

12

Преобразование частоты излучения мощных гиротронов в условиях обратного рамановского рассеяния на дополнительном электронном пучке

© Н.С. Гинзбург, Л.А. Юровский, И.В. Зотова, А.С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия
E-mail: ginzburg@appl.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 15 ноября 2018 г.

В окончательной редакции 15 ноября 2018 г.

Принято к публикации 21 ноября 2018 г.

Показана перспективность использования режима рамановского рассеяния попутной с электронным пучком волны накачки во встречную сигнальную волну для перестройки частоты излучения. Абсолютная неустойчивость, развивающаяся в данной системе, обеспечивает генерацию рассеянного сигнала в отсутствие внешних резонаторов, что позволяет при изменении энергии электронов плавно изменять частоту рассеянного излучения в пределах 20–40% при использовании в качестве накачки излучения мощных гиротронов.

DOI: 10.21883/PJTF.2019.04.47329.17593

Прогресс в разработке мощных СВЧ-генераторов, в частности гиротронов [1,2], расширяет сферу перспективных приложений, для которых может быть существенно управление спектром излучения. Так, при использовании гиротронов в установках термоядерного синтеза в качестве источника для нагрева плазмы выбираются фиксированные частоты излучения, являющиеся компромиссом между поглощением в центральных и периферических областях плазмы. Вместе с тем, как показано в [3], нагрев может быть значительно эффективнее, если допустить возможность перестройки частоты падающего излучения миллиметрового диапазона. Кроме того, важным приложением сигналов с быстро перестраиваемой частотой является возможность формирования коротких импульсов с высокой пиковой интенсивностью за счет сжатия частотно-модулированного сигнала в диспергирующих линиях, например, на основе спирально гофрированных волноводов [4,5].

Для перестройки частоты в работе предлагается использовать режим вынужденного рамановского рассеяния мощного микроволнового излучения на дополнительном слабoreлятивистском электронном пучке. В настоящее время рамановское рассеяние в плазме широко исследуется для компрессии и усиления импульсов оптического диапазона [6–8]. При использовании электронного пучка становятся существенными эффекты доплеровского смещения частоты, когда величина перестройки становится сравнимой по порядку с частотой накачки и рассеянного сигнала. При попутной с электронами волне накачки и встречной рассеянной волне осуществляется перекачка энергии из более высокочастотного излучения в низкочастотное с развитием абсолютной неустойчивости для рассеянного излучения. В таких условиях самовозбуждение системы имеет место в отсутствие внешних резонаторов, что обуславливает возможность плавной перестройки частоты рассеянной (сигнальной) волны при изменении энергии электронного пучка.

В качестве модели исследуем систему, изображенную на рис. 1, а, где попутная электронам волна накачки рассеивается в волноводе на слабoreлятивистском цилиндрическом электронном пучке во встречную сигнальную волну с понижением частоты. Предполагается, что электронный пучок фокусируется сильным продольным магнитным полем \mathbf{H}_0 . При рассеянии моды $TE_{n,m}$ волны накачки (индекс i) в аналогичную моду рассеянного сигнала (индекс s) поля волн задаются вектор-потенциалами

$$\mathbf{A}_j(\mathbf{r}, t) = \text{Re}(\hat{A}_j(z)\mathbf{F}(\mathbf{r}_\perp)e^{i(\omega_j t - h_j z)}), \quad j = i, s. \quad (1)$$

Здесь функции $\mathbf{F}(\mathbf{r}_\perp) = \chi_{n,m}^{-1}[\nabla_\perp \psi \times \mathbf{z}_0]$, описывающие поперечные структуры полей, выражаются через мембранные функции $\psi = J_n(\chi_{n,m} r_\perp) \exp(in\varphi)$, где J_n — функция Бесселя, $\chi_{n,m} = \sqrt{k_j^2 - h_j^2}$ — поперечные волновые числа, $k_j = \omega_j/c$. Введение в систему сильного ведущего магнитного поля позволяет увеличить поперечные осцилляции электронов в поле накачки. При этом величина магнитного поля должна быть достаточно далека от циклотронного резонанса с волной накачки, а включение полей сигнала и накачки должно происходить адиабатически плавно

$$(\omega_i - h_i V_\parallel - \omega_{H_0}) l_{sw} V_\parallel^{-1} \gg 2\pi, \quad (2)$$

где l_{sw} — длина области включения, ω_{H_0} — гирочастота, $V_\parallel = \beta_\parallel c$ — поступательная скорость электронов. В противном случае будет иметь место возбуждение паразитных циклотронных осцилляций за счет отбора энергии у волны накачки.

