УДК 537.87

ЗАХВАТ ЧАСТОТЫ МНОГОМОДОВОГО ГИРОТРОНА КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИМ ВНЕШНИМ СИГНАЛОМ

В. Л. Бакунин, Г. Г. Денисов, Ю. В. Новожилова*

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

В работе рассматривается воздействие на многомодовый гиротрон внешнего квазимонохроматического сигнала, частота которого близка к частоте его рабочей моды. Исследуется влияние конкуренции мод на режим генерации при гармонической модуляции частоты. Расчёты проведены для мощного гиротрона с частотой 170 ГГц, разработанного в ИПФ РАН. В зависимости от параметров гиротрона и внешнего сигнала получены различные режимы генерации: захват частоты рабочей моды, когда частота излучения равна частоте внешнего сигнала, биения частоты и амплитуды рабочей моды и возбуждение паразитных мод.

ВВЕДЕНИЕ

Современные теоретические и экспериментальные исследования воздействия внешнего сигнала на гиротрон [1–8] были стимулированы созданием в ИПФ РАН синтезированного двухзеркального квазиоптического преобразователя, который позволяет вводить внешний сигнал из выходного волновода в резонатор гиротрона в виде рабочей моды [9]. В гиротроне с таким преобразователем возможно эффективное взаимодействие внешнего сигнала с рабочей модой, подавление паразитных мод, захват частоты и фазы излучения [1–3, 6–8]. Проведённые в предшествующих работах расчеты показали, что, по сравнению с автономной генерацией, режим захвата частоты внешним монохроматическим сигналом благоприятен для достижения высокого коэффициента полезного действия (КПД) при умеренных токах электронного пучка, а также для увеличения полосы перестройки частоты излучения [2, 6, 7]. На следующем этапе исследований представляет интерес рассмотреть возможность перестройки частоты и управления спектром излучения многомодового гиротрона под воздействием немонохроматического внешнего сигнала. Эта задача актуальна для различных практических приложений, таких как подавление неустойчивостей плазмы в токамаках и стеллараторах, спектроскопия, а также создание в перспективе комплекса когерентно излучающих гиротронов.

Впервые возможность синхронизации частоты и фазы внешним сигналом с гармонически меняющимися параметрами была продемонстрирована более 50 лет назад для одномодовых генераторов типа Ван-дер-Поля с квадратичной нелинейностью [10–12]. Однако в многомодовом гиротроне есть ряд особенностей, связанных с нелинейным взаимодействием мод. Так, в нём режимы захвата колебаний широкополосным внешним сигналом со средней частотой, далёкой от собственной частоты генератора и лежащей за пределами полосы захвата, невозможны изза возбуждения паразитных мод, тогда как одномодовый генератор может быть синхронизован спектральными составляющими, лежащими на краю спектра внешнего сигнала [11]. При выходе из полосы захвата в многомодовом гиротроне, помимо биений частоты рабочей моды, характерных для одномодового генератора, может происходить возбуждение паразитных мод.

Данная работа посвящена исследованию воздействия внешнего сигнала с гармонически меняющейся частотой на режимы генерации многомодового гиротрона. В её первой части приведены

^{*} julia.novozhilova2009@yandex.ru

основные уравнения, описывающие гиротрон, в который поступает внешний квазигармонический сигнал. Во втором разделе построены зоны одночастотной одномодовой генерации и проанализированы механизмы выхода из этих зон в свободном (т. е. без внешнего сигнала) многомодовом гиротроне и в гиротроне, частота рабочей моды которого захвачена внешним монохроматическим сигналом. В третьем разделе исследованы режимы, возникающие под воздействием сигнала, частота которого промодулирована по гармоническому закону. При этом основное внимание уделено влиянию конкуренции мод на процесс захвата частоты и сравнению механизмов выхода из зон захвата в гиротроне, управляемом монохроматическим и квазимонохроматическим внешним сигналом.

Следует отметить, что ранее для гиротрона была теоретически и экспериментально показана возможность модуляции амплитуды и частоты поля излучения при отражении части мощности от колеблющейся мембраны [13, 14]. Однако в этих исследованиях использовался встроенный выходной квазиоптический преобразователь [15], который из-за своей геометрии бо́льшую часть возвращающегося в резонатор отражённого сигнала трансформировал в моду со встречным (относительно рабочей моды) направлением вращения полей, слабо связанную с рабочей модой. В результате эффекты фазового захвата колебаний рабочей моды были выражены слабее, чем этого можно было бы ожидать при использовании синтезированного квазиоптического преобразователя.

1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Данный раздел в значительной степени повторяет аналогичные разделы в работах [1, 2, 6, 7], однако, в отличие от указанных работ, уравнения записаны для случая воздействия внешнего сигнала с переменной частотой, и, кроме того, получено уравнение баланса мощностей в многомодовом гиротроне с внешним сигналом. Взаимодействие многомодового гиротрона с внешним сигналом рассматривается, как и в работах [2, 6], на примере гиротрона с мощностью 1,5 MBт, частотой 170 ГГц, рабочей модой $TE_{28,12}$, разработанного в ИПФ РАН [16]. Резонатор гиротрона представляет собой отрезок цилиндрического волновода с радиусом $\bar{R}_r = 20,77$ мм с закритическим сужением на катодном конце и плавным расширением в сторону выходного тракта. Энергия электронов в процессе включения источника питания монотонно меняется от 80 до 100 кэВ, ток составляет от 50 до 70 A, радиус электронного пучка равен $R_b = 8,27$ мм, питч-фактор в конце процесса включения 1,2.

Для описания электронно-волнового взаимодействия используется нестационарная многомодовая модель слаборелятивстского гиротрона в приближении фиксированной продольной структуры поля [17, 18]. Это приближение справедливо при достаточно высокой добротности резонатора гиротрона, когда время переходных процессов Q_s/ω_s для каждой из взаимодействующих мод много больше времени пролёта электронов через резонатор $T_t = L/v_z$ (здесь s — номер моды, Q_s и ω_s — её добротность и действительная часть собственной частоты, L — длина пространства взаимодействия, v_z — средняя продольная скорость электронов, индекс рабочей моды примем равным нулю). Указанное условие выполнено, т. к. минимальное время переходных процессов в рассматриваемом резонаторе гиротрона равно $Q_s/\omega_s \approx 1,3$ нс (добротности всех мод близки к добротности рабочей моды $Q_0 = 1370$), а время пролёта через пространство взаимодействия длиной около 20 мм составляет $T_t \approx 0,17$ нс при энергии электронов 100 кэВ и питч-факторе, равном 1,2.

