

09;10;12

Генерация субнаносекундных микроволновых импульсов на основе эффекта черенковского сверхизлучения

© Н.С. Гинзбург,¹ И.В. Зотова,¹ А.С. Сергеев,¹ Р.М. Розенталь,¹ В.Г. Шпак,²
М.И. Яландин,² А.Д.Р. Фелпс,³ А.В. Кросс³

¹ Институт прикладной физики РАН,
603600 Нижний Новгород, Россия

² Институт электрофизики УрО РАН,
620049 Екатеринбург, Россия

³ Стратклайдский университет, Глазго, Великобритания,
G4 0NG, UK

e-mail: ginzburg@appl.sci-nnov.ru

(Поступило в Редакцию 18 июля 2001 г.)

Приведены результаты экспериментального наблюдения процессов черенковского сверхизлучения субнаносекундного электронного сгустка, движущегося в волноводе, частично заполненном диэлектриком. Получены микроволновые импульсы с длительностью 400 ps и пиковой мощностью до 2 MW. Экспериментальные результаты находятся в хорошем соответствии с результатами теоретического анализа и численного моделирования в рамках PIC кода KARAT.

Введение

В последнее время большое внимание привлекает исследование возможности генерации ультракоротких электромагнитных импульсов на основе эффектов сверхизлучения (СИ) пространственно локализованных электронных сгустков размерами порядка 5–10 длин волн [1–11]. Интенсивное когерентное излучение со всего объема такого сгустка может возникать только в результате развития группировки частиц. Механизмы группировки для протяженных сгустков в значительной степени подобны имеющим место в случае непрерывных потоков. Тем не менее процесс стимулированного излучения протяженных электронных сгустков имеет определенную специфику, связанную прежде всего с выносом энергии из электронного сгустка. Следствием этого является принципиально импульсный характер излучения. При этом излучение носит когерентный характер и соответственно пиковая мощность излучения пропорциональна квадрату числа частиц в сгустке.

Естественно, что сверхизлучение классических электронных ансамблей может быть связано с различными элементарными механизмами индуцированного излучения (тормозным, циклотронным, черенковским и т.д.). К настоящему времени проведены первые экспериментальные исследования процессов СИ в электронных ансамблях [7–11]. При этом электромагнитные импульсы с максимальной пиковой мощностью до 150 MW и рекордно короткой длительностью ~ 300 ps были получены на частоте 39 GHz при прямолинейном движении электронного сгустка в периодической замедляющей системе (черенковский механизм) [10,11]. Излучение в этом случае имело место при синхронном взаимодействии частиц с медленной пространственной гармоникой встречной

электромагнитной волны. Наряду с этим черенковское сверхизлучение может возникать при взаимодействии с попутной волной, например, в случае, когда электроны прямолинейно движутся в волноводе, частично заполненном диэлектриком.

В данной работе приведены результаты теоретического и экспериментального исследования черенковского СИ в такой системе. В разделе 1 процесс СИ анализируется на основе усредненных уравнений для медленно меняющейся амплитуды волны. В разделе 2 приведены результаты моделирования процесса черенковского СИ в рамках PIC кода KARAT, позволяющего непосредственно (без усреднения) интегрировать уравнения Максвелла совместно с уравнениями движения электронов с учетом реальной геометрии диэлектрического волновода, влияния пространственного заряда, дисперсия и т.п. В разделе 3 обсуждаются результаты первых экспериментов по наблюдению черенковского СИ на базе субнаносекундного ускорителя РАДАН, в результате которых были получены микроволновые импульсы длительностью ~ 400 –500 ps с пиковой мощностью 1–2 MW.

1. Анализ черенковского СИ на основе уравнений для медленно меняющейся амплитуды волны

В волноводе, частично заполненном диэлектриком (рис. 1), взаимодействие электронов с волной имеет место при выполнении условия черенковского синхронизма

$$\omega = hV_{\parallel}, \quad (1)$$

где $V_{\parallel} = \beta_0 c$ — невозмущенная поступательная скорость электронов, h — продольное волновое число.

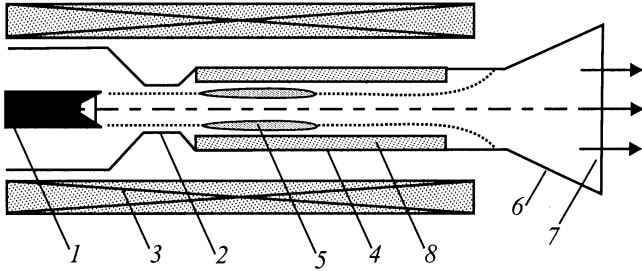


Рис. 1. Схема эксперимента по наблюдению черенковского СИ: 1 — катод, 2 — анод, 3 — соленоид, 4 — дрейфовая камера, 5 — электронный сгусток, 6 — рупорная антенна, 7 — окно вывода СВЧ мощности, 8 — диэлектрическая вставка.

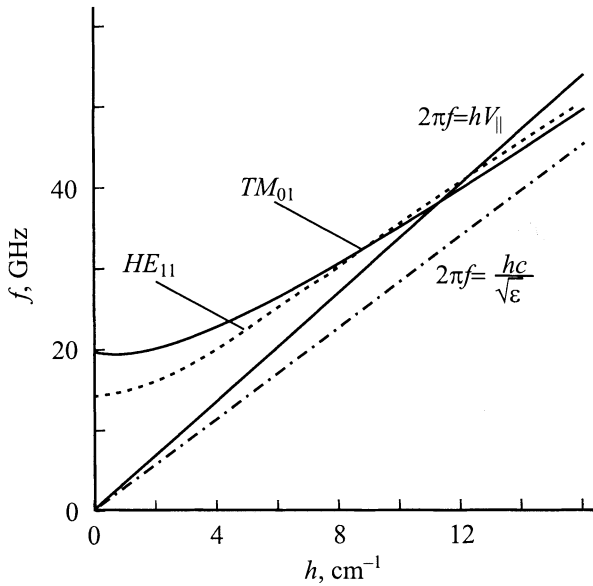


Рис. 2. Дисперсионная диаграмма, соответствующая возбуждению электронным потоком TM_{01} - и HE_{11} -мод волновода, частично заполненного диэлектриком.

