

УДК 621.385.69

ГЕНЕРАЦИЯ ВОЛН-УБИЙЦ В ГИРОТРОНАХ С СИЛЬНОТОЧНЫМИ РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ПУЧКАМИ

© 2020 г. Р. М. Розенталь^{1, *}, А. Н. Леонтьев¹, А. С. Сергеев¹, В. П. Тараканов^{2, 3}

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

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки “Объединенный институт высоких температур
Российской академии наук”, Москва, Россия

³Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, Россия

*E-mail: rrz@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 26.08.2019 г.

После доработки 13.09.2019 г.

Принята к публикации 28.10.2019 г.

В работе определены оптимальные параметры для генерации в гиротронах “волн-убийц” – ультракоротких импульсов с пиковой мощностью в десятки и сотни раз превосходящей среднюю мощность излучения. Показано, что в гиротронах с сильноточными релятивистскими пучками на основе данного эффекта можно генерировать сверхширокополосное хаотическое излучение миллиметрового диапазона длин волн.

DOI: 10.31857/S0367676520020337

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время показано, что для целого ряда различных физических систем возможна реализация условий при которых в них возникают т.н. “волны-убийцы” – экстремальные события, амплитуда которых существенно превышает средние значения, но вероятность возникновения при этом остается достаточно высокой. Изначально данная концепция была использована в гидродинамике [1], впоследствии похожая динамика была теоретически и экспериментально обнаружена во многих системах [2–4], в том числе и в гиротронах [5, 6], представляющих собой наиболее мощные источники излучения в миллиметровом и субмиллиметровых диапазонах длин волн [7]. Режимы генерации “волн-убийц” в гиротронах реализуются в условиях значительной надкритичности – превышения рабочих токов над стартовыми значениями, что может быть обеспечено за счет взаимодействия винтового электронного пучка с низшей модой резонатора. При этом, как будет показано ниже, за счет короткой длительности импульсов может быть получено хаотическое излучение с шириной спектра, позволяющей отнести его к категории сверхширокополосных сигналов.

МОДЕЛИРОВАНИЕ НА ОСНОВЕ УСРЕДНЕННЫХ УРАВНЕНИЙ

Рассмотрим модель гиротрона в предположении, что пространство взаимодействия

представляет собой отрезок цилиндрического волновода в котором мод TE_{11} возбуждается пучком электронов, вращающимся в однородном магнитном поле $\vec{H} = H_0 \vec{z}_0$. Представим поперечные компоненты полей рабочей моды в виде $\vec{E}_\perp = \kappa^{-1} \text{Re} (A(z, t) [\nabla_\perp \Psi \times \vec{z}_0] e^{i\omega_c t})$, $\vec{H}_\perp = \kappa^{-2} \text{Re} (i \partial A(z, t) / \partial z \nabla_\perp \Psi e^{i\omega_c t})$, где $A(z, t)$ – медленно-меняющаяся комплексная амплитуда поля, $\Psi(r, \varphi) = J_1(\kappa r) e^{-i\varphi}$ – мембранная функция, φ – азимутальный угол, $\kappa = \omega_c / c$, ω_c – критическая частота рабочей моды. В этих условия электронно-волновое взаимодействие описывается следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} i \frac{\partial^2 a}{\partial Z^2} + \frac{\partial a}{\partial \tau} &= i \frac{I_0}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\hat{p}_\perp}{\hat{p}_\parallel} d\theta_0, \\ \frac{\partial \hat{p}_\perp}{\partial Z} + \frac{g_0^2}{4} \frac{\partial \hat{p}_\perp}{\partial \tau} + i \frac{\hat{p}_\perp}{\hat{p}_\parallel} \left(\Delta - 1 + |\hat{p}_\perp|^2 + \frac{\hat{p}_\parallel^2 - 1}{g_0^2} \right) &= \\ &= i \frac{a}{\hat{p}_\parallel} + \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2} \frac{\partial a}{\partial Z}, \\ \frac{\partial \hat{p}_\parallel}{\partial Z} + \frac{g_0^2}{4} \frac{\partial \hat{p}_\parallel}{\partial \tau} &= -g_0^2 \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2} \text{Re} \left(\frac{\hat{p}_\perp^*}{\hat{p}_\parallel} \frac{\partial a}{\partial Z} \right). \end{aligned} \quad (1)$$

