Завольский, Г. С. Нусинович, А. Б. Павельев*

Теоретически исследовано паразитное излучение гиротронов на гармониках частоты рабочей моды. Показано, что для оценки уровня мощности паразитной генерации можно использовать теорию гиротронов с фиксированной продольной структурой поля рабочей моды, и даны соответствующие номограммы. Проанализированы спектральные характеристики гиротрона в режиме генерации автомодуляционных и стохастических колебаний. Рассмотрена эволюция спектра излучения рабочей моды по мере выхода на режим автоколебаний с постоянной амплитудой

До недавнего времени гиротроны, в основном, рассматривались как генераторы мощного СВЧ излучения, необходимого для электронно-циклотронного нагрева плазмы в термоядерных реакторах. По этой причине при исследовании гиротронов основное внимание обращалось на их мощность и КПД, а также на вопросы обеспечения устойчивой генерации рабочей моды и ее преобразование в волновой пучок с линейной поляризацией для эффективного нагрева плазмы (см., например, [1, 2]).

В последние годы возник интерес к использованию гиротронов для активной диагностики плазмы [3-5]. В данном случае мощность сигнала, который попадает в приемный тракт после рассеяния на плазме, оказывается на много порядков меньше мощности гиротрона, что делает актуальным исследование паразитного излучения гиротронов, сопутствующего генерации рабочей моды, а также монохроматичности самой рабочей моды.

Характерным примером такого излучения может служить генерация на гармониках частоты рабочей моды, обусловленная нелинейными свойствами электронного пучка в режиме большого сигнала. Это излучение наблюдалось в экспериментах [6] и получило теоретическую интерпретацию в [7]. Результаты [7] были получены в предположении о фиксированной продольной структуре поля рабочей моды. Ввиду того, что в ряде случаев, согласно оценкам (см., например, [3]), мощность диагностического гиротрона должна быть весьма велика, что может быть достигнуто при использовании интенсивных электронных потоков и резонаторов с минимальной дифракционной добротностью, обладающих нефиксированной продольной структурой поля, имеет смысл сопоставить полученные в [7] результаты с данными более строгой теории, учитывающей нефиксированность структуры поля открытых резонаторов. В свою очередь монохроматичность излучения гиротронов нарушается как при нестационарной генерации в импульсном режиме работы, так и при переходе по мере увеличения тока электронного пучка от режима генерации колебаний с постоянной амплитудой к автомодуляционным и стохастическим колебаниям. Исследованию всех перечисленных факторов и посвящена настоящая статья.

**Паразитное излучение в режиме стационарной генерации.** В режиме стационарной генерации на основном циклотронном резонансе гиротрон с нефиксированной продольной структурой поля можно описывать самосогласованной системой уравнений [8]

$$\frac{dp}{d\zeta} + i(\Delta + |p|^2 - 1)p = if; \quad (1)$$

$$\frac{d^2 f}{d\zeta^2} + \gamma^2 f = I \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p d\vartheta_0, \quad (2)$$

из которых первое описывает изменение поперечного импульса электрона под действием высокочастотного поля с амплитудой  $f$ , а второе — определяет приведенную продольную структуру поля рабочей моды  $f$ , зависящую от электронного пучка. В (1), (2) декартовы компоненты поперечного импульса электронов  $p_{x,y}$  представлены в виде

$$p = (1/p_{\perp 0}) (p_x + ip_y) \exp^{-i\omega t} = (p_{\perp}/p_{\perp 0}) e^{i\vartheta} \quad (\text{где } \vartheta = \int_0^t \omega_H dt - \omega t + \vartheta_0 -$$

