

УДК 537.52

СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ ГИРОТРОНА СЛАБОЙ ОТРАЖЁННОЙ ВОЛНОЙ

*М. Ю. Глявин^{1,2}, Г. Г. Денисов^{1,2}, М. Л. Кулыгин¹, М. М. Мельникова³,
Ю. В. Новожилова^{1,2*}, Н. М. Рыскин³*

¹ Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород;

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

³ Саратовский госуниверситет им. Н. Г. Чернышевского, г. Саратов, Россия

Для гиротронов, используемых в установках управляемого термоядерного синтеза, показана возможность уменьшения флуктуаций частоты излучения в 3÷5 раз при использовании слабо отражающей нагрузки, как нерезонансной, так и сильно резонансной. Аналитически и численно определены области параметров системы, в которых стабилизация частоты наиболее эффективна.

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, частота излучения гиротронов может быть нестабильной из-за флуктуаций напряжения источника питания [1]. Вместе с тем для ряда приложений, таких как диагностика плазмы, спектроскопия высокого разрешения и в перспективе разработка комплекса когерентно излучающих гиротронов в больших установках управляемого термоядерного синтеза, желательно иметь стабилизированные по частоте источники излучения.

В настоящее время для стабилизации частоты гиротронов, как правило, используется управление ускоряющим [2] или модулирующим [3] напряжением электронного пучка. Изменение напряжения источников питания в этом случае формируется цепью обратной связи, а управляющий сигнал определяется разностью величины опорного стабилизированного сигнала и сигнала с детектора. Реализация таких высоковольтных источников с малым (порядка микросекунды) характерным временем изменения напряжения представляет собой достаточно сложную задачу, особенно в случае изменения ускоряющего напряжения мощных мегаваттных гиротронов, а тем более для гиротронных комплексов электронно-циклотронного нагрева плазмы, состоящих из нескольких десятков источников излучения. Ещё один способ управления частотой гиротрона заключается в изменении магнитного поля в области резонатора [4]. Однако характерные времена такого изменения, определяемые индуктивностью вспомогательной катушки и внутренним сопротивлением источника питания, составляют величины порядка миллисекунды, что явно недостаточно для стабилизации частоты.

В данной работе предлагается метод стабилизации частоты гиротрона сигналом, отражённым от удалённой нагрузки. Ранее в большом числе публикаций уже исследовалось влияние запаздывающих отражений на работу автогенераторов [5–13], в том числе и гиротронов (см., например, работы [14–22]). При этом, однако, конкретные схемы стабилизации частоты гиротронов отражённой волной не обсуждались, поскольку в гиротроне с традиционным выходным квазиоптическим преобразователем большая часть отражённой волны возвращается в рабочее пространство в виде моды встречного вращения, слабо взаимодействующей с электронным пучком [21, 22]. В 2014 году в ИПФ РАН был разработан новый тип выходных квазиоптических преобразователей, позволяющих трансформировать большую часть поступающей из выходного

* julia.novozhilova2009@yandex.ru

тракта волны (т. е. отражённую волну или внешний сигнал) в рабочую моду [23]. Как ожидается, использование таких преобразователей позволит стабилизировать частоту излучения гиротрона.

Рассматриваемая в данной работе система состоит из автогенератора (гиротрона), линии задержки и нагрузки, которая, как предполагается, отражает малую часть мощности излучения. Удобно провести аналогию [6, 10, 11, 24] между задачами о влиянии отражённого сигнала на гиротрон и о захвате частоты автогенератора [25] (в частности, гиротрона) заданной внешней монохроматической силой. Процессы установления стационарных колебаний в генераторе под воздействием этой силы и в генераторе с линией задержки и отражателем, естественно, протекают по-разному, поскольку отражённая волна формируется самой системой. Однако если параметры автогенератора с отражающей нагрузкой меняются достаточно медленно (т. е. изменение частоты за время самого длительного переходного процесса мало по сравнению с самой узкой шириной полосы, см. далее условия (7) и (18)), то система проходит через последовательность устойчивых квазистационарных состояний. Каждое из этих состояний с неизменной амплитудой и частотой можно рассматривать как вынужденное установившееся решение задачи о захвате генератора внешней силой, в роли которой выступает отражённая волна. Как будет показано в данной работе, в случае ненулевого коэффициента отражения при изменении параметров автогенератора частота излучения и частота свободных, или автономных (без отражения), квазистационарных колебаний генератора меняются непропорционально друг другу. Поэтому может иметь место стабилизация частоты излучения, когда существенные изменения частоты свободных колебаний приводят к незначительным изменениям частоты излучения. Можно ожидать, что стабилизация частоты будет происходить, если отличие частоты автономных колебаний от частоты излучённой (и отражённой) волны не превышает величину $|R|\omega_0/Q$, равную ширине полосы захвата частоты генератора отражённой волной. Здесь Q — дифракционная добротность, ω_0 — опорная частота, $|R|$ — модуль коэффициента отражения [6]. Кроме того, поскольку в гиротроне с отражением от нерезонансной нагрузки каждое квазистационарное решение соответствует одной из продольных мод системы, условием стабилизации частоты излучения является малость разности частот соседних мод $\Delta\omega = \pi/\tau$, где τ — время запаздывания (частота излучения может меняться в полосе ширины $\Delta\omega$), по сравнению с шириной полосы захвата: $\pi/\tau \ll |R|\omega_0/Q$. В гиротроне с отражением от резонансной нагрузки при изменении автономной частоты в пределах полосы захвата частота излучения остаётся внутри узкой полосы внешней нагрузки с шириной около ω_0/Q_{ext} , где Q_{ext} — добротность резонансной нагрузки. Поэтому соответствующее условие стабилизации частоты с учётом малости коэффициента отражения должно иметь вид $Q/Q_{\text{ext}} \ll |R| \ll 1$. В последующих разделах приведённые условия будут подтверждены аналитическими выводами и численными расчётами.