На рис. 2 представлена дисперсионная диаграмма, соответствующая возбуждению электронным потоком моды TM_{01} . Дисперсионное уравнение для данной моды может быть представлено в виде

$$\frac{I_1(p(R-a))}{pI_0(p(R-a))} - \frac{\varepsilon}{g} \times \frac{N_0(gR)J_1(g(R-a)) - N_1(g(R-a))J_0(gR)}{J_0(g(R-a))N_0(gR) - N_0(g(R-a))J_0(gR)} = 0, \quad (2)$$

где R — радиус волновода, a — толщина диэлектрической вставки, ε — диэлектрическая проницаемость, $g = \sqrt{k^2\varepsilon - h^2}$ и $p = \sqrt{h^2 - k^2}$ — поперечные волновые числа в диэлектрике и вакууме соответственно, $k = \omega/c$, J_n — функция Бесселя, N_n — функция Неймана, I_n — модифицированная функция Бесселя.

Представим поле, возбуждаемое в волноводе прямолинейно движущимся электронным сгустком, как

$$E_z = \text{Re}\{E_z^s(\mathbf{r}_\perp)A(z, t)\} \exp[i\omega t - ihz],$$

где $E_z^s(\mathbf{r}_\perp)$ — функция, описывающая задаваемую волноводом поперечную структуру поля; ω — несущая частота, соответствующая частоте точного синхронизма; $A(z, t)$ — медленно меняющаяся амплитуда.

Используя в качестве независимых переменных величины

$$Z = C \frac{\omega}{c} z, \quad \xi = C \frac{\omega}{c} \left(t - \frac{Z}{V_{\text{gr}}} \right) \left(\frac{1}{V_{\text{gr}}} - \frac{1}{V_{\parallel}} \right)^{-1},$$

где V_{gr} — групповая скорость волны, процесс стимулированного излучения изолированного электронного сгустка можно описать следующей системой уравнений:

$$\left[\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \xi} \right] a = iJf(\xi), \quad \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Z^2} = \text{Im}(ae^{i\Theta}) \quad (3)$$

с начальными и граничными условиями

$$a|_{\xi=0} = 0, \quad \Theta|_{Z=0} = \Theta_0 + r \cos \Theta_0, \\ \frac{\partial \Theta}{\partial Z} \Big|_{Z=0} = 0, \quad \Theta_0 \in [0, 2\pi].$$

Здесь

$$J = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\Theta} d\Theta_0$$

— амплитуда высокочастотного электронного тока; $\Theta = \omega t - hz$ — фаза электрона относительно синхронной волны;

$$a = \frac{e}{mc\omega} C^{-2} \gamma_0^{-3} \beta_0^{-3} E_{s_z}(R_0)$$

— безразмерная амплитуда волны;

$$C = \left(\frac{1}{(2\pi)^3} \frac{eI}{mc^3} \frac{\lambda^3}{R^3} \frac{p^4 R^4 I_0^2(pR_0)}{n_s} \right)^{1/3}$$

— параметр усиления; I — полный ток; $\lambda = 2\pi c/\omega$; R_0 — радиус инжекции;

$$n_s = Rhp^2 \int_0^{R-a} I_1^2(pr) r dr \\ + \frac{Rh\varepsilon p^4}{g^2} \frac{I_0^2(p(R-a))}{[N_0(gR)J_0(gd) - J_0(gR)N_0(gd)]^2} \\ \times \int_{R-a}^R [J_0(gR)N_1(gr) - N_0(gR)J_1(gr)]^2 r dr$$

— норма моды TM_{01} ; $f(\xi)$ — функция, описывающая распределение плотности сгустка вдоль продольной координаты. Будем считать далее, что электроны распределены равномерно внутри сгустка, т.е. $f(\xi) = 1$ при

