

13

Генерация ультракоротких импульсов субтерагерцевого и терагерцевого диапазонов на основе эффекта циклотронного сверхизлучения

© Р.М. Розенталь¹, Н.С. Гинзбург^{1,¶}, И.В. Зотова¹,
А.С. Сергеев¹, В.П. Тараканов^{2,3}

¹ Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

² Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“, Москва

³ Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

¶ E-mail: ginzburg@appl.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 18 мая 2017 г.

В рамках усредненного описания электронно-волнового взаимодействия, а также на основе прямого моделирования PIC (particle in cell) показана возможность генерации ультракоротких импульсов субтерагерцевого и терагерцевого диапазонов с использованием циклотронного механизма сверхизлучения (СИ) сгустков электронов, движущихся по винтовым траекториям в однородном магнитном поле. В условиях существенной сверхразмерности волноводного тракта селективное возбуждение рабочей моды обеспечивается при движении электронного сгустка с поступательной скоростью, близкой к групповой скорости излучаемого импульса СИ.

DOI: 10.21883/PJTF.2017.18.45030.16878

В последние годы достигнут существенный прогресс в разработке короткоимпульсных источников на основе эффектов сверхизлучения (СИ) протяженных электронных сгустков. В сантиметровом диапазоне и длинноволновой части миллиметрового диапазона созданы генераторы импульсов субнаносекундной длительности с мультитигаваттным уровнем пиковой мощности, в которых используется черенковский механизм СИ, реализующийся при прямолинейном движении протяженных электронных сгустков в периодических замедляющих системах [1–3]. Дальнейшее развитие этих исследований предполагает продвижение источников СИ в субтерагерцевый и терагерцевый диапазоны.

Для достижения этой цели наряду с черенковским механизмом СИ, связанным с возбуждением поверхностных волн в сверхразмерных гофрированных волноводах [4], привлекательно использовать альтернативные механизмы и прежде всего эффект циклотронного СИ. Такое излучение реализуется в регулярном волноводе, когда электроны, составляющие сгусток, двигаются по винтовым траекториям в однородном магнитном поле.

Впервые эффект циклотронного СИ экспериментально наблюдался в диапазоне 38 GHz при значениях ведущего магнитного поля ~ 1 Т [5]. В соответствии с результатами теоретического анализа [6] максимальная мощность импульсов СИ достигалась в режиме группового синхронизма, когда групповая скорость волны была близка к поступательной скорости движения электронов. В сопровождающей системе отсчета это эквивалентно излучению на квазикритической частоте возбуждаемой рабочей моды, где реализуется режим взаимодействия, аналогичный имеющему место в гиротронах [7]. В таких условиях значительно снижается чувствительность процесса генерации к разбросу скоростей, а также к продольной динамике сгустка. Дополнительным преимуществом режима группового синхронизма является возможность селективного возбуждения рабочей моды в условиях существенной сверхразмерности пространства взаимодействия. В коротковолновых диапазонах необходимость использования сверхразмерных волноводов следует как из условий транспортировки пучков, так и из необходимости снижения до приемлемого уровня пристеночных омических потерь.

Настоящая работа посвящена исследованию возможности генерации импульсов циклотронного СИ в субтерагерцевом и терагерцевом диапазонах при движении электронных сгустков в сильных (8–10 Т) магнитных полях. Условия достижения максимальной пиковой мощности импульсов СИ в режиме группового синхронизма с рабочей модой исследованы в рамках усредненной модели, в которой для описания распространения излучения используется параболическое уравнение. Возможность селективного возбуждения указанной моды в условиях существенной сверхразмерности демонстрируется на основе прямого моделирования PIC (particle in cell) в рамках кода KARAT [8,9].

Будем полагать, что пространство взаимодействия представляет собой отрезок цилиндрического волновода, в котором мода TE_{mn} возбуждается в режиме группового синхронизма сгустком электронов, вращающихся в однородном магнитном поле $\mathbf{H} = H_0 \mathbf{z}_0$. Представим

поперечные компоненты полей рабочей моды в виде

$$\mathbf{E}_\perp = \kappa^{-1} \operatorname{Re}(A(z, t)[\nabla_\perp \Psi \mathbf{z}_0]e^{i\omega_c t}),$$

$$\mathbf{H}_\perp = \kappa^{-2} \operatorname{Re}(i\partial A(z, t)/\partial z \nabla_\perp \Psi e^{i\omega_c t}),$$