медленно меняющаяся фаза циклотронного вращения, отсчитываемая относительно высокочастотного поля, имеющего частоту автоколебаний  $\omega$ ),  $\Delta = (2/\beta_{\perp 0}^2) (\omega - \omega_{H0})/\omega$  — расстройка циклотронного резонанса (нулями отмечены значения величин на входе в пространство взаимодействия),  $\xi = (\beta_{\perp 0}^2/2\beta_{\parallel 0}) (\omega z/c)$  — приведенная продольная координата,  $\gamma = (2\beta_{\parallel 0}/\beta_{\perp 0}^2) (k_{\parallel} c/\omega)$  — безразмерное продольное волновое число. Параметр тока  $I$  для гиротрона с аксиально симметричным пространством взаимодействия и трубчатым пучком, в котором отсутствует разброс скоростей и радиусов ведущих центров электронов  $R_0$ , равен [8]

$$I = 16 \frac{e |I|}{m_0 c^3} \frac{\beta_{\parallel 0}}{\gamma_0 \beta_{\perp 0}^6} \frac{J_{m-1}^2(k_{\perp} R_0)}{(\nu^2 - m^2) J_m^2(\nu)}. \quad (3)$$

Здесь  $|I|$  — постоянная составляющая тока пучка,  $\gamma_0$  — лоренц-фактор электронов,  $k_{\perp}$  — поперечное волновое число рабочей моды  $TE_{m,p}$ ,  $\nu$  —  $p$ -й корень уравнения  $J'_m(\nu) = 0$ . Граничное условие к уравнению (1) имеет вид  $p(\xi=0) = \exp(i\vartheta_0)$  ( $0 \leq \vartheta_0 < 2\pi$ ), функцию  $f$  в регулярном при  $\xi > 0$  волноводе можно определить в закритическом входном сечении граничным условием  $f(0) = 0$ , а в выходном сечении, где прекращается взаимодействие электронов с полем, — условием излучения  $df/d\xi|_{\zeta_k} = -i\gamma f(\zeta_k)$ .

Будем считать, следуя [7], что паразитные колебания на гармониках  $\omega$  возбуждаются электронным пучком, в плотности тока которого под влиянием поля рабочей моды в режиме большого сигнала возникают помимо основной ВЧ составляющей гармоники  $n\omega$  ( $n > 1$ ). Амплитуду вынужденных паразитных колебаний  $f_{\pi}$  будем считать малой по сравнению с амплитудой рабочей моды ( $|f_{\pi}| \ll |f|$ ), что позволяет пренебречь обратным воздействием паразитной моды на электроны и исследовать возбуждение паразитных колебаний в рамках линейной по  $f_{\pi}$  теории. Соответственно амплитуду  $f_{\pi}$  можно определять аналогичным (2) уравнением возбуждения [7]

$$\frac{d^2 f_{\pi}}{d\zeta^2} + \gamma_{\pi}^2 f_{\pi} = I_{\pi} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p^n d\vartheta_0, \quad (4)$$

отличающимся от (2) тем, что параметр  $\gamma_{\pi}$  определяется продольным волновым числом  $k_{n,\parallel}$  паразитной моды и параметр тока  $I_{\pi}$  так же определяется для паразитной моды, между азимутальным индексом которой  $m_{\pi}$  и азимутальным индексом рабочей моды  $m_p$  должно выполняться соотношение [7]  $m_{\pi} = nm_p$ . Величина  $p$  в (4) по-прежнему определяется уравнением (1), в котором  $f_{\pi}$  не учитывается.

Уравнение (4) представляет собой линейное неоднородное дифференциальное уравнение, из которого, отнормировав  $f_{\pi}$  на  $I_{\pi}$  и учтя гра-

нические условия для  $f_{\pi}$  (то же, что и для  $f$ ), нетрудно получить для амплитуды поля  $\bar{f}_{\pi} = f_{\pi}/I_{\pi}$  в выходном сечении системы выражение

$$\bar{f}_{\pi}(\xi_k) = -\frac{1}{\gamma_{\pi}} \exp(-i\gamma_{\pi}\xi_k) \int_0^{\xi_k} F \sin \gamma_{\pi}\xi d\xi. \quad (5)$$