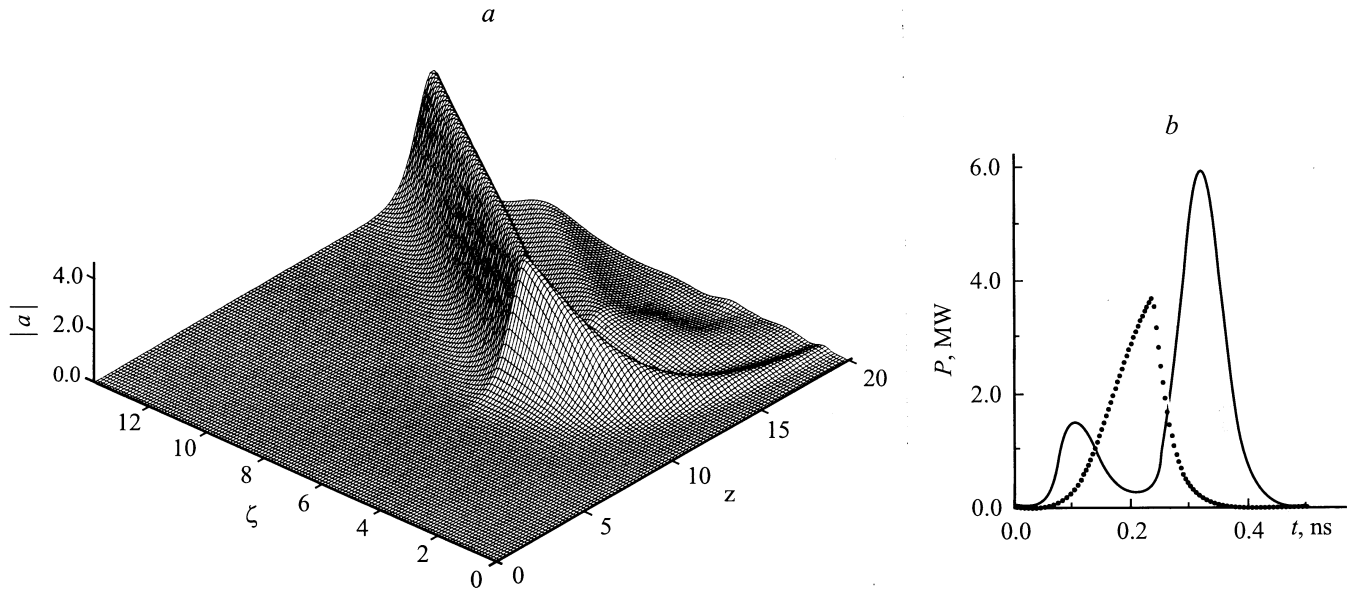


Рис. 3. Эволюция распределения амплитуды электромагнитного импульса (a) и профиль импульса СИ в сечениях $L = 14$ (сплошная кривая) и $L = 11$ (пунктир) (b).

$\xi \in [0, T]$, где

$$T = C \frac{\omega}{c} t_{e,pulse} \left(\frac{1}{V_{gr}} - \frac{1}{V_{||}} \right)^{-1} \quad (4)$$

— нормированная длительность электронного сгустка.

Излучаемая мощность может быть найдена с помощью следующего соотношения:

$$P = 2\pi^3 \frac{m^2 c^5}{e^2} \frac{n_s}{I_0^2 (pR_0)} \frac{C^4 \gamma^6 \beta_0^6}{R \lambda^3 p^4} |a|^2 \Big|_{z=L}, \quad (5)$$

где $L = Cl\omega/c$ — безразмерная длина области взаимодействия.

Отметим, что система уравнений (3) совпадает с системой уравнений, описывающей сверхизлучение электронного сгустка при движении в периодическом магнитном поле ондулятора [1,2].

Для численного моделирования системы уравнений (3) параметры электронного сгустка и замедляющей структуры были выбраны близкими к используемым в условиях эксперимента ($R = 0.5$ см, $R_0 = 0.15$ см, $\varepsilon = 3$, $a = 0.2$ см, $I = 200$ А, $\gamma = 1.4$, $C = 0.057$). Рассматривалось возбуждение моды TM_{01} , для которой из дисперсионной диаграммы (рис. 2) следует, что групповая скорость в резонансной точке 38 GHz равна $V_{gr} = 0.5c$. Моделирование проводилось при значении нормированной длительности сгустка $T = 6$, что при указанных выше параметрах соответствовало длительности плато электронного импульса ~ 250 ps. Величина начальной модуляции $r = 0.0005$ была выбрана таким образом, чтобы режим насыщения достигался при длине системы, превышающей 30 см (в безразмерных параметрах $L \geq 13$), что соответствовало результатам эксперимента (раздел 3).

На рис. 3, a представлено пространственно-временное распределение амплитуды электрического поля, демонстрирующее формирование короткого импульса СИ при достаточно больших длинах пространства взаимодействия. Указанный процесс обусловлен группировкой электронов внутри сгустка и проскальзыванием волны относительно электронов вследствие отличия групповой скорости волны от скорости поступательного движения частиц. В результате проскальзывания происходит синхронизация отдельных частей электронного сгустка. На рис. 3, b представлены импульсы СИ для различных

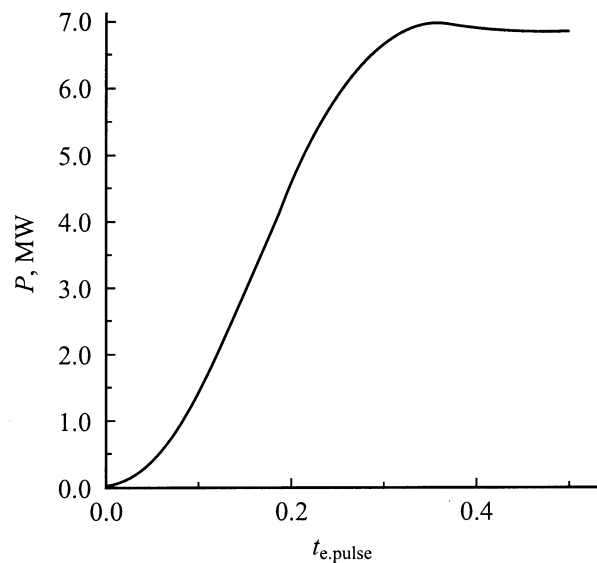


Рис. 4. Зависимость пиковой мощности излучения от длительности электронного сгустка.

нормированных длин области взаимодействия $L = 14$, соответствующей режиму нелинейного насыщения, и $L = 11$, соответствующей финальной стадии линейного режима. Как следует из рис. 3, *b* минимальная длительность импульса СИ, достигаемая в режиме насыщения, составляет ~ 250 ps при пиковой мощности ~ 6 MW. При более короткой длине $L = 11$, близкой к условиям эксперимента, длительность импульса СИ ~ 300 ps при пиковой мощности ~ 4 MW.