1. УРАВНЕНИЯ СТАЦИОНАРНЫХ СОСТОЯНИЙ ГИРОТРОНА, В КОТОРЫЙ ПОСТУПАЕТ СЛАБЫЙ ОТРАЖЁННЫЙ СИГНАЛ

Самосогласованные уравнения гиротрона, в который из выходного волновода поступает отражённая от нагрузки волна, в приближении фиксированной продольной структуры поля и малого коэффициента отражения имеют вид [17, 20, 22]

$$\begin{aligned} \frac{da}{dt} + i(\omega_0 - \omega_r)a + \frac{\omega_0 a}{2Q} &= a\Phi\omega_0 - \frac{Ra_r\omega_0 \exp(-i\omega_0\tau)}{Q}, \\ \frac{dp}{d\zeta} + ip(\Delta + |p|^2 - 1) &= af. \end{aligned} \quad (1)$$

Резонатор гиротрона представляет собой отрезок цилиндра со средним радиусом r_0 , близким к критическому, электрическое поле рабочей моды ТЕ в пространстве взаимодействия имеет вид $\mathbf{E} = \text{Re}[\mathbf{E}_s(\mathbf{r}_\perp)G(z, t) \exp(i\omega_0 t)]$, где t — время, зависимость $\mathbf{E}_s(\mathbf{r}_\perp) = -i[\nabla_\perp \psi, \mathbf{z}_u]/\kappa$ описывает поперечную структуру электрического поля, совпадающую с поперечной структурой одной из мод резонатора. Квадратные скобки в последнем соотношении обозначают векторное произведение, оператор ∇_\perp — поперечная компонента оператора ∇ , $\kappa = \omega_0/c$, c — скорость света в вакууме, $\psi = J_m(\kappa r) \exp(-im\varphi)$, m — азимутальный индекс,

$$G(z, t) = \frac{a(t)f(z)m_e c \omega_0 \beta_{\perp 0}^3}{e J_{m-1}(\kappa r_b)},$$

$a(t) = |a(t)| \exp(i\phi)$ — медленно меняющаяся во времени безразмерная комплексная амплитуда поля, $f(z) = \exp[-3(z-z_0)^2/z_0^2]$ — функция, описывающая продольную структуру электрического поля, предполагается, что $|f(0)| = |f(2z_0)| = |f_{\max}|/e^3$, f_{\max} — максимальное значение функции $f(z)$, a_τ — амплитуда поля в момент времени $t - \tau$, τ — время запаздывания, ω_r — действительная часть частоты холодного (т. е. в отсутствие электронного пучка) резонатора, $R = |R| \exp(i\alpha)$ — комплексный коэффициент отражения от нагрузки,

$$p = \frac{(p_x + ip_y) \exp\{-i[\omega_0 t - (m-1)\varphi]\}}{\beta_{\perp 0} m_e c \gamma_0}$$

— безразмерный поперечный импульс электрона, p_x и p_y — проекции импульса электрона на оси x и y соответственно, $p|_{\zeta=0} = \exp(i\vartheta_0)$ и $\vartheta_0 \in (0, 2\pi)$ — граничные условия на входе в пространство взаимодействия, ϑ_0 — начальная фаза электрона (при $\zeta = 0$), $\Delta = 2(\omega_0 - \omega_{H_0})/(\omega_0 \beta_{\perp 0}^3)$ — расстройка частоты, $\omega_{H_0} = eH_0/(m_e c \gamma_0)$ — гирочастота, H_0 — напряжённость внешнего магнитного поля,

$$\Phi(|a|) = -\frac{I}{2\pi a N} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\zeta_0} f^* p \, d\zeta \, d\vartheta_0 = \Phi_1 + i\Phi_2$$

— комплексная электронная восприимчивость, Φ_1 и Φ_2 — её действительная и мнимая части соответственно, индекс * обозначает комплексное сопряжение, $N = \int_0^{2\zeta_0} |f(\zeta)|^2 \, d\zeta$ — норма волны, m_e — масса электрона, e — элементарный заряд, $m_e c^3/e = 17$ кА, $\zeta = z\omega_0 \beta_{\perp 0}^2/(2\beta_{z_0} c)$ — безразмерная продольная координата, $\zeta_0 = z_0 \omega_0 \beta_{\perp 0}^2/(2\beta_{z_0} c)$,

$$I = \frac{2I_0 J_{m-1}^2(\kappa r_b)}{(m_e c^3/e) \beta_{\perp 0}^2 \beta_{z_0} J_m^2(\kappa r_0) [(\kappa r_0)^2 - m^2]},$$

I_0 — сила тока, r_b — радиус электронного пучка, Q — добротность резонатора гиротрона, которая предполагается близкой к радиационной добротности, $J_m(\kappa r)$ — функция Бесселя 1-го рода m -го порядка, γ_0 — лоренц-фактор электрона при $z = 0$, $\beta_{\perp 0}$ и β_{z_0} — отношения поперечной и продольной скоростей электронов к скорости света при $z = 0$ соответственно. Используются декартова система координат (x, y, z) , где ось z направлена вдоль оси гиротрона, и цилиндрическая система координат (r, φ, z) , где r — радиальная координата, φ — азимутальный угол; $\mathbf{r}_\perp = (x, y)$, \mathbf{z}_u — орт оси z .

Заметим, что уравнения, аналогичные системе (1), описывают воздействие на гиротрон заданного внешнего монохроматического сигнала, поступающего из выходного волновода [26]. Отличие коэффициентов в правой части уравнения возбуждения в этих двух задачах обусловлено различием полей внутри резонатора гиротрона и в выходном волноводе. Вывод формулы для коэффициента в задаче об отражении содержится в работе [22].

Поскольку уравнения (1) записаны в предположении, что время пролёта электронов через резонатор много меньше остальных характерных времён переходных процессов, комплексная электронная восприимчивость Φ зависит только от модуля комплексной амплитуды электрического поля. В стационарных состояниях модуль этой амплитуды $|a_0|$ и сдвиг частоты $\Omega = d\phi/dt$ относительно опорной частоты ω_0 определяются уравнениями

$$\begin{aligned} \Phi_1(|a_0|) &= 1/(2Q) + [|R| \cos(\omega_0\tau + \Omega\tau - \alpha)]/Q, \\ \Omega &= \omega_0\Phi_2(|a_0|) + \omega_r - \omega_0 + |R|\omega_0 \sin(\omega_0\tau + \Omega\tau - \alpha)/Q. \end{aligned} \tag{2}$$

При малых отражениях электронная восприимчивость может быть разложена в ряд около автономных значений:

$$\Phi_1(|a_0|) \approx \Phi_1(|\bar{a}_0|) + \Delta a \Phi_1'(|\bar{a}_0|), \quad \Phi_2(|a_0|) \approx \Phi_2(|\bar{a}_0|) + \Delta a \Phi_2'(|\bar{a}_0|). \tag{3}$$