где $\tau = \omega_c \beta_{\perp 0}^4 t / 8 \beta_{\parallel 0}^2$, $Z = \beta_{\perp 0}^2 \omega_c z / 2 \beta_{\parallel 0} c$ – нормированные время и продольная координата, $a =$

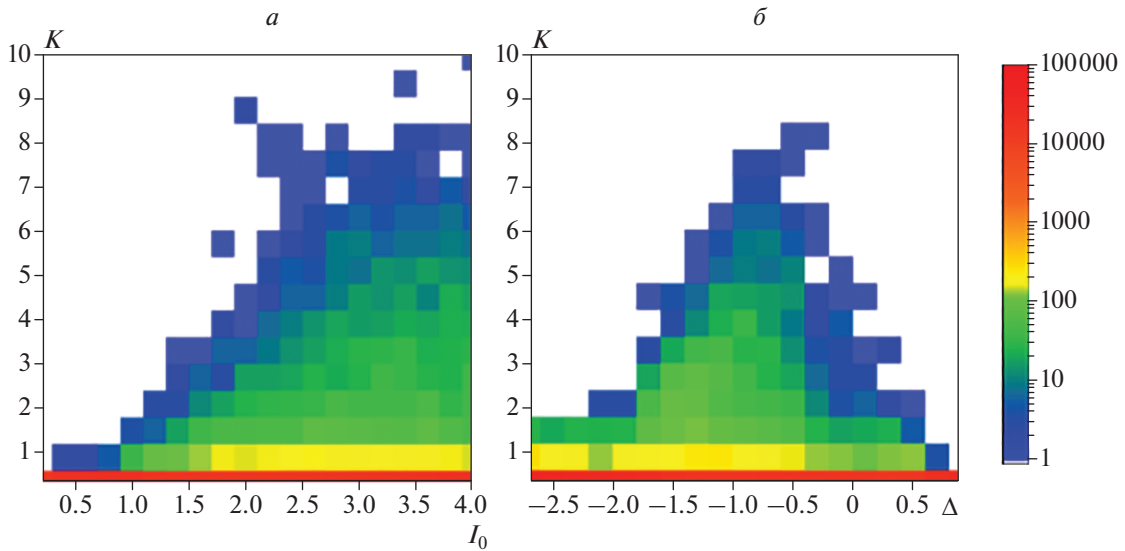


Рис. 1. Распределение числа ультракоротких гигантских импульсов: (а) – при росте параметра тока I_0 ($\Delta = -0.7$); (б) – при изменении расстройки Δ ($I_0 = 3.0$).

$= eAJ_0(\kappa R_{beam}) / (mc\omega_c\beta_{\perp 0}^3)$ – амплитуда рабочей волны, $\hat{p}_{\perp} = (p_x + ip_y)e^{-i\omega_c t} / (mV_{\perp 0})$, $\hat{p}_{\parallel} = p_{\parallel} / mV_{\parallel 0}$ – нормированные поперечные и продольный импульсы частиц, $I_0 = 16 \frac{eI_{beam}}{mc^3} \frac{\beta_{\parallel 0}}{\beta_{\perp 0}^6 \gamma_0} \frac{J_0^2(\kappa R_{beam})}{v_1^2 J_0^2(v_1)}$ – параметр тока, I_{beam} – ток электронного пучка, J_0 – функция Бесселя, $v_1 \approx 1.84$ – 1-й корень уравнения $J_1'(v) = 0$, R_{beam} – радиус инжекции винтового электронного пучка, $V_{\perp 0} = \beta_{\perp 0}c$ и $V_{\parallel 0} = \beta_{\parallel 0}c$ – начальные значения поперечной и продольной скорости электронов, $g_0 = \beta_{\perp 0} / \beta_{\parallel 0}$ – начальный питч-фактор, $\Delta = 2(\omega_c - \omega_H) / \omega_c \beta_{\perp 0}^2$ – параметр расстройки между критической частотой рабочей моды и невозмущенным значением гирочастоты. Будем считать, что на входе в пространство взаимодействия электроны равномерно распределены по фазам циклотронного вращения $p(Z=0) = \exp(i\theta_0)$, $\theta_0 \in [0, 2\pi)$. При этом на входном и выходном сечениях используются излучательные граничные условия [8].