Здесь через  $F$  обозначена величина  $\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p^n d\theta_0$ . Согласно [8] мощность излучения определяется выражением  $P = 2 \operatorname{Im}(f_{\pi}(df_{\pi}^*/d\xi))_{\xi_k}$ , которое, учитывая граничное условие  $df_{\pi}/d\xi|_{\xi_k} = -i\gamma_{\pi}f_{\pi}(\xi_k)$  и переобозначение  $f_{\pi}$ , можно переписать в виде  $P = I_{\pi}^2 \bar{P}$ , где

$$\bar{P} = \frac{2}{\gamma_{\pi}} \left| \int_0^{\xi_k} F \sin \gamma_{\pi}\xi d\xi \right|^2. \quad (6)$$

Таким образом, приведенная мощность паразитного излучения помимо обычных параметров, определяющих режим стационарной генерации (см. (1), (2)), оказывается зависящей еще лишь от одного параметра  $\gamma_{\pi}$ . Следует учесть, что, поскольку рассматриваются вынужденные колебания на частоте  $n\omega$ , близкой к критической частоте паразитной моды  $\omega_{\pi,c}$ , продольное волновое число  $k_{\pi,||}$  в  $\gamma_{\pi}$  можно считать равным  $k_{\pi,||} \simeq (\omega_{\pi,c}/c) \sqrt{2(n\omega - \omega_{\pi,c})/\omega_{\pi,c}}$ , причем частоту  $\omega$ , в свою очередь, также обычно можно считать близкой к критической частоте рабочей моды.

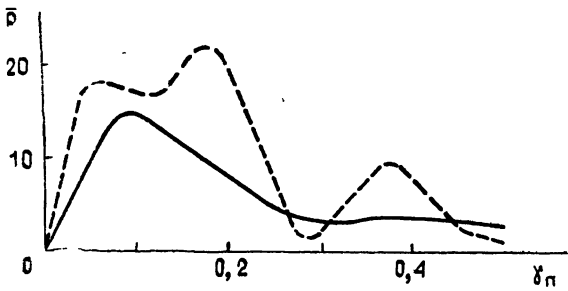


Рис. 1.

График зависимости мощности паразитного излучения  $\bar{P}$  на второй гармонике  $\omega$  от параметра  $\gamma_{\pi}$  при близких к оптимальным по КПД для рабочей моды параметрах  $\xi_k = 15$ ,  $I = 0,008$ ,  $\Delta = 0,6$  (см. [9]) приведен на рис. 1. Там же штриховой линией дана аналогичная зависимость, полученная в [7] для фиксированной гауссовой продольной структуры поля рабочей моды  $f = \exp\{-3(2\xi/\xi_k - 1)^2\}$ . Совпадение кривых на рис. 1 можно считать вполне удовлетворительным для того, чтобы при оценке уровня мощности паразитного излучения ориентироваться на данные, полученные для гауссовой продольной структуры поля рабочей моды. Для сопоставления результатов обоих расчетов следует учесть, что в теории гиротрона с фиксированной гауссовой структурой поля [10] фигурирует параметр тока

$$\hat{I}_0 = 0,24 \cdot |I| \cdot Q \cdot 10^{-3} \left( \pi \frac{\beta_{\perp 0}}{\beta_{|| 0}} \right)^4 \left( \frac{L}{\lambda} \right)^3 \cdot \frac{1}{4} \frac{J_{m-1}^2(k_{\perp} R_0)}{(\nu^2 - m^2) J_m^2(\nu)}$$

(здесь ток  $|I|$  выражен в амперах,  $L$  — длина пространства взаимодействия). Если положить добротность резонатора  $Q$  равной минималь-

ной дифракционной  $Q_{\text{диф}}^{\text{min}} = 4\pi(L/\lambda)^2$ , то параметр  $\hat{I}_0$  окажется связанным с параметром  $I$  (3) соотношением  $\hat{I}_0 = (4/5\pi)\mu^5 I$  ( $\mu = \zeta_k/\sqrt{3}$ ), которое при  $\mu = 15$  и  $I = 0,008$  дает величину  $\hat{I}_0 = 1,55 \cdot 10^3$ , близкую к оптимальной по КПД при данном  $\mu$  [10].