При достаточно большой плотности электронный пучок может быть представлен как материальная среда, в которой возбуждаются волны пространственного заряда. В пучке, поглощающем энергию волны накачки, в условиях резонанса

$$\omega_i - h_i V_\parallel - \omega_s - h_s V_\parallel = \omega_{p\parallel} \quad (3)$$

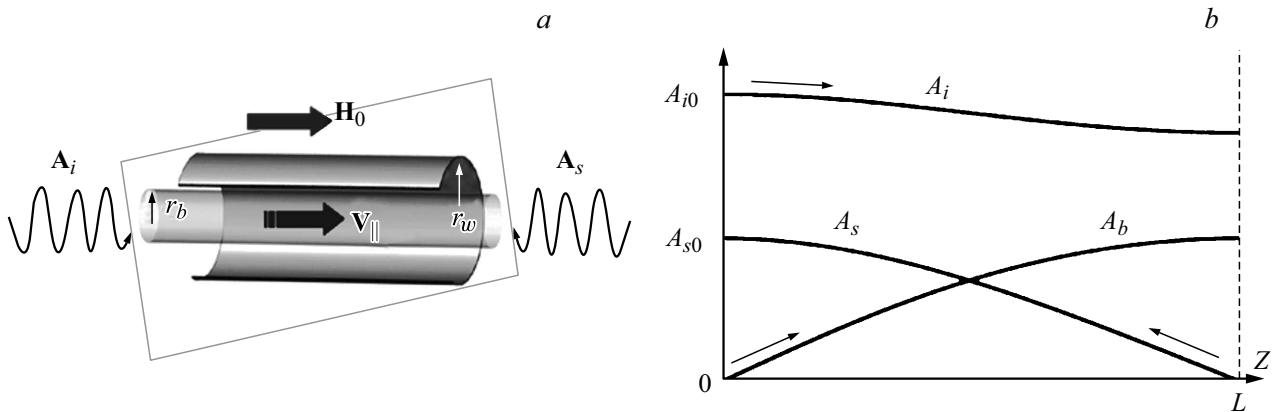


Рис. 1. *a* — модель системы, в которой попутная волна накачки рассеивается в низкочастотную встречную волну на слабorelatивистском замагниченном электронном пучке; *b* — продольные распределения амплитуд волн в стационарном режиме генерации, полученные из решения уравнений трехволнового взаимодействия (4) при $L = 4$, $A_{i0} = 1$.

(где $\omega_{p\parallel}$ — продольная плазменная частота) возбуждается быстрая волна пространственного заряда, обладающая положительным знаком энергии. Вынужденное рамановское рассеяние на быстрой волне пространственного заряда описывается следующей системой трехволновых уравнений [9]:

$$\frac{dA_b}{dZ} = A_i A_s, \quad \frac{dA_i}{dZ} = -A_b A_s, \quad \frac{dA_s}{dZ} = -A_b A_i \quad (4)$$

с граничными условиями

$$A_b|_{Z=0} = 0, \quad A_s|_{Z=L} = 0, \quad A_i|_{Z=0} = A_{i0}. \quad (5)$$

Поскольку генерация имеет место при точном синхронизме (3), амплитуды волн в (4) можно считать действительными величинами [9]. Здесь $A_{i,s} = e\hat{A}_{i,s}/2\gamma_0 m_e c^2 \sqrt{G_{i,s}}$ — нормированные амплитуды волн, A_b — амплитуда быстрой пучковой волны, $G_{i,s} = eI_b T/4\gamma_0 m_e c^2 h_{i,s} \omega_c r_w^2 N$, $G_b = Tr_b \omega_c c \sqrt{\mu\gamma_0 m_e}/\sqrt{8V_{\parallel 0} e I_b D}$, I_b — полный ток пучка, r_w — радиус волновода, r_b — радиус инжекции электронов, N — норма волноводной моды, $Z = z\sqrt{G_i G_s G_b} \omega_c/c$, $L = l\sqrt{G_i G_s G_b} \omega_c/c$, l — длина пространства рассеяния, $\mu = \beta_{\parallel 0}^{-2}$ — параметр группировки, $\omega_c = \omega_i - \omega_s$ — комбинационная частота,

$$D = (\chi_c r_b)^2 \frac{I_0(\chi_c r_b)}{I_0(\chi_c r_w)} (K_0(\chi_c r_b) I_0(\chi_c r_w) - I_0(\chi_c r_b) K_0(\chi_c r_w))$$

