

УДК 537.86+621.385.69

РЕЖИМЫ ЗАХВАТА И СТАБИЛИЗАЦИИ ЧАСТОТЫ ГЕНЕРАЦИИ В МОЩНЫХ ГИРОТРОНАХ С НИЗКОДОБРОТНЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ

И. В. Зотова^{1*}, *Н. С. Гинзбург*^{1,2}, *Г. Г. Денисов*^{1,2}, *Р. М. Розенталь*¹, *А. С. Сергеев*¹

¹ Институт прикладной физики РАН;

² Нижегородский госуниверситет им. Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

В рамках нестационарной самосогласованной модели проанализированы режимы захвата и стабилизации частоты гиротронов с низкодобротными резонаторами при воздействии внешнего сигнала или при введении отражений от удалённой нерезонансной нагрузки. В моделировании использовались параметры мощных гиротронов для управляемого термоядерного синтеза с оптимизированным профилем рабочего резонатора. При качественном совпадении результатов с полученными ранее на основе приближения фиксированной структуры высокочастотного поля развитый подход позволяет более точно определить выходные характеристики гиротронов в указанных выше режимах с учётом влияния падающей волны (внешней или отражённой) на продольную структуру поля. При анализе влияния отражений от удалённой нагрузки продемонстрирована существенная зависимость эффективности стабилизации частоты гиротронов от соотношения между характерным временным масштабом флуктуаций расстройки синхронизма и временем запаздывания сигнала.

ВВЕДЕНИЕ

Неавтономные режимы работы гиротронов, в том числе захват частоты и фазы внешним сигналом, взаимная синхронизация нескольких гиротронов и т. п., представляют большой практический интерес с точки зрения создания гиротронных комплексов для электронно-циклотронного нагрева плазмы [1–4] или мощных радарных систем. В последнее время интерес к исследованиям этих режимов повысился в связи с разработкой схем ввода в гиротрон внешнего сигнала на основе предложенных в работе [5] квазиоптических преобразователей, трансформирующих поступающий с коллекторного конца сигнал в рабочую моду с требуемым направлением вращения. Следует отметить, что в предшествующих теоретических исследованиях анализ режимов захвата и синхронизации гиротронов проводился, как правило, в так называемом приближении фиксированной структуры поля [6–9], которое справедливо, если добротность резонатора существенно превосходит минимальную дифракционную добротность. Вместе с тем в современных мощных гиротронах [1–4] для повышения эффективности энергообмена и возможности освоения больших токов инжекции используются низкодобротные резонаторы, в которых как электронный пучок, так и внешний сигнал могут оказывать заметное влияние на продольное распределение поля и, следовательно, на эффективность его взаимодействия с электронами. В этих условиях описание процессов захвата на основе модели с самосогласованной структурой поля представляется более адекватным.

Теория гиротронов с нефиксированной продольной структурой поля хорошо развита применительно к автономным режимам генерации [10–14]. При этом для анализа стационарных режимов используется уравнение неоднородной струны [10], а динамические процессы описываются неоднородным параболическим уравнением [11–14], которое получается методом преобразования Фурье из уравнений стационарной теории. Как было продемонстрировано в работах [15, 16], анализ динамики гироприборов, запитываемых внешним сигналом, может быть также проведён на

* zotova@appl.sci-nnov.ru

основе параболического уравнения, в котором воздействие падающей волны учитывается путём модификации известного излучательного граничного условия [11]. В частности, развитый подход был использован в работе [15] для описания электронно-волнового взаимодействия в гиросушителях, в том числе при усилении коротких (субнаносекундных) импульсов. В этом случае модифицированное граничное условие ставилось на катодном конце пространства взаимодействия.

В соответствии с реальной экспериментальной конфигурацией, для анализа режима захвата более естественно задавать входной сигнал на коллекторном конце. Продуктивность такого подхода для описания работы гиротронов под воздействием внешнего излучения была продемонстрирована в статье [16]. В настоящей работе проводится более детальный анализ режимов неавтономной генерации гиротрона со специальным профилем рабочего резонатора, который используется в мощных гиротронах, предназначенных для нагрева плазмы в установках управляемого термоядерного синтеза (см., например, работу [4]). Наряду с режимами захвата, на основе развитой модели в настоящей работе также исследовано влияние отражений от внешней удалённой нагрузки на динамику гиротронов. При этом основное внимание уделено возможности стабилизации частоты гиротронов при введении указанных отражений. Такой метод стабилизации частоты был предложен в работе [17] и основан на известном для генераторов с удалённой нагрузкой эффекте затягивания частоты (см., например, работу [18]).

1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

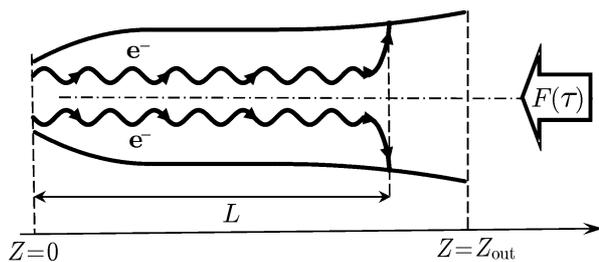


Рис. 1. Принципиальная схема гиротрона с внешним или отражённым сигналом, поступающим с коллекторного конца пространства взаимодействия. Волнистыми линиями показаны траектории электронов

Эволюция комплексной амплитуды поля A описывается неоднородным уравнением параболического типа:

$$i \frac{\partial^2 a}{\partial Z^2} + \frac{\partial a}{\partial \tau} + i\delta(Z)a = \frac{I_0}{2\pi} \int_0^{2\pi} p d\theta_0, \tag{2}$$