Детальные данные расчета мощности паразитного излучения  $P$  на второй и третьей гармониках  $\omega$  в гиротроне с гауссовой продольной структурой поля представлены на рис. 2а—г, где а), б) даны для  $n=2$ , в), г) — для  $n=3$ , а) и в) соответствуют  $\zeta_k = 10$ , б) и г) —  $\zeta_k = 15$ .

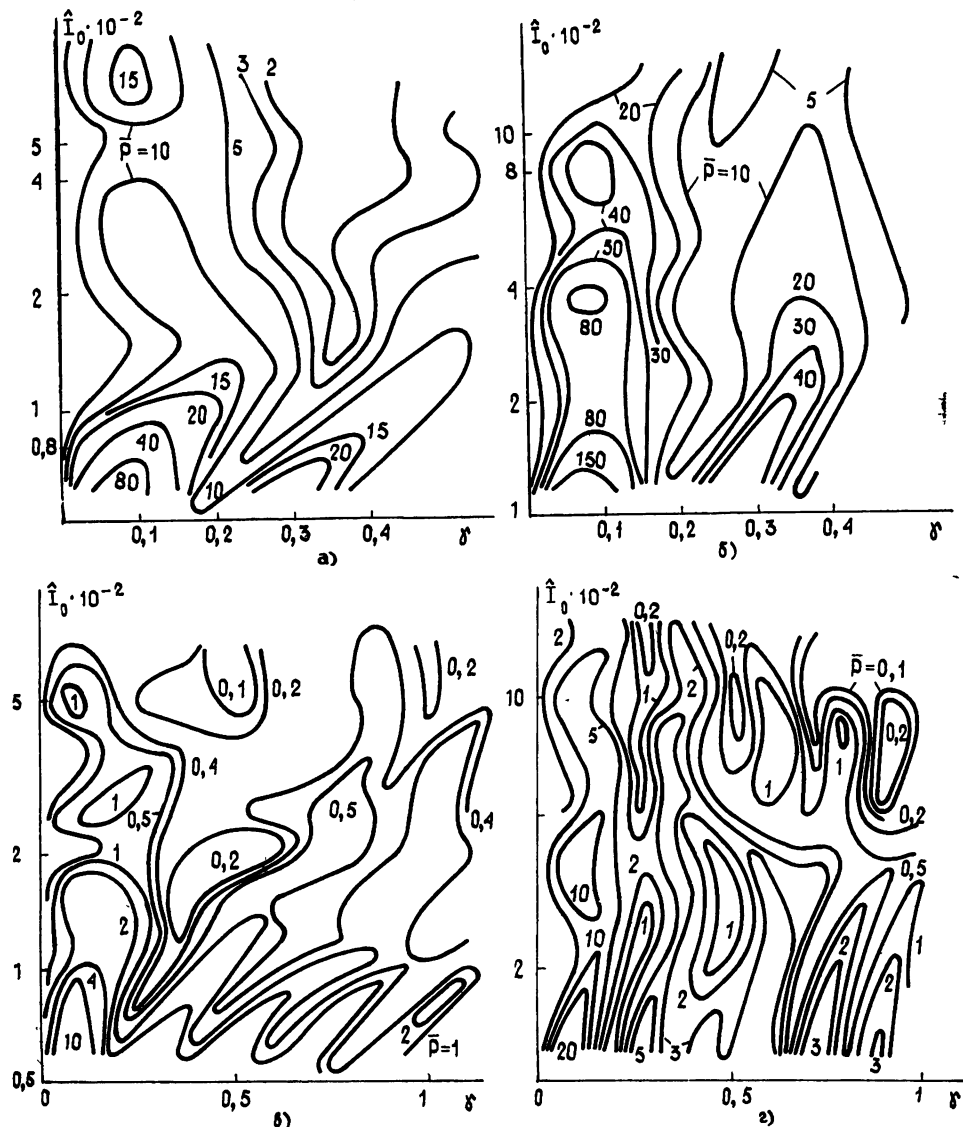


Рис. 2.