Моделирование уравнений (1) показывает, что возникновение гигантских импульсов с коэффициентом конверсии $K = P / P_{beam} > 1$, где P – мощность импульса, P_{beam} – мощность невозмущенного электронного потока, имеет место уже при значениях параметра тока $I_0 \approx 0.5$ (рис. 1а). По мере роста параметра коэффициент конверсии растет практически линейно вплоть до значений $I_0 \approx 2.5$, после чего остается на уровне $K \approx 8-10$. В свою очередь, зависимость максимального ко-

эффициента конверсии от расстройки синхронизма (величины магнитного поля) носит резонансный характер (рис. 1б).

Формирование “волн-убийц” в гиротронах связано с одновременным взаимодействием винтового электронного пучка как с обратной, так и с попутной волнами. В силу этого ширина спектра излучения близка к разности соответствующих частот синхронизма, и при значениях параметра тока $I_0 \approx 2-3$ может достигать значений $\Delta\Omega \approx 10-15$ [9], где $\Delta\Omega = (\Delta\omega / \omega_c) (8\beta_{\perp 0}^2 / \beta_{\parallel 0}^4)$ – нормированная на несущую частоту ширина спектра $\Delta\omega$. В свою очередь, моделирование уравнений (1) показывает возможность получения излучения с $\Delta\Omega \approx 20-25$, что связано с более корректным описанием процессов формирования ультракоротких широкополосных импульсов. В силу малой длительности генерируемых электромагнитных импульсов на их фронтах возникают значительные перепады электрического поля. Соответственно, инициируются сильные поперечные магнитные поля, которые, в свою очередь, приводят к значительному изменению продольного импульса частиц. В результате может происходить преобразование продольной энергии электронов в энергию орбитального вращения и далее дополнительно – в энергию электромагнитного излучения.

Для анализа влияния энергии электронов на реальную ширину спектра удобно записать ее в виде:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_c} = \Delta\Omega \frac{\beta_{\perp 0}^4}{8\beta_{\parallel 0}^2} = \Delta\Omega \frac{g_0^4}{8(1+g_0^2)} \left(1 - \frac{1}{\gamma_0^2}\right). \quad (2)$$

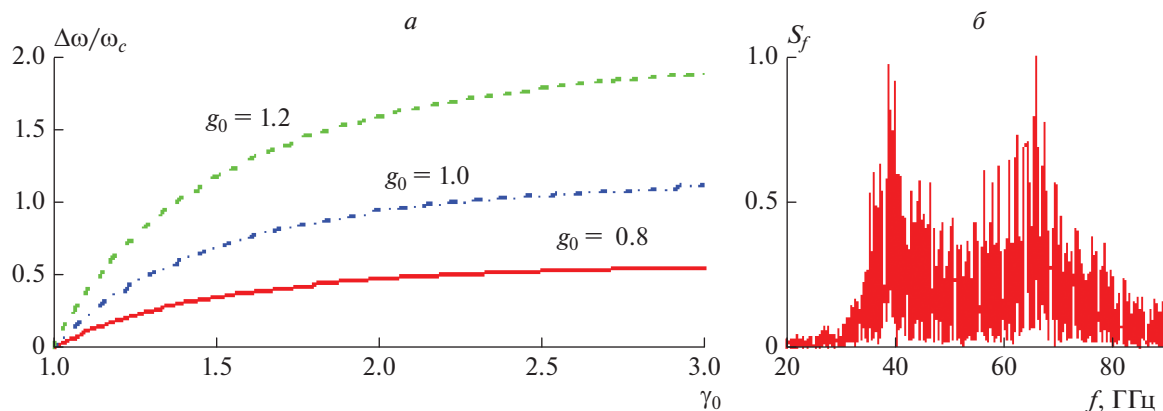


Рис. 2. Моделирование на основе усредненных уравнений: (а) зависимость относительной ширины спектра хаотического излучения гиротрона от энергии электронов для случая $\Delta\Omega = 20$, (б) спектр выходного излучения гиротрона.