Входные параметры электронного пучка (ток, напряжение) меняются медленно по сравнению с временем пролёта электронов через пространство взаимодействия в соответствии со сценарием включения, близким к экспериментальному [1, 2, 6,16], так что на каждом шаге интегрирования

по времени их можно считать постоянными. Внешний сигнал поступает в резонатор гиротрона из сопряжённого с ним выходного волновода. Поперечная структура поля внешнего сигнала на входе в резонатор совпадает со структурой рабочей моды. Частота внешнего сигнала близка к частоте рабочей моды и лежит далеко за пределами полосы захвата частоты для других мод: ширина полосы захвата составляет величину порядка 100 МГц, а расстояние по частоте между разными модами от 1,5 до 3 ГГц. Поэтому линейный отклик всех мод, кроме рабочей, на воздействие внешнего сигнала очень мал, и слагаемое, пропорциональное амплитуде внешнего сигнала, входит только в уравнение возбуждения рабочей моды. Однако при изменении амплитуды рабочей моды меняется нелинейный высокочастотный ток сгруппированного электронного пучка, что приводит к вариации амплитуд всех мод, лежащих в полосе циклотронного резонанса и имеющих достаточно большие коэффициенты связи с электронным пучком. Предполагается, что характерное время изменения частоты внешнего сигнала существенно превышает время пролёта электронов через пространство взаимодействия. В этом случае самосогласованная система уравнений, описывающих взаимодействие мод в гиротроне с внешним сигналом, имеет такой же вид, как для модели с монохроматическим сигналом, рассмотренной в работах [2, 6], но с переменной фазой внешнего сигнала:

$$\frac{2Q_s}{\bar{\omega}_s}\frac{\mathrm{d}F_s}{\mathrm{d}t} + F_s + i\frac{2Q_s}{\bar{\omega}_s}(\bar{\omega}_s - \omega_s)F_s - \frac{2Q_0}{Q_{0\mathrm{dif}}}i\delta_{s0}B_{\mathrm{in}}\exp[i\varphi(t)] = iI_sF_s\chi_s,\tag{1}$$

$$\frac{\mathrm{d}p}{\mathrm{d}\xi} + i\frac{\tilde{a}_{\perp}^2}{a_z}(\tilde{\Delta} + |p|^2 - 1)p = \frac{i}{\tilde{a}_{\perp}\tilde{a}_z}\sum_s F_s u(\xi)\exp(i\Phi_s).$$
(2)

Уравнения (1) и (2) дополняются начальными и граничными условиями

$$F_s(t=0) = F_s^{(0)}, \qquad p(\xi=0) = \exp(i\vartheta), \qquad 0 \le \vartheta < 2\pi.$$
(3)

Величина F_s является безразмерной комплексной амплитудой поля *s*-й моды TE_{m_s,q_s} (m_s и q_s — азимутальный и радиальный индексы соответственно), она связана с электрическим полем этой моды следующим соотношением:

$$\mathbf{E}_s = \operatorname{Re}\left\{i\beta_{\perp 0}^3 \frac{mc^2}{eJ_{m_s-1}(\nu_{m_s,q_s}R_{\mathrm{b}}/\bar{R}_{\mathrm{r}})}u(z)F_s(t)\exp(i\bar{\omega}_s t)[\mathbf{z}_0,\nabla_{\perp}\Psi_s(r,\psi)]\right\},\label{eq:eq:estimate}$$

где $\Psi_s(r,\psi) = J_{m_s}(\varkappa_s r) \exp(-im_s \psi)$ — мембранная функция, $J_{m_s}(\varkappa_s r)$ — функция Бесселя порядка m_s, ν_{m_s,q_s} — нуль производной функции Бесселя с номером q_s : $J'_{m_s}(\nu_{m_s,q_s}) = 0, \varkappa_s = \nu_{m_s,q_s}/\bar{R}_r$ — поперечное волновое число *s*-й моды на её критической частоте $\omega_{cs} = \varkappa_s c$ в регулярной части резонатора, e — заряд электрона, $\bar{\omega}_s$ — опорные частоты мод. Используется цилиндрическая система координат (z, r, ψ) .

Полное поле в резонаторе равно сумме полей мод: $\mathbf{E} = \sum_{s} \mathbf{E}_{s}$. Предполагается, что резонатор достаточно высокодобротный, так что структура поля рабочей моды u(z) совпадает с собственной функцией «холодного» (без электронного пучка) резонатора. Для нахождения комплексной функции u(z) и собственной частоты резонатора ω_{comp} решалось уравнение неоднородной струны в пустом резонаторе гиротрона, $u''_{zz} + (\omega^{2}_{\text{compl}} - \omega^{2}_{c0})u/c^{2} = 0$, где $\omega_{c0}(z) = c\nu_{m_{0},q_{0}}/R_{r}(z)$ – критическая частота рабочей моды в волноводе сравнения, имеющем такой же радиус $R_{r}(z)$, как резонатор в данном сечении z. Также предполагается, что продольная структура поля у всех мод одинакова и совпадает с продольной структурой рабочей моды.

В уравнении (1) δ_{s0} — символ Кронекера, $Q_{0\text{dif}}$ — дифракционная добротность рабочей моды (при наличии омических потерь дифракционные и полные добротности мод не совпадают),

 $B_{\rm in}=B\bar{h}_0/u_z'(z_{\rm ex})$ — безразмерная амплитуда поля внешней волны, электрическое поле которой в выходном сечении равно

$$\mathbf{E}_{\mathrm{ex}} = \mathrm{Re} \left\{ i\beta_{\perp}^{3} \frac{mc^{2}B}{eJ_{m_{0}-1}(\nu_{m_{0},q_{0}}R_{\mathrm{b}}/\bar{R}_{\mathrm{r}})} \exp[i\omega t + i\varphi(t)][\mathbf{z}_{0}, \nabla_{\perp}\Psi_{0}(\mathbf{r}_{\perp})] \right\},$$

 $\bar{h}_0 = \sqrt{\bar{\omega}_0^2/c^2 - \varkappa_0^2}|_{z=z_{\rm ex}}$ — волновое число рабочей моды на опорной частоте в выходном сечении, $\varphi(t) = \varphi_{\rm mod} \cos(2\pi t/T_{\rm mod})$ — гармонически меняющаяся фаза комплексной амплитуды сигнала, $\varphi(t)$ меняется медленно в масштабе времени пролёта электронов. Способ отыскания выходного сечения описан в работах [2, 19] и в приложении. Второй переменной в системе (1)–(3) является безразмерный поперечный импульс электрона

$$p = \frac{p_{\perp}}{p_{\perp}|_{z=0}} \exp\{i \left[\vartheta + (m_0 - 1) \psi\right]\},\$$

 p_{\perp} — модуль размерного поперечного импульса,

$$\vartheta = \int_{0}^{z} \frac{\omega_{H}}{c\beta_{z}} \,\mathrm{d}z' + \theta|_{z=0} + \tilde{\theta} - \bar{\omega}_{0}t$$

— медленно меняющаяся фаза поперечного импульса электрона относительно рабочей моды, $\omega_H = \omega_H^0/\hat{\gamma}$ — релятивистская циклотронная частота (ω_H^0 — нерелятивистская циклотронная частота, $\hat{\gamma}$ — масс-фактор электрона, меняющийся в процессе пролёта через пространство взаимодействия); $\tilde{\theta}$ — фаза, характеризующая азимутальное смещение электрона с невозмущённой спиральной траектории под действием высокочастотного поля, $\theta|_{z=0} \in [0, 2\pi)$ — фаза циклотронного вращения электрона в момент влёта, $\vartheta|_{z=0} = \theta|_{z=0} - \bar{\omega}_0 t_0 = \vartheta_0 \in [0, 2\pi)$ — значение ϑ в момент влёта, t_0 — время влёта электрона. Величина

$$\chi_s = \frac{1}{F_s} \frac{\tilde{I}_A}{I_A} \frac{\tilde{a}_\perp}{\tilde{a}_z} \int_0^{\varsigma_{ex}} u^*(\xi) \Big\langle \langle p \rangle_\vartheta \exp(-i\Phi_s) \Big\rangle_\psi \,\mathrm{d}\xi \tag{4}$$

в правой части (1) соответствует электронной восприимчивости для s-й моды, $\xi = (\beta_{\perp}^2 \omega_0 z)/(2\beta_z c)$ — безразмерная продольная координата, β_{\perp} и β_z — поперечная и продольная безразмерные компоненты скорости электрона при $\xi = 0$ после завершения процесса включения напряжения соответственно.

