

11

Стабилизация частоты гиротрона отражением от нерезонансной и резонансной нагрузки

© М.Ю. Глявин^{1,2}, Г.Г. Денисов^{1,2}, М.Л. Кулыгин¹,
Ю.В. Новожилова^{1,2}

¹ Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
Нижний Новгород

E-mail: julia.novozhilova2009@yandex.ru

Поступило в Редакцию 21 ноября 2014 г.

Исследована возможность стабилизации частоты гиротрона под влиянием волны, отраженной от нагрузки, — высокорезонансной или нерезонансной. Аналитически и численно определены области параметров системы, для которых стабилизация частоты наиболее эффективна.

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 для создания комплекса когерентно излучающих гиротронов в больших установках управляемого термоядерного синтеза желательны иметь стабилизированные по частоте источники излучения. В данной работе предлагается метод стабилизации частоты гиротрона отраженной от удаленной нагрузки волной. Влияние запаздывающих отражений на работу автогенераторов, в том числе гиротрона, исследовалось ранее в большом числе публикаций, например в [2–8]. При этом, однако, конкретные схемы стабилизации частоты гиротронов отраженной волной не обсуждались, поскольку в гиротроне с традиционным выходным квазиоптическим преобразователем отраженная волна возвращается в рабочее пространство в виде моды встречного вращения, слабо взаимодействующей с электронным пучком [9]. Недавно в Институте прикладной физики РАН был разработан новый тип выходных квазиоптических преобразователей, трансформирующих пришедшую из выходного тракта волну (отражение или

внешний сигнал) в рабочую моду [10]. Как ожидается, использование таких преобразователей позволит стабилизировать частоту излучения гиротрона.

В данной работе показано, что волна, отраженная от нагрузки — как резонансной, так и нерезонансной, может захватить и стабилизировать частоту излучения гиротрона, если разность частот отраженной и свободно излученной (в отсутствие отражений) волн не превышает величину порядка $|R|\omega_0/Q$ (Q — дифракционная добротность, $|R|$ — модуль коэффициента отражения) [5]. Эта величина является аналогом ширины полосы захвата (или полосы синхронизации) при воздействии на автогенератор заданной внешней монохроматической силы [4].

Самосогласованные уравнения гиротрона, в который из выходного волновода поступает отраженная от нагрузки волна, в приближении фиксированной продольной структуры поля и малого коэффициента отражения имеют вид [2,3,9]

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

Электрическое поле рабочей ТЕ-моды в пространстве взаимодействия представлено в виде $\mathbf{E} = \text{Re}(\mathbf{E}_s(\mathbf{r}_\perp)G(z, t)e^{i\omega_0 t})$, где ω_0 — опорная частота; резонатор гиротрона — отрезок цилиндра со средним радиусом r_0 , близким к критическому; $\mathbf{E}_s(\mathbf{r}_\perp) = -i[\nabla_\perp \psi, \mathbf{z}_0]/k$ описывает поперечную структуру, совпадающую с поперечной структурой одной из мод резонатора, $k = \omega_0/c$, $\psi = J_m(kr)e^{-im\varphi}$, r и φ — радиальная и азимутальная координаты;

$$G(z, t) = a(t)f(z)m_e c \omega_0 \beta_{\perp 0}^3 / (eJ_{m-1}(kr_b)),$$

$a(t) = |a(t)|e^{i\phi(t)}$ — медленно меняющаяся во времени безразмерная комплексная амплитуда поля, $f(z) = \exp(-3(z - z_0)^2/z_0^2)$ — продольная структура поля, предполагается $|f(0)| = |f(2z_0)| = |f_{\max}|/e^3$; a_τ — амплитуда поля в момент времени $t - \tau$, τ — время запаздывания; ω_r — действительная часть частоты холодного резонатора; $R = |R|e^{i\alpha}$ — комплексный коэффициент отражения от нагрузки; $p = (p_x + ip_y)e^{-i(\omega_0 t - (m-1)\varphi)}/(\beta_{\perp 0} m_e c \gamma_0)$ — безразмерный поперечный импульс электрона, p_x , p_y — проекции импульса электрона; $p|_{\xi=0} = e^{i\vartheta_0}$, $\vartheta_0 \in (0, 2\pi)$ — граничные условия на входе в