Здесь $|\bar{a}_0|$ — амплитуда электрического поля в автономном стационарном состоянии (при $R = 0$); $\Delta a = |\bar{a}_0| - |a_0|$, штрих означает производную. Разрешим систему (2) относительно сдвига частоты и найдём его с точностью до $|R|$:

$$\Omega = \Phi_2(|\bar{a}_0|)\omega_0 + \omega_r - \omega_0 + \frac{|R|\omega_0 \sqrt{1 + q^2} \cos[\omega_0\tau + \Omega\tau - \alpha - \arctg(q^{-1})]}{Q}, \tag{4}$$

где $q = \Phi_2'(|\bar{a}_0|)/\Phi_1'(|\bar{a}_0|)$. Далее будет также использоваться величина $r = \sqrt{1 + q^2}$. Сразу отметим, что в соответствии с соотношениями Крамерса—Кронига величины $\Phi_1'(|\bar{a}_0|)$ и $\Phi_2'(|\bar{a}_0|)$ одного порядка, так что значения q и r порядка единицы.

2. СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ГИРОТРОНА НЕРЕЗОНАНСНЫМ ОТРАЖАТЕЛЕМ

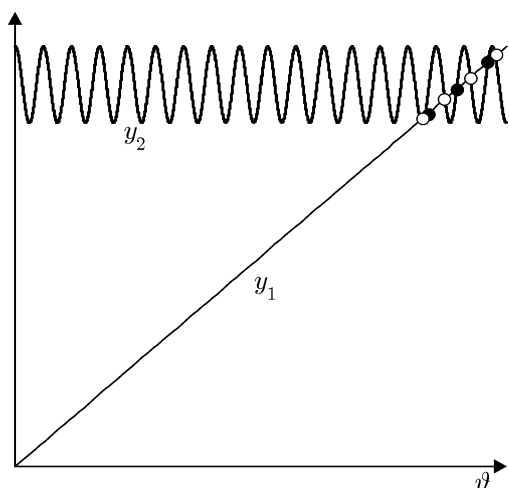


Рис. 1. Графическое решение уравнения (4): $y_1(\vartheta) = \vartheta$, $y_2(\vartheta) = \Phi_2(|\bar{a}_0|)\omega_0\tau + \omega_r\tau + \tau|R|\omega_0 \times \sqrt{1 + q^2} \cos[\vartheta - \alpha - \arctg(q^{-1})]/Q$, где $\vartheta = (\Omega + \omega_0)\tau$. Белыми кружками помечены устойчивые стационарные состояния, чёрными — неустойчивые

Решение уравнения (4) для нерезонансной нагрузки ($R = \text{const}$) зависит от соотношения между шириной полосы захвата генератора отражённой волной $|R|\omega_0/Q$ и разностью частот соседних продольных мод линии задержки π/τ . При $|R|\omega_0\tau/Q < 1$, когда ширина полосы захвата частоты гиротрона отражённой волной меньше разности частот соседних продольных мод линии задержки, существует только одно стационарное состояние, и оно устойчиво. При $|R|\omega_0\tau/Q > 1$, когда в полосу захвата попадают несколько продольных мод, в системе существует несколько стационарных состояний [6] — продольных мод с однокоробой структурой поля внутри резонатора и различным числом продольных вариаций поля в линии задержки. Часть состояний могут быть неустойчивыми при $d\Omega/d\omega_r < 0$ [5, 6, 14] (рис. 1). Стационарному режиму генерации соответствует одна из устойчивых продольных мод. Установление той или иной моды зависит от начальных

условий: если генератор стартует с шумов, то устанавливается центральная по частоте мода; если же начальные амплитуда и частота не малы, то устанавливается мода, ближайшая по частоте и амплитуде к соответствующим начальным значениям [6]. Медленное изменение какого-либо параметра гиротрона приводит к изменению его «холодной» частоты ω_r (т. е. частоты холодного резонатора), при этом меняется частота излучения $\omega = \omega_0 + \Omega$. Будем предполагать, что при этом система проходит через последовательность квазистационарных состояний, частоты которых определяются соотношением (4). Из него следует, что производная частоты излучения по «холодной» частоте,

$$\frac{d\omega}{d\omega_r} = \frac{d\Omega}{d\omega_r} = 1 / \left\{ 1 + \frac{|R|\omega_0\tau r \sin[\omega_0\tau + \Omega\tau - \alpha - \arctg(q^{-1})]}{Q} \right\}, \quad (5)$$

в отсутствие отражения равна единице. При достаточно малом произведении коэффициента отражения и времени запаздывания, когда $|R|\omega_0\tau/Q < 1$, производная $d\omega/d\omega_r$ порядка единицы. В этом случае достаточно медленные изменения «холодной» частоты ω_r приводят к плавному изменению частоты и амплитуды единственной устойчивой продольной моды. Если же произведение коэффициента отражения и времени запаздывания достаточно велико (т. е. $|R|\omega_0\tau/Q \gg 1$), то производная $d\omega/d\omega_r$ может существенно отличаться от единицы. В этом случае при медленном изменении «холодной» частоты ω_r амплитуда и частота соответствующей продольной моды меняются плавно, а производная $d\omega/d\omega_r$ мала по сравнению с единицей до тех пор, пока эта продольная мода не потеряет устойчивость и не исчезнет. После этого система скачком переходит в окрестность соседней устойчивой моды. Если менять «холодную» частоту в обратном направлении, имеет место гистерезис: скачки частоты излучения и амплитуды поля происходят при других «холодных» частотах. При изменении длины линии или коэффициента отражения частота и амплитуда излучения меняются аналогичным образом.

Численное моделирование уравнений (1) полностью соответствует приведённым выше аналитическим рассуждениям (см. рис. 2; на нём используются величины $f_r = \omega_r/(2\pi)$ и $f = \omega/(2\pi)$). При некотором значении «холодной» частоты определялось стационарное решение уравнений (1) с малой начальной амплитудой поля, а его частота соответствовала одной из центральных по частоте продольных мод на рис. 1. Затем «холодную» частоту последовательно меняли на одинаковые малые величины. Для каждого её нового значения уравнения (1) решались с «унаследованными» начальными условиями, т. е. с начальными условиями, соответствующими предыдущему стационарному состоянию. Такой подход соответствовал решению уравнений (1) с «холодной» частотой, линейно зависящей от времени,

$$\omega_r = \omega_{r0} \pm \varepsilon t \quad (6)$$

в предположении, что скорость изменения ε «холодной» частоты настолько мала, что частота ω_r мало меняется по сравнению с самым малым частотным масштабом задачи (т. е. разностью частот соседних мод длиной линии) за время самого длительного переходного процесса (т. е. за время запаздывания):

$$\varepsilon \ll \pi/\tau^2. \quad (7)$$

В уравнении (6) ω_{r0} — частота центральной моды при $t = 0$.