где правая часть находится из усреднённых уравнений движения частиц, которые в слаборелятивистском приближении имеют вид уравнений неизохронного осциллятора

$$\frac{\partial p}{\partial Z} + ip(\Delta - 1 + |p|^2) = -a \tag{3}$$

Исследуемая схема гиротрона с резонатором в виде отрезка слабонерегулярного волновода показана на рис. 1. Внешний сигнал подаётся со стороны выходной секции и имеет поперечную структуру, совпадающую со структурой рабочей моды. Проведём далее анализ в одномодовом приближении, представляя напряжённость электрического поля излучения в виде

$$\mathbf{E} = \text{Re}\{A(z, t)\mathbf{E}_\perp(r) \exp[i(\bar{\omega}_c t - m\varphi)]\}, \tag{1}$$

где $A(z, t)$ — медленно меняющаяся амплитуда поля, функция $\mathbf{E}_\perp(r)$ описывает радиальную структуру рабочей моды $\text{TE}_{m,n}$, φ — азимутальный угол, $\bar{\omega}_c$ — несущая частота, в качестве которой выберем частоту отсечки в выходном сечении волновода, направление оси z совпадает с направлением поступательного движения электронов, t — время, r — цилиндрическая координата, отсчитываемая от оси волновода в поперечном направлении.

с граничным условием

$$p(Z = 0) = \exp(i\theta_0), \quad (4)$$

где $\theta_0 \in [0, 2\pi)$. В уравнениях (2)–(4) использованы следующие безразмерные переменные:

$$a = \frac{eAJ_{m-1}(2\pi R_0/\lambda)}{m_0c\gamma_0\bar{\omega}_c}, \quad Z = \frac{\pi\beta_{\perp 0}^2 z}{\beta_{\parallel 0}\lambda}, \quad \tau = \frac{\bar{\omega}_c t \beta_{\perp 0}^4}{8\beta_{\parallel 0}^2},$$

функция $\delta(z) = 8\beta_{\parallel 0}^2 [\bar{\omega}_c - \bar{\omega}_c(Z)]/(\beta_{\perp 0}^4 \bar{\omega}_c)$ описывает плавное изменение профиля волновода вдоль продольной координаты,

$$I_0 = \frac{16eI_b\beta_{\parallel 0}J_{m-1}^2(2\pi R_0/\lambda)}{m_0c^3\beta_{\perp 0}^6\gamma_0(\nu^2 - m^2)J_m^2(\nu)},$$

$p = (p_x + ip_y) \exp[-i\bar{\omega}_c t + i(m-1)\varphi]/p_{\perp 0}$ — безразмерный поперечный импульс электронов, e — элементарный заряд, R_0 — радиус инжекции, $J_m(\nu)$ — функция Бесселя первого рода, $\lambda = 2\pi c/\omega_c$, m_0 — масса покоя электрона, c — скорость света в вакууме, $\gamma_0 = (1 - \beta_{\perp 0}^2 - \beta_{\parallel 0}^2)^{1/2}$, $V_{\perp 0} = \beta_{\perp 0}c$ и $V_{\parallel 0} = \beta_{\parallel 0}c$ — поперечная и продольная компоненты скорости электрона на входе в пространство взаимодействия, $\omega_c(Z)$ — текущее значение критической частоты вдоль резонатора гиротрона, I_b — сила тока пучка, ν — n -й корень уравнения $J'_m(\nu) = 0$, p_x и p_y — составляющие импульса в направлении декартовых осей x и y соответственно, $p_{\perp 0} = m_0V_{\perp 0}\gamma_0$. $\Delta = 2(\omega_H - \bar{\omega}_c)/(\bar{\omega}_c\beta_{\perp 0}^2)$ — расстройка циклотронного резонанса на несущей частоте, ω_H — гирочастота электронов. Следует отметить, что система уравнений (2), (3) совпадает с использованной в работах [10–12] для описания динамики гиротронов с нефиксированной структурой поля.

Начальное распределение поля задавалось в виде $a(\tau = 0) = a_0 \sin^2(\pi Z/Z_{\text{out}})$, где a_0 — постоянная, Z_{out} — координата сечения, расположенного в коллекторном расширении вне области взаимодействия электромагнитного поля с пучком электронов. На концах рабочего пространства в автономном режиме использовались излучательные граничные условия [10]

$$a(\tau) \mp \frac{1}{\sqrt{\pi i}} \int_0^{\tau} \frac{1}{\sqrt{\tau - \tau'}} \frac{\partial a(\tau')}{\partial Z} d\tau' = 0, \quad (5)$$

где верхний знак относится к сечению $Z = 0$, находящемуся на катодном закритическом сужении, а нижний — к сечению $Z = Z_{\text{out}}$ (см. рис. 1).

В неавтономном режиме предполагалось, что с коллекторного конца в сечении $Z = Z_{\text{out}}$ в генератор подаётся внешний сигнал $F(\tau)$ (см. рис. 1). При этом считалось, что направление вращения и поперечная структура падающей волны совпадают с соответствующими характеристиками рабочей моды гиротрона. В этом случае граничные условия могут быть представлены в виде (см. работу [16])

$$a(Z_{\text{out}}, \tau) + \frac{1}{\sqrt{\pi i}} \int_0^{\tau} \frac{1}{\sqrt{\tau - \tau'}} \frac{\partial a(Z_{\text{out}}, \tau')}{\partial Z} d\tau' = 2F(\tau). \quad (6)$$

Очевидно, что в отсутствии внешнего сигнала (т.е. при $F = 0$) это условие переходит в излучательное граничное условие [10]. При $F \neq 0$ система уравнений (2)–(6) является достаточно универсальной для рассмотрения динамики гиротронов, в которые из выходного тракта поступает либо внешний сигнал, либо излучение самих гиротронов, отражённое от удалённой нагрузки.

