

УДК 621.385.6

УМНОЖЕНИЕ ЧАСТОТЫ В СИЛЬНОТОЧНОМ РЕЛЯТИВИСТСКОМ ГИРОТРОНЕ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ МОЩНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА

© 2023 г. А. Н. Леонтьев^{1, *}, Р. М. Розенталь^{1, 2}, Н. С. Гинзбург¹, И. В. Зотова¹,
А. М. Малкин^{1, 2}, А. С. Сергеев¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Федеральный исследовательский центр
Институт прикладной физики Российской академии наук”, Нижний Новгород, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет имени Н.И. Лобачевского”,
Нижний Новгород, Россия

*E-mail: leontiev@ipfran.ru

Поступила в редакцию 29.08.2022 г.

После доработки 16.09.2022 г.

Принята к публикации 26.09.2022 г.

В рамках усредненных уравнений и на основе трехмерного моделирования методом крупных частиц исследован режим умножения частоты в сильноточном релятивистском гиротроне диапазона 0.1 ТГц. Показано, что отношение мощности излучения на третьей гармонике к уровню генерации на основном циклотронном резонансе может составлять 0.4–0.8%, что позволяет рассчитывать на получение излучения в диапазоне 0.3 ТГц субмегаваттного уровня мощности.

DOI: 10.31857/S0367676522700107, EDN: JJCLJD

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время одними из наиболее мощных источников излучения терагерцевого диапазона являются гиротроны, которые в импульсном режиме обеспечивают уровни мощности в сотни киловатт в терагерцевом диапазоне при работе на основном циклотронном резонансе [1, 2]. Однако необходимость создания достаточно сильных магнитных полей в большом объеме является одним из ключевых факторов, ограничивающих продвижение мощных гиротронов в более высокочастотные диапазоны. К примеру, в случае сильноточного гиротрона диапазона 0.3 ТГц требуется магнитное поле около 20 Тл [3].

В этой связи, как с целью повышения частоты генерации при заданной величине магнитного поля, так и для снижения магнитного поля на заданной частоте, представляет интерес исследование возбуждения в гиротронах на циклотронных гармониках. Одной из привлекательных возможностей здесь является использование эффекта умножения частоты [4, 5]. При этом, поскольку электронный пучок является нелинейной средой, в нем под воздействием внешней или сгенерированной самим пучком низкочастотной волны возникают гармоники тока, которые обеспечивают последующее высокочастотное излучение на гармониках частоты низкочастотной волны.

В случае слабoreлятивистских винтовых электронных пучков значительным недостатком описанного механизма является низкий коэффициент нелинейной трансформации, который определяется как отношение мощности высокочастотного излучения к уровню низкочастотной генерации на основном циклотронном резонансе. Это обусловлено, с одной стороны, неэквидистантностью спектра мод цилиндрических волноводов, типично используемых в гиротронах, а, с другой, — быстрым спаданием коэффициентов связи с увеличением номера гармоники. В частности, проведенные в [6, 7] измерения мощности для слабoreлятивистского гиротрона с рабочей частотой 0.26 ТГц показали, что значения коэффициента нелинейной трансформации на второй циклотронной гармонике на частоте 0.52 ТГц составили 10^{-4} (т.е., около 0.01% относительно мощности излучения на первой гармонике), а для третьей циклотронной гармоники на частоте 0.78 ТГц — около 10^{-6} (0.0001%). В то же время, хорошо известно, что степень спада коэффициентов связи на гармониках уменьшается с увеличением энергии электронов [8].

В данной работе показано, что при использовании релятивистского сильноточного винтового электронного пучка, коэффициент нелинейной трансформации в гиротроне увеличивается на не-

скольких порядков. В результате мощность генерации на третьей гармонике может составлять десятые доли процента относительно мощности генерации на первой гармонике.

