

## Черенковское сверхизлучение с пиковой мощностью, превосходящей мощность электронного потока

А. А. Ельчанинов, С. Д. Коровин, В. В. Ростов<sup>1)</sup>, И. В. Пегель, Г. А. Месяц<sup>+</sup>, М. И. Яландин<sup>+</sup>, Н. С. Гинзбург\*

Институт сильноточной электроники Сибирского отделения РАН, 634050 Томск, Россия

<sup>+</sup> Институт электрофизики Уральского отделения РАН, 620083 Екатеринбург, Россия

\* Институт прикладной физики РАН, 603600 Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию 4 февраля 2003 г.

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований, позволивших на основе эффекта черенковского сверхизлучения осуществить генерацию электромагнитных импульсов с пиковой мощностью, превосходящей мощность электронного потока. При токе инжекции 2.6 кА, энергии частиц 330 кэВ мощность СВЧ импульсов с центральной частотой 9.3 ГГц и длительностью 0.5 нс достигала 1.2 ГВт.

PACS: 41.60.Bq, 84.40.Fe

Эффекты сверхизлучения (СИ) электронных потоков конечной длительности являются примером нестационарных коллективных процессов и рассматриваются применительно к различным механизмам вынужденного излучения заряженных частиц [1–7]. Наибольшая пиковая мощность получена в случае черенковского механизма [8,9] при излучении прямолинейно движущихся электронов в периодической замедляющей системе и их синхронном взаимодействии с пространственной гармоникой волны, поток энергии которой направлен навстречу поступательному движению частиц. Полученные значения пиковой мощности в миллиметровом и сантиметровом диапазонах волн в несколько раз (почти на порядок в [9]) превосходили уровень мощности, реализуемой для относительно протяженных импульсов электронного тока в режиме квазистационарной генерации. По существу, в этих исследованиях реализованы классические аналоги эффекта, известного в квантовой электронике как СИ Дике [10]. Основная трудность в его осуществлении для двухуровневых сред, как известно, связана с релаксационными процессами [11]. Лишь для узкого класса активных сред удается достичь условий, при которых время релаксации превышает время высвечивания импульса [12]. Для электронных потоков в вакууме, как показывают оценки, эффектами столкновений частиц можно пренебречь [13]. Таким образом, для реализации эффекта СИ следует обеспечить достаточно высокий инкремент неустойчивости:  $\text{Im}(\omega)L/V_0 \gg 1$  ( $L$  – длина пространства взаимодействия,  $V_0$  – начальная ско-

рость частиц). В случае взаимодействия частиц со встречной волной имеется некоторый интервал времени  $t_a = L(1/V_0 + 1/|V_g|)$ , где  $V_g$  – групповая скорость волны, соответствующий накоплению энергии в волне. Если длительность тока пучка близка к  $t_a$ , практически все электроны пучка могут вовлекаться в процесс формирования движущегося навстречу им уединенного электромагнитного импульса. Длительность импульса СИ можно оценить как величину, обратно пропорциональную инкременту абсолютной неустойчивости [14,15], развивающейся в системе при инжекции стационарного электронного потока:  $\text{Im}(\omega) \approx C\omega_0/(1 + V_0/|V_g|)$ , где  $C$  – параметр усиления (параметр Пирса),  $\omega_0$  – частота точного синхронизма между частицами и синхронной пространственной гармоникой ( $\omega_0 - h_s V_0 = 0$ , где  $h_s$  – продольное волновое число гармоники):

$$\Delta t \approx \frac{1 + V_0/|V_g|}{\omega_0 C}. \quad (1)$$

В случаях, когда длительность импульса СИ  $\Delta t$  мала по сравнению со временем аккумуляции энергии:  $\Delta t \ll t_a$ , пиковая мощность импульса СИ может превысить, и даже значительно, мощность электронного потока. Это не противоречит закону сохранения энергии, так как энергия импульса СИ остается меньше полной кинетической энергии электронного потока.

В настоящем сообщении приведены результаты теоретического анализа, подтверждающего такую возможность, а также последующего эксперимента, в котором получена генерация импульсов СИ в диа-

<sup>1)</sup> e-mail: rostov@lfe.hcei.tsc.ru

пазоне 10 ГГц с мощностью, в 1.4 раза превышающей мощность электронного пучка.