Как видно из рис. 2а, при изменении «холодной» частоты в полном соответствии с приведёнными выше аналитическими рассуждениями происходили последовательные переходы от одной продольной моды к соседним. Если «холодная» частота менялась в обратном направлении, имел место гистерезис. На рис. 2б, в показан переходный процесс, соответствующий скачку с одной

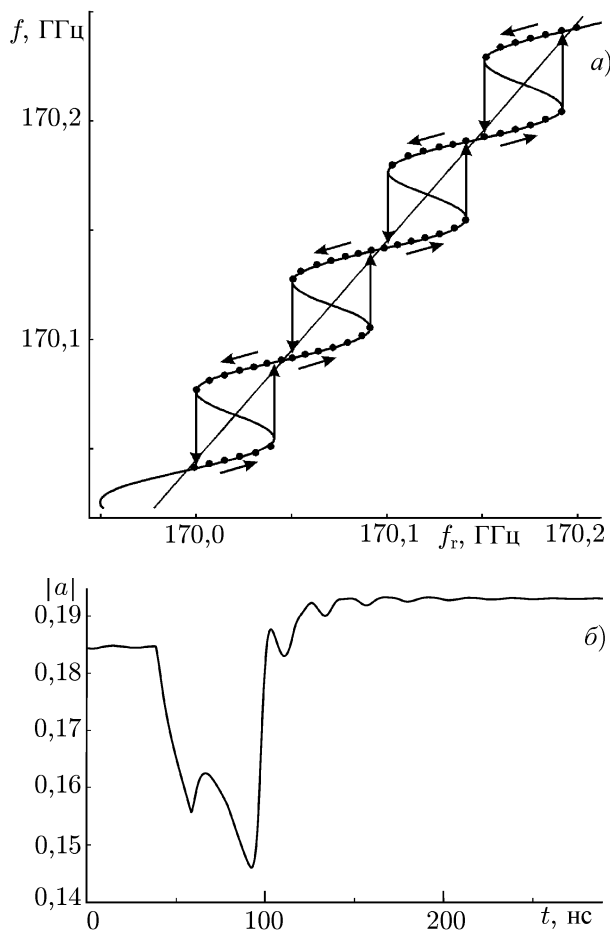


Рис. 2. Зависимость частоты излучения гиротрона от холодной частоты при наличии нерезонансного отражателя $|R| = 0,2$; $\omega_0\tau = 2\pi \cdot 3000,5$ (а); временные зависимости амплитуды электрического поля (б) и частоты излучения (в) для переходного процесса, соответствующего скачку с одной продольной моды на другую. Стационарные состояния, полученные при численном моделировании уравнений (1), показаны чёрными точками на панели а). Параметры гиротрона: частота 170 ГГц, мощность порядка 1 МВт, сила тока 45 А, напряжение 73 кВ, радиус резонатора 17,77 мм, радиус электронного пучка 7,39 мм, длина однородного участка резонатора 7λ , рабочая мода $TE_{25,10}$, питч-фактор 1,3, магнитное поле 6,7 Тл. Безразмерные параметры: $2\zeta_0 = 10$; $\Delta = 0,5$; $I = 0,000172$

продольной моды на другую. Установление нового стационарного состояния сопровождалось биениями с периодом порядка времени запаздывания [6]. При указанных параметрах гиротрона с рабочей частотой 170 ГГц на каждом пологом участке графика на рис. 2 изменение частоты излучения было примерно в 5 раз меньше изменения «холодной» частоты, т. е. частота излучения стабилизировалась.

Изложенная выше теория позволяет объяснить ступенчатое изменение частоты гиротрона, наблюдавшееся в Институте физики плазмы общества Макса Планка (г. Грайфсвальд, Германия) в процессе начального нагрева резонатора [27], как воздействие паразитных отражений от мелкомасштабных неоднородностей внешнего тракта. Результаты численного моделирования переходного процесса соответствуют экспериментальным данным.

3. СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ГИРОТРОНА РЕЗОНАНСНЫМ ОТРАЖАТЕЛЕМ

Стабилизация частоты генератора волной, отражённой от резонансной нагрузки, например от высокодобротного резонатора, известна и достаточно широко используется для различных типов генераторов как в сверхвысокочастотной электронике [7–9], так и в оптике [12, 13]. Можно ожидать, что в гиротроне, как и в других генераторах, частота будет удерживаться в узкой полосе с шириной, равной ширине полосы нагрузки [7–13], если, во-первых, правильно подобрана фаза отражённого сигнала, т. е. расстояние до отражателя, и, во-вторых, частота автономной генерации

и резонансная частота отражателя лежат в пределах полосы захвата генератора отражённой волной с шириной $|R|\omega_0/Q$.

Коэффициент отражения от внешнего резонатора, возбуждаемого излучением гиротрона, как функция частоты излучения описывается резонансной кривой [28]

$$R(\omega) = R_0/[1 + 2i(\omega - \omega_{\text{ex}})Q_{\text{ex}}/\omega_{\text{ex}}]. \quad (8)$$

Здесь Q_{ex} — добротность резонансной нагрузки, ω_{ex} — резонансная частота этой нагрузки, $\omega = \omega_0 + d\phi/dt$ — частота излучения, для стационарных состояний

$$\omega = \omega_0 + \Omega, \quad (9)$$

R_0 — максимальное значение модуля коэффициента отражения. Предполагаем, что отражатель расположен достаточно близко к гиротрону: $\tau \ll \pi Q/(\omega_0 R_0)$, так что фаза запаздывания $(\omega_0 + \Omega)\tau$ в равенстве (4) близка к величине $\omega_0\tau$ и неизменна при изменении параметров гиротрона. Как и в предыдущем разделе, будем считать, что система проходит через последовательность квазистационарных состояний, в каждом из которых амплитуда поля и частота, а следовательно и коэффициент отражения, постоянны. Из соотношений (4), (8) и (9) найдём «холодную» частоту в зависимости от частоты излучения в стационарном состоянии:

$$\omega_r = -\Phi_2(|\bar{a}_0|)\omega_0 + \omega - \omega_0 r \frac{\text{Re}[R(\omega) \exp\{-i[\omega\tau - \arctg(q^{-1})]\}]}{Q}. \quad (10)$$