По мере приближения частот вынужденных колебаний паразитной моды  $n\omega$  к ее критической частоте  $\omega_{\text{п,с}}$  (т. е. при  $\gamma_{\text{п}} \rightarrow 0$ ) мощность излучения  $\bar{P}$ , как следует из (6) и рис. 2, стремится к нулю. При  $n\omega < \omega_{\text{п,с}}$  в системе существуют лишь нераспространяющиеся волны, так как граничное условие в выходном сечении при  $\gamma_{\text{п}}^2 < 0$  имеет вид

$$df_{\text{п}}/d\zeta|_{\zeta_k} = -|\gamma_{\text{п}}|f_{\text{п}}(\zeta_k)$$

и, следовательно,

$$P = 2 \operatorname{Im}(f(df^*/d\zeta))|_{\zeta_k} = 0.$$

Энергия СВЧ колебаний, запасенная в резонаторе, при этом, однако, отлична от нуля. В качестве примера на рис. 3 показан график зависимости приведенной СВЧ энергии паразитной моды  $W = \int_0^{\zeta_k} |\bar{f}_n(\zeta)|^2 d\zeta$ , возбуждающейся на второй гармонике  $\omega$ , от параметра  $\gamma_{\perp}$ , построенный в области как положительных, так и отрицательных значений  $\gamma_{\perp}^2$  для случая  $\zeta_k = 15$ ,  $\hat{I}_0 = 800$ ,  $\Delta = 0,47$  (при этом поперечный электронный КПД рабочей моды равен 0,64).

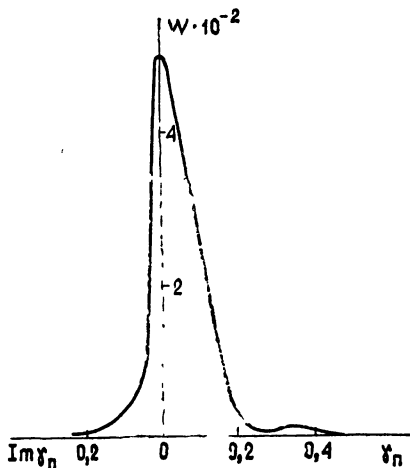


Рис. 3.

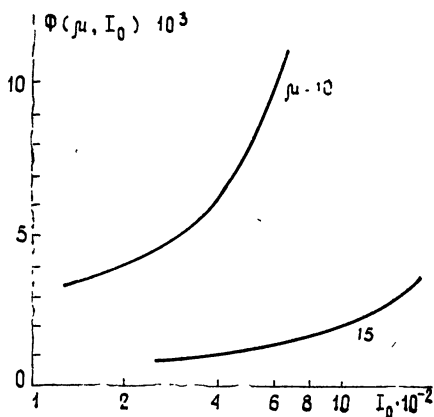


Рис. 4.

Отношение мощности паразитного излучения к мощности рабочей моды при минимальной дифракционной добротности последней равно

$$\frac{P_{\text{п}}}{P_{\text{р}}} \approx 3,9n^3 \beta_{\perp}^{2(n-1)} \left( \frac{n^n}{2^n \cdot n!} \right)^2 \frac{G_{\text{п}}}{G_{\text{р}}} \Phi(\mu, \hat{I}_0) \bar{P}.$$

Здесь функция  $\Phi(\mu, \hat{I}_0) = \hat{I}_0 / \eta_{\perp} \mu^5$  определяется параметрами рабочей моды [10],  $G_s = J_{m_s \pm a_s}^2 \left( \frac{\omega_s R_0}{c} \right) \left| (\nu_s^2 - m_s^2) J_{m_s}^2(\nu_s) \right|$  — фактор возбуждения  $s$ -й моды (при максимальной связи электронного пучка с полями паразитной и рабочей мод можно для грубых оценок положить  $G_{\text{п}}/G_{\text{р}} \approx 1/n^2$ ).