— коэффициент депрессии сил пространственного заряда, $\chi_c = \sqrt{(h_i - h_s)^2 - \omega_c^2/c^2}$ [10],

$$T = J_{n-1}^2(\chi_{n,m} r_b) \frac{\omega_i - h_i V_{\parallel}}{\omega_i - h_i V_{\parallel} - \omega_{H_0}}$$

— коэффициент связи электромагнитных волн.

С учетом интегралов

$$A_i^2 - A_s^2 = A_{i0}^2 - A_{s0}^2, \quad A_s^2 + A_b^2 = A_{s0}^2, \quad (6)$$

которые представляют собой законы сохранения числа квантов, уравнения (4) сводятся к одному уравнению для амплитуды сигнальной волны

$$\frac{dA_s}{dZ} = -\sqrt{A_{i0}^2 - A_{s0}^2 + A_s^2} \sqrt{A_{s0}^2 - A_s^2}, \quad (7)$$

где $A_{s0} = A_s|_{Z=0}$ — амплитуда сигнальной волны на выходе из области рассеяния.

В стационарном режиме генерации продольное распределение амплитуд волн описывается с помощью эллиптических функций Якоби (рис. 1, *b*). Так, интегрируя (7), для амплитуды сигнальной волны имеем

$$A_s = A_{s0} c n[A_{i0} Z, \sqrt{R}]. \quad (8)$$

Здесь $R = A_{s0}^2/A_{i0}^2$ — коэффициент использования накачки (квантовый выход), характеризующий число квантов накачки, преобразованных в кванты сигнала. Он находится из соотношения

$$A_{i0} L = K(\sqrt{R}), \quad (9)$$

которое следует из (8) при $Z = L$. Здесь $K(x)$ — полный эллиптический интеграл первого рода. При $R \rightarrow 0$ из уравнения (9) получаем условие самовозбуждения, которое для низшей продольной моды имеет вид

$$A_{i0} L_{st} = \pi/2. \quad (10)$$

Переходя к физическим переменным, для стартового тока имеем

$$I_{st} = 2\pi^4 I_0 \frac{P_0^2}{P_i^2} \frac{\omega_i^2 h_s^2 h_i^2}{T^4 \omega_c^4 l^4} \beta_{\parallel 0}^7 \frac{r_w^8 D N^4}{r_b^2}, \quad (11)$$

где P_i — мощность накачки на входе в систему, $P_0 = 8.7 \text{ GW}$, $I_0 = 17 \text{ kA}$. Очевидно, что этот ток должен быть существенно ниже предельного вакуумного тока, пропускаемого цилиндрическим волноводом, который для замагниченного трубчатого электронного пучка