где $A(z, t)$ — медленно меняющаяся комплексная амплитуда поля, $\Psi(r, \varphi) = J_m(\kappa r)e^{-im\varphi}$ — мембранная функция, φ — азимутальный угол, $\kappa = \omega_c/c$, ω_c — критическая частота. Процесс циклотронного СИ может быть описан самосогласованной системой уравнений

$$i \frac{\partial^2 a}{\partial Z^2} + \frac{\partial a}{\partial \tau} = \frac{iGF(\tau - g_0^2 Z/4)}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\hat{p}_\perp}{\hat{p}_\parallel} d\theta_0, \quad (1)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{g_0^2}{4} \frac{\partial}{\partial \tau} \right] \hat{p}_\perp + i \frac{\hat{p}_\perp}{p_\parallel} \left(\Delta - 1 + |\hat{p}_\perp|^2 + \frac{\hat{p}_\parallel^2 - 1}{g_0^2} \right) = i \frac{a}{\hat{p}_\parallel} + \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2} \frac{\partial a}{\partial Z}, \quad (2)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{g_0^2}{4} \frac{\partial}{\partial \tau} \right] \hat{p}_\parallel = -g_0^2 \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2} \operatorname{Re} \left(\frac{\partial a}{\partial Z} \frac{\hat{p}_\perp^*}{\hat{p}_\parallel} \right), \quad (3)$$

где использованы нормированные величины:

$$\tau = \omega_c \beta_{\perp 0}^4 t / 8\beta_{\parallel 0}^2, \quad Z = \beta_{\perp 0}^2 \kappa z / 2\beta_{\parallel 0}, \quad a = \frac{eAJ_{m-1}(\kappa R_0)}{mc\omega_c \beta_{\perp 0}^3 \gamma_0},$$

$$G = 16 \frac{eI_b}{mc^3} \frac{\beta_{\parallel 0}}{\beta_{\perp 0}^6 \gamma_0} \frac{J_{m-1}^2(\kappa R_0)}{(v_n^2 - m^2)J_m^2(v_n)};$$

$$\hat{p}_\perp = \frac{(p_x + ip_y)e^{-i\omega_c t + i(m-1)\varphi}}{mV_{\perp 0}\gamma_0},$$

$$\hat{p}_\parallel = p_\parallel / mV_{\parallel 0}\gamma_0$$

— нормированные поперечный и продольный импульсы частиц; I_b — электронный ток; J_m — функция Бесселя; v_n — n -й корень уравнения $J'_m(v) = 0$; R_0 — радиус инжекции электронов; $V_{\perp 0} = \beta_{\perp 0}c$ и $V_{\parallel 0} = \beta_{\parallel 0}c$ — начальные значения поперечной и продольной скорости частиц; $g_0 = \beta_{\perp 0}/\beta_{\parallel 0}$ — 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

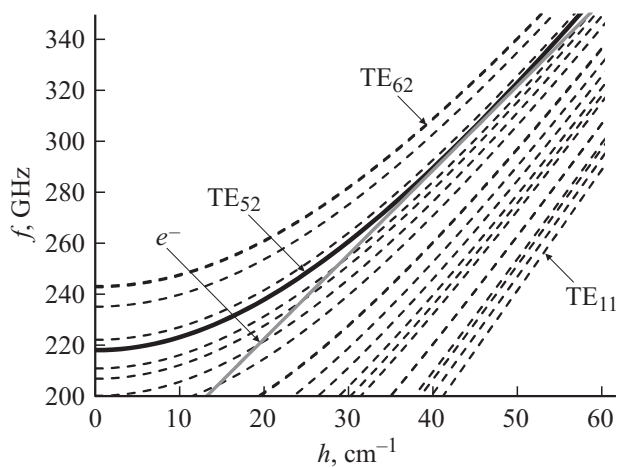


Рис. 1. Дисперсионные кривые электронного пучка (e^-) и TE-мод цилиндрического волновода диаметром 5 mm в окрестности рабочей частоты.

$\omega_H = eH_0/mc\gamma_0$; F — функция, описывающая профиль электронного сгустка с длительностью $\Delta\tau$. Будем считать, что на входе в пространство взаимодействия электроны равномерно распределены по фазам циклотронного вращения $p(Z=0) = e^{i\theta_0}$, $\theta_0 \in [0, 2\pi]$. При этом во входном и выходном сечениях волновода использовались излучательные граничные условия [10].

Отметим, что в отличие от ранее использованных моделей [5,6], где анализ проводился в сопровождающей системе отсчета, уравнения (1)–(3) описывают процессы циклотронного СИ в лабораторной системе отсчета. Возможность анализа непосредственно в лабораторной системе достигается за счет учета временной производной $\partial\hat{p}_{\perp,\parallel}/\partial\tau$ в левых частях уравнений движения [11], что позволяет корректно описать конечность скорости поступательного движения сгустка и представить условия группового синхронизма с рабочей модой в виде $\Delta_{graz} = 1/g_0^2$.