Опорная частота рабочей моды $\bar{\omega}_0$ выбрана равной средней частоте внешнего сигнала ω , опорные частоты других мод $\bar{\omega}_s = \omega + \omega_s - \omega_0$, так что для всех мод разность опорной и собственной частот одинакова: $\bar{\omega}_s - \omega_s = \omega - \omega_0$. Угловые скобки в (4) означают усреднение по начальной фазе поперечного импульса относительно рабочей моды $\vartheta|_{z=0}$ и азимутальной координате ведущих центров электронных орбит ψ . Коэффициенты в (2) и (4), обозначенные знаком «тильда», соответствуют входным параметрам электронов, меняющимся в процессе включения напряжения, коэффициенты без этого знака — установившимся значениям входных параметров в конце процесса включения (на «полке» импульса напряжения). Таким образом, $\tilde{a}_{\perp} = \tilde{\beta}_{\perp}/\beta_{\perp}$, $\tilde{a}_z = \tilde{\beta}_z/\beta_z$, $\tilde{\Delta} = (2/\tilde{\beta}_{\perp}^2) [1 - \omega_H^0/(\tilde{\gamma}\omega)]$ — безразмерная расстройка между циклотронной частотой электронов на входе в резонатор и опорной частотой рабочей моды, $\tilde{\gamma}$ — масс-фактор в процессе включения, γ — его установившеся значение, Δ — установившеся значение расстройки, $I_s = 2,35 \cdot 10^{-4} I_A [Q_s G_{m_s,q_s}/(\gamma \beta_{\perp}^2 \beta_z)]/N$ — безразмерный параметр тока, $N = \int_0^{\xi_{ex}} |u(\xi)|^2 d\xi$ — норма волны, I_A — ток пучка в амперах, $G_{m_s,q_s} = [J_{m_s-1}(\nu_{m_s,q_s}R_b/\bar{R}_r)/J_{m_s}(\nu_{m_s,q_s}]^2/(\nu_{m_s,q_s}^2 - m_s^2)$ — коэффициент связи между электронным пучком и модой TE_{m_s,q_s} , $\Phi_s = (\bar{\omega}_s - \bar{\omega}_0) t - (m_s - m_0) \psi$ — разность фаз полей *s*-й и рабочей мод.

В. Л. Бакунин, Г. Г. Денисов, Ю. В. Новожилова

Из уравнений (1) и (2) следует закон баланса мощностей (теорема Пойнтинга):

$$\sum_{s} \left(\frac{\mathrm{d}W_s}{\mathrm{d}t} + \frac{W_s \bar{\omega}_s}{Q_{\mathrm{sohm}}} + P_{\mathrm{srad}} \right) = P_{\mathrm{ex}} + \tilde{I}_{\mathrm{A}} \tilde{U} \eta, \tag{5}$$

где W_s — энергия *s*-й моды в резонаторе, $P_{\rm srad}$ — мощность излучения на частоте *s*-й моды, $P_{\rm ex}$ — мощность внешнего сигнала, $\tilde{I}_{\rm A}$ и \tilde{U} — значения тока и напряжения в процессе включения соответственно, $Q_{\rm sohm}$ — омическая добротность *s*-й моды. Вывод соотношения (5) приведён в приложении.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДЛЯ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО СИГНАЛА

При численном решении системы уравнений (1) и (2) рассматривалось взаимодействие рабочей моды $TE_{28,12}$ гиротрона на частоте 170 ГГц с соседними модами, которые попадают в полосу циклотронного резонанса шириной $2\pi/T_t$ и имеют достаточно больши́е значения коэффициентов связи. Это моды эквидистантного спектра $TE_{26,12}$, $TE_{27,12}$, $TE_{28,12}$, $TE_{29,12}$, $TE_{30,12}$ и моды $TE_{-25,13}$, $TE_{-26,13}$ со встречным направлением вращения полей по отношению к вращению электронов. Поскольку изменения входных параметров электронного пучка в реальном эксперименте происходят за времена, составляющие несколько микросекунд, при моделировании для ускорения расчётов время переходных процессов было сокращено до сотен наносекунд, т. к. даже в этом случае время включения существенно превышает все характерные времена переходных процессов.

В данной работе мощность внешнего сигнала $P_{\rm ex}$ рассчитывалась в процентах от максимально достижимой мощности многомодового автономного гиротрона (U = 100 кВ, I = 70 A, $\Delta = 0.45$, поперечный КПД $\eta_{\perp} = 61$ %), тогда как в работах [2, 6] — от максимально достижимой мощности одномодового автономного гиротрона (U = 100 кВ, I = 100 А, $\Delta = 0.56$, $\eta_{\perp} = 79$ %). Амплитуда внешнего сигнала $B_{\rm in}$ вычислялась по формуле (П9). Омические потери не учитывались.

На плоскостях различных параметров (тока и расстройки циклотронного резонанса Δ , а также отстройки частоты монохроматического внешнего сигнала $\bar{f}_{ex} = \omega/(2\pi)$ от собственной частоты рабочей моды $f_0 = \omega_0/(2\pi)$ и расстройки Δ) были построены зоны захвата частоты рабочей моды внешним сигналом и зона одномодовой автономной генерации рабочей моды (см. рис. 1). Как отмечалось в предшествующих работах [2, 6, 7], внешний монохроматический сигнал позволяет сместить зоны генерации в область бо́льших расстроек Δ и получить более высокий электронный КПД по сравнению с автономным режимом (см. рис. 1*a*, 2), а также увеличить возможную полосу перестройки частоты генерации при изменении частоты внешнего сигнала (рис. 1*б*).