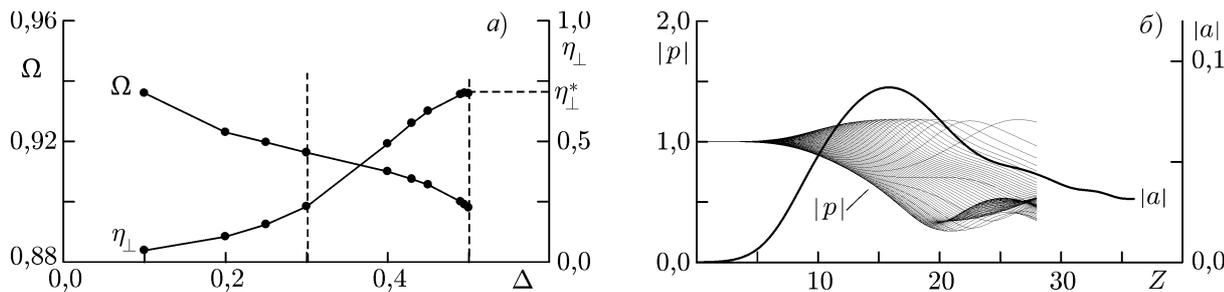


Рис. 2. Зависимость поперечного КПД η_{\perp} и нормированной частоты генерации Ω автономного гиротрона от расстройки циклотронного резонанса Δ при $L = 28$ и $I_0 = 0,0027$ (а); процесс торможения электронов и продольная структура поля, установившаяся в стационарном режиме генерации с максимальным КПД (б)

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАХВАТА ЧАСТОТЫ ГЕНЕРАЦИИ ГИРОТРОНА ВНЕШНИМ СИГНАЛОМ

Для описания процессов захвата частоты гиротрона сигнал в правой части граничного условия (6) представим в виде

$$F(\tau) = F_0 f(\tau) \exp(i\Omega_0 \tau), \tag{7}$$

где $\Omega_0 = 8\beta_{\parallel 0}^2 (\omega_0 - \bar{\omega}_c) / (\beta_{\perp 0}^4 \bar{\omega}_c)$ — отстройка частоты падающей волны ω_0 от несущей частоты, функция $f(\tau)$ описывает плавное включение внешнего сигнала, величина которого с течением времени выходит на стационарное значение F_0 .

Для численных расчётов использовались параметры, близкие к параметрам прототипа гиротрона для ИТЕР [4] с рабочей модой $TE_{28,12}$, частотой 170 ГГц и мощностью 2 МВт. В моделировании учитывался реальный профиль резонатора гиротрона, включающий закритическое сужение, однородный участок и коллекторное расширение (см. рис. 1). Энергия частиц запитывающего гиротрон поливинтового электронного пучка составляла 100 кэВ, сила тока пучка равнялась 50 А, питч-фактор 1,2. При указанных физических параметрах фактор возбуждения в правой части параболического уравнения (2) составляет $I_0 = 0,0027$. Важно подчеркнуть, что в реальных условиях для уменьшения омической нагрузки в рабочем резонаторе ток инжекции выбирается существенно ниже оптимального значения для данной конфигурации гиротрона. Зависимость поперечного коэффициента полезного действия (КПД) гиротрона

$$\eta_{\perp} = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |p|^2 d\theta_0, \tag{8}$$

и нормированного электронного (т. е. вызываемого пучком) сдвига нормированной частоты генерации Ω от расстройки циклотронного синхронизма Δ показана на рис. 2а. При нормированной длине пространства взаимодействия $L = 28$ предельный (для заданного тока инжекции) поперечный КПД приблизительно равен $\eta_{\perp}^* \approx 0,7$ и достигается в жёстком режиме возбуждения при величине расстройки $\Delta^* = 0,5$. Зависимости модуля поперечного импульса электронов и амплитуды излучаемого поля от продольной координаты в стационарном режиме генерации с максимальным КПД представлены на рис. 2б. Мягкие режимы генерации со значительно меньшим КПД реализуются в области расстроек $\Delta < 0,3$.

На рис. 3а показаны зависимости поперечного КПД гиротрона от расстройки при подаче в него внешнего сигнала с частотой, совпадающей с частотой центра полосы захвата, и с мощностью P , составляющей 5 % от мощности выходного излучения P^{avt} автономного гиротрона