На рис. 2а построены графики зависимости ширины спектра от энергии электронов при различных значениях начального питч-фактора g_0 для случая $\Delta\Omega = 20$. Видно, что для получения сверхширокополосного излучения с шириной спектра, превышающей несущую частоту [10], необходимо значение начальных питч-фактора $g_0 \geq 1.0$ и релятивистского гамма-фактора электронов $\gamma_0 \geq 2.0$. Последнее условие соответствует начальным энергиям электронов, превышающим 500 кэВ.

Рассмотрим далее гиротрон диапазона 35 ГГц с рабочей модой TE_{11} , возбуждаемый винтовым электронным пучком с энергией 500 кэВ и током 500 А. Исследования показывают, что для таких параметров пучка может быть экспериментально реализована электронно-оптическая система, формирующая винтовой электронный пучок с питч-фактором $g_0 = 1.0$ [11]. Для выбранных параметров значение нормированного параметра тока составляет $I_0 \approx 2.6$. Расчеты на основе уравнений (1) показывают, что в оптимальных условиях нормированная ширина спектра может достигать значений $\Delta\Omega \approx 25$, что соответствует реальной ширине $\Delta\omega/2\pi \approx 40$ ГГц (рис. 2б). Выходное излучение при этом представляет собой случайную последовательность импульсов с пиковой мощностью до 300 МВт и характерной длительностью 20–30 пс.

МОДЕЛИРОВАНИЕ НА ОСНОВЕ ТРЕХМЕРНОГО PIC-КОДА KARAT

Очевидно, полученные выше результаты требуют подтверждения в рамках альтернативных методов, в частности, в связи с вопросом о применимости метода медленно меняющихся амплитуд для описания короткоимпульсных режимов генера-

ции. С этой целью было проведено прямое численное моделирование гиротрона диапазона 35 ГГц методом крупных частиц (particle-in-cell) на основе трехмерной версии PIC кода KARAT [12]. Резонатор гиротрона с рабочей модой TE_{11} включал в себя регулярный участок длиной 60 мм, ограниченный закритическим сужением на катодном и конусным расширением на коллекторном конце пространства взаимодействия. Кроме того, в отличие от усредненных уравнений, был принят во внимание начальный разброс электронов по поперечным скоростям на уровне 20% и конечная проводимость стенок электродинамической системы, соответствующая проводимости меди. Электронный импульс в моделировании задавался в форме трапеции с длительностью фронтов и “полочки” 5 и 10 нс, соответственно (рис. 3а). После окончания взаимодействия электроны высаживались на стенку электродинамической системы за счет введения спадающего участка магнитного поля. Для моделирования условий излучения на коллекторном конце пространства взаимодействия был размещен поглощающий слой с переменной проводимостью, коэффициент отражения от которого не превышал 1% от мощности падающего излучения. Число узлов сетки составляло $\sim 7 \cdot 10^5$, число макрочастиц в пространстве взаимодействия – $\sim 5 \cdot 10^5$.

Проведенное моделирование подтвердило возможность генерации сверхширокополосных сигналов в гиротроне. При оптимальных значениях магнитного поля выходной сигнал представлял собой хаотическую последовательность ультракоротких (20–30 пс) импульсов с пиковой мощностью превышающей 100 МВт и шириной спектра достигающей 34 ГГц (рис. 3). Меньшие, по сравнению с усредненными уравнениями, значения пи-