Важной характеристикой процесса сверхизлучения является зависимость пиковой мощности от полного числа частиц или полного заряда сгустка. На рис. 4 представлена зависимость пиковой мощности от длительности электронного импульса при фиксированном значении тока, когда длина области взаимодействия $L = 20$ соответствует режиму насыщения. Видно, что пока длительность электронного импульса не превышает 250 ps, эта зависимость близка к квадратичной. Это означает, что в таких условиях все частицы в сгустке излучают когерентно. При длительностях электронного сгустка, превосходящих 300 ps, имеет место насыщение роста пиковой мощности, поскольку электронный сгусток становится слишком длинным для обеспечения когерентного излучения со всего его объема.

2. Моделирование процесса черенковского СИ на основе кода KARAT

С целью более полного учета факторов, присущих реальному эксперименту, включая влияние пространственного заряда сгустка, дисперсию электромагнитного импульса и т.д., было проведено дополнительное моделирование черенковского СИ в волноводе, частично заполненном диэлектриком, в рамках 2.5-мерной версии кода KARAT. При таком моделировании движение электронов является трехмерным, а распределение полей предполагается аксиально-симметричным. Рассматривалась модель, в которой электронный сгусток с заданным током и энергией частиц инжектировался вдоль однородного магнитного поля непосредственно в область взаимодействия в виде гладкого цилиндрического волновода с диэлектрической вставкой. Форма токового импульса, используемого при моделировании, приведена на рис. 5. Геометрические размеры системы представлены на рис. 6 и соответствуют реальному эксперименту. На рис. 6 показано также положение электронного сгустка в различные моменты времени от момента инжекции в пространство взаимодействия. Видно, что первоначально однородный по плотности электронный сгусток приобретает в процессе взаимодействия сильную модуляцию по плотности частиц, которая сопровождается модуляцией частиц по продольному импульсу (рис. 7).

На рис. 8, *a* представлена зависимость мощности излучения от времени при энергии электронов 200 keV и пиковом токе 200 A. Излучение представляет собой

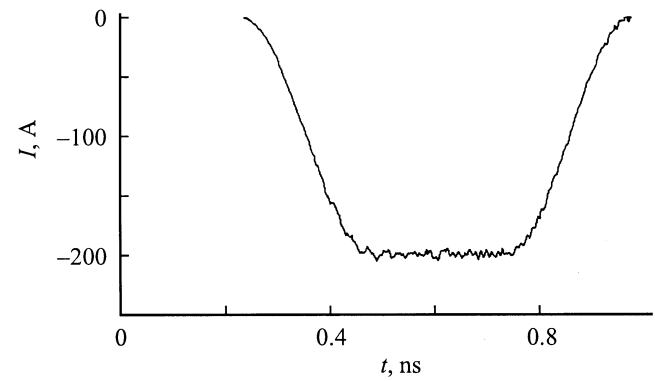


Рис. 5. Форма токового импульса, используемого при моделировании кодом KARAT.

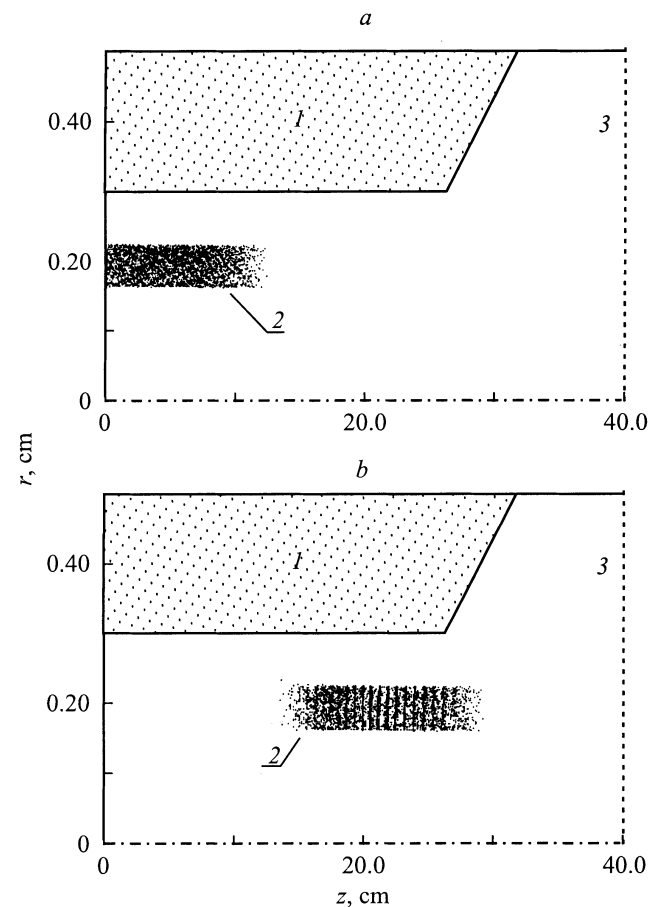


Рис. 6. Геометрия области взаимодействия и положение электронного сгустка. Моменты времени t , ns: *a* — 0.5, *b* — 1.5. 1 — диэлектрическая вставка, 2 — электронный сгусток, 3 — выходное окно.