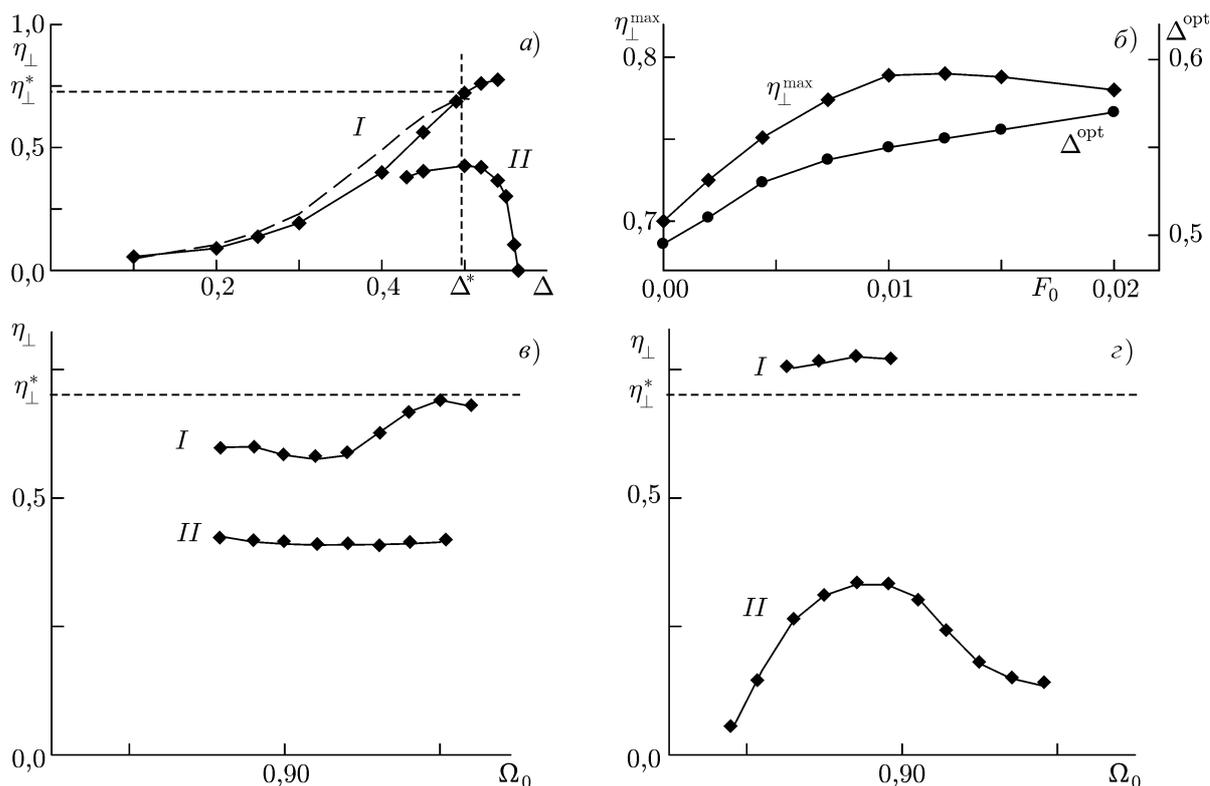


Рис. 3. Зависимость поперечного КПД от расстройки в режимах захвата (кривая I) и регенеративного усиления (кривая II) при $P/P^{\text{avt}} = 0,05$ (а); зависимость максимального значения поперечного КПД $\eta_{\perp}^{\text{max}}$ и оптимальной расстройки синхронизма Δ^{opt} от амплитуды сигнала F_0 в режиме захвата (б); зависимость поперечного КПД от частоты внешнего сигнала Ω_0 при $\Delta = 0,46$ (в) и $\Delta = 0,54$ (г). Кривые I и II соответствуют режимам захвата и регенеративного усиления, пунктирные линии — предельному КПД η_{\perp}^* в режиме автономной генерации

в режиме с максимальным КПД ($F_0 = 0,007$). Видно, что в области расстроек $\Delta < \Delta^*$, в которой возможна автономная генерация, в режиме захвата поперечный КПД гиротрона в центре полосы уменьшается по сравнению с КПД в автономном режиме. В то же время в области $\Delta > \Delta^*$ возможно некоторое повышение КПД гиротрона, т. е. под действием внешнего сигнала расширяется область расстроек, в которых возможна генерация. При этом предельное значение КПД гиротрона составляет примерно 78 % и достигается при амплитудах внешнего сигнала $F_0 = 0,007 \div 0,01$, когда мощность внешнего сигнала составляет 5 ÷ 10 % от величины P^{avt} . Дальнейшее увеличение амплитуды входного сигнала (рис. 3б) не приводит к увеличению эффективности генерации. Следует отметить, что полученное предельное значение КПД гиротрона близко к оптимальному для выбранной конфигурации резонатора значению поперечного КПД около 82 %, которое в режиме свободной генерации, однако, достигается при вдвое большем токе с величиной около 100 А ($I_0 = 0,0054$).

В области, соответствующей жёсткому режиму возбуждения ($\Delta > 0,3$), наряду с режимами захвата, могут реализоваться также режимы с существенно более низким КПД гиротрона, который при $P/P^{\text{avt}} = 0,05$ не превышает 35 ÷ 40 % (кривая II на рис. 3а). Указанные режимы представляют собой режимы регенеративного усиления [9, 19] и реализуются при подаче входного сигнала в пространство взаимодействия гиротрона в отсутствие начальной затравки ($a_0 = 0$). При наличии затравки установление режимов захвата или регенеративного усиления зависит от сценария включения гиротрона и внешнего сигнала, что демонстрирует рис. 4. На рис. 4а пока-