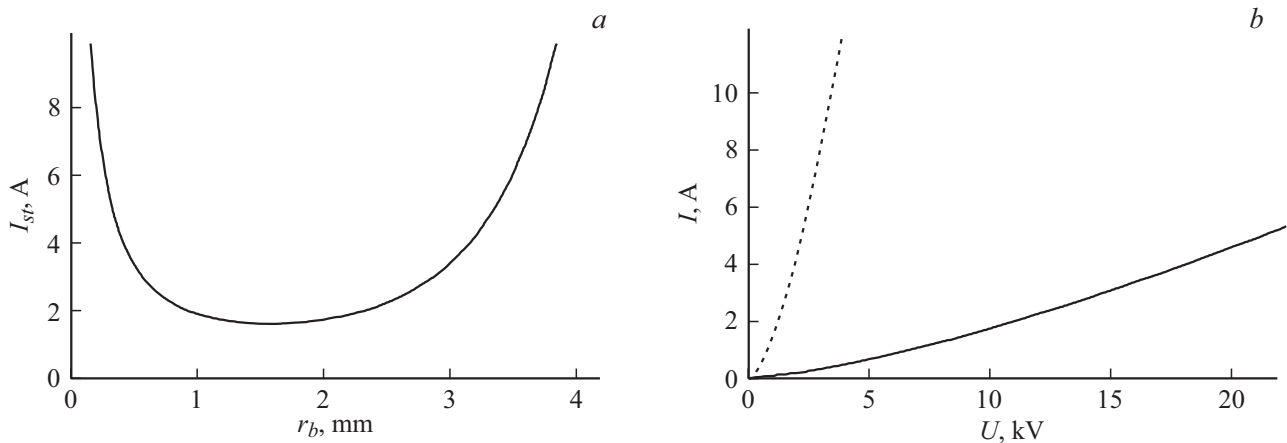


Рис. 2. *a* — зависимость стартового тока от радиуса инжекции электронов для рассеяния мод $TE_{1,1}$; *b* — зависимость предельного (пунктирная кривая) и стартового (сплошная кривая) тока от ускоряющего напряжения при $r_b = 1.6$ mm. $P_i = 1$ MW, $\lambda_i = 2$ mm, $r_w = 6$ mm и $l = 30$ cm.

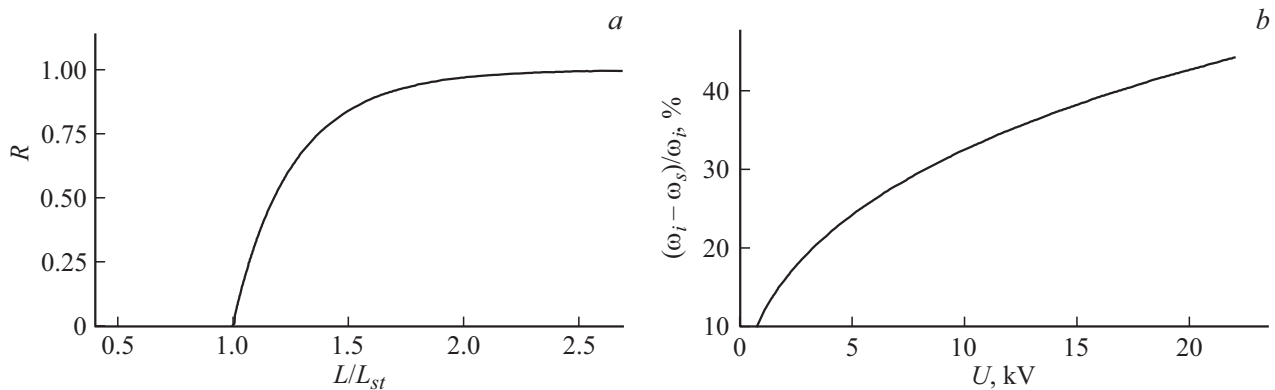


Рис. 3. *a* — зависимость квантового выхода от длины области рассеяния; *b* — зависимость относительной величины перестройки частоты рассеянной волны от ускоряющего напряжения. Параметры те же, что для рис. 2.

в слаборелятивистском приближении дается выражением [11]:

$$I_{\max} = \frac{17[\text{kA}]}{2 \ln(r_w/r_b)} \beta_{||0}^3. \quad (12)$$

Оценки параметров проводились при мощности накачки $P_i = 1$ MW и длине волны $\lambda_i = 2$ mm. Предполагалось, что как волна накачки, так и рассеянная волна представляют собой моды $TE_{1,1}$ цилиндрического волновода. Радиус и длина секции рассеяния были выбраны равными $r_w = 6$ mm и $l = 30$ cm соответственно. Величина магнитного поля H_0 была отстроена от резонансного значения на 3%. Согласно рис. 2, *a*, существует оптимальный радиус пучка $r_{b,\min}$, при котором достигается минимальное значение стартового тока. При выбранных параметрах он составляет $r_{b,\min} = 1.6$ mm.

Дальнейшие расчеты проводились при указанном оптимальном радиусе инжекции электронного пучка. Как видно из рис. 2, *b*, в том случае, когда ускоряющее напряжение находится в диапазоне значений $U = 5$ –20 kV величина стартового тока не превышает 6 А и остается значительно меньше предельного тока I_{\max} . Оценка кван-

тового выхода R по формуле (9) показывает, что с увеличением длины пространства рассеяния L коэффициент трансформации волн асимптотически стремится к единице (рис. 3, *a*). В частности, для ускоряющего напряжения $U = 10$ kV, тока $I = 3.5$ А и длины области рассеяния 30 cm мощность сигнальной волны на выходе составляет $P_s = 700$ kW. При увеличении тока до $I = 5$ А мощность поднимается до $P_s = 940$ kW.