Для оценки энергетической эффективности режима захвата частоты можно сравнить мощность, затрачиваемую на генерацию излучения в автономном гиротроне и в гиротроне с внешним сигналом при одинаковых значениях напряжения и тока. В оптимальном автономном режиме одномодовой генерации гиротрона на рабочей моде мощность излучения P_{0rad}^{free} равна мощности, отдаваемой электронным пучком (без учёта омических потерь) $P_{\rm el} = IU\eta_0$, где η_0 — оптимальный КПД. При тех же значениях тока и напряжения мощность излучения в стационарном одномодовом режиме с внешним сигналом равна сумме мощностей, отдаваемых электронным пучком и внешним сигналом: $P_{0rad} = P_{\rm el} + P_{\rm ex} = IU\eta + gIU\eta_0$, где g — доля мощности внешнего сигнала от максимальной мощности излучения в автономном режиме. Если КПД при захвате частоты возрастает, то разность мощности излучения в режиме захвата и автономном режиме превышает мощность внешнего сигнала: $P_{0rad} - P_{0rad}^{free} > P_{\rm ex}$. Оценим величину выигрыша по мощности



Рис. 1. Зона одночастотной автономной генерации (выделена штриховой линией на панели *a*) и зоны захвата в многомодовом гиротроне при напряжении после процесса включения U = 100 кВ, уровне мощности внешнего сигнала 4 % (красные кривые) и 7 % (синие кривые) от мощности автономной генерации в оптимальной точке, помеченной звёздочкой, на плоскостях параметров тока *I* и расстройки Δ при $\bar{f}_{\rm ex} - f_0 = -30$ МГц (*a*) и расстроек $\bar{f}_{\rm ex} - f_0$ и Δ при I = 50 A (*b*). На панели *b* зоне автономной генерации соответствует чёрная кривая. На панели *a* указаны максимальные значения η_{\perp} в каждой зоне, на *b* — некоторые его значения (цвет соответствует зоне)



Рис. 2. Зависимости поперечного КПД η_{\perp} от расстройки Δ при U = 100 кВ, токах 35 и 50 А в автономном генераторе (синяя и зелёная кривые соответственно) и в режиме захвата при мощности сигнала 4 % (красные кривые)

как отношение прибавки мощности излучения при захвате к мощности внешнего сигнала:

$$\frac{P_{0rad} - P_{0rad}^{free}}{P_{ex}} = \frac{IU\eta + gIU\eta_0 - IU\eta_0}{gIU\eta_0} = \frac{\eta/\eta_0 - 1}{g} + 1.$$

В режиме с мощностью внешнего сигнала 4 % при токе 70 A и напряжении 100 кВ достигается поперечный КПД $\eta_{\perp} = 75$ %, выигрыш по мощности равен 6,7. В режиме с мощностью внешнего сигнала 7 % при тех же значениях напряжения и тока максимальное значение $\eta_{\perp} = 79$ %, выигрыш составляет 5,2.

Для анализа возможных сценариев, возникающих при модуляции частоты сигнала, предварительно были исследованы сценарии выхода из режима захвата при воздействии монохромати-

ческого сигнала, частота которого лежит за пределами полосы захвата. Режим генерации при этом определялся расположением рабочей точки (тока и расстройки Δ) относительно зоны автономной одномодовой генерации. В области больши́х расстроек циклотронного резонанса, ближе к правой границе зон захвата, в автономном гиротроне возбуждались низкочастотные моды, соседние с рабочей модой. В гиротроне с внешним сигналом в этой области при выходе из полосы

В. Л. Бакунин, Г. Г. Денисов, Ю. В. Новожилова



Рис. 3. Осциллограммы амплитуд мод вне зоны захвата для разных значений Δ и частоты внешнего сигнала: $\Delta = 0.48$, $\bar{f}_{ex} - f_0 = -9$ МГц (a), $\Delta = 0.48$, $\bar{f}_{ex} - f_0 = -84$ МГц (δ) , $\Delta = 0.43$, $\bar{f}_{ex} - f_0 = -42$ МГц (ϵ) и $\Delta = 0.22$, $\bar{f}_{ex} - f_0 = -30$ МГц (ϵ) . Здесь и далее цифрами на рисунке указаны индексы поперечных мод, U = 100 кВ, I = 50 А, относительная мощность внешнего сигнала $P_{ex}/P_{0rad} = 4$ %

захвата также возбуждались низкочастотные паразитные моды как при уменьшении, так и при увеличении частоты сигнала (рис. 3a, δ). В левой части зоны захвата, перекрывающейся с зоной автономной одномодовой генерации, при выходе частоты сигнала из полосы захвата возникали биения на частоте рабочей моды (рис. 3e). Высокочастотные моды могли возбуждаться только при уменьшении расстройки Δ и выходе рабочей точки из обеих зон (рис. 3e).

3. ВОЗДЕЙСТВИЕ СИГНАЛА С ГАРМОНИЧЕСКИ ПРОМОДУЛИРОВАННОЙ ЧАСТОТОЙ И ФАЗОЙ НА МНОГОМОДОВЫЙ ГИРОТРОН

Исследуем режимы работы гиротрона под воздействием внешнего сигнала, у которого медленная фаза и отклонение частоты от среднего значения зависят от времени по гармоническому



Рис. 4. Амплитудно-частотные характеристики гиротрона в режиме захвата частоты внешним гармоническим сигналом с разными уровнями мощности при U = 100 кВ, I = 50 A, $\Delta = 0.48$ (*a*) и при I = 60 A, $\Delta = 0.49$ и относительной мощности сигнала 3.4 % (δ)

закону:

$$\varphi = \varphi_0 - \varphi_{\text{mod}} \cos(2\pi t/T_{\text{mod}}), \tag{6}$$

$$\tilde{f}_{\rm ex} = \varphi'/(2\pi) = \Delta f_{\rm mod} \sin(2\pi t/T_{\rm mod}). \tag{7}$$

Здесь $\Delta f_{\rm mod} = \varphi_{\rm mod}/T_{\rm mod}$ — размах колебаний частоты, $\varphi_{\rm mod} > 0$, $T_{\rm mod}$ — период модуляции частоты и фазы. Для анализа влияния параметров внешнего сигнала удобно рассмотреть спектр сигнала и амплитудно-частотную характеристику (АЧХ) вынужденных колебаний гиротрона под воздействием монохроматического сигнала. При этом модуляцию частоты внешнего сигнала можно интерпретировать как скольжение вдоль АЧХ (см. рис. 4). Асимметрия АЧХ в гиротроне [20–22] обусловлена наличием реактивной (фазовой) нелинейности электронной восприимчивости, что приводит к сдвигу частоты генерации относительно холодной частоты резонатора, а сужение АЧХ по сравнению с одномодовым генератором связано с возбуждением на краях полосы захвата паразитных мод.

Спектр комплексной амплитуды сигнала с гармонической модуляцией частоты можно представить в виде разложения в ряд по гармоникам основной частоты модуляции $\nu = 1/T_{mod}$:

$$B = |B| \exp(i\varphi) =$$
$$= |B| \exp[i\varphi_0 - i\varphi_{\text{mod}}\cos(2\pi\nu t)] = |B| \exp(i\varphi_0) \sum_{l=-\infty}^{+\infty} J_l(\varphi_{\text{mod}}) \exp(i2\pi l\nu t - il\pi/2).$$
(8)

Как следует из (8), интенсивность спектральных компонент комплексной амплитуды сигнала определяется параметром модуляции (глубиной модуляции фазы) $\varphi_{\rm mod}$ и значениями соответствующих функций Бесселя. Центральные гармоники, число которых M с каждой стороны от нулевой гармоники равно целой части значения $\varphi_{\rm mod} + 1$, обладают достаточно большой интенсивностью по сравнению с гармониками, лежащими на краях спектра, номера которых |l| > M. Поэтому полуширина основной части спектра $\nu \lfloor \varphi_{\rm mod} + 1 \rfloor$ при малом параметре модуляции $\varphi_{\rm mod} \ll 1$ равна частоте ν , а при большом параметре $\varphi_{\rm mod} \ge 1$ — размаху колебаний частоты $\Delta f_{\rm mod}$ (скобки | | обозначают целую часть числа).