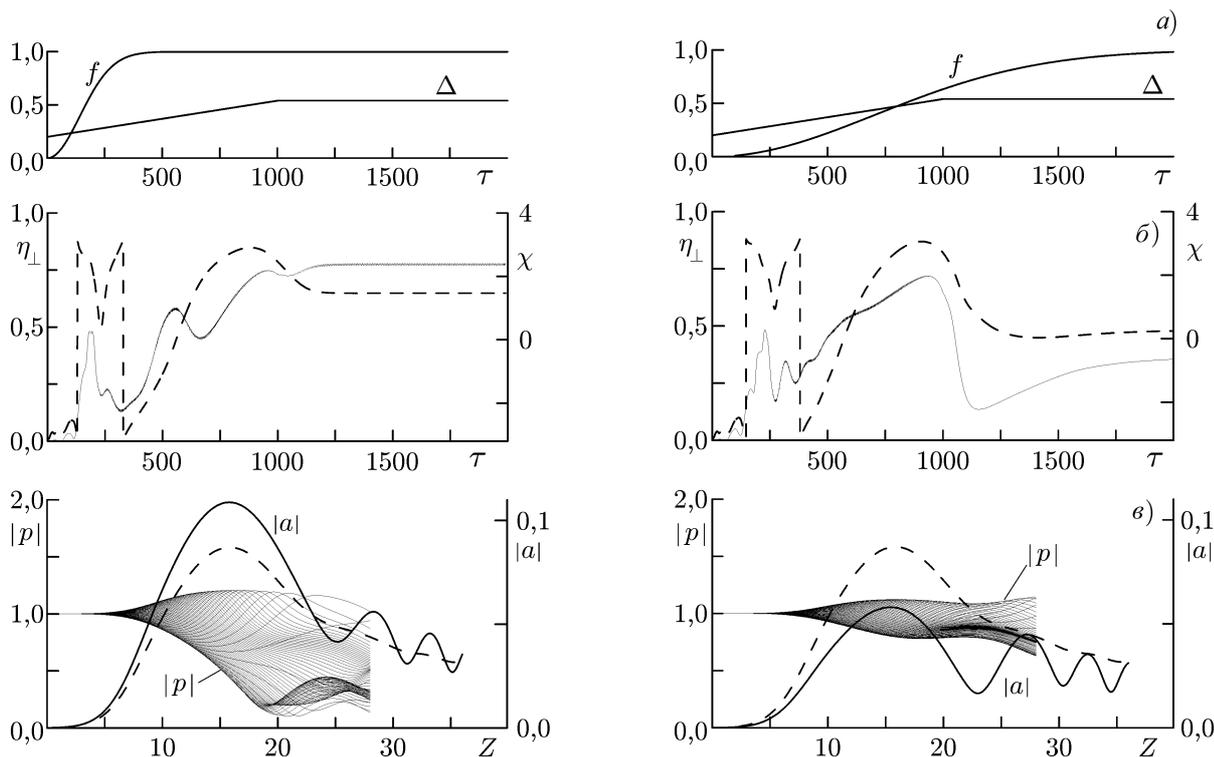


Рис. 4. Процессы установления режимов захвата (левый столбец) и регенеративного усиления (правый столбец) при различных сценариях включения гиротрона и внешнего сигнала: (а) зависимости $f(\tau)$ и расстройки синхронизма Δ от времени; (б) временная зависимость поперечного КПД (сплошная линия) и разностной фазы $\chi = \text{arg}a - \text{arg}F$ (штриховая линия); (в) процесс торможения электронов и продольная структура электрического поля в стационарном режиме, в этом случае штриховой линией показана структура электрического поля автономного генератора в режиме с максимальным КПД (см. рис. 2б)

заны задаваемые в моделировании функция $f(\tau)$ и зависимость расстройки синхронизма Δ от времени. В случае, когда время включения внешнего сигнала существенно меньше времени нарастания величины Δ , реализуются режимы захвата с большим КПД (рис. 4, левый столбец). В противоположном случае, когда время включения входного сигнала больше или порядка времени нарастания величины Δ , процесс генерации может срываться, и устанавливаются режимы регенеративного усиления (рис. 4, правый столбец). Следует отметить, что продольные структуры поля в режимах захвата и регенеративного усиления (рис. 4в) значительно отличаются как друг от друга, так и от структуры поля в автономном режиме генерации. Это обстоятельство, в свою очередь, оказывает существенное влияние на эффективность энергообмена.

Для более детального анализа характерных значений ширины зон захвата $\Delta\omega$ на рис. 3в представлены зависимости поперечного КПД гиротрона в описанных выше режимах от частоты внешнего сигнала Ω_0 при различных значениях расстройки синхронизма. Для выбранных параметров гиротрона ширина полосы захвата в области $\Delta < \Delta^*$ (на рисунке показан случай $\Delta = 0,46$) составляет примерно 0,03 % (т. е. около 50 МГц), что хорошо согласуется с известной формулой Адлера [20]

$$\Delta\omega = \frac{\bar{\omega}_c}{Q} \left(\frac{P}{P_{\text{avt}}} \right)^{1/2}, \tag{9}$$

где Q — дифракционная добротность, которая в рассматриваемом случае составляет примерно

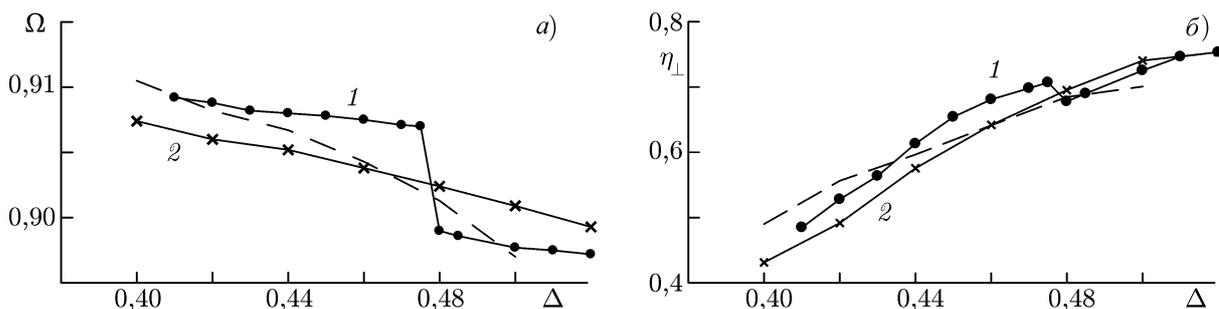


Рис. 5. Зависимости нормированной частоты генерации (а) и поперечного КПД η_{\perp} (б) от расстройки Δ при отражении части сигнала от удалённой нагрузки. Модуль коэффициента отражения во всех случаях равен $|R| = 0,14$ ($\Phi = 0$). Штриховой линией показаны те же зависимости при отсутствии отражений (см. также рис. 2а). Кривые 1 соответствуют времени задержки $T = 500$, 2 — времени задержки $T = 50$