Определенные на основе результатов [10] зависимости  $\Phi(\mu, \hat{I}_0)$  приведены на рис. 4 для двух значений параметра неизохронности  $\mu = 10$  и  $15$ . Из рис. 2, 4 следует, что при  $\beta_{\perp}^2 = 0,1 \div 0,2$  и максимальной связи электронов с полем паразитной моды мощность излучения на второй гармонике может составлять несколько процентов от мощности рабочей моды. Мощность паразитного излучения на третьей гармонике в аналогичных условиях по крайней мере на порядок ниже.

**Спектральные характеристики в нестационарных режимах.** Для описания режима нестационарной генерации уравнение возбуждения (2) следует заменить на уравнение [9, 11], описывающее эволюцию амплитуды поля рабочей моды  $f(\zeta, \tau)$  во времени и вдоль оси системы:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \zeta^2} - i \frac{\partial f}{\partial \tau} = I \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p d\theta_0. \quad (7)$$

Здесь  $\tau = (\beta_{\perp 0}^4 / 8 \beta_{\perp 0}^2) \omega_c t$  — медленное время, в качестве опорной частоты выбрана критическая частота рабочей моды  $\omega_c$ ; соответственно расстройка  $\Delta$  в (1) также отсчитывается относительно  $\omega_c$ :  $\Delta \sim \omega_c - \omega_{\text{н}0}$ .

Условие излучения нестационарного поля в выходном сечении принимает вид [11]

$$f(\zeta_k, \tau) + \frac{1}{\sqrt{\pi i}} \int_0^{\tau} \frac{1}{\sqrt{\tau - \tau'}} \frac{\partial f(\zeta, \tau')}{\partial \zeta} \Big|_{\zeta_k} d\tau' = 0. \quad (8)$$

Аналогичным образом структура поля паразитной моды определяется уравнением

$$\frac{\partial^2 f_{\Pi}}{\partial \zeta^2} - i \frac{\partial f_{\Pi}}{\partial \tau} = I_{\Pi} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p^n d\vartheta_0$$

с граничным условием (8) для  $f_{\Pi}$  в выходном сечении.

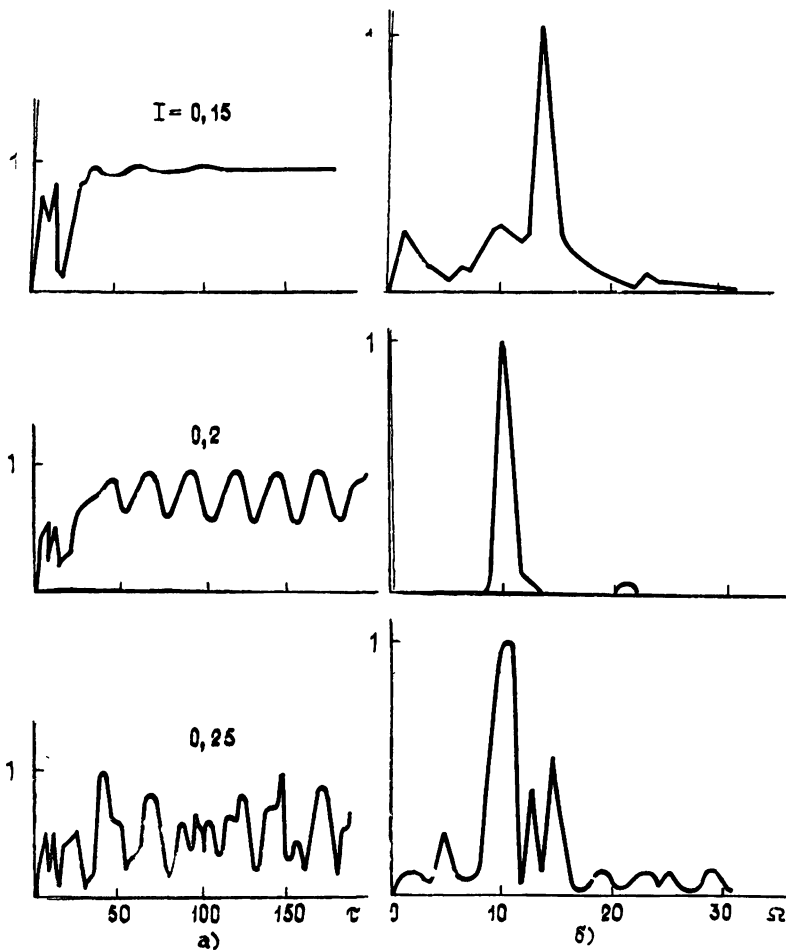


Рис. 5.