пространство взаимодействия, $\vartheta_0 = \omega_0 t_0$ — начальная фаза электрона; $\Delta = 2(\omega_0 - \omega_{H0})/(\omega_0 \beta_{\perp 0}^3)$ — расстройка, $\omega_{H0} = eH_0/(m_e c \gamma_0)$ — гиро-частота;

$$\Phi(|a|, \dot{\phi}) = -\frac{I}{2\pi a N} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\xi_0} f^* p d\xi d\vartheta_0 = \Phi_1 + i\Phi_2$$

— комплексная электронная восприимчивость,

$$N = \int_0^{2\xi_0} |f(\xi)|^2 d\xi$$

— норма волны, I_0 — ток в амперах, $m_e c^3/e = 17 \text{ кА}$, $\xi = z\omega_0 \beta_{\perp 0}^2 / (2\beta_{z0} c)$ — безразмерная продольная координата, $\xi_0 = z_0 \omega_0 \beta_{\perp 0}^2 / (2\beta_{z0} c)$,

$$I = 2I_0 J_{m-1}^2(kr_b) / [(m_e c^3/e) \beta_{\perp 0}^2 \beta_{z0} J_m^2(kr_0) ((kr_0)^2 - m^2)],$$

r_b — радиус пучка, Q — добротность резонатора гиротрона, которая предполагается близкой к радиационной добротности.

В стационарных состояниях модуль амплитуды поля $|a_0|$ и сдвиг частоты $\Omega = \dot{\phi}$ относительно опорной определяются уравнениями

$$\Phi_1(|a_0|) = \frac{1}{2Q} + \frac{|R| \cos(\omega_0 \tau + \Omega \tau - \alpha)}{Q},$$

$$\Omega = \omega_0 \Phi_2(|a_0|) + \omega_r - \omega_0 + \frac{|R| \omega_0 \sin(\omega_0 \tau + \Omega \tau - \alpha)}{Q}. \quad (2)$$

Уравнения (1) записаны в предположении, что время пролета электронов через резонатор много меньше остальных характерных времен переходных процессов. Поэтому при малых отражениях можно разложить электронную восприимчивость в ряд, пренебрегая сдвигом частоты: $\Phi_{1,2}(|a_0|, \Omega) \approx \Phi_{1,2}(|\bar{a}_0|, \bar{\Omega}) + \Delta a \Phi'_{1,2}(|\bar{a}_0|, \bar{\Omega})$. Здесь \bar{a}_0 и $\bar{\Omega}$ — амплитуда и сдвиг частоты в автономном стационарном состоянии (при $R = 0$); $\Delta a = |\bar{a}_0| - |a_0|$. Разрешим систему (2) относительно сдвига частоты и найдем его с точностью до $|R|$

$$\Omega = \Phi_2(|\bar{a}_0|) \omega_0 + \omega_r - \omega_0$$

$$+ |R| \omega_0 \sqrt{1 + q^2} \cos(\omega_0 \tau + \Omega \tau - \alpha - \arctg(q^{-1})) / Q, \quad (3)$$

где $q = \Phi'_2(|\bar{a}_0|)/\Phi'_1(|\bar{a}_0|)$. В соответствии с соотношениями Крамерса–Кронига $\Phi'_{1,2}(|a_0|)$ — величины одного порядка, так что величина q порядка единицы.

Решение уравнения (3) для нерезонансной нагрузки показывает, что при $|R|\omega_0\tau/Q < 1$, когда ширина полосы захвата гиротрона отраженной волной $|R|\omega_0/Q$ меньше расстояния между продольными модами линии задержки π/τ , существует только одно устойчивое стационарное состояние, при $|R|\omega_0\tau/Q > 1$ — несколько стационарных состояний. Эти стационарные состояния — продольные моды с одnogорбой структурой поля внутри резонатора и различным числом продольных вариаций поля в линии задержки. Часть состояний могут быть неустойчивыми — при $d\Omega/d\omega_r < 0$ [2,4,5]. Стационарному режиму генерации гиротрона соответствует одна из устойчивых продольных мод.