При малых параметрах модуляции $\varphi_{\rm mod} \ll 1$ в спектре сигнала существенными являются три центральные компоненты, как следует из (8) (см. рис. 5). Поскольку $\varphi_{\rm mod} = \Delta f_{\rm mod}/\nu$, полуширина основной части спектра ν велика по сравнению с размахом колебаний частоты $\Delta f_{\rm mod}$. Предположим, что центральная частота сигнала $\bar{f}_{\rm ex}$ лежит в середине полосы захвата. При этом возможны два случая с различными значениями $T_{\rm mod}$ при одинаковых $\varphi_{\rm mod}$.

В. Л. Бакунин, Г. Г. Денисов, Ю. В. Новожилова



Рис. 5. Осциллограммы амплитуд мод (I) и частот (II) сигнала и излучения на рабочей моде (a, e); соответствующие им спектры комплексных амплитуд полей сигнала и излучения на рабочей моде в установившемся режиме (f, e) при U = 100 кВ, I = 50 А, $\Delta = 0.48$, $P_{\rm ex}/P_{0\rm rad} = 4$ %, $\varphi_{\rm mod} = 0.3$, $\bar{f}_{\rm ex} - f_0 = -20$ Гц; На a, 6 $T_{\rm mod} = 150$ нс, $\Delta f_{\rm mod} = 2$ МГц, на e, e $T_{\rm mod} = 30$ нс, $\Delta f_{\rm mod} = 10$ МГц. Сигналу соответствуют чёрные кривые, излучению гиротрона — красные. Величина f на этом и последующих рисунках для красных кривых равна мгновенной частоте излучения $\{\omega + d[\arg(F_0)]/dt\}/(2\pi)$, для чёрных — мгновенной частоте сигнала $f_{\rm ex} = \bar{f}_{\rm ex} + \bar{f}_{\rm ex}$

В первом случае (рис. 5*a*, *б*) период колебаний частоты T_{mod} существенно превышает время захвата, амплитуда колебаний частоты сигнала очень мала (рис. 5*a*), спектр сигнала сосредоточен вблизи середины полосы захвата (рис. 5*б*). Процесс генерации представляет собой последовательность квазистационарных синхронизованных (захваченных) состояний, в каждом из которых амплитуда и частота излучения могут быть определены по АЧХ.

Мгновенная частота излучения $\{\omega + d[\arg(F_0)]/dt\}/(2\pi)$ совпадает с мгновенной частотой сигнала $f_{\text{ex}} = \bar{f}_{\text{ex}} + \tilde{f}_{\text{ex}}$, амплитуда излучения совершает колебания с таким же периодом, как и частота. Для сопоставления спектров комплексных амплитуд сигнала и поля излучения удобно сравнивать относительные интенсивности компонент, приняв интенсивность нулевой (централь-

ной) компоненты каждого спектра за единицу. В рассматриваемом случае относительные величины интенсивностей гармоник спектров совпадают.

Во втором случае модуляция фазы также мала: $\varphi_{\rm mod} \ll 1$, три центральных спектральных компоненты сигнала имеют такую же интенсивность, как и в первом случае (при равных параметрах модуляции фазы $\varphi_{\rm mod}$ и одинаковых мощностях сигнала), но период модуляции может быть сравним с временем захвата частоты (рис. 5*e*, *e*), а размах колебаний частоты $\Delta f_{\rm mod}$ больше, чем в первом случае. При этом частоты (±1)-ых гармоник спектра сигнала лежат на краях полосы захвата, где характерное время захвата, как известно, возрастает [23], так что эти гармоники не успевают захватить частоту гиротрона. В результате отношение интенсивности боковых гармоник к интенсивности нулевой гармоники в спектре поля излучения меньше, чем в спектре сигнала (рис. 5*e*), мгновенная частота излучения гиротрона отстаёт по времени от частоты сигнала и колеблется с меньшей амплитудой (рис. 5*e*). Модуль амплитуды излучения также не успевает дойти до значений, соответствующих крайним значениям частоты сигнала на АЧХ, и колеблется в меньшем интервале (рис. 5*e*).

При возрастании параметра модуляции ($\varphi_{\rm mod} \geq 1$) в центре спектра сигнала появляется большее число компонент с достаточно высокой интенсивностью. Сигнал с таким сложным спектром может захватить частоту гиротрона, если, как и в случае малого параметра модуляции, основная часть спектра сосредоточена внутри полосы захвата и колебания частоты сигнала достаточно медленные, т. е. период колебаний частоты внешнего сигнала $T_{\rm mod}$ превышает характерное время захвата (рис. 6*a*, *б*, *г*). При захвате мгновенная частота излучения совпадает с частотой сигнала (рис. 6*a*, *б*). Спектры излученного и внешнего сигнала содержат одинаковые компоненты, однако относительные интенсивности компонент могут слегка отличаться (рис. 6*г*). Форма периодической модуляции модуля амплитуды поля излучения в случае сложного спектра сигнала зависит от среднего значения частоты $\bar{f}_{\rm ex}$ и размаха её колебаний $\Delta f_{\rm mod}$. Так, при колебаниях мгновенной частоты сигнала, захватывающих максимум АЧХ, форма модуляции сложная (рис. 6*a*), при колебаниях на монотонном участке АЧХ — более простая (рис. 6*б*).

Увеличение размаха колебаний частоты сигнала приводит к её периодическому выходу за пределы полосы захвата. При этом периодически возбуждаются биения частоты и амплитуды рабочей моды (рис. 66). Относительные интенсивности компонент спектра излучения и сигнала начинают заметно отличаться (рис. 6d, e), особенно на краях, где относительные значения компонент спектра излучения имеют гораздо бо́льшую величину, чем в спектре сигнала (рис. 6e). Дальнейшее увеличение амплитуды колебаний частоты приводит к появлению более продолжительных интенсивных биений и к возбуждению паразитных мод. При некоторых параметрах возбуждение паразитных мод может происходить после нескольких периодов чередования захвата и биений на рабочей моде (рис. 7a). Следует отметить, что, если центральная частота сигнала лежит в полосе захвата, то при уменьшении периода модуляции до значений, меньших времени захвата, можно даже при большом размахе колебаний частоты сигнала получить режим одномодовой генерации рабочей моды с периодически меняющимися частотой и амплитудой (рис. 76). При этом так же, как и в описанном выше случае простого спектра сигнала (рис. 5e, e), мгновенная частота излучения не успевает отслеживать изменения частоты сигнала и колеблется в меньшем интервале.