Производная от «холодной» частоты по частоте излучения равна

$$\frac{d\omega_r}{d\omega} = 1 - \omega_0 r \frac{\text{Re}[R'_\omega \exp\{-i[\omega\tau - \arctg(q^{-1})]\}]}{Q}. \quad (11)$$

Поскольку, как следует из равенства (8),

$$R'_\omega = \frac{-2iR_0Q_{\text{ex}}}{(1 + i\delta)^2\omega_{\text{ex}}}, \quad (12)$$

где $\delta = 2(\omega - \omega_{\text{ex}})Q_{\text{ex}}/\omega_{\text{ex}}$, выражение (11) можно преобразовать к виду

$$\frac{d\omega_r}{d\omega} = 1 + \frac{2rR_0Q_{\text{ex}}}{Q(1 + \delta^2)} \left\{ 2\delta \cos[\omega\tau - \arctg(q^{-1})] + (1 - \delta^2) \sin[\omega\tau - \arctg(q^{-1})] \right\}. \quad (13)$$

Значение производной (13) при $\omega = \omega_{\text{ex}}$ ($\delta = 0$) максимально и положительно, когда

$$\sin[\omega\tau - \arctg(q^{-1})] = 1, \quad (14)$$

и по порядку величины равно $1 + R_0Q_{\text{ex}}/Q$. При выполнении условия

$$Q/Q_{\text{ex}} \ll R_0 \ll 1 \quad (15)$$

абсолютное значение производной $d\omega_r/d\omega$ много больше единицы, а обратное ему значение производной частоты излучения по «холодной» частоте может быть существенно меньше единицы:

$$d\omega_r/d\omega \sim Q/(R_0Q_{\text{ex}}) \ll 1. \quad (16)$$

В случае устойчивости рассматриваемых решений, когда зависимость $\omega(\omega_r)$ является возрастающей (т. е. $d\omega_r/d\omega > 0$) [7, 10, 11], частота излучения стабилизируется: её изменения малы по

сравнению с изменениями «холодной» частоты. Если фаза запаздывания оптимальна (см. (14)), зависимость $\omega_r(\omega)$ имеет четыре экстремума: при $\delta = \pm 1$ и $\delta = \pm \sqrt{2R_0Q_{ex}r}/Q$. Значения «холодной» частоты $\omega_r^{(1)}, \omega_r^{(2)}, \omega_r^{(3)}, \omega_r^{(4)}$ и частоты излучения $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4$ в экстремумах равны

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \omega_{ex} + \sqrt{rR_0/(2Q_{ex}Q)}, & \omega_r^{(1)} &= \omega_{ex} - \Phi_2(|\bar{a}_0|)\omega_0 + \omega_{ex}\sqrt{2rR_0/(Q_{ex}Q)}, \\ \omega_2 &= \omega_{ex} - \sqrt{rR_0/(2Q_{ex}Q)}, & \omega_r^{(2)} &= \omega_{ex} - \Phi_2(|\bar{a}_0|)\omega_0 - \omega_{ex}\sqrt{2rR_0/(Q_{ex}Q)}, \\ \omega_3 &= \omega_{ex} + \omega_{ex}/(2Q_{ex}), & \omega_r^{(3)} &= \omega_{ex} - \Phi_2(|\bar{a}_0|)\omega_0 + \omega_{ex}/(2Q_{ex}) + \omega_{ex}rR_0/(2Q), \\ \omega_4 &= \omega_{ex} - \omega_{ex}/(2Q_{ex}), & \omega_r^{(4)} &= \omega_{ex} - \Phi_2(|\bar{a}_0|)\omega_0 - \omega_{ex}/(2Q_{ex}) - \omega_{ex}rR_0/(2Q). \end{aligned} \tag{17}$$

Зависимость частоты излучения от «холодной» частоты $\omega(\omega_r)$ является неоднозначной и имеет гистерезисный характер (см. рис. 3). Стабилизация частоты излучения происходит, если «холодная» частота лежит в интервале $[\omega_r^{(3)}, \omega_r^{(4)}]$. Ширина этого интервала («полочки») равна ширине полосы захвата гиротрона отражённым сигналом $\omega_{ex}R_0/Q$ [10, 11]. В этой полосе производная $d\omega_r/d\omega$ много меньше единицы и положительна, поэтому все решения на «полочке» устойчивы. Однако из-за гистерезисного характера зависимости $\omega(\omega_r)$ при монотонном изменении «холодной» частоты интервал изменения последней, для которого частота излучения удерживается в пределах линии внешнего высокодобротного резонатора ω_{ex}/Q_{ex} , несколько уже, чем $\omega_r^{(3)} - \omega_r^{(4)}$, и равен

$$\Delta\omega_r = \omega_r^{(1)} + \omega_r^{(3)} = \omega_{ex} [rR_0/(2Q) + 1/(2Q_{ex}) + \sqrt{2rR_0/(Q_{ex}Q)}]. \tag{18}$$

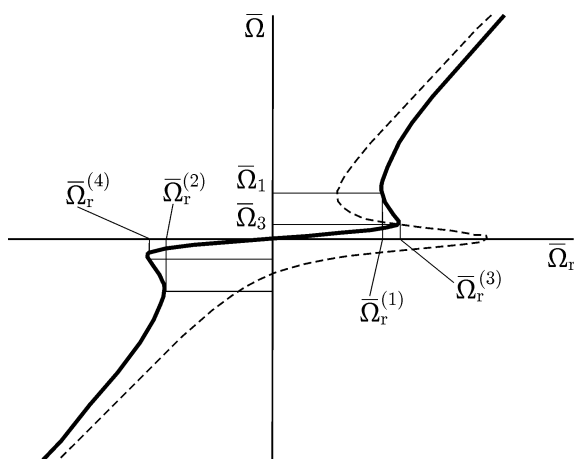


Рис. 3. Зависимость отстройки частоты излучения $\bar{\Omega} = \omega - \omega_{ex}$ от отстройки холодной частоты $\bar{\Omega}_r = \omega_r - \omega_{ex} + \Phi_2(|\bar{a}_0|)\omega_0$ в гиротроне с резонансным отражателем при оптимальной фазе (см. равенство (14)); в соответствии с соотношением (17) $\bar{\Omega}_r^{(\beta)} = \omega_r^{(\beta)} - \omega_{ex} + \Phi_2(|\bar{a}_0|)\omega_0$; $\bar{\Omega}_\beta = \omega_\beta - \omega_{ex}$, где $\beta = 1, \dots, 4$