Изменение какого-либо параметра гиротрона приводит к изменению его холодной частоты ω_r , при этом меняется частота излучения $\omega = \omega_0 + \Omega$. Как следует из (3), производная от частоты излучения по ω_r

$$d\omega/d\omega_r = (d\omega_r/d\Omega)^{-1} \\ = \left(1 + |R|\omega_0\tau \sqrt{1+q^2} \sin(\omega_0\tau + \Omega\tau - \alpha - \text{arctg}(q^{-1}))/Q\right)^{-1} \quad (4)$$

в отсутствие отражения равна единице. Если продольная мода одна ($|R|\omega_0\tau/Q < 1$), то производная $d\omega/d\omega_r$ порядка единицы; в этом случае при медленном изменении холодной частоты ω_r частота и амплитуда излучения меняются плавно, система проходит через последовательность стационарных состояний. Если число устойчивых продольных мод велико ($|R|\omega_0\tau/Q \gg 1$), производная $d\omega/d\omega_r$ может существенно отличаться от единицы, в частности, может быть существенно меньше единицы, т.е. возможна стабилизация частоты. При изменении холодной частоты амплитуда и частота излучения меняются медленно, а производная мала: $d\omega/d\omega_r \ll 1$ до тех пор, пока соответствующая продольная мода не потеряет устойчивость и не исчезнет, при этом система должна скачком перейти в окрестность соседней устойчивой моды. Если менять холодную частоту в обратном направлении, имеет место гистерезис: скачки происходят при других холодных частотах. При изменении длины линии или коэффициента отражения частота и амплитуда излучения меняются аналогичным

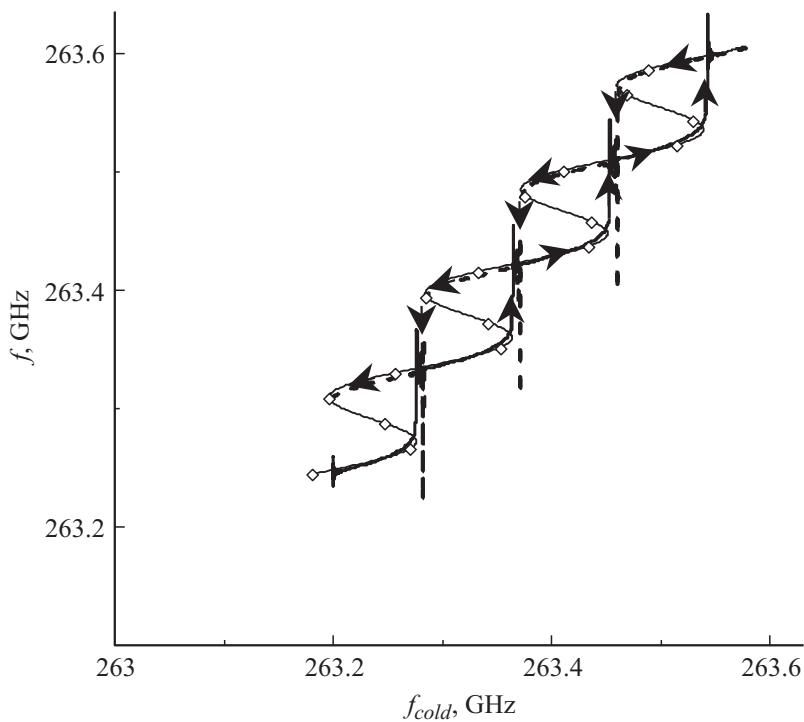


Рис. 1. Зависимость частоты излучения гиротрона $f = \omega/2\pi$ от холодной частоты $f_{cold} = \omega_r/2\pi$ при $R = 0.2$, $\tau = 3000 \cdot 2\pi/\omega_0$, $I_0 = 0.5 \text{ A}$, $r_b = 0.964 \text{ mm}$, $r_0 = 2.537 \text{ mm}$, $\gamma = 1.04$, $\beta_{\perp}/\beta_{\parallel} = 1.25$, $Q = 1000$, параметр $I = 0.00015$, рабочая мода TE53. Сплошная и пунктирная линии — результаты моделирования уравнений (1) при возрастании и убывании f_{cold} , стрелки показывают направление изменения f_{cold} . Сплошная линия, помеченная ромбами, — результат построения $f(f_{cold})$ по формуле (3), справедливой при малых коэффициентах отражения.