Если время захвата и период модуляции являются величинами одного порядка, $\varphi_{\text{mod}} \geq 1$, то возможны различные режимы генерации в зависимости от конкретного значения параметра модуляции. Так, при $\varphi_{\text{mod}} = 2,405$ в спектре комплексной амплитуды сигнала нет центральной гармоники на нулевой частоте. Если при этом боковые компоненты спектра близки к краю полосы захвата, то может произойти выход из режима захвата и распад на паразитные моды (рис. 8*a*). Однако даже при небольшом изменении периода модуляции как в сторону уменьше-



Рис. 6. Осциллограммы амплитуд мод (I) и частот (II) сигнала и излучения на рабочей моде (*a*-*e*) и спектры комплексных амплитуд полей сигнала и излучения на рабочей моде в установившемся режиме (*z*-*e*), $\bar{f}_{\rm ex} - f_0 = -20$ МГц, $\Delta f_{\rm mod} = 20$ МГц (*a*), $\bar{f}_{\rm ex} - f_0 = -50$ МГц, $\Delta f_{\rm mod} = 20$ МГц (*b*), $\bar{f}_{\rm ex} - f_0 = -20$ МГц, $\Delta f_{\rm mod} = 35$ МГц (*b*) при U = 100 кВ, I = 50 А, $\Delta = 0.48$, $P_{\rm ex}/P_{0\rm rad} = 4$ %, $T_{\rm mod} = 200$ нс. Спектр на панели *г* соответствует режиму захвата частоты, показанному на осциллограмме *b*, спектры на *d*, *e* — режиму возникновения биений, показанному на осциллограмме *b*. Сигналу соответствуют чёрные кривые, излучению на рабочей моде — красные



Рис. 7. Осциллограммы амплитуд мод (I) и частот (II) сигнала и излучения на рабочей моде при $T_{\rm mod} = 400$ нс (a), $T_{\rm mod} = 40$ нс (б) и U = 100 кВ, I = 60 А, $\Delta = 0.49$, $P_{\rm ex}/P_{\rm 0rad} = 3.4$ %, $f_{\rm ex} - f_0 = -26$ МГц, $\Delta f_{\rm mod} = 54$ МГц

ния, так и в сторону увеличения, возбуждения паразитных мод не наблюдается (рис. 86). Это объясняется тем, что при $\varphi_{\text{mod}} \neq 2,405$ появляется центральная компонента в спектре сигнала, захватывающая частоту рабочей моды (рис. 86).

выводы

Как показано на примере гиротрона с мегаваттным уровнем мощности и частотой 170 ГГц, возможен режим захвата частоты и фазы рабочей моды многомодового гиротрона внешним сигналом с гармонически промодулированной частотой и фазой. В режиме захвата генерируется только рабочая мода с мгновенной частотой, равной мгновенной частоте внешнего сигнала, спектры излучения и сигнала близки между собой, амплитуда излучения промодулирована с таким же периодом, что и частота.

Режим захвата устанавливается в случае, если спектр сигнала лежит в полосе захвата, рассчитанной для монохроматического сигнала заданной мощности. Если размах колебаний мгновенной частоты сигнала мал по сравнению с шириной полосы захвата, а период колебаний частоты превышает характерное время установления захваченных колебаний, в спектре сигнала заметными являются только центральная составляющая и две симметричные боковые компоненты с малой интенсивностью, лежащие внутри полосы захвата. Интенсивность остальных компонент с пектра очень мала. В этом случае форма колебаний амплитуды поля излучения близка к синусоидальной. При увеличении размаха колебаний частоты сигнала в его спектре возрастает интенсивность высоких гармоник. Однако если мгновенная частота сигнала не выходит из полосы захвата и период колебаний превышает характерное время захвата (т. е. основная часть спектра сигнала лежит в полосе захвата), происходит захват фазы и частоты рабочей моды. При этом форма модуляции амплитуды поля излучения может быть как достаточно простой, близкой к синусоидальной, так и более сложной, в зависимости от средней частоты сигнала.

Если размах колебаний частоты и фазы сигнала настолько велик, что мгновенная частота сигнала периодически выходит из полосы захвата, а период колебаний больше времени захвата, то происходят биения рабочей моды или возбуждение паразитных соседних мод. При этом

В. Л. Бакунин, Г. Г. Денисов, Ю. В. Новожилова



Рис. 8. Осциллограммы амплитуд мод (I) и частот (II) сигнала и излучения на рабочей моде (a, δ) и спектры комплексной амплитуды сигнала (6) при $T_{\rm mod} = 100$ нс (a, красные кривые на панели 6), $T_{\rm mod} = 110$ нс $(\delta$, синие кривые на панели 6) и U = 100 кВ, I = 50 А, $\Delta = 0.48$, $P_{\rm ex}/P_{\rm 0rad} = 4$ %, $\bar{f}_{\rm ex} - f_0 = 5$ МГц, $\Delta f_{\rm mod} =$ = 24,05 МГц. Спектры сигнала нормированы таким образом, что интенсивности первых гармоник равны единице



в области высоких КПД возбуждаются в основном низкочастотные паразитные моды. Однако если уменьшить период модуляции до значений, существенно меньших времени захвата, то даже при большом размахе колебаний частоты сигнала и периодическом выходе её из полосы захвата устанавливается режим генерации единственной рабочей моды со слабо промодулированными частотой и амплитудой. В этом случае мгновенная частота излучения не успевает отслеживать изменения частоты сигнала и колеблется с запаздыванием по времени в меньшем интервале значений.

При гармонической модуляции частоты сигнала с периодом, близким к времени установления колебаний, для некоторых конкретных значений параметров сигнала центральная компонента спектра сигнала может оказаться равной нулю, что способствует возбуждению паразитных мод, особенно если есть интенсивные составляющие спектра сигнала на краю полосы захвата. Однако даже при небольшом изменении параметров сигнала в его спектре появляется центральная компонента, обеспечивающая захват частоты рабочей моды, и возбуждение паразитных мод прекращается.

В приложении показано, что мощность излучения в условиях поступления в резонатор гиротрона внешнего сигнала не равна мощности дифракционных потерь.

Авторы выражают благодарность Н. М. Рыскину за полезные обсуждения и внимание к работе. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 19–79–30071).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Вывод уравнения баланса мощностей в многомодовом гиротроне с внешним сигналом

Из уравнений (1) и (2) следует закон баланса мощностей, являющийся аналогом теоремы Пойнтинга в безразмерном виде:

$$\sum_{s} \left(\frac{\mathrm{d}|F_{s}|^{2}}{\mathrm{d}t} \frac{2Q_{s}}{\bar{\omega}_{s}I_{s}} + |F_{s}|^{2} \frac{2Q_{s}}{Q_{\mathrm{sohm}}I_{s}} \right) = \frac{\tilde{a}_{\perp}^{2}I_{\mathrm{A}}}{I_{\mathrm{A}}} \eta_{\perp} - \sum_{s} \left(|F_{s}|^{2} \frac{2Q_{s}}{Q_{\mathrm{sdif}}I_{s}} \right) + 4\mathrm{Re} \left\{ i \frac{B_{\mathrm{in}}F_{0}^{*}Q_{0}}{I_{0}Q_{\mathrm{odif}}} \exp[i\varphi(t)] \right\}.$$
(II1)

Здесь $\eta_{\perp} = \langle \langle 1 - |p|^2(\xi_{ex}) \rangle_{\vartheta} \rangle_{\psi}$ — поперечный электронный КПД, индекс «*» обозначает комплексное сопряжение. Первое слагаемое в левой части (П1) пропорционально производной от суммарной энергии всех мод в резонаторе гиротрона, второе слагаемое — мощности омических потерь. В правой части (П1) первое слагаемое пропорционально мощности, передаваемой полю резонатора электронным пучком, второе слагаемое — мощности дифракционных потерь, третье слагаемое — мощности, отдаваемой полю резонатора полем внешнего сигнала. Для вывода выражения (П1) уравнения (1) для разных мод следует умножить на F_s^* , а затем полученные уравнения сложить с комплексно сопряжёнными уравнениями; аналогичную процедуру выполнить с уравнением (2): умножить его на p^* , полученное уравнение сложить с комплексно сопряжённым ему уравнением, затем проинтегрировать по продольной координате и усреднить по фазе влёта ϑ и азимутальному углу ψ .