Будем полагать выполненным условие малости параметра усиления:  $C \ll 1$ , что, с одной стороны, обеспечивает достаточно узкую ширину спектра ( $\Delta\omega \sim C\omega_0$ ) по сравнению с конечной полосой пропускания реальной замедляющей системы, а с другой стороны позволяет описать процесс взаимодействия в рамках метода медленно меняющихся амплитуд. Представим продольную компоненту поля синхронной гармоники на радиусе трубчатого пучка  $r_b$  в виде:

$$E_z = \chi(z) \operatorname{Re} \left( \hat{E}(r_b) A(t, z) \exp[i\omega_0(t - z/V_0)] \right). \quad (2)$$

Здесь  $A$  – комплексная медленно меняющаяся амплитуда поля основной гармоники,  $\hat{E}$  – функция, задающая поперечное распределение поля. Функция  $\chi$  описывает варьирующееся в случае изменения по длине амплитуды гофр соотношение между амплитудами синхронной и основной гармоник и удовлетворяет условию нормировки:  $\int_0^L \chi(z) dz = L$ . В случае однородного по длине импеданса связи  $\chi = 1$ . Без учета дисперсии волны уравнения, описывающие одномерное и однонаправленное (без остановки и поворотов) движение частиц, а также эволюцию амплитуды волны, можно привести к виду

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} = \gamma_0^3 \left[ \left( 1 + C \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right)^2 - (1 - \gamma_0^{-2}) \right]^{\frac{3}{2}} \chi(\xi) \operatorname{Re} [a e^{i\theta}]$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial a}{\partial \tau} - \frac{\partial a}{\partial \xi} &= \chi(\xi) J, \\ \theta(0) &= \theta_0 \in (0, 2\pi), \quad \partial\theta/\partial\xi|_{\xi=0} = 0, \\ a(\tau, \xi_k) &= 0, \quad a(0, \xi) = a_0(\xi). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $\theta = \omega_0(t - z/V_0)$  – фаза частиц в поле синхронной волны,  $\gamma_0 = (1 - V_0^2/c^2)^{-1/2}$  – начальное значение релятивистского фактора,

$$\tau = \omega_0 C (t - z/V_0) / (1 + V_0/|V_g|),$$

$\xi = \omega_0 C z / V_0$ ,  $a = eA/C\gamma_0^3 V_0 m \omega_0$ ,  $J = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0$  – безразмерная амплитуда высокочастотного тока. В случае  $\chi = 1$  уравнения (3) содержат два независимых параметра: нормированную длину взаимодействия  $\xi_k = \omega_0 C L / V_0$  и параметр Пирса  $C = (eJ_b Z / 2mc^2 \gamma_0^3)^{1/3}$ , где  $J_b$  – ток пучка,  $e$  и  $m$  – заряд и масса электрона,  $c$  – скорость света,  $Z$  – импеданс

связи пучка с волной [13] (в случае неоднородной системы следует считать для усредненной амплитуды гофр). Кроме  $\xi_k$  и  $C$ , имеются еще два параметра, выбор которых ограничен условиями конкретного эксперимента: это  $\gamma_0$  и уровень начальных шумов, который при использовании сильноточных пучков определяется излучением фронта тока [14]. Конкретный вид функции  $a_0(\xi)$  в (3) находится несамосогласованным образом по известному профилю фронта тока, например, с помощью начального этапа расчета с заданием высокочастотного тока  $J^f \ll 1$ . При любой величине  $\xi_k \gg 1$  оптимальный уровень начальных возмущений должен быть таков, чтобы область, где амплитуда высокочастотного тока ограничивается в результате нелинейности (перегруппировки частиц), оказывалась вблизи края пространства взаимодействия. В этом случае время формирования импульса СИ на выходе из системы ( $z = 0$ ) соответствует равенству  $\tau_\Sigma \approx \xi_k$  (рис.1), то есть равно сумме времен

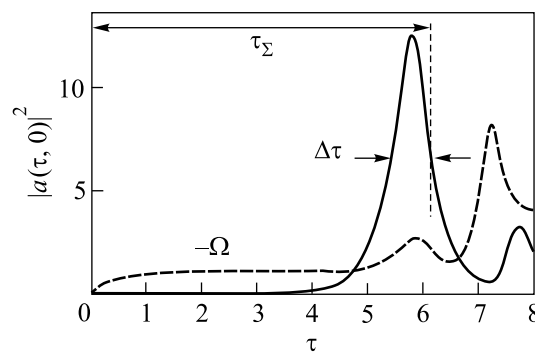


Рис.1. Расчетная форма импульса и текущий сдвиг частоты, взятый со знаком минус (пунктир), в условиях:  $\xi_k = 6$ ;  $\nu = 0.5$ ;  $J^f = 0.003$ ;  $\gamma_0 \gg 1$

пролета частиц и волны через пространство взаимодействия. Если при заданной величине  $\xi_k$  начальное возмущение выше оптимального значения, импульс формируется раньше с меньшей мощностью: насыщение ВЧ тока наблюдается до прохождения частицами полной длины взаимодействия. Если начальное возмущение мало, импульс появляется позже, а его амплитуда не зависит от  $J^f$ . На рис.1 представлен характерный вид огибающей амплитуды импульса СИ на выходе из системы ( $z = 0$ ), а также текущая отстройка частоты излучения от частоты точно го синхронизма  $\Omega = d(\arg a)/d\tau$ .

Определим коэффициент конверсии как отношение пиковой мощности излучения к мощности электронного потока:

$$K = \frac{(\gamma_0 + 1) \nu |A(\tau, 0)|_{\max}^2}{\gamma_0 \cdot 8}, \quad \nu \equiv 2\gamma_0^2 C. \quad (4)$$

Введение обобщенного параметра нелинейности