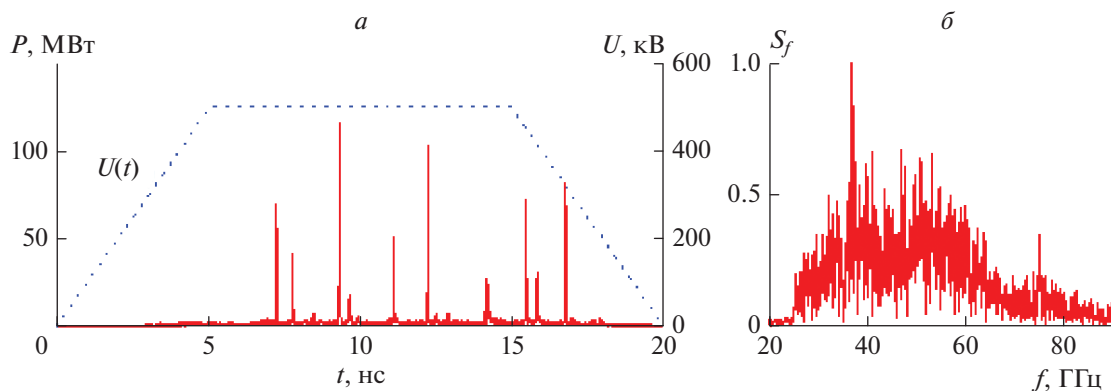


Рис. 3. Моделирование на основе PIC-кода KARAT: профиль импульса ускоряющего напряжения и динамика выходной мощности гиротрона (а), спектр выходного излучения гиротрона (б).

ковой мощности и ширины спектра могут быть объяснены влиянием начального разброса электронов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящее время ведутся активные исследования генерации широкополосного шумоподобного излучения в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах, которое может быть использовано в спектроскопических приложениях, системах радиовидения и радиометрии, тестирования компонентов электроники [13]. Хорошо известно, что наиболее мощными источниками монохроматического излучения в указанных диапазонах являются приборы гиротронного типа [14]. При этом недавние экспериментальные исследования подтверждают существованием режимов широкополосной хаотической генерации в слабoreлятивистских гиротронах в условиях значительного превышения рабочих токов над стартовыми значениями [15]. В свою очередь, как показано в данной работе, переход к релятивистским значениям энергий позволяет рассчитывать на многократное увеличение ширины спектра хаотической генерации и получение шумоподобного излучения, которое может быть отнесено к категории сверхширокополосных сигналов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 17-08-01077).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Pelinovsky E., Kharif C.* Extreme ocean waves. Switzerland: Springer Int. Publ., 2016. 236 p.
2. *Onorato M., Residori S., Bortolozzo U. et al.* // Phys. Rep. 2013. V. 528. P. 47.
3. *Akhmediev N., Kibler B., Baronio F. et al.* // J. Opt. 2016. V. 18. Art. № 063001.
4. *Chen S., Baronio F., Soto-Crespo J.M. et al.* // J. Phys. A. 2017. V. 50. Art. № 463001.
5. *Ginzburg N.S., Rozental R.M., Sergeev A.S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. Art. № 034801.
6. *Rozental R.M., Zotova I.V., Ginzburg N.S. et al.* // J. Infrared MilliTerahertz Waves. 2019. V. 40. № 2. P. 150.
7. *Глявин М.Ю., Денисов Г.Г., Запезалов В.Е. и др.* // УФН. 2016. Т. 186. № 6. С. 667; *Glyavin M.Yu., Denisov G.G., Zapevalov V.E. et al.* // Phys. Usp. 2016. V. 59. № 6. P. 595.
8. *Ginzburg N.S., Nusinovich G.S., Zavolsky N.A.* // Int. J. Electron. 1986. V. 61. № 6. P. 881.
9. *Розенталь Р.М., Гинзбург Н.С., Сергеев А.С. и др.* // ЖТФ. 2017. Т. 87. № 10. С. 1555; *Rozental R.M., Ginzburg N.S., Sergeev A.S. et al.* // Tech. Phys. 2017. V. 62. № 10. P. 1562.
10. *Беличенко В.П., Буянов Ю.И., Кошелев В.И.* Сверхширокополосные импульсные радиосистемы. Новосибирск: Наука, 2015. 481 с.
11. *Abubakirov E.B., Denisenko A.N., Fedotov A.E. et al.* // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. № 3. Art. № 033302.
12. *Tarakanov V.P.* // EPJ Web Conf. 2017. V. 149. Art. № 04024.
13. *Nagatsuma T., Song H.-J.* Handbook of terahertz technologies: devices and applications. CRC Press, 2015. P. 375.
14. *Booske J., Paoloni C.* // J. Phys. D. 2017. V. 50. № 4. Art. № 043001.
15. *Розенталь Р.М., Федотов А.Э., Гинзбург Н.С. и др.* // Письма в ЖТФ. 2019. Т. 45. № 10. С. 38; *Rozental R.M., Fedotov A.E., Ginzburg N.S. et al.* // Tech. Phys. Lett. 2019. V. 45. № 5. P. 511.