При выводе уравнений возбуждения с помощью метода возмущений продольная структура поля внутри резонатора предполагалась близкой к структуре «невозмущённого поля» — поля идеального закрытого резонатора $\bar{u}(z)$ с фиктивной идеально проводящей стенкой в выходном сечении [2, 19]. Выходное сечение предполагалось расположенным в том месте, где поле идеального резонатора на собственной резонансной частоте обращается в нуль. Следует заметить, что выходное сечение, вообще говоря, разное для разных поперечных мод. Однако при высокой добротности рассматриваемых мод различием выходных сечений можно пренебречь, т. к. из-за малости функции u(z) в выходном волноводе погрешность, возникающая в уравнениях (1) и (2), была бы сравнима с погрешностью используемого приближения фиксированной структуры поля. Примем в качестве координаты выходного сечения всех мод значение $z_{\rm ex}$, соответствующее рабочей моде.

В выходном волноводе гиротрона с внешним сигналом поле каждой поперечной моды можно записать как сумму приходящей извне волны (существующей только для рабочей моды) и волны, излучённой из резонатора [2, 19]:

$$F_s u \approx A_s \exp(-i\phi_s) + \delta_{s0} B_0 \exp(i\phi_s), \tag{\Pi2}$$

где $\phi_s(z) = \int_{z_{\text{ex}}}^z h_s \, \mathrm{d}z$ — фазы мод, $h_s(z) = \sqrt{\bar{\omega}_s^2/c^2 - \varkappa_s^2}$ — продольные волновые числа, A_s и B_0 могут медленно зависеть от времени, $B_0 = B \exp[i \varphi(t)]$. Безразмерная комплексная амплитуда поля *s*-й моды A_s связана с электрическим полем *s*-й моды соотношением

$$\mathbf{E}_{\text{srad}} = \operatorname{Re}\left\{i\beta_{\perp}^{3} \frac{mc^{2}}{eJ_{m_{s}-1}(\nu_{m_{s},q_{s}}R_{\text{b}}/\bar{R}_{\text{r}})}A_{s}(t)\exp(-i\phi_{s})\exp(i\bar{\omega}_{s}t)[\mathbf{z}_{0},\nabla_{\perp}\Psi_{s}(r,\psi)]\right\}.$$
(II3)

В. Л. Бакунин, Г. Г. Денисов, Ю. В. Новожилова

Полное электрическое поле излучения волны равно сумме полей всех рассматриваемых мод: $\mathbf{E}_{\mathrm{rad}} = \sum \mathbf{E}_{\mathrm{srad}}$. Граничные условия для электрического и магнитного полей рабочей моды учитывают дифракционные потери и поступление внешнего сигнала из выходного волновода:

$$F_0 u(z_{\rm ex}) = A_0 + B_0, \qquad F_0 u'_z(z_{\rm ex}) = -i\bar{h}_0 \left(A_0 - B_0\right). \tag{II4}$$

Для остальных мод граничные условия имеют вид

$$F_s u(z_{\text{ex}}) = A_s, \qquad F_s u'_z(z_{\text{ex}}) = -i\bar{h}_s A_s, \tag{II5}$$

где \bar{h}_s — продольное волновое число *s*-й моды в выходном сечении,

В первом приближении метода возмущений предполагается, что в выходном сечении поперечное магнитное поле имеет невозмущённое значение, т.е. совпадает с полем в закрытом идеальном резонаторе: $u'_z(z_{\text{ex}}) = \bar{u}'_z(z_{\text{ex}})$, а электрическое поле, пропорциональное $u(z_{\text{ex}})$, не равно нулю. Первое приближение можно интерпретировать как поле в закрытом идеальном резонаторе с фиктивным источником в виде поверхностного магнитного тока, создающего скачок электрического поля, равный $F_0 u(z_{ex})$ [2, 19, 24]. При таком подходе сумма второго и третьего слагаемых в правой части (П1) пропорциональна мощности, отдаваемой током фиктивного источника полю внутри резонатора.

Преобразуя слагаемые в (П1) с учётом граничных условий (П4) и (П5), получим

$$-|F_0|^2 + 2\operatorname{Re}\left\{iB_{\rm in}F_0^*\exp[i\varphi(t)]\right\} = \frac{|B|^2 - |A_0|^2}{|u_z'(z_{\rm ex})|^2}\bar{h}_0^2. \tag{II6}$$

Таким образом, мощность, отдаваемая фиктивным током полю рабочей моды, представляет собой разность мощностей внешнего сигнала и излучения. При этом дифракционные потери, пропорциональные $|F_0|^2$, не равны мощности излучения. Для остальных мод мощность излучения равна дифракционным потерям:

$$|F_s|^2 = \frac{|A_s|^2 \bar{h}_s^2}{|u_z'(z_{\text{ex}})|^2}.$$
(II7)

С учётом (Пб) и (П7) уравнение (П1) преобразуется к виду

$$\sum_{s} \left(\frac{\mathrm{d}|F_{s}|^{2}}{\mathrm{d}t} \frac{2Q_{s}}{\bar{\omega}_{s}I_{s}} + |F_{s}|^{2} \frac{2Q_{s}}{Q_{\mathrm{sohm}}I_{s}} \right) = \frac{\tilde{a}_{\perp}^{2}\tilde{I}_{\mathrm{A}}}{I_{\mathrm{A}}} \eta_{\perp} - \sum_{s} \left[|A_{s}|^{2} \frac{2\bar{h}_{s}^{2}Q_{s}}{|u_{z}'(z_{\mathrm{ex}})|^{2}Q_{\mathrm{sdif}}I_{s}} \right] + \frac{|B|^{2} 2\bar{h}_{0}^{2}Q_{0}}{|u_{z}'(z_{\mathrm{ex}})|^{2}Q_{\mathrm{sdif}}I_{s}}$$
(II8)

Учитывая выражения для энергии каждой моды, запасённой в резонаторе,

$$W_s = \frac{1}{8\pi} \int\limits_V (\mathbf{E}_s^2 + \mathbf{H}_s^2) \,\mathrm{d}V,$$