МОДЕЛИРОВАНИЕ В РАМКАХ УСРЕДНЕННОГО ПОДХОДА

Рассмотрим модель гиротрона в виде отрезка слабонерегулярного цилиндрического волновода радиусом R_0 , в котором винтовой электронный пучок возбуждает несколько ТЕ-мод с номерами $n = 1, 2, 3, \dots$ и значениями азимутального и радиального индексов m_n и q_n , соответственно. Будем полагать, что каждая мода взаимодействует с пучком на s_n -ой циклотронной гармонике; при этом частота излучения на заданной моде близка как к критической частоте моды в резонаторе $\bar{\omega}_n^c$, так и к величине $s_n \omega_H^0$, где $\omega_H^0 = eH_0/m_e c \gamma_0$ – гирочастота, H_0 – величина ведущего магнитного поля, γ_0 – релятивистский масс-фактор. Электрическое поле каждой из мод в рабочем пространстве может быть представлено в виде

$$\vec{E}_n = \text{Re} \left(A_n(z, t) \vec{E}_\perp^n(r) \exp(i s_n \omega_H^0 t - i m_n \varphi) \right), \quad (1)$$

где $A_n(z, t)$ – медленно меняющаяся комплексная амплитуда моды с номером n , функция $\vec{E}_\perp^n(r)$ описывает радиальную структуру моды, φ – азимутальный угол. Электронно-волновое взаимодействие с учетом разброса по скоростям в электронном пучке может быть описано следующей системой уравнений (ср. с [9]):

$$\begin{aligned} i \frac{\partial^2 a_n}{\partial Z^2} + s_n \frac{\partial a_n}{\partial \tau} + (i \Delta_n + i \delta_n(Z) + \sigma_n) a_n = \\ = i \frac{G_n}{4\pi^2} \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{i(m_n - s_n)\varphi} \int_0^{2\pi} \alpha(p_0) \int_0^{2\pi} p^s d\theta_0 dp_0 d\varphi}{\int_0^{2\pi} \alpha(p_0) \sqrt{g_0^2 + 1 - \bar{g}_0^2 |p_0|^2} dp_0}, \quad (2) \\ \sqrt{g_0^2 + 1 - \bar{g}_0^2 |p_0|^2} \frac{\partial p}{\partial Z} + \frac{\bar{g}_0^2}{4} \frac{\partial p}{\partial \tau} + ip (|p|^2 - |p_0|^2) = \\ = i \sum_n a_n (p^*)^{s_n - 1} e^{-i(m_n - s_n)\varphi}, \end{aligned}$$

где

$$a_n = \frac{e A_n J_{m_n - s_n}(v_{m_n, q_n} R_b / R_0) s_n^{s_n} \bar{\beta}_{\perp 0}^{s_n - 4}}{m c \omega_H^0 2^{s_n - 1} s_n! \gamma_0}, \quad (3)$$

безразмерная амплитуда поля

$$Z = \frac{\bar{\beta}_{\perp 0}^2 \omega_H^0}{2 \bar{\beta}_{\parallel 0} c} z, \quad \tau = \frac{\bar{\beta}_{\perp 0}^4}{8 \bar{\beta}_{\parallel 0}^2} \omega_H^0 t, \quad (4)$$

безразмерные продольная координата и время, $\bar{\beta}_{\perp 0} = \bar{V}_{\perp 0}/c$ и $\bar{\beta}_{\parallel 0} = \bar{V}_{\parallel 0}/c$ – средние значения нормированной поперечной и продольной скорости электронов на входе в область взаимодействия, $g_0 = \bar{\beta}_{\perp 0}/\bar{\beta}_{\parallel 0}$ – соответствующий питч-фактор,

$$p = \frac{(p^x + i p^y) e^{-i s_n \omega_H t + i(m_n - 1)\varphi}}{m \bar{V}_{\perp 0} \gamma_0} \quad (5)$$

нормированный на среднее начальное значение комплексный поперечный импульс,

$$\Delta_n = \frac{8 \bar{\beta}_{\parallel 0}^2 s_n^2 \omega_H^0 - \bar{\omega}_n^c}{\bar{\beta}_{\perp 0}^4 \bar{\omega}_n^c} \quad (6)$$

циклотронная расстройка для моды с номером n ,

$$\delta_n(Z) = \frac{8 \bar{\beta}_{\parallel 0}^2 s_n^2 \bar{\omega}_n^c - \omega_n^c(Z)}{\bar{\beta}_{\perp 0}^4 \bar{\omega}_n^c} \quad (7)$$