Величина перестройки частоты (рис. 3, *b*) находится из условия синхронизма (3) и при вариации напряжения в указанных пределах составляет 20–40% от частоты накачки. Заметим, что при среднем ускоряющем напряжении 10 kV для модуляции частоты выходного излучения в пределах $\pm 3.5\%$ от центральной частоты (например, для последующего сжатия) достаточно вариации напряжения в пределах ± 2.5 kV.

Как уже отмечалось, для получения генерации на комбинационном синхронизме (3) без возбуждения паразитных циклотронных колебаний необходимо адиабатически плавное включение полей, когда возбуждаются лишь вынужденные осцилляции электронов в поле накачки. Для используемого диапазона частот и энергий элек-

тронов оценка характерной длины области включения l_{sw} по формуле (2) показывает, что она находится в пределах 2.5–3 см. Заметим также, что напряженность радиального электрического поля на стенках волновода $E_r(r = r_w)$ указанного сечения при мегаваттном уровне мощности волны накачки составляет величину порядка 17 кВ/см и не превышает порога развития высокочастотных пробоев.

Таким образом, проведенные оценки параметров показали перспективность исследованной схемы, основанной на обратном рамановском рассеянии для плавной перестройки частоты в пределах 20–40% от частоты падающего излучения, генерируемого гиротронами мегаваттного уровня мощности. Вместе с тем очевидно, что для реализации режима вынужденного обратного рассеяния необходима высокая плотность пучков в области рассеяния. В то же время, поскольку речь идет о пучках относительно низких энергий, ток эмиссии с катода сильно ограничен (закон „трех вторых“). Однако с учетом того, что в данном случае в энергию рассеянной волны преобразуется энергия волны накачки, а не кинетическая энергия электронов, представляется перспективной схема с частичным торможением электронов перед влетом в область рассеяния. При этом анодное напряжение может быть довольно высоким, что обеспечивает достаточно высокий ток инжекции, а последующее торможение пучка позволяет обеспечить необходимую высокую плотность частиц в области рассеяния.

Работа поддержана грантом РФФИ 16-42-01078.

Список литературы

- [1] *Belov Y.N., Chirkov A.V., Denisov G.G., Efimov E.V., Ereemeev A.G., Litvak A.G., Malygin V.I., Miasnikov V.E., Popov L.G., Roy I.N., Sokolov E.V., Soluyanov E.A., Tai E.M., Usachev S.V.* Completion phase of Russian gyrotron system development for ITER // Proc. of 41st Int. Conf. on infrared, millimeter, and terahertz waves. IEEE, 2016. P. 1–2. DOI: 10.1109/IRMMW-THz.2016.7758426
- [2] *Glyavin M.Yu., Denisov G.G.* Development of high power THz band gyrotrons and their applications in physical research // Proc. of 42nd Int. Conf. on infrared, millimeter, and terahertz waves. IEEE, 2017. P. 1–2. DOI: 10.1109/IRMMW-THz.2017.8067024
- [3] *Zohm H., Thumm M.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2005. V. 25. P. 274–282.
- [4] *Burt G., Samsonov S.V., Phelps A.D.R., Bratman V.L., Ronald K., Denisov G.G., He W., Young A.R., Cross A.W., Konoplev I.V., Yin H., Whyte C.G.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2005. V. 33. N 2. P. 661–667.
- [5] *Samsonov S.V., Phelps A.D.R., Bratman V.L., Burt G., Denisov G.G., Cross A.W., Ronald K., He W., Yin H.* // Phys. Rev. Lett. 2004. V. 92. N 11. P. 118301.
- [6] *Malkin V.M., Shvets G., Fisch N.J.* // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. N 22. P. 4448–4451.
- [7] *Dodin I.Y., Fraiman G.M., Malkin V.M., Fisch N.J.* // ЖЭТФ. 2002. Т. 122. В. 4. С. 723–737.
- [8] *Balakin A.A., Fisch N.J., Fraiman G.M., Malkin V.M., Toroker Z.* // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. N 10. P. 102311.
- [9] *Гинзбург Н.С.* // ЖТФ. 1985. Т. 55. В. 1. С. 47–52.
- [10] *Гинзбург Н.С., Новожилова Ю.В.* // Радиотехника и электроника. 1984. Т. 29. № 12. С. 2419–2429.
- [11] *Цимринг Ш.Е.* Введение в высокочастотную вакуумную электронику и физику электронных пучков. Н. Новгород: ИПФ РАН, 2012. 576 с.