выражения для мощности излучения на каждой моде и мощности внешнего сигнала,

$$P_{\text{srad}} = \frac{c}{4\pi} \int_{S_{\perp}} [\mathbf{E}_{\text{srad}} \mathbf{H}_{\text{srad}}] \, \mathbf{z}_0 \, \mathrm{d}S_{\perp}, \qquad P_{\text{ex}} = -\frac{c}{4\pi} \int_{S_{\perp}} [\mathbf{E}_{\text{ex}} \mathbf{H}_{\text{ex}}] \, \mathbf{z}_0 \, \mathrm{d}S_{\perp},$$

а также выражения для магнитных полей мод в резонаторе,

$$\mathbf{H}_{s} = \operatorname{Re}\left\{\beta_{\perp}^{3} \frac{mc^{3}}{e\bar{\omega}_{s}J_{m_{s}-1}(\nu_{m_{s},q_{s}}R_{\mathrm{b}}/\bar{R}_{\mathrm{r}})}F_{s}(t)\exp(i\bar{\omega}_{s}t)[\mathbf{z}_{0}u(z)\varkappa_{s}^{2}\Psi_{s}(r,\psi) + u'(z)\nabla_{\perp}\Psi_{s}(r,\psi)]\right\},\$$

$$B, J, Eakunun, \Gamma, \Gamma, Denucoe, IO, B, Hoeoecunoea$$
563

и в выходном волноводе

$$\begin{split} \mathbf{H}_{\mathrm{ex}} &= \mathrm{Re} \left\{ \beta_{\perp}^{3} \frac{mc^{3}B \exp[i\varphi(t)]}{e\bar{\omega}_{0}J_{m_{0}-1}(\nu_{m_{0},q_{0}}R_{\mathrm{b}}/\bar{R}_{\mathrm{r}})} \exp[i\bar{\omega}_{0}t + i\phi_{0}(z)] \left[\mathbf{z}_{0}\varkappa_{0}^{2}\Psi_{0}(r,\psi) + ih_{0}\nabla_{\perp}\Psi_{0}(r,\psi) \right] \right\}, \\ \mathbf{H}_{\mathrm{srad}} &= \mathrm{Re} \left\{ \beta_{\perp}^{3} \frac{mc^{3}A_{s}(t)}{e\bar{\omega}_{s}J_{m_{s}-1}(\nu_{m_{s},q_{s}}R_{\mathrm{b}}/\bar{R}_{\mathrm{r}})} \exp[i\bar{\omega}_{s}t - i\phi_{s}(z)] \left[\mathbf{z}_{0}\varkappa_{s}^{2}\Psi_{s}(r,\psi) - ih_{s}\nabla_{\perp}\Psi_{s}(r,\psi) \right] \right\}, \end{split}$$

после перехода к размерным обозначениям в (П8) получим теорему Пойнтинга в физических переменных (5).

Как отмечалось в работе [20], при малых величинах внешнего сигнала $|B| \ll |A_0|$ в режиме стационарной одномодовой генерации амплитуды полей в уравнении (1) связаны с отношением входной и выходной мощности выражением $|B_{\rm in}/F_0| = \sqrt{P_{\rm ex}/P_{\rm 0rad}}$. Действительно, как следует из (П4), при малом сигнале

$$\sqrt{\frac{P_{\rm ex}}{P_{\rm 0rad}}} = \left|\frac{B}{A_0}\right| = \left|\frac{B_{\rm in}u_z'(z_{\rm ex})}{A_0h_0}\right| \approx \left|\frac{B_{\rm in}}{F_0}\right|.\tag{II9}$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Бакунин В. Л., Денисов Г. Г., Новожилова Ю. В. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40, № 9. С. 41.
- Бакунин В. Л., Денисов Г. Г., Новожилова Ю. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58, № 12. С. 999.
- Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Zotova I.V. // Physics of Plasmas. 2015. V. 22, No. 3. Art. no. 033101-1.
- Зотова И. В., Гинзбург Н. С., Денисов Г. Г. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2015. Т. 58, № 9. С. 759.
- Yakunina K. A., Kuznetsov A. P., Ryskin N. M. // Physics of Plasmas. 2015. V. 22, No. 11. Art. no. 113107-1.
- Бакунин В. Л., Денисов Г. Г., Новожилова Ю. В., Фокин А. П. // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 2016. Т. 59, № 8–9. С. 709.
- 7. Новожилова Ю. В., Денисов Г. Г., Глявин М. Ю. и др. // Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика. 2017. Т. 25, № 1. С. 4.
- 8. Бакунин В. Л., Гузнов Ю. А., Денисов Г. Г. и др. // Письма в ЖТФ. 2018. Т. 44, № 11. С. 38.
- Chirkov A. V., Denisov G. G., Kuftin A. N. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 106, No. 26. Art. no. 263501.
- 10. Воронин Э.С. // Радиотехника. 1959. Т. 14, № 2. С. 48.
- 11. Мартыненко Д. П., Хохлов Р. В. // Радиотехника и электроника. 1957. № 8. С. 1001.
- 12. Яковлев В. П. // Радиотехника и электроника. 1961. № 10. С. 1609.
- Kharchev N., Cappa A., Malakhov D., et al. // J. Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves. 2015.
 V. 36, No. 12. P. 1145.
- 14. Харчев Н.К., Батанов Г.М., Бондарь Ю.Ф. и др. // Прикладная физика. 2009. № 6. С. 158.
- 15. Власов С. Н., Орлова И. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1974. Т. 17, № 1. С. 148.
- Myasnikov V., Agapova M., Kuftin A., et al. // Proc. 38th Int. Conf. Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-Thz 2013). Mainz, Germany, 1–6 September 2013. TU1-6.
- 17. Моисеев М.А., Нусинович Г.С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1974. Т. 17, № 11. С. 1709.
- 18. Nusinovich G.S. // Int. J. Electronics. 1981. V. 51, No. 4. P. 457.

В. Л. Бакунин, Г. Г. Денисов, Ю. В. Новожилова

- Ковалев Н. Ф., Новожилова Ю. В., Петелин М. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2007. Т. 50, № 10–11. С. 885.
- 20. Ергаков В.С., Моисеев М.А., Хижняк В.И. // Радиотехника и электроника. 1978. № 12. С. 2591.
- 21. Нусинович Г. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18, № 11. С. 1689.
- Novozhilova Yu. V., Ishenko A. S. // J. Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 2011. V. 32, No. 12. P. 1394.
- 23. Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984. 432 с.
- 24. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. 440 с.

Поступила в редакцию 8 июля 2019 г.; принята в печать 30 августа 2019 г.

LOCKING OF THE FREQUENCY OF A MULTIMODE GYROTRON BY A QUASI-MONOCHROMATIC EXTERNAL SIGNAL

V. L. Bakunin, G. G. Denisov, and Yu. V. Novozhilova

We consider the influence of an external quasi-monochromatic signal on a multimode gyrotron in the case, when the signal frequency is close to the frequency of the operating mode of the gyrotron. The influence of the mode competition on the generation regime at a harmonic frequency modulation is studied. The calculations were performed for a high-power 170 GHz gyrotron developed at the Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences (IAP RAS). Depending on the parameters of the gyrotron and the external signal, various generation regimes were determined: locking of the operatingmode frequency, when the radiation frequency is close to the frequency of the external signal, beats of the frequency and amplitude of the operating mode, and excitation of spurious modes.