геометрическая расстройка, описывающая профиль резонатора $R(z)$, $\omega_n^c(Z) = v_{m_n, q_n} c / R(z)$ – функция, задающая зависимость критической частоты моды с номером n от продольной координаты,

$$\begin{aligned} G_n = 64 \frac{e I_b \bar{\beta}_{\parallel 0} \bar{\beta}_{\perp 0}^{2(s_n - 4)}}{m_e c^3 \gamma_0} \times \\ \times s_n^3 \left(\frac{s_n^{s_n}}{2^{s_n} s_n!} \right)^2 \frac{J_{m_n - s_n}^2(v_{m_n, q_n} R_b / R_0)}{(v_n^2 - m_n^2) J_{m_n}^2(v_{m_n, q_n})} \end{aligned} \quad (8)$$

– параметр возбуждения для пучка с радиусом инжекции R_b и током I_b , v_{m_n, q_n} – корень с номером q_n уравнения $J'_{m_n}(v) = 0$,

$$\sigma_n = 4 \frac{\bar{\beta}_{\parallel 0}^2 s_n^2}{\bar{\beta}_{\perp 0}^4 Q_n} \quad (9)$$

коэффициент поглощения,

$$Q_n = \frac{R_0}{d_n} \left(1 - \frac{m_n^2}{v_{m_n, q_n}^2} \right), \quad (10)$$

омическая добротность для моды с номером n , d_n – соответствующая толщина скин-слоя. Для учета начального разброса электронов по поперечным скоростям использовалась гауссова функция распределения:

$$\alpha(p) = \frac{\sum_{j=-M}^M e^{-j^2 \chi} \int_0^{2\pi} p_j^{s_n} d\theta_0}{\sum_{j=-M}^M e^{-j^2 \chi} \sqrt{g^2 + 1 - g^2 |p_j^0|^2}}, \quad (11)$$

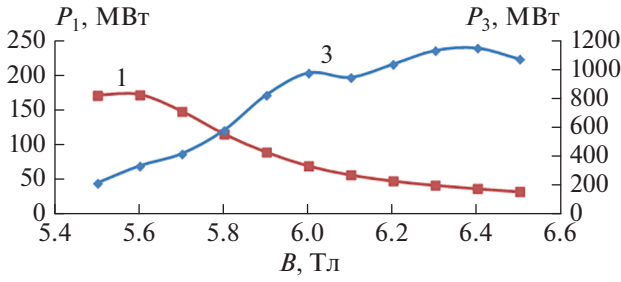


Рис. 1. Моделирование на основе усредненных уравнений. Зависимость мощности генерации на основной гармонике P_1 и третьей гармонике P_3 от величины магнитного поля.

где целое число M определяет число фракций электронов, равное $2M + 1$, p_j – значение комплексного поперечного импульса для j -й фракции электронов, χ – параметр относительной ширины гауссовой кривой распределения.

Будем считать, что на входе в пространство взаимодействия электроны равномерно распределены по фазам циклотронного вращения

$$p_j(Z=0) = p_j^0 e^{i\theta_0}, \quad \theta_0 \in [0, 2\pi]. \quad (12)$$

В свою очередь $p_j^0 = (1 + \epsilon j) e^{i\theta}$, где ϵ – параметр абсолютной величины разброса.

Во входном и выходном сечениях пространства взаимодействия используется излучательное граничное условие [10]:

$$\begin{aligned} a_n(Z=0, \tau) - \frac{e^{-i(\Delta_n + \delta_n(0) + \sigma_n)/s_n}}{\sqrt{i\pi s_n}} \times \\ \times \int_0^\tau \frac{e^{-i(\tau-\tau')}}{\sqrt{\tau-\tau'}} \frac{\partial a_n(0, \tau')}{\partial Z} d\tau' = 0, \\ a_n(Z=L, \tau) + \frac{e^{-i(\Delta_n + \delta_n(L) + \sigma_n)/s_n}}{\sqrt{i\pi s_n}} \times \\ \times \int_0^\tau \frac{e^{-i(\tau-\tau')}}{\sqrt{\tau-\tau'}} \frac{\partial a_n(L, \tau')}{\partial Z} d\tau' = 0, \end{aligned} \quad (13)$$

где L – нормированная длина резонатора.