Достаточно полные результаты численного исследования самосогласованной системы уравнений (1), (7) приведены в [9]. Здесь мы проанализируем обогащение спектра излучения гиротрона по мере перехода от режима генерации колебаний с постоянной амплитудой к автомодуляционным и стохастическим колебаниям. На рис. 5а показана зависимость от времени  $\tau$  амплитуды поля в выходном сечении при  $\zeta_k = 15$ ,  $\Delta = 0,3$  и трех значениях параметра тока  $I = 0,15$ ,  $0,2$  и  $0,25$ , что демонстрирует переход от режима, в котором устанавливаются стационарные автоколебания ( $I = 0,15$ ), к режиму с автомодуляцией излучения ( $I = 0,2$ ) и от него к стохастике ( $I = 0,25$ ).

На рис. 56 даны соответствующие графики фурье-гармоник  $f_{\Omega} = \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} |f| \exp(i\Omega\tau') d\tau' - \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} |f| d\tau'$ , вычисленные в относительных единицах при  $\tau_{\min} = 50$  и  $\tau_{\max} = 350$ . Отношение максимума фурье-гармоник (единица на графиках) к постоянной составляющей  $|f_0| = \int_{\tau_{\min}}^{\tau_{\max}} |f| d\tau'$  при  $I = 0,15$  равно  $1,54 \cdot 10^{-5}$ , при  $I = 0,2 - 10^{-2}$ , при  $I = 0,25 - 1,47 \cdot 10^{-2}$ , т. е. в первом случае излучение практически монохроматическое, а во втором и третьем случаях максимумы гармоник являются величинами одного порядка, но при переходе к стохастике наблюдается существенное уширение спектра, что соответствует росту интегральной мощности на отличных от несущей частотах.

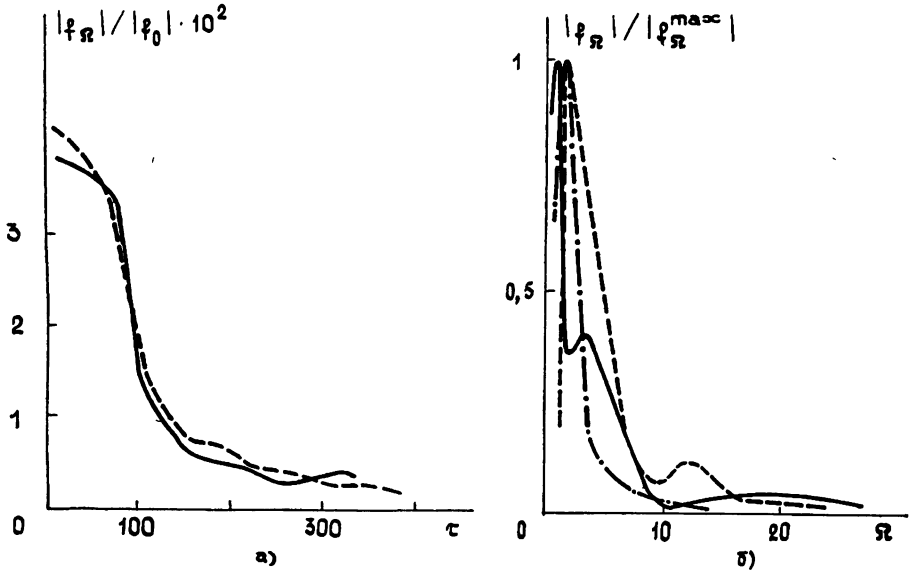


Рис. 6.