самого длительного переходного процесса (т. е. за время установления колебаний внешнего резонатора Q_{ex}/ω_{ex}):

$$\varepsilon \ll (\omega_{ex}/Q_{ex})^2. \tag{19}$$

При этом условии система проходила через последовательность квазистационарных состояний. Вообще говоря, если бы параметры системы менялись быстрее, уравнения (1) следовало бы ре-

в работе [11] аналогичная задача о воздействии на гиротрон отражения от высокорезонансной нагрузки исследовалась на основе уравнений связанных колебаний двух осцилляторов: автогенератора и высокодобротного колебательного контура. Найденная при этом гистерезисная зависимость $\omega(\omega_r)$ полностью совпадает с полученной выше.

Как и при исследовании воздействия отражения от нерезонансной нагрузки на модуляционные характеристики гиротрона, численное моделирование уравнений (1) проводилось для гиротрона с рабочей частотой 170 ГГц с «холодной» частотой, ступенчатым образом зависящей от времени в соответствии с уравнением (6). По аналогии с разделом 2, скорость изменения «холодной» частоты ε предполагалась настолько малой, что «холодная» частота мало изменялась по сравнению с самым малым частотным масштабом задачи (т. е. с шириной линии внешнего высокодобротного резонатора ω_{ex}/Q_{ex}) за время са-

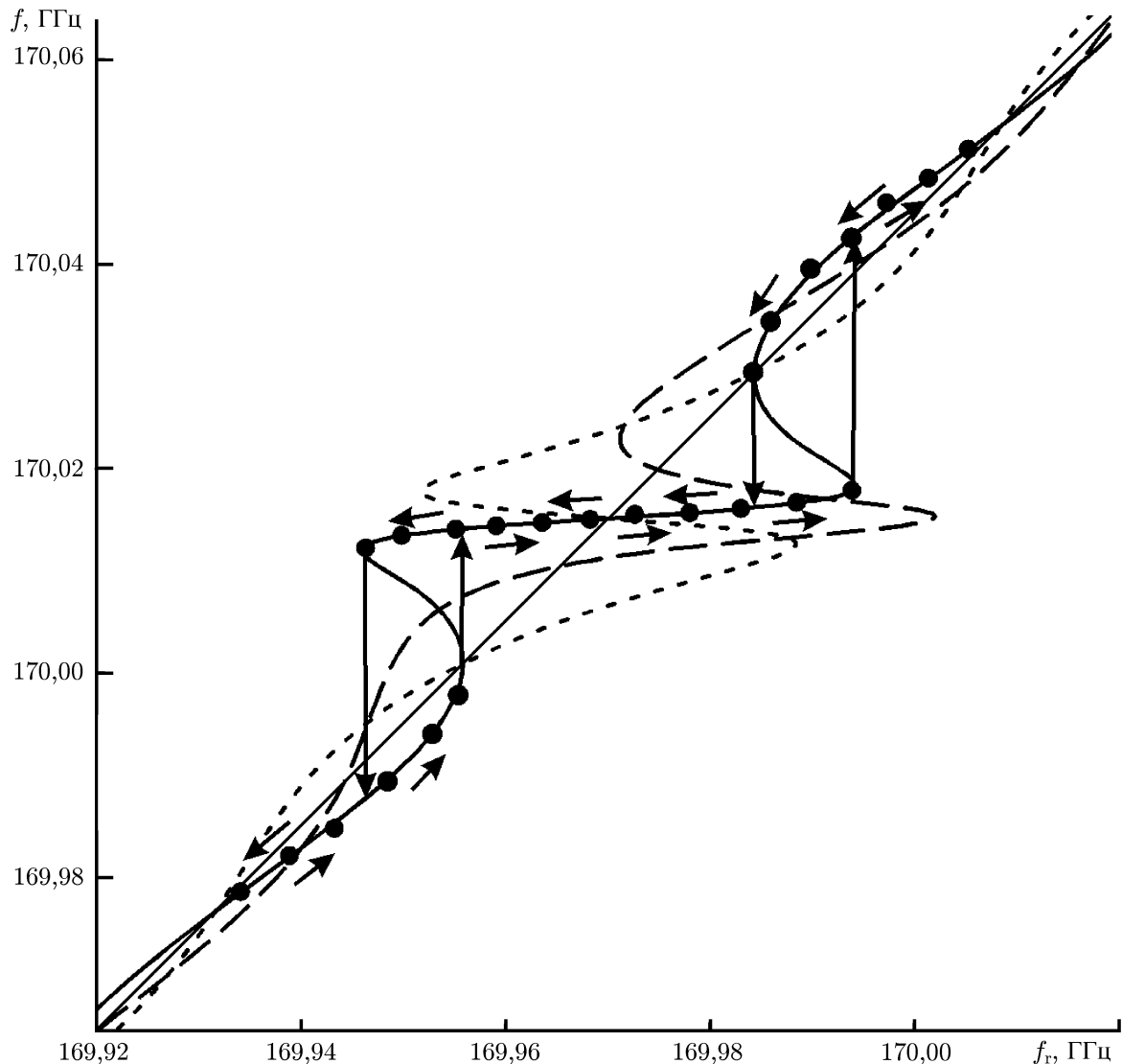


Рис. 4. Аналитическая зависимость частоты излучения гиротрона с резонансным отражателем от холодной частоты, рассчитанная по формуле (10) при $R_0 = 0,2$; $Q_{\text{ex}} = 25\,000$; $\omega_0\tau = 2\pi \cdot 3\,000$ (сплошная линия); $2\pi \cdot 3\,000,25$ (штриховая линия); $2\pi \cdot 3\,000,5$ (пунктирная линия). Стационарные состояния, полученные при численном моделировании уравнений (1), показаны чёрными точками. Параметры гиротрона указаны в подписи к рис. 2

шать для спектральных составляющих поля, и каждой составляющей соответствовал бы определённый коэффициент отражения.