1300. В области $\Delta > \Delta^*$ (на рисунке показан случай $\Delta = 0,54$), оптимальной для повышения КПД гиротрона, ширина полосы захвата примерно вдвое ниже даваемой выражением (9). В то же время полоса регенеративного усиления в области $\Delta > \Delta^*$ существенно шире полосы захвата. Однако при переходе в область $\Delta < \Delta^*$ ширина указанной полосы стремится к нулю при $\Delta \rightarrow 0,3$. Ниже этого значения реализуются мягкие режимы самовозбуждения гиротрона.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ СТАБИЛИЗАЦИИ ЧАСТОТЫ ГИРОТРОНА ПРИ ЧАСТИЧНОМ ОТРАЖЕНИИ СИГНАЛА ОТ УДАЛЁННОЙ НЕРЕЗОНАНСНОЙ НАГРУЗКИ

В работе [17] была показана возможность использования отражения от удалённой нагрузки для стабилизации частоты гиротрона. При этом рассмотрение ограничивалось приближением фиксированной продольной структуры поля, справедливого, вообще говоря, в случае высоких (по сравнению с минимальной дифракционной) добротностей резонатора. Развитая выше модель позволяет провести учёт внешних отражений при произвольной добротности рабочего резонатора. Следует отметить, что влияние отражений в рамках модели с нефиксированной структурой поля ранее исследовалось в ряде работ (см., например, статьи [21–23]). Однако там основное внимание уделялось влиянию отражений на конкуренцию мод, а также поиску условий, при которых указанные отражения приводят к реализации сложных автомодуляционных режимов генерации.

В данной работе анализируется возможность стабилизации частоты в гиротронах с низкодобротными резонаторами при отражении сигнала от удалённой нерезонансной нагрузки. В этом случае при малых коэффициентах отражения функция $F(\tau)$ в правой части модифицированного граничного условия (6) может быть представлена в виде

$$F(\tau) = Ra(\tau - T), \quad (10)$$

где $R = |R| \exp(i\Phi)$ — комплексный коэффициент отражения, Φ — его фаза, T — время задержки. При моделировании использовались параметры гиротрона, приведённые выше в разделе 2. Исследовался жёсткий режим самовозбуждения.

На рис. 5 представлены зависимости частоты Ω и поперечного КПД гиротрона от расстройки при одинаковом модуле коэффициента отражения $|R| = 0,14$ (2 % по мощности, $\Phi = 0$) и различных временах задержки T . В соответствии с анализом, проведённым в работе [17], вид указанных зависимостей определяется соотношением между шириной полосы захвата гиротрона отражённой волной $\Delta\omega_R \approx |R|\bar{\omega}_c/Q$ (ср. с формулой (9)) и разностью между частотами продольных

мод $\Delta\omega_m \approx \pi/T$ в системе, образованной резонатором гиротрона и линией задержки. В случае, когда $\Delta\omega_R \gg \Delta\omega_m$ (на рисунке $T = 500$, что при выбранных выше параметрах соответствует размерному времени задержки около 14 нс), при изменении расстройки Δ происходят перескоки частоты между значениями, соответствующими режимам генерации на различных устойчивых продольных модах. В результате на графике зависимости частоты от расстройки образуются «полочки», на которых значение производной $d\Omega/d\Delta$ существенно меньше, чем в отсутствие отражений. В проведённом моделировании значение указанной производной уменьшается в 5 раз по сравнению со случаем автономной генерации. Следует отметить, что с увеличением времени запаздывания стабилизация частоты повышается (т.е. значение производной $d\Omega/d\Delta$ уменьшается), однако «полочки» становятся уже.

При $\Delta\omega_R < \Delta\omega_m$ частота и эффективность генерации плавно (без скачков) меняются с изменением расстройки. На рис. 5 этому случаю соответствует величина $T = 50$ (для выбранных выше параметров размерное время задержки примерно равно 1,4 нс). Стабилизация частоты в этом случае менее выражена по сравнению со случаем больших времён запаздывания. В моделируемой ситуации значение производной $d\Omega/d\Delta$ уменьшается только в 3 раза по сравнению со случаем автономной генерации.

На рис. 6 приведены результаты моделирования влияния отражений от удалённой нагрузки на динамику исследуемого гиротрона при случайных изменениях расстройки синхронизма Δ во времени относительно заданного среднего значения $\Delta_0 = 0,49$ в пределах $\pm 0,01$, что соответствует изменению энергии электронов $\pm 1,5$ кэВ. При этом считалось, что период изменений расстройки существенно превосходит как период высокочастотных колебаний, так и время пролёта электронов через резонатор. В этих условиях движение частиц может быть описано усреднёнными уравнениями (уравнениями неизохронного осциллятора (3)), в которых расстройка является регулярной или хаотической функцией времени. В нашем случае в качестве таковой выбиралась кусочно-линейная функция с периодом T_Δ и случайными значениями в узлах, равномерно распределёнными в интервале $\Delta_0 \pm 0,01$.