короткий импульс с длительностью ~ 300 ps и пиковой мощностью ~ 2 MW. Заметим, что после усреднения по периоду высокочастотных колебаний мощность равна половине мгновенной мощности, показанной на рис. 8, *a*. Спектр излучения (рис. 8, *b*) является широкополосным

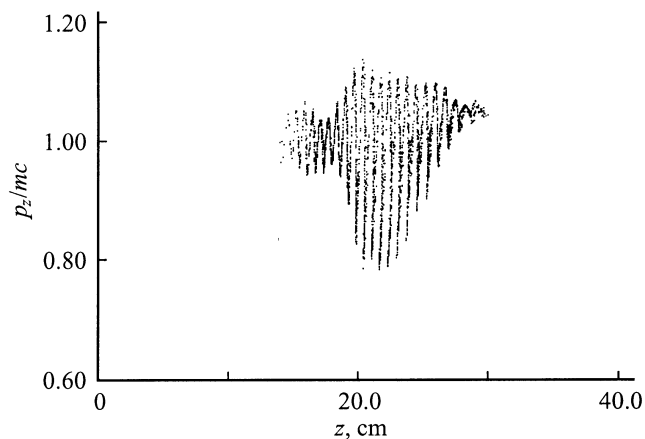


Рис. 7. Фазовая плоскость (p_z, z), характеризующая модуляцию сгустка по продольным импульсам. $t = 1.5$ ns.

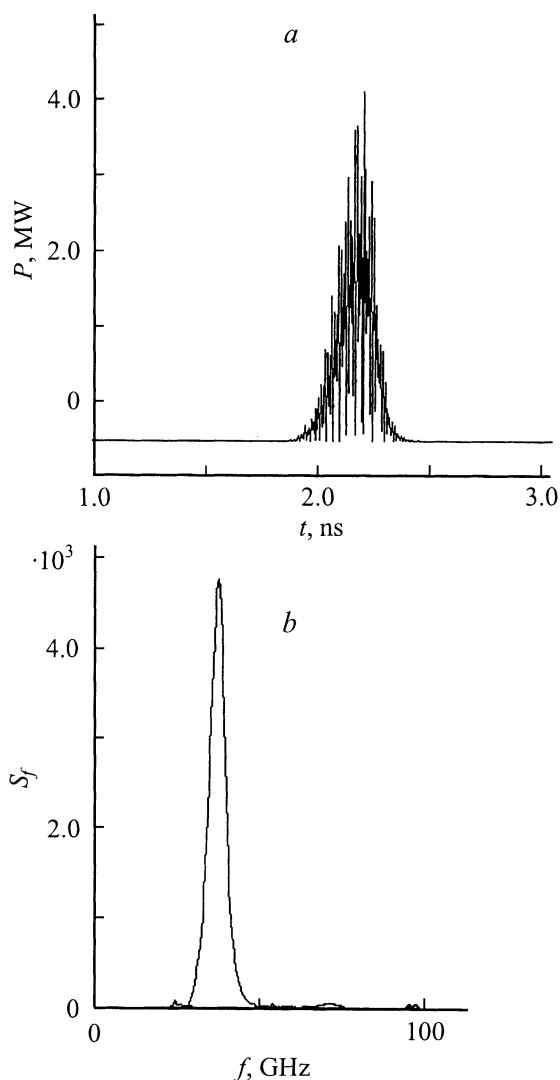


Рис. 8. Импульс черенковского СИ (a) и его спектр (b).

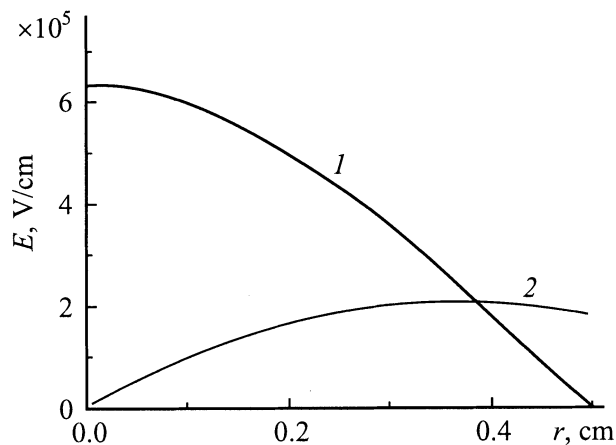


Рис. 9. Поперечное распределение E_z - (1) и E_r -компонент (2) электрического поля на выходе из пространства взаимодействия при $z = 33$ cm.

с относительной шириной до 15%. Центральная частота спектра излучения совпадает с частотой, соответствующей выполнению условия черенковского синхронизма (1) с TM_{01} -модой диэлектрического волновода (рис. 2). Поперечная структура поля также соответствует возбуждению моды TM_{01} (рис. 9).

Индукированный характер излучения может быть проиллюстрирован приведенной на рис. 10, a зависимостью пиковой мощности излучения от длины области взаимодействия, т. е. фактически от длины диэлектрической вставки. Видно, что на начальном этапе пиковая мощность увеличивается по экспоненциальному закону, а затем происходит насыщение роста мощности. Экспоненциальный рост мощности излучения при увеличении длины взаимодействия вызван развитием группировки частиц. Необходимо отметить, что в случае традиционного спонтанного излучения, обусловленного флуктуациями плотности внутри электронного сгустка, или излучения за счет существования фронтов тока экспоненциальная зависимость мощности от длины взаимодействия должна отсутствовать. Результаты моделирования показывают, что в условиях эксперимента преобладающим являлось индуцированное излучение, а спонтанное излучение играло роль затравки. При этом в зависимости от условий эксперимента затравка могла быть обусловлена как флуктуациями плотности частиц внутри сгустка, так и излучением фронта электронного сгустка.