В моделировании были использованы параметры электронных сгустков, которые могут быть сформированы на основе сильноточного ускорителя RADAN [12]: энергия частиц 250 keV, ток 0.4 kA, длительность сгустка 300 ps. Предполагается, что сгусток вращающихся электронов

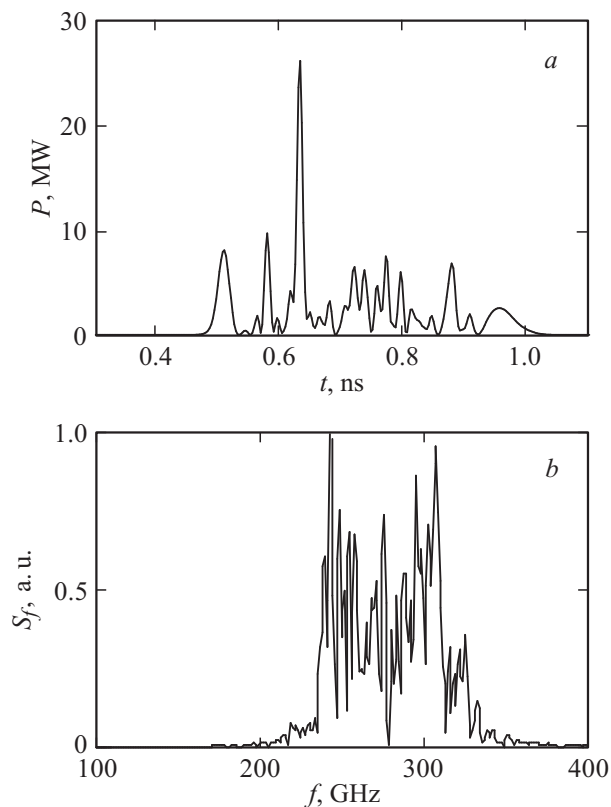


Рис. 2. Моделирование генерации импульсов циклотронного СИ на основе усредненных уравнений: *a* — зависимость от времени потока мощности на выходе пространства взаимодействия, *b* — спектр излучения ($L = 16$, $G = 35$, $\Delta = 11$, $g = 0.3$, $\beta_{\perp 0} = 0.21$, $\Delta\tau = 0.3$).

с питч-фактором $g_0 = 0.3$ движется в цилиндрическом волноводе с длиной 10–15 см и диаметром ~ 5 мм. В этих условиях при значении ведущего магнитного поля 8 Т имеет место режим группового синхронизма с рабочей волной TE_{52} вблизи частоты 300 GHz (рис. 1).

Моделирование на основе уравнений (1)–(3) показывает, что при длительности электронного сгустка, формируемого ускорителем

RADAN, излучение будет состоять из последовательности нескольких импульсов СИ. При этом типичным является выделение одиночного электромагнитного импульса высокой амплитуды. При выбранных параметрах мощность подобного импульса достигает 25 MW при длительности 10 ps в полосе частот 240–310 GHz (рис. 2). Важно отметить, что в энергию излучения в рассматриваемых условиях преобразуется энергия как вращательного, так и поступательного движения, поскольку за счет наличия поперечного магнитного поля возникает продольная компонента силы Лоренца, тормозящая электроны в продольном направлении. Это делает принципиальным учет изменения продольного импульса в уравнениях движения (2), (3). Заметим также, что при уменьшении длительности электронного сгустка до 30 ps реализуется режим генерации одиночных импульсов циклотронного СИ, который был исследован в [6] при анализе указанных процессов в диапазоне 38 GHz.

Результаты моделирования на основе усредненной модели подтверждаются расчетами с использованием трехмерной версии PIC-кода KARAT. Для раскачки поперечных осцилляций использовалось сильно неоднородное поле кикера, представляющего собой короткую магнитную катушку, помещенную в поле основного соленоида. Проведенное моделирование с учетом конечного разброса электронного пучка по питч-углам показало прежде всего возможность селективного возбуждения различных мод. Как видно из рис. 3, по мере изменения значения ведущего магнитного поля последовательно возбуждаются моды TE_{42} и TE_{52} , для которых имеет место касание (групповой синхронизм) дисперсионных характеристик моды и электронного пучка. Поскольку в сопровождающей системе отсчета, движущейся с поступательной скоростью сгустка, возбуждение рабочей моды происходит на квазикритической частоте [5], подобный механизм селекции аналогичен имеющему место в гиротронах [7]. Максимальная мощность импульсов СИ в режиме группового синхронизма с модой TE_{52} достигала 3.3 MW при значении магнитного поля 7.9 T (рис. 3). Омические потери для волновода из меди не превышали 1%. Характерная длительность импульсов СИ составляла 50 ps в полосе частот 240–290 GHz.