Моделирование показывает, что эффективность стабилизации частоты гиротронов существенно зависит от характерного временного масштаба изменения расстройки T_Δ . На практике существуют относительно быстрые вариации величины Δ с характерным периодом изменения в несколько наносекунд, который обусловлен развитием различных типов неустойчивостей в области формирования винтового пучка с большим пичч-фактором [24], а также медленные вариации величины Δ (с характерным масштабом в сотни микросекунд). Последние обусловлены флуктуациями энергии частиц и связаны со спецификой работы высоковольтных источников.

Как следует из рис. 6, при введении отражений сужение спектра излучения имеет место в случае как быстрых, так и медленных вариаций величины Δ во времени. При этом в случае медленных изменений расстройки (правый столбец на рис. 6) с периодом, существенно превышающим время запаздывания T , ширина спектра с учётом отражений определяется с помощью квазистационарного подхода, при котором частота генерации находится из рис. 5. Степень стабилизации частоты при этом тем больше, чем больше время запаздывания. В то же время в таких условиях существует вероятность перескоков частоты между соседним «полочками». В этом смысле определённый практический интерес представляет установка отражателя на относительно небольших расстояниях, когда степень стабилизации меньше, но зависимость частоты от расстройки во всей области самовозбуждения является гладкой функцией.

В случае относительно быстрых изменений величины Δ (левый столбец на рис. 6) ширина спектра излучения может быть существенно меньше, чем получаемая в рамках квазистационарного подхода (рис. 5). При этом установка отражателя на небольшом расстоянии от гиротрона уже даёт значительную стабилизацию по частоте.

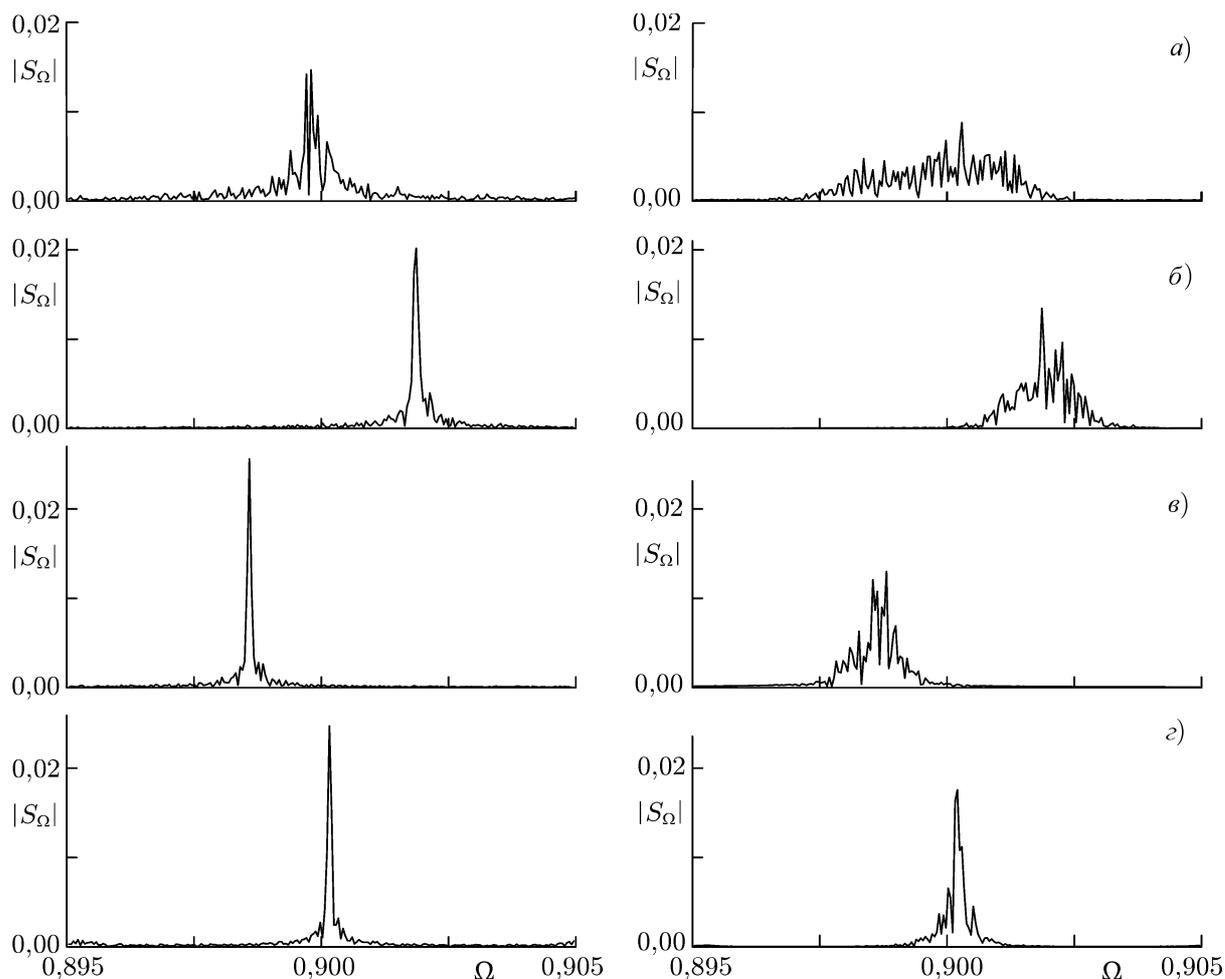


Рис. 6. Результаты моделирования динамики гиротрона с внешними отражениями при учёте случайных изменений расстройки синхронизма Δ во времени с периодом T_Δ ($T_\Delta = 100$ в левом столбце и $T_\Delta = 2500$ в правом столбце). На панелях представлены спектры излучения $S_\Omega = (2\pi)^{-1} \int_{-\infty}^{+\infty} a(\tau) \exp(i\Omega t) d\tau$ в установившихся стационарных режимах генерации. Панель *a* соответствует безотражательному случаю, панели *б–з* — коэффициенту отражения $|R| = 0,14$, $\Phi = 0$, при этом $T = 50$ (*б*), $T = 500$ (*в*) и $T = 1000$ (*з*)