Моделирование в рамках кода KARAT также подтверждает квадратичную зависимость пиковой мощности от числа частиц в сгустке. В данном случае длительность и форма электронного импульса предполагались постоянными, а величина пикового тока варьировалась. При этом длина диэлектрической вставки составляла 36 cm, т. е. соответствовала режиму насыщения. Из рис. 10, b следует, что пиковая мощность излучения пропорциональна квадрату числа частиц в сгустке (т. е. все электроны сгустка

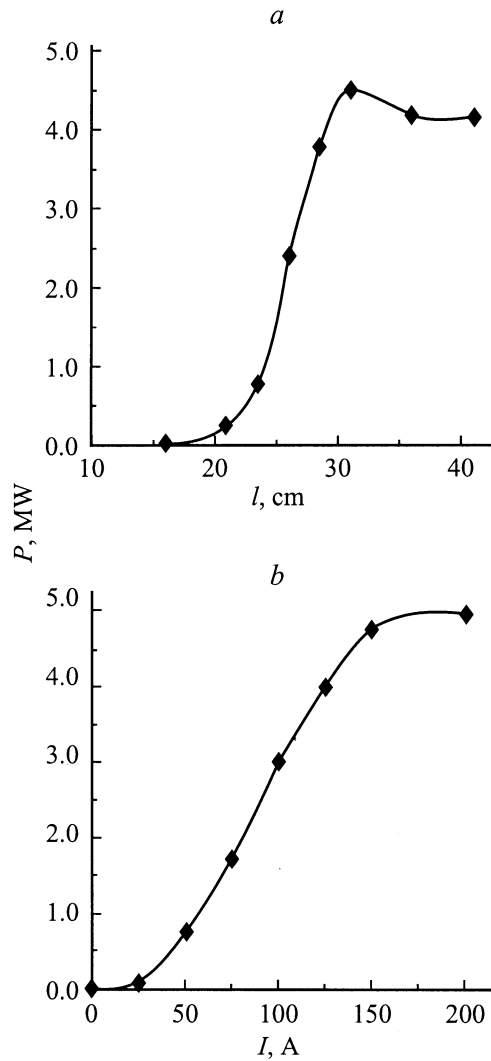


Рис. 10. Зависимость пиковой мощности импульсов СИ от длины области взаимодействия (а) и от амплитуды тока при фиксированной длительности электронного сгустка (б).

излучают когерентно), пока величина пикового тока не превышает 100 А. При токах, превосходящих 100 А, указанная зависимость отклоняется от квадратичной, а при токах свыше 200 А имеет место насыщение роста пиковой мощности. Данный эффект можно объяснить, в частности, влиянием пространственного заряда, приводящего к разлету сгустка и, следовательно, к увеличению динамического разброса частиц по продольным скоростям.

Соответственно аналогично рис. 4 при заданном токе пиковая мощность является квадратичной функцией длительности импульса, пока эта длительность достаточно мала (в моделировании при $t_{e,pulse} \leq 300$ ps). Важно подчеркнуть, что увеличение длительности электронного сгустка при сохранении формы его переднего фронта и фиксированном пиковом токе приводит к появлению дополнительных пиков электромагнитного

излучения (рис. 11, а), т.е. излучение приобретает вид последовательности электромагнитных импульсов. Как отмечалось в разделе 2 это связано с тем, что электронный сгусток становится слишком длинным (в масштабе кооперативной длительности $t_c = (\omega C)^{-1}(\beta_{gr}^{-1} - \beta_{||}^{-1})$) для обеспечения когерентного излучения со всего его объема. В результате сгусток разбивается на отдельные области, каждая из которых излучает электромагнитные импульсы практически независимо от других частей сгустка. Подобный режим принято называть режимом усиления собственных шумов (self amplified spontaneous emission — SASE).

Следует отметить, что существование вторичных импульсов на рис. 11, а, обладающих примерно такой же амплитудой, как и первый импульс, свидетельствует о том, что начальной затравкой излучения в условиях данного моделирования (прежде всего имеется в виду величина коэффициента усиления) являются флуктуационные шумы внутри электронного сгустка. Однако является вполне реальной ситуация, когда в качестве начальной затравки может служить когерентное излучение переднего фронта токового импульса. В моделировании

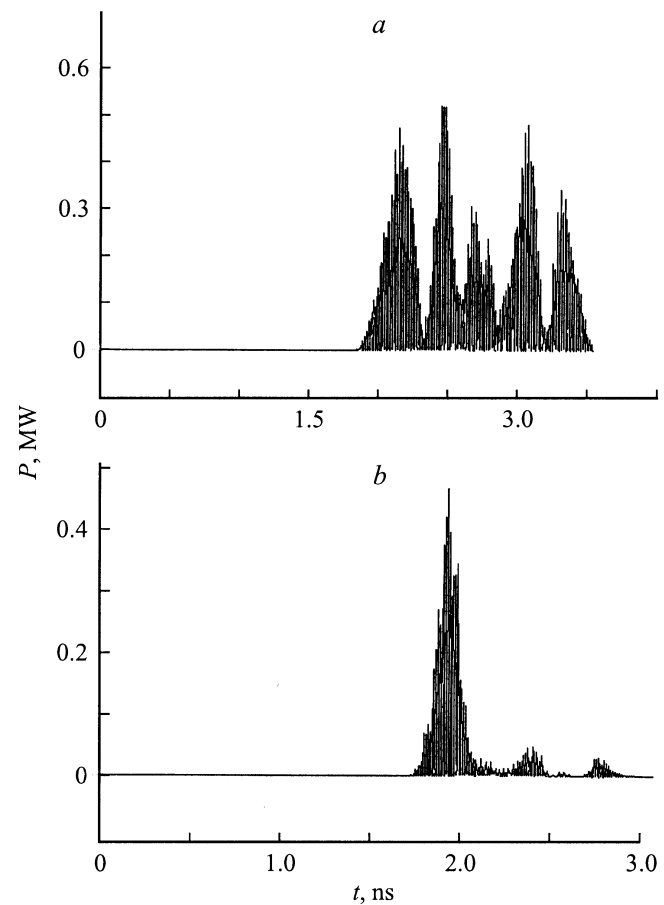


Рис. 11. Зависимость мощности излучения от времени при большой длительности электронного сгустка. Затравкой излучения являются флуктуационные шумы (а) и фронт электронного импульса (б).