Результаты численного моделирования, представленные на рис. 4–8, находятся в полном соответствии с приведёнными выше аналитическими выводами, а также с результатами работ [10, 11]. Вид зависимости частоты излучения от «холодной» частоты определялся фазой запаздывания (рис. 4). Если отражатель сдвигался на половину длины волны (т. е. фаза запаздывания сдвигалась на 2π), то форма гистерезисной петли не менялась, а при сдвиге отражателя на меньшее расстояние форма петли и длина пологого «стабилизированного» участка менялись существенно (рис. 4). Гистерезисные петли при оптимальной фазе запаздывания, определяемой соотношением (14), при разных коэффициентах отражения R_0 и добротностях Q_{ext} представлены на рис. 5. Производная $f'(f_c)$ в центре стабилизированного участка и длина этого участка при оптималь-

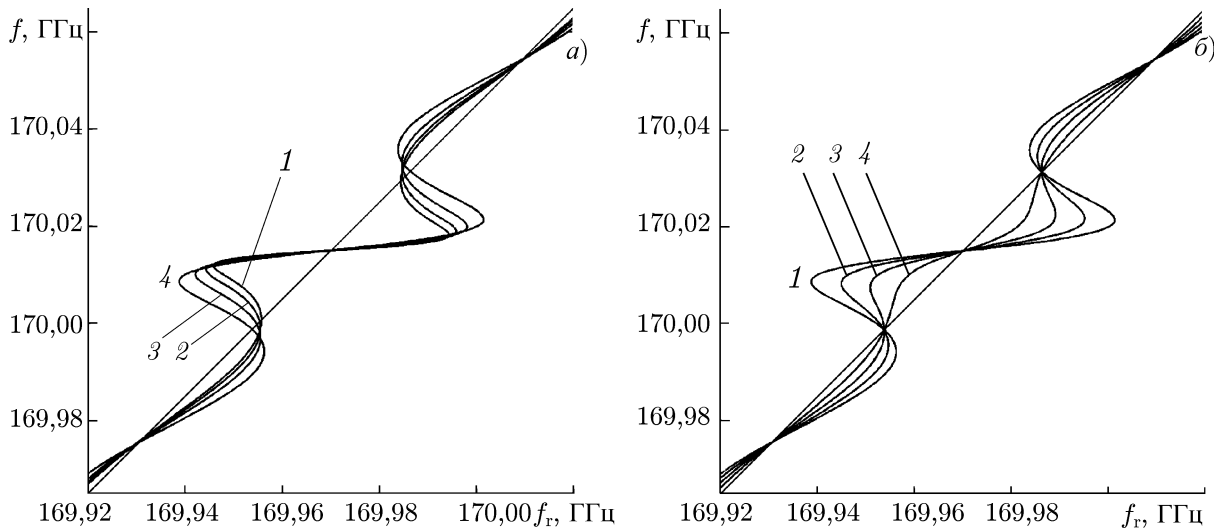


Рис. 5. Аналитическая зависимость частоты генерации от «холодной» частоты, рассчитанная по формуле (10) в гиротроне с параметрами, указанными в подписи к рис. 2, с резонансной нагрузкой при $\omega_0\tau = 2\pi \cdot 3000$ при (а) $R_0 = 0,2$; $Q_{ex}/Q = 25$ (кривая 1), 20 (2), 15 (3), 10 (4); (б) $Q_{ex}/Q = 25$ и $R_0 = 0,20$ (кривая 1), 0,15 (2), 0,10 (3), 0,05 (4)

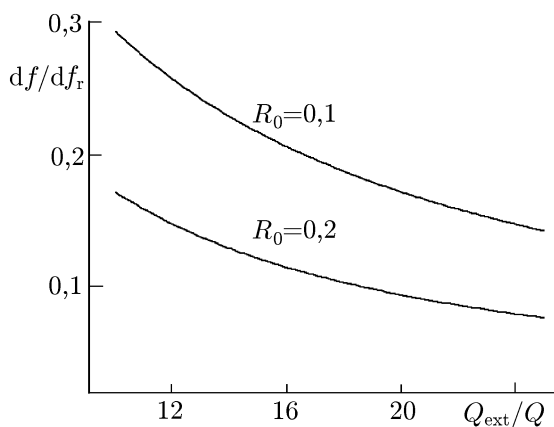


Рис. 6. Аналитическая зависимость производной $f'(f_r)$ в центре стабилизированного участка от внешней добротности для гиротрона с параметрами, указанными в подписи к рис. 2

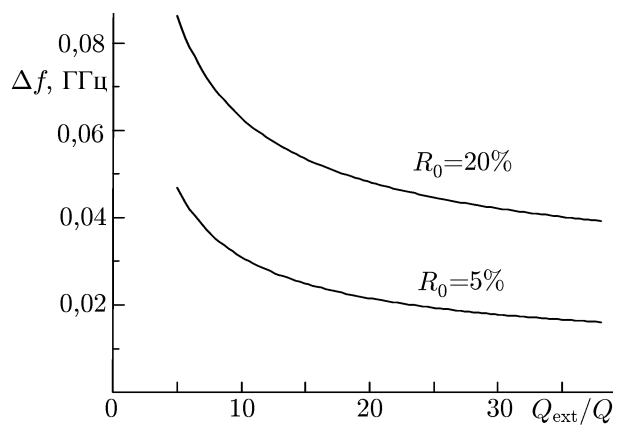


Рис. 7. Зависимость ширины частотного диапазона стабилизированного участка $\Delta f = (\omega_r^{(1)} + \omega_r^{(3)})/(2\pi)$ от добротности внешнего резонатора

ной фазе запаздывания (14) определяются выражениями (16)–(18). Производная $d\omega/d\omega_r$ обратно пропорциональна добротности внешнего резонатора (рис. 6). Длина стабилизированного участка при не слишком большой добротности внешнего резонатора убывает с ростом последней по гиперболическому закону и пропорциональна коэффициенту отражения, а при достаточно больших значениях Q_{ex} слабее зависит от этой добротности и растёт пропорционально величине $\sqrt{R_0}$ (рис. 7 и 8).