В использованных нормировках мощность излучения каждой из мод в выходном сечении находится по формуле

$$P_n \text{ [кВт]} = 511.765J [A] \frac{\gamma_0 \beta_{\perp 0}^2}{G_n} \text{Im} \left(a_n \frac{\partial a_n^*}{\partial Z} \right) \Bigg|_{Z=L}. \quad (14)$$

Рассмотрим релятивистский гиротрон диапазона 0.1 ТГц с рабочей модой $TE_{-4,2}$, возбуждаемый винтовым электронным пучком с энергией 500 кэВ и током 2 кА. Для удобства будем полагать, что рабочая мода на основной гармонике гирочастоты имеет номер 1, соответственно $s_1 = 1$,

$m_1 = -4$, $q_1 = 2$. Известно, что для эффективного умножения излучения в гармонику с номером s_n , необходимо, чтобы азимутальные индексы мод на первой и n -ой циклотронных гармониках удовлетворяли соотношению

$$m_n = s_n m_1, \quad (15)$$

и, одновременно, выполнялось условие кратности критических частот

$$\bar{\omega}_n^c \approx s_n \bar{\omega}_1^c, \quad (16)$$

Последнее условие удобно переписать для значений собственных чисел мод:

$$v_{m_n, q_n} \approx s_n v_{m_1, q_1}. \quad (17)$$

Рассмотрим умножение в гармонику с номером $s_2 = 3$ на частоте 0.3 ТГц. Согласно условию (15), азимутальный индекс высокочастотной моды будет равен $m_2 = -12$. В свою очередь, условие (17) будет лучше всего выполняться для моды $TE_{-12,4}$, так что $q_2 = 4$. Для величины начального разброса электронов по поперечным скоростям 20% и среднего начального значения питч-фактора $g_0 = 1$ значения параметров в выражениях (11), (12) примут значения $\epsilon = 0.04$, $\chi = 0.33$.

На рис. 1 показана рассчитанная на основе уравнений (2) зависимость мощности излучения от величины магнитного поля. Максимальная мощность излучения на основном циклотронном резонансе P_1 достигает почти 200 МВт при магнитном поле около 5.5 Тл и плавно спадает по мере его увеличения. В свою очередь, по мере роста магнитного поля, мощность излучения на третьей гармонике плавно нарастает, достигая максимального значения более 1 МВт.

ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ КРУПНЫХ ЧАСТИЦ

Для более полного анализа характеристик генерации на высоких циклотронных гармониках расчеты гиротрона были также выполнены на основе трехмерного PIC-моделирования методом крупных частиц с использованием программы CST Particle Studio. В моделировании винтовой электронный пучок с начальной энергией 500 кэВ, током 2 кА и разбросом по скоростям около 20% возбуждал резонатор гиротрона на моде $TE_{-4,2}$ на частоте 0.1 ТГц. На рис. 2а представлена геометрия пространства взаимодействия, мгновенное положение макрочастиц и их распределение по энергиям. Использовалось около 300 тысяч макрочастиц, количество узлов сетки составляло около 25 млн. После окончания взаимодействия электронный пучок высаживался на стенку электродинамической системы в спадающем магнитном поле.