такая ситуация реализовалась при увеличении зазора между сгустком и замедляющей системой, приводящего к падению инкрементов, при одновременном укорочении до 30 ps переднего фронта электронного импульса. При полной длительности электронного импульса 1.2 ns выходное излучение, генерируемое в подобной ситуации, представлено на рис. 11, *b*. В этом случае в основном представлен первый импульс, инициируемый излучением фронта. После его прохождения амплитуда начальных флуктуаций плотности электронного потока оказывается недостаточной для развития процесса и на заданной длине взаимодействия выходной сигнал падает практически до нуля. В результате эффективная длительность излучаемого пуга импульсов оказывается существенно короче длительности электронного импульса.

3. Экспериментальное исследование черенковского сверхизлучения

Ускоритель РАДАН 303 с субнаносекундным обострителем использовался как инжектор 0.3–0.5 ns электронных импульсов с током до 1 kA и энергией электронов 200–250 keV [12,13]. Эти импульсы генерировались трубчатым взрывоэмиссионным катодом в коаксиальном вакуумном диоде с магнитной изоляцией и имели средний радиус 0.15 cm. Типичные осцилло-

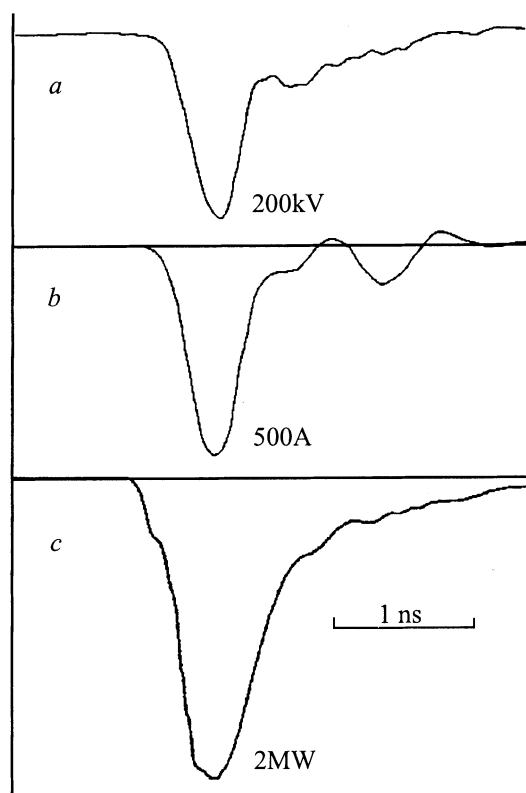


Рис. 12. Типичные осциллограммы ускоряющего напряжения (*a*), электронного тока до прохождения через анодный коллиматор (*b*), а также импульса черенковского СИ (*c*).

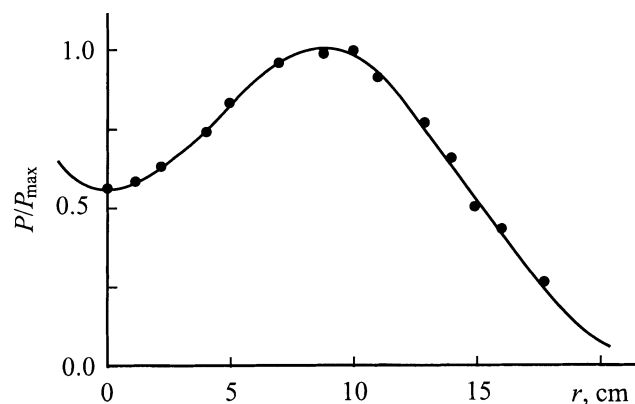


Рис. 13. Диаграмма направленности излучения.

граммы ускоряющего напряжения и электронного тока представлены на рис. 12, *a, b*. Заметим, что при влете электронного сгустка в диэлектрический волновод и в процессе движения сгустка возникала частичная потеря тока вследствие колимирования анодным блоком диода и возможной неточности юстировки. Для регистрации субнаносекундных сигналов с датчиков напряжения, тока и СВЧ мощности использовался осциллограф Тектроникс 7250 с полосой регистрации 7 GHz. Переходная характеристика германиевых детекторов на горячих носителях составляла 200 ps. Транспортировка сильноточных электронных сгустков через пространство взаимодействия осуществлялась в однородном магнитном поле с напряженностью 13–14 kOe. Рабочее пространство представляло собой волновод, частично заполненный диэлектриком. Использовались втулки из двух диэлектрических материалов — лавсана и тефлона с диэлектрическими проницаемостями 2.5–3. Наилучшие результаты были получены для многослойной диэлектрической вставки, которая была намотана из лавсановой пленки толщиной 0.05 mm. Типичные импульсы черенковского СИ длительностью 0.4–0.5 ns, наблюдаемые в последнем случае при значении пикового тока на выходе из пространства взаимодействия 200 A, представлены на рис. 12, *c*.