Отметим в заключение, что дальнейшее радикальное повышение частоты импульсов циклотронного СИ может быть достигнуто при использовании высокоэнергетических электронных сгустков, формируемых на основе фотоинжекторов [13,14]. Согласно результатам PIC-моделирования для сгустков с энергией частиц 2 MeV, током 200 A и

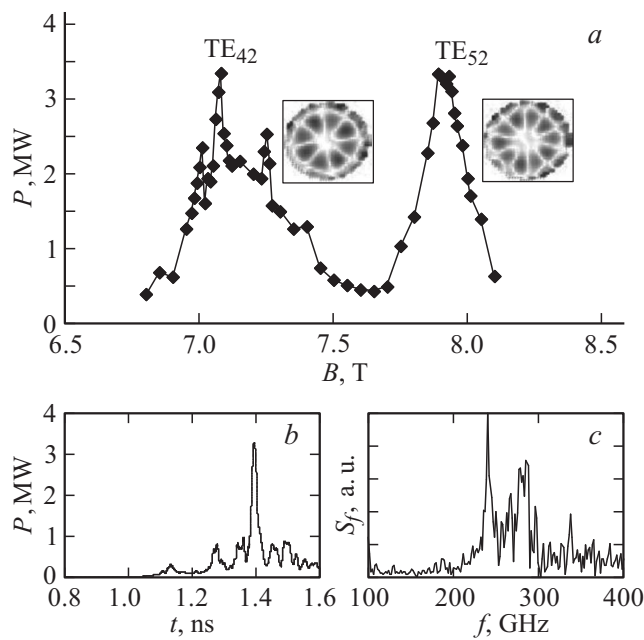


Рис. 3. Результаты трехмерного PIC-моделирования: *a* — зависимость пиковой мощности импульсов СИ от значения магнитного поля, *b* и *c* — соответственно форма импульса СИ и спектр излучения в режиме группового синхронизма с модой TE_{52} .

длительностью 10 ps при движении в ведущем магнитном поле 10 Т в волноводе длиной 35 см могут генерироваться импульсы СИ с центральной частотой ~ 1 THz и мощностью около 10 MW на моде TE_{13} . С учетом того, что в энергию излучения преобразуется энергия как поперечного, так и продольного движения, необходимое значение питч-фактора составляет $g_0 \approx 0.1-0.15$. Для генерации в коротковолновых диапазонах важное практическое значение имеет существенное снижение величин ведущего магнитного поля в условиях группового синхронизма (по сравнению с используемыми в гиротронах), поскольку при релятивистских поступательных скоростях электронов частота излучения в $\gamma_{\parallel 0}^2$ раз превышает частоту их циклотронных осцилляций.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 16-42-01078).

Список литературы

- [1] *Korovin S.D., Eltchaninov A.A., Rostov V.V. et al // Phys. Rev. E. 2006. Iss. 1. V. 4. P. 016501.*
- [2] *Коровин С.Д., Месяц Г.А., Ростов В.В. и др. // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. В. 3. С. 68–74.*
- [3] *Яландин М.И., Любутин С.К., Рукин С.Н. и др. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. В. 1. С. 81–88.*
- [4] *Ginzburg N.S., Malkin A.M., Sergeev A.S. et al // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117. Iss. 20. P. 204801.*
- [5] *Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Коноплев И.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 63. В. 5. С. 322–325.*
- [6] *Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60. В. 7. С. 501–505.*
- [7] *Petelin M.I. // Plasma Phys. Control. Fusion. 1993. V. 35. Suppl. B. P. B343–B351.*
- [8] *V.P. Tarakanov. User's manual for code KARAT. Springfield: BRA, 1992.*
- [9] *Тараканов В.П. // Математическое моделирование. Проблемы и результаты. М.: Наука, 2003. С. 456–476.*
- [10] *Ginzburg N.S., Nusinovich G.S., Zavolsky N.A. // Int. J. Electron. 1986. V. 61. Iss. 6. P. 881–894.*
- [11] *Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Zotova I.V., Zheleznov I.V. // Phys. Plasmas. 2015. V. 22. Iss. 1. P. 013112.*
- [12] *Mesyats G.A., Korovin S.D., Rostov V.V. et al // Proc. IEEE. 2004. V. 92. Iss. 7. P. 1166–1179.*
- [13] *Power J.G. // Proc. of 14th Adv. Accel. Concepts Workshop / Eds G. Nusinovich, S. Gold. Annapolis, 2010. AIP Conf. Ser. 2010. V. 1299. Iss. 1. P. 20–28.*
- [14] *Piot P., Sun Y., Kim K. // Phys. Rev. ST Accel Beams. 2006. V. 9. Iss. 3. P. 031001.*