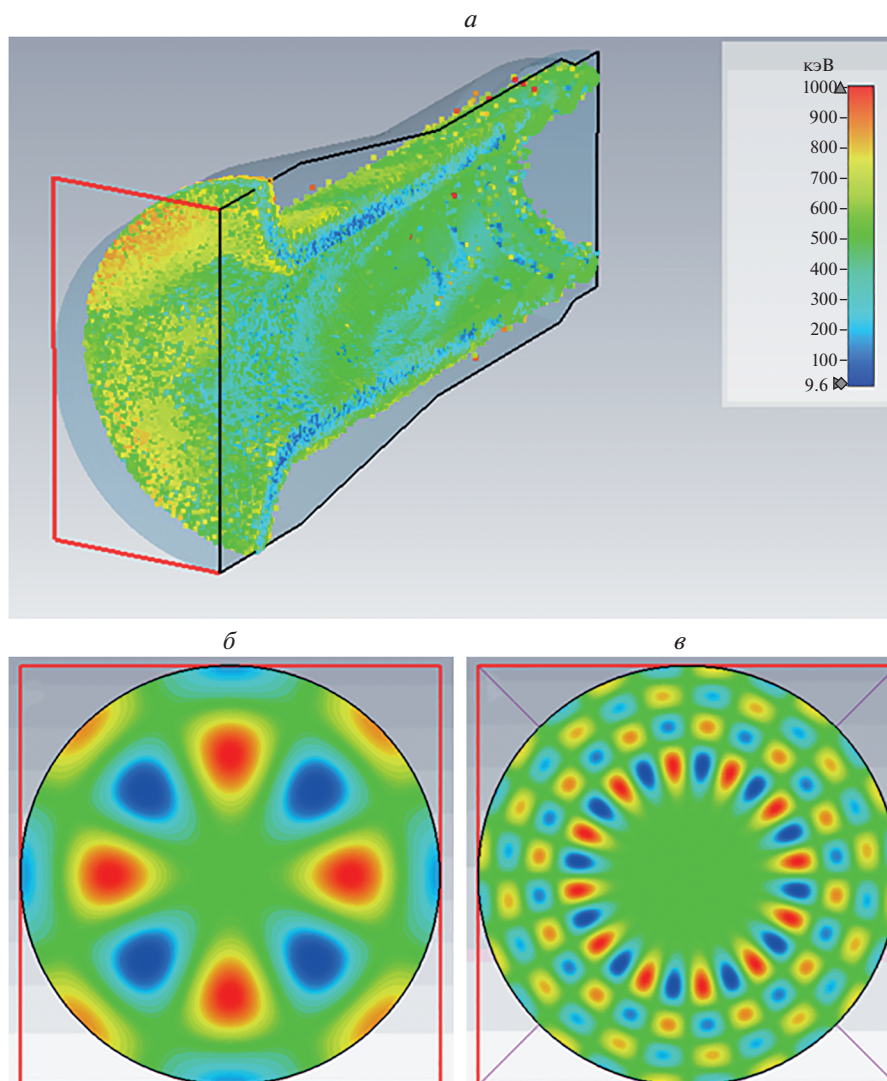


Рис. 2. Геометрия пространства взаимодействия, мгновенное положение макрочастиц и их распределение по энергиям в трехмерном PIC моделировании (а), поперечное распределение возбуждаемого высокочастотного поля моды $TE_{-4,2}$ на первой циклотронной гармонике (б) и моды $TE_{-12,4}$ на третьей циклотронной гармонике (в).

На рис. 2б и 2в показаны поперечные структуры высокочастотного поля для моды $TE_{-4,2}$, возбуждаемой на первой гармонике гирочастота, и на моде $TE_{-12,4}$, возбуждаемой на третьей гармонике. На рис. 3а показана зависимость мощности излучения от величины магнитного поля на основной рабочей моде $TE_{-4,2}$ и моде $TE_{-12,4}$. Частота излучения на третьей гармонике ровно в три раза превышает частоту генерации на первой гармонике и составляет 0.3 ТГц (рис. 3б и 3в). Максимальный уровень мощности на третьей гармонике достигает 0.8 МВт.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, результаты моделирования показывают возможность достижения в реляти-

вистских гиротронах субмегаваттного уровня мощности излучения в диапазоне 0.3 ТГц в режиме умножения на третьей циклотронной гармонике с кратным снижением величины магнитного поля. Отметим, что в настоящее время ведется разработка релятивистских гиротронов с выходной мощностью около 80 МВт с рабочей частотой 0.3 ТГц на основном циклотронном резонансе [3]. Соответственно, в подобных гиротронах в режиме умножения частоты можно рассчитывать на получение излучения с уровнем мощности в сотни киловатт в диапазоне около 0.9 ТГц.