Спектральные измерения посредством системы волноводных фильтров высоких частот и металлических решеток с различными размерами ячеек показали, что центральная частота излучения была близка к расчетной ~ 39 GHz, однако полный спектр импульса был существенно шире по сравнению с расчетным (рис. 8, *b*) и достигал 10 GHz. Уширение спектра импульса объяснялось тем, что наряду с возбуждением моды TM_{01} имело место возбуждение гибридной HE_{11} -моды, дисперсионная характеристика которой также имеет точку пересечения с электронным потоком в рабочей полосе частот (рис. 2). Возможно также, что происходило возбуждение более высоких мод диэлектрического волновода. Наличие в выходном излучении нескольких мод

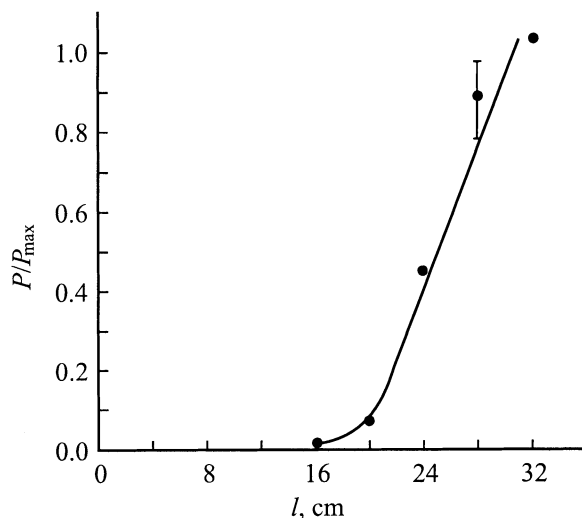


Рис. 14. Экспериментальная зависимость пиковой мощности от длины пространства взаимодействия.

подтверждается характером диаграммы направленности излучения (рис. 13), в которой отсутствует характерный для моды TM_{01} глубокий минимум мощности в центре.

Заметим также, что среди факторов, вызывающих уширение спектра импульсов СИ, мог быть начальный разброс продольных скоростей электронов, а также изменение средней энергии электронов, обусловленное временной нерегулярностью формы импульса ускоряющего напряжения. В результате электронным фракциям, имеющим различную поступательную скорость, соответствуют различные резонансные точки на дисперсионной характеристике.

Пиковая мощность излучения оценивалась посредством интегрирования показаний детектора по диаграмме направленности и при токе 200 А составила 1–2 МВт. Измеренная длительность импульсов СИ ~ 0.4 ns несколько превышала полученную в результате моделирования. Увеличение ширины импульса может быть также объяснено одновременным возбуждением нескольких мод, обладающих, вообще говоря, различными групповыми скоростями.

На рис. 14 представлена экспериментальная зависимость пиковой мощности от длины пространства взаимодействия. Длина области взаимодействия изменялась путем высаживания электронного сгустка на стенки диэлектрического волновода за счет последовательного отключения катушек, формирующих ведущее магнитное поле. При этом величина поля в однородном участке соленида поддерживалась неизменной. Начальный участок указанной зависимости является экспоненциальным с последующей тенденцией к насыщению (ср. с рис. 10, а) и подтверждает, что излучение носит индуцированный характер, т.е. возникает за счет развития группировки частиц внутри сгустка.

Заключение

Таким образом, в описанных экспериментах впервые наблюдалось короткоимпульсное черенковское излучение одиночного электронного сгустка. В результате были получены мегаваттные микроволновые импульсы субнаносекундной длительности, соответствующей примерно 15 периодам высокой частоты. В соответствии с результатами теоретического анализа и компьютерного моделирования это излучение можно интерпретировать как сверхизлучение. Необходимо отметить, что в этих экспериментах когерентное импульсное излучение было получено от изолированного субнаносекундного электронного сгустка в отличие от описанных в [14] экспериментов, в которых наблюдалось излучение от последовательности таких сгустков, синхронизованных посредством внешней обратной связи.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 98-02-17308).

Список литературы

- [1] Bonifacio R.H., Maroli C., Piovella N. // Opt. Commun. 1988. Vol. 68. N 68. P. 369–374.
- [2] Bonifacio R., Piovella N., McNeil B.W.J. // Phys. Rev. 1991. Vol. A44. P. 3441–3444.
- [3] Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский В.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 9. С. 1095–1116.
- [4] Гинзбург Н.С. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 5. С. 440–444.
- [5] Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Сергеев А.С. // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60. Вып. 7. С. 501–505.
- [6] Гинзбург Н.С., Новожилова Ю.В., Сергеев А.С. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 3. С. 39–44.
- [7] Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Zotova I.V. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 78. N 12. P. 2365–2369.
- [8] Jaroszynski D.A., Chaix P., Piovella N. // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 78. N 9. 1699–1702.
- [9] Ginzburg N.S., Sergeev A.S., Novozhilova Yu.V. et al. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 1997. Vol. A393. P. 352–358.
- [10] Шпак В.Г., Яландин М.И., Гинзбург Н.С. и др. // ДАН. 1999. Т. 365. № 1. С. 50–53.
- [11] Ginzburg N.S., Novozhilova Yu.V., Sergeev A.S. et al. // Phys. Rev. 1999. Vol. E60. P. 3297–3304.
- [12] Mesyats G.A., Shpak V.G., Shunailov S.A., Yalandin M.I. // Proc. of the 9th IEEE Intern. Pulsed Power Conf. Albuquerque, NM (USA), 1993. Vol. 2. P. 835–838.
- [13] Shpak V.G., Shunailov S.A., Ulmaskulov M.R. et al. // Proc. 11th Intern. Conf. on High Power Particle Beams. BEAMS'96. Prague, 1996. Vol. 2. P. 913–916.
- [14] Ciocci F. et al. // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 66. P. 699.