образом. Численное моделирование уравнений (1) показало полное соответствие с приведенными выше аналитическими рассуждениями (рис. 1). На каждом шаге интегрирования уравнений (1) частота излучения вычислялась как сумма опорной частоты и производной от фазы поля. На графике зависимости частоты излучения от холодной частоты

(рис. 1) выбросы и затухающие колебания в начале каждой пологой ступеньки соответствуют переходным процессам между продольными модами.

Стабилизация частоты генератора волной, отраженной от резонансной нагрузки, широко используется для различных типов генераторов как в СВЧ-электронике [6], так и в оптике [7]. Можно ожидать, что в гиротроне, как и в этих известных схемах, частота будет удерживаться в узкой полосе, равной ширине полосы нагрузки [6–8], если правильно подобрана фаза отраженного сигнала, т.е. расстояние до отражателя. Амплитуда и фаза коэффициента отражения от внешнего резонатора, возбуждаемого излучением гиротрона, в зависимости от частоты излучения образуют резонансные кривые [11]

$$|R| = R_0(1 + 4(\omega - \omega_{ex})^2 Q_{ex}^2 / \omega_{ex}^2)^{-1/2},$$

$$\alpha = \arctg((2Q_{ex}(\omega - \omega_{ex}))/\omega_{ex}). \quad (5)$$

Здесь Q_{ex} — добротность резонансной нагрузки, ω_{ex} — ее резонансная частота, $\omega = \omega_0 + \dot{\phi}$ — частота излучения; для стационарных состояний $\omega = \omega_0 + \Omega$. Предполагаем, что отражатель расположен достаточно близко к гиротрону: $R_0\omega_0/Q \ll \pi/\tau$, так что фазу запаздывания $\omega\tau$ в (3) можно считать постоянной, близкой к $\omega_0\tau$. При нарушении последнего условия зависимость частоты излучения от холодной частоты была бы изрезанной, что привело бы к отсутствию эффекта стабилизации. Зависимость частоты излучения от холодной частоты вблизи частоты резонансной нагрузки образует гистерезисную петлю (рис. 2). Как следует из (3), (5), производная от частоты излучения гиротрона по холодной частоте равна по порядку величины $d\Omega/d\omega_r \sim (1 + |R|'_\Omega\omega_0/Q + |R|\omega_0\alpha'_\Omega/Q)^{-1} \sim (1 + R_0Q_{ex}/Q)^{-1}$. При условии $Q/Q_{ex} \ll R_0 \ll 1$ абсолютное значение производной мало: $|d\Omega/d\omega_r| \ll 1$, т.е. частота излучения стабилизируется. Рассматриваемые стабилизированные по частоте решения устойчивы при $d\Omega/d\omega_r > 0$ [6,8]. Результаты численного моделирования (рис. 2) показывают, что в полном соответствии с аналитическими выводами [8] форма зависимости частоты излучения от холодной частоты определяется фазой запаздывания. Если отражатель сдвигается на половину длины волны (фаза сдвигается на 2π), форма гистерезисной петли не меняется, а при сдвиге отражателя на меньшее расстояние форма петли и длина пологого „стабилизированного“ участка могут меняться существенно.