ВЫВОДЫ

Аналитически и численно продемонстрировано, что отражённая волна может захватить частоту генерации гиротрона и удерживать её внутри узкой полосы, равной для нерезонансного

отражателя разности частот π/τ соседних мод длинной линии, а для резонансного — ширине полосы внешнего резонатора $\omega_{\text{ex}}/Q_{\text{ex}}$. При этом «холодная» частота может варьироваться в пределах ширины полосы захвата частоты гиротрона отражённой волной $|R|\omega_0/Q$ [6, 11]. При стабилизации частоты гиротрона отражением от нерезонансной нагрузки оптимальная фаза отражённой волны вырабатывается автоматически, тогда как при стабилизации частоты отражением от резонансной нагрузки фаза отражённой волны должна подбираться специально, например путём изменения расстояния до отражателя или с помощью фазовращателя [7, 8, 11].

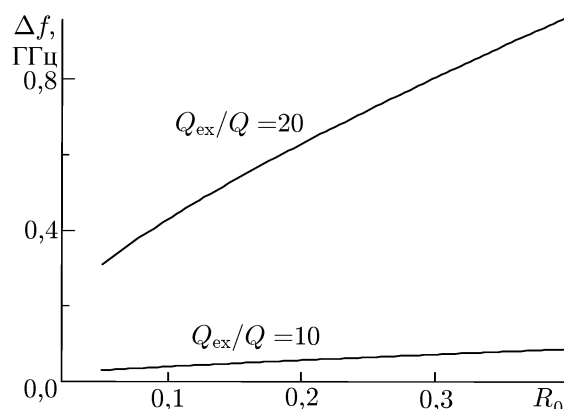


Рис. 8. Зависимость ширины стабилизированного участка от коэффициента отражения

Авторы благодарны М. И. Петелину и А. С. Сергееву за постоянное внимание к работе и полезные замечания. Работа поддержана РФФИ (проекты 13-08-00844 и 15-02-01798).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Litvak A., Denisov G., Myasnikov V., et al. // J. Infrared, MM&THz Waves. 2011. V. 32, No. 3. P. 337.
2. Idehara T., Mitsudo S., Ogawa I. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. V. 32, No. 3. P. 910.
3. Голубятников Г. Ю., Крупнов А. Ф., Лубяко Л. В. и др. // Письма в ЖТФ. 2006. Т. 32, № 15. С. 13.
4. Glyavin M., Luchinin A., Morozkin M. // Rev. Sci. Instr. 2012. V. 83. Art. no. 074706.
5. Ланда П. С. Нелинейные колебания и волны. М.: Наука, 1997. 496 с.
6. Новожилова Ю. В., Рыскин Н. М., Усачёва С. А. // Журн. техн. физ. 2011. Т. 81, № 9. С. 16.
7. Половков И. П. Стабилизация частоты генераторов СВЧ внешним объёмным резонатором. М.: Сов. радио, 1967. 192 с.
8. Козорезов Г. Г. Вакуумная СВЧ электроника: сб. обзоров. Нижний Новгород: Институт прикладной физики РАН, 2002. С. 67.
9. Kazakevich G. M., Jeong Y. U. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sec. A. 2004. V. A528, No. 1/2. P. 115.
10. Ищенко А. С., Новожилова Ю. В., Петелин М. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2006. Т. 49, № 6. С. 537.
11. Novozhilova Yu. V., Ischenko A. S. // J. Infrared, MM&THz Waves. 2011. V. 32, No. 12. P. 1394.
12. Li H., Abraham N. B. // IEEE J. Quant. Electron. 1989. V. 25, No. 8. P. 1782.
13. Ораевский А. Н., Яровицкий А. В., Величанский В. Л. // Квантовая электроника. 2001. Т. 31, № 10. С. 897.
14. Antonsen T. M., Cai S. Y., Nusinovich G. S. // Phys. Fluids B. 1992. V. 4, No 12. P. 4131.
15. Airila M., Dumbrajs O., Kall P., Piosczyk B. // Nuclear Fusion. 2003. V. 43, No. 11. P. 1454.
16. Гинзбург Н. С., Глявин М. Ю., Завольский Н. А. и др. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24, № 11. С. 53.
17. Dumbrajs O., Idehara T., Watanabe S., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. V. 32, No. 3. P. 899.
18. Borie E. // IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques. 2001. V. 49, No. 7. P. 1342.

19. Grudiev A., Schunemann K. // *Int. J. IRMM Waves*. 2003. V. 24, No. 4. P. 429.
20. Glyavin M. Yu., Zapevalov V. E. // *Int. J. IRMM Waves*. 1998. V. 19, No. 11. P. 1499.
21. Dumbrajs O. // *J. IRMM&THz Waves*. 2010. V. 31, No. 8. P. 892.
22. Новожилова Ю. В., Рыскин Н. М., Чумакова М. М. // *Изв. вузов. Прикладная нелинейная динамика*. 2012. Т. 20. № 6. С. 136.
23. Denisov G. G. // *Proc. 9th Int. Workshop Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications*. Nizhny Novgorod, Russia, 2014. P. 7.
24. Батанов Г. М., Колик Л. В., Новожилова Ю. В. и др. // *Журн. техн. физ.* 2001. Т. 71, № 5. С. 90.
25. Рабинович М. И., Трубецков Д. И. *Введение в теорию колебаний и волн*. Ижевск: НИЦ "Регулярная и хаотическая динамика", 2000. 560 с.
26. Бакунин В. Л., Денисов Г. Г., Новожилова Ю. В. // *Письма в ЖТФ*. 2014. Т. 40, № 9. С. 41.
27. Kasparek W., Petelin M. I., Shchegolkov D. Yu., et al. // *Nucl. Fusion*. 2008. V. 48, No. 5. Art. no. 054010.
28. Danilov Y., Denisov G., Khozin M., et al. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2014. V. 42, No. 6. P. 1685.

Поступила в редакцию 2 июня 2015 г.; принята в печать 30 сентября 2015 г.

GYROTRON FREQUENCY STABILIZATION BY A WEAK REFLECTED WAVE

M. Yu. Glyavin, G. G. Denisov, M. L. Kulygin, M. M. Mel'nikova, Yu. V. Novozhilova, and N. M. Ryskin

The possibility of reducing the radiation frequency fluctuations by a factor of 3–5 by using of a nonresonant or highly resonant weak reflecting load for the gyrotrons employed in controlled thermonuclear fusion facilities. The ranges of system parameters where the frequency stabilization is most effective were identified both analytically and numerically.