Работа выполнена в рамках государственного задания № 0030-2021-0027 (программа “Развитие техники, технологий и научных исследований в области использования атомной энергии в Российской Федерации на период до 2024 г.”).

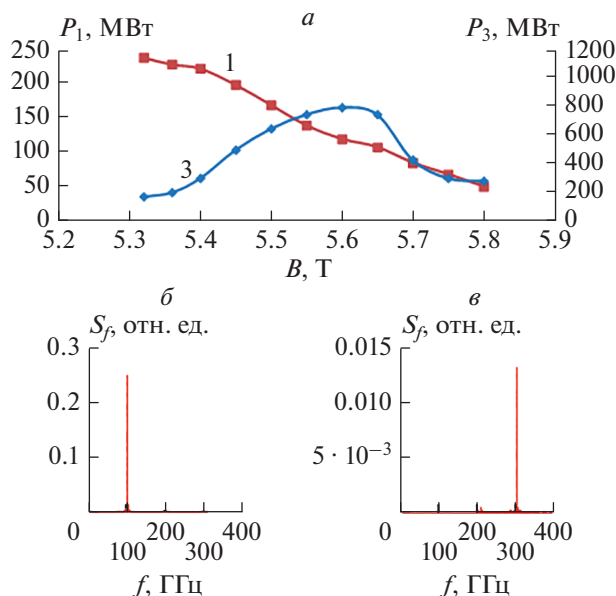


Рис. 3. Результаты трехмерного PIC моделирования: Зависимость мощности генерации на основной гармонике P_1 и третьей гармонике P_3 от величины магнитного поля (а), спектр выходного излучения гиротрона на модах $TE_{-4,2}$ (б) и $TE_{-12,4}$ (в).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sabchevski S., Glyavin M., Mitsudo S. et al.* // J. Infrared Millim. THz Waves. 2021. V. 42. No. 7. P. 715.
2. *Thumm M.* // J. Infrared Millim. THz Waves. 2020. V. 41. No. 1. P. 1.
3. *Rozental R.M., Danilov Yu.Yu., Leontyev A.N. et al.* // IEEE Trans. Electron Dev. 2022. V. 69. No. 3. P. 1451.
4. *Завольский Н.А., Нусинович Г.С., Павельев А.Б.* // Изв. вузов. Радиофиз. 1988. Т. 31. № 3. С. 361.
5. *Idehara T., Ogawa I., Shimizu Y., Tatsukawa T.* // J. Infrared Millim. THz Waves. 1998. V. 19. P. 803.
6. *Golubiatnikov G.Yu., Koshelev M.A., Tsvetkov A.I. et al.* // IEEE Trans. Terahertz Sci. Tech. 2020. V. 10. No. 5. P. 502.
7. *Glyavin M., Zotova I., Rozental R. et al* // J. Infrared Millim. THz Waves. 2020. V. 41. P. 1245.
8. *Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С. и др.* // В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФАН СССР, 1979. С. 157.
9. *Dumbrajs O., Saito T., Tatematsu Y., Yamaguchi Y.* // Phys. Plasmas. 2016. V. 23. Art. No. 093109.
10. *Ginzburg N.S., Nusinovich G.S., Zavolsky N.A.* // Int. J. Electron. 1986. V. 61. No. 6. P. 881.

Frequency multiplication in a high-current relativistic gyrotron for obtaining high-power THz-band radiation

A. N. Leontiev^{a,*}, R. M. Rozental^{a,b}, N. S. Ginzburg^a, I. V. Zotova^a, A. M. Malkin^{a,b}, A. S. Sergeev^a

^a*Federal Research Center Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, 603950 Russia*

^b*Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, Nizhny Novgorod, 603950 Russia*

*e-mail: leontiev@ipfran.ru

Using averaged equations and 3D particle-in-cell simulations, we investigate the frequency multiplication regime in a high-current relativistic gyrotron operating in 0.1 THz frequency band. We demonstrate that the ratio of the 3rd harmonic power and the fundamental cyclotron resonance power can reach 0.4–0.8%, which allows for obtaining the 0.3 THz radiation with sub-MW output power level.