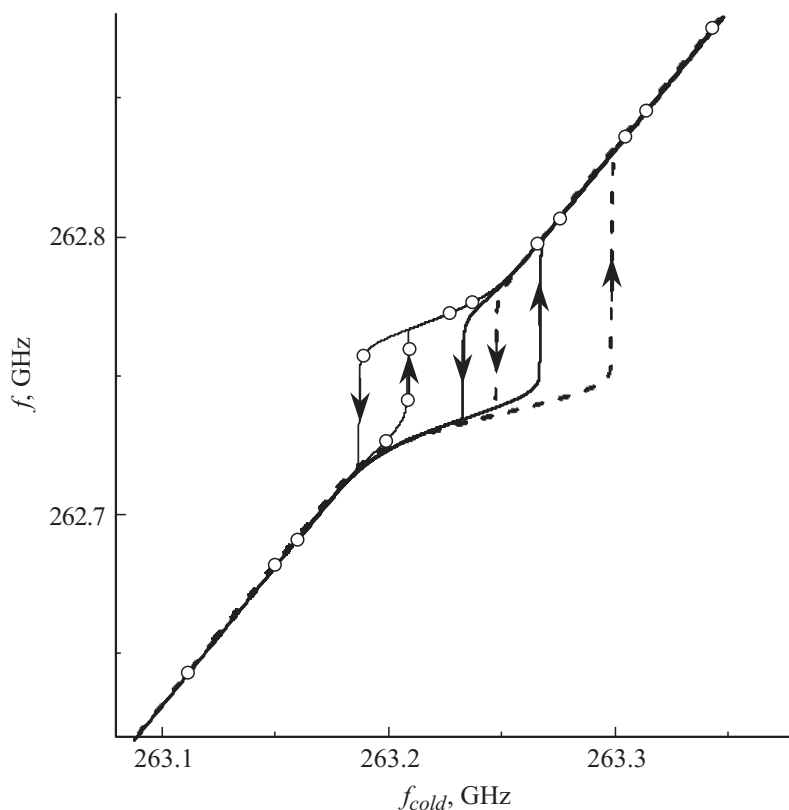


Рис. 2. Зависимость частоты излучения гиротрона с резонансным отражателем от холодной частоты при $R_0 = 0.3$, $Q_{ex} = 15\,000$ и разных фазах запаздывания: линия, помеченная окружностями, — $\tau = 16.45 \cdot 2\pi/\omega_0$, сплошная линия — $\tau = 16.6 \cdot 2\pi/\omega_0$, пунктирная линия — $\tau = 16.75 \cdot 2\pi/\omega_0$. Параметры гиротрона указаны в подписи к рис. 1.

Таким образом, отраженная волна может захватить частоту гиротрона и удерживать ее внутри узкой полосы, равной для нерезонансного отражателя расстоянию между модами длиной линии $\Delta\omega \approx \pi/\tau$, а для резонансного — полосе внешнего резонатора $\Delta\omega \approx \omega_{ex}/Q_{ex}$. При этом холодная частота гиротрона может варьироваться в пределах ширины

полосы захвата отраженной волной $|R|\omega_0/Q$ [5,8]. При стабилизации частоты гиротрона отражением от нерезонансной нагрузки оптимальная фаза отраженной волны вырабатывается автоматически, тогда как при стабилизации частоты отражением от резонансной нагрузки фаза отраженной волны должна подбираться специально, например путем изменения расстояния до отражателя или с помощью фазовращателя [6].

Авторы благодарны М.И. Петелину и Н.М. Рыскину за полезные замечания и советы при выполнении этой работы.

Работа поддержана грантом РФФ 14-29-00192.

Список литературы

- [1] *Litvak A., Denisov G., Myasnikov V. et al. // Int. J. IRMM Waves. 2011. V. 32. Iss. 3. P. 337–342.*
- [2] *Antonsen T.M., Cai S.Y., Nusinovich G.S. // Phys. Fluids. B. 1992. V. 4. N 12. P. 4131–4139.*
- [3] *Glyavin M.Yu., Zapevalov V.E. // Int. J. IRMM Waves. 1998. V. 19. N 11. P. 1499–1511.*
- [4] *Ланда П.С. Нелинейные колебания и волны. М.: Наука, Физматлит, 1997.*
- [5] *Новожилова Ю.В., Рыскин Н.М., Усачева С.А. // ЖТФ. 2011. Т. 81. В. 9. С. 16–22.*
- [6] *Половков И.П. Стабилизация частоты генераторов СВЧ внешним объемным резонатором. М.: Сов. радио, 1967.*
- [7] *Oraevsky A.N., Yarovitsky A.V., Velichansky V.L. // Quantum. Electron. 2001. V. 31. N 10. P. 897–903.*
- [8] *Novozhilova Yu.V., Ischenko A.S. // J. Infrared, MM&THz Waves. 2011. V. 32. N 12. P. 1394–1406.*
- [9] *Новожилова Ю.В., Рыскин Н.М., Чумакова М.М. // Изв. вузов. ПНД. 2012. Т. 20. № 6. С. 136–147.*
- [10] *Denisov G.G. // Proc. 9th Int. Workshop Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications. Nizhny Novgorod, 2014. P. 7.*
- [11] *Danilov Y.Y., Denisov G.G., Khozin M.A., Panin A. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2014. V. 42. Iss. 6. P. 1685–1689.*