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе построена достаточно универсальная модель, которая позволяет описать динамику гиротронов с низкодобрными резонаторами с учётом внешнего или отражённого от удалённой нагрузки сигнала. Для более полного анализа представляется необходимым развитие этой модели применительно к описанию процессов конкуренции мод с различными поперечными индексами. Кроме того, наличие режимов регенеративного усиления при подаче входного сигнала с коллекторной стороны делает перспективным анализ возможности реализации гиросилителей с подобной схемой запитки.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 14-29-00192).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Денисов Г. Г., Запевалов В. Е., Литвак А. Г., Мясников В. Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46, № 10. С. 845.
2. Denisov G. G., Litvak A. G., Myasnikov V. E., et al. // Nuclear Fusion. 2008. V. 48, No. 5. Art. no. 054015.
3. Thumm M. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2014. V. 42, No. 3. P. 590.
4. Myasnikov V. E., Agapova M. V., Kuftin A. N., et al. // Proc. 38th Int. Conf. Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-Thz 2013). Mainz on the Rhine, Germany, September 01–06, 2013. TU1-6.
5. Denisov G. G. // Proc. 9th Int. Workshop Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications. Nizhny Novgorod, July 24–30, 2014. P. 7.
6. Ераков В. С., Моисеев М. А., Хижняк В. И. // Радиотехника и электроника. 1978. Т. 23, № 12. С. 259.
7. Fliflet A. W., Manheimer W. M. // Phys. Rev. A. 1989. V. 39, No. 7 P. 3432.
8. Бакунин В. Л., Денисов Г. Г., Новожилова Ю. В. // Письма в ЖТФ. 2014. Т. 40, №. 9. С. 41.
9. Ryskin N. M., Yakunina K. M. // Proc. 9th Int. Workshop Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications. Nizhny Novgorod, July 24–30, 2014. P. 141.
10. Братман В. Л., Моисеев М. А., Петелин М. И., Эрм. Р. Э. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 16, № 4. С. 622.
11. Гинзбург Н. С., Завольский Н. А., Нусинович Г. С., Сергеев А. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29, № 1. С. 106.
12. Ginzburg N. S., Nusinovich G. S., Zavolsky N. A. // Int. J. Electron. 1986. V. 61, No. 6. P. 881.
13. Завольский Н. А., Запевалов В. Е., Моисеев М. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49, № 4. С. 307.
14. Dumbrajs O., Nusinovich G. S. // Phys. Plasmas. V. 12, No. 5. Art. no. 053106.
15. Ginzburg N. S., Sergeev A. S., Zotova I. V., Zheleznov I. V. // Phys. Plasmas 2015. V. 22 Art. no. 013112.
16. Ginzburg N. S., Sergeev A. S., Zotova I. V. // Phys. Plasmas 2015. V. 22. Art. no. 033101.
17. Глявин М. Ю., Денисов Г. Г., Кулыгин М. Л., Новожилова Ю. В. // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41, № 13. С. 25.
18. Ланда П. С. Нелинейные колебания и волны. М.: Наука, 1997. 495 с.
19. Дулин В. Н. Электронные и квантовые приборы СВЧ. М.: Энергия, 1972. 224 с.
20. Adler R. // Proc. Inst. Radio Eng. 1946. V. 34. P. 351.
21. Гинзбург Н. С., Глявин М. Ю., Завольский Н. А. и др. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24, № 11. С. 53.
22. Airila M. I., Dumbrajs O., Kall P., Piosczyk B. // Nucl. Fusion. 2003. V. 43. P. 1454.
23. Dumbrajs O., Glyavin M., Zapevalov V., Zavolsky N. // IEEE Trans. on Plasma Sci. 2000. V. 28, No. 3. P. 588.
24. Мануилов В. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49, № 10. С. 872.

Поступила в редакцию 9 июня 2015 г.; принята в печать 3 сентября 2015 г.

**FREQUENCY LOCKING AND FREQUENCY STABILIZATION REGIMES
IN HIGH-POWER GYROTRONS WITH LOW-Q RESONATORS**

I. V. Zotova, N. S. Ginzburg, G. G. Denisov, R. M. Rozental', and A. S. Sergeev

Using a nonstationary self-consistent model, we analyze the frequency locking and frequency stabilization regimes arising in gyrotrons with low-Q resonators under the action of an external signal or when reflections from a remote nonresonant load are introduced. In the simulations, we used the parameters of high-power gyrotrons designed for controlled thermonuclear fusion with optimized resonator profile. This approach makes it possible to determine output characteristics of the gyrotrons operated in considered regimes taking into account the influence of the incident wave (external or reflected) on the longitudinal field structure with greater precision compared with the earlier results based on the fixed RF-field structure approximation, while qualitative results of the two approaches coincide. Analysis of the influence of reflections from the remote load has demonstrated a substantial dependence of the effectiveness of the gyrotron frequency stabilization on the ratio between the characteristic time scale of the synchronism detuning fluctuations and the signal delay time.