Для оптимальной по КПД расстройки циклотронного резонанса  $\Delta = 0,6$  отношение максимума фурье-гармоник  $f_{\Omega} = \int_0^{\tau} |f| \exp(i\Omega\tau') \times \times d\tau' - |f_0|$  к максимуму постоянной составляющей  $|f_0| = \int_0^{\tau} |f| d\tau'$  с ростом времени убывает, как показано на рис. 6а, где сплошной линией дана эта зависимость для оптимального по КПД тока пучка  $I = 0,008$ , штриховой — для  $I = 0,02$ . В обоих случаях в гиротроне устанавливаются стационарные автоколебания. Как следует из рис. 6а, в широком интервале значений тока закономерность убывания интенсивности фурье-гармоник с ростом времени, т. е. по мере выхода на стационарный режим, сохраняется. В то же время само распределение интенсивности фурье-гармоник по спектру усложняется, как показано на рис. 6б для случая  $I = 0,008$ , где штрихпунктирная линия соответствует  $\tau = 32$ , штриховая —  $\tau = 224$ , сплошная —  $\tau = 320$ , что обусловлено при данном значении  $I$  довольно сложным характером переходного процесса, рассмотренного в [9].

Полученные результаты демонстрируют возможность оценки уровня мощности паразитного излучения на гармониках частоты рабочей моды при помощи теории стационарной генерации рабочей моды с фиксированной продольной структурой. Приведенные номограммы позво-

ляют определять мощность паразитного излучения в конкретных приборах. Фурье-анализ нестационарных процессов характеризует спектральное распределение излучения, его интенсивность в автомодуляционных и стохастических режимах и его эволюцию по мере выхода на стационарный режим. Последнее обстоятельство может быть существенным для анализа условий генерации релятивистских гиротронов с длительностью импульса порядка характерного времени установления стационарных колебаний.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гольденберг А. Л., Нусинович Г. С. — Сб.: Итоги науки и техники. Сер. Электроника, 1985, вып. 17, с. 3.
2. Flyagin V. A. et al. Proc. 3 Int. Symp. on Heating in Toroidal Plasmas, Grenoble, France, March 1982, 3, p. 1059.
3. Terumichi Y. et al. 9 Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Takarazuka, Japan, Oct. 1984, Conf. Digest, Th. 8. 5.
4. Woskoboïnikov P., Cohn D. R., Temkin R. J. Int. J. Infrared and Millimeter Waves, 1983, 4, № 2, p. 205.
5. Woskoboïnikov P. et al. 10 Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Lake Buena Vista, Florida, USA, Dec. 1985, Conf. Digest, T. 6. 4.
6. Danly B. G. et al. — Appl. Phys. Lett., 1985, 46, № 8, p. 728.
7. Нусинович Г. С., Павельев А. Б. — Радиотехника и электроника, 1987, 32, № 6, с. 1274.
8. Братман В. Л. и др. — Изв. вузов — Радиофизика, 1973, 16, № 4, с. 622.
9. Гинзбург Н. С., Завольский Н. А., Нусинович Г. С. — Радиотехника и электроника, 1987, 32, № 5 с. 1031.
10. Нусинович Г. С., Эрм Р. Э. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1972, 8, с. 55.
11. Гинзбург Н. С. и др. — Изв. вузов — Радиофизика, 1986, 29, № 1, с. 106.

Институт прикладной физики  
АН СССР

Поступила в редакцию  
21 апреля 1986 г.

#### ON THE THEORY OF PARASITIC OSCILLATIONS IN GYROTRONS

*N. A. Zavoï'skij, G. S. Nusinovich, A. B. Pavel'ev*

Parasitic oscillations Gyrotron at operating mode frequency harmonics are theoretically investigated. It is shown that the theory of gyrotrons with a fixed axial structure of the operating mode field can be used for the estimation of parasitic radiation power; the corresponding nomogrammes are given. The spectral characteristics of automodulation and stochastic oscillations are analysed. The evolution of the operating mode spectrum during the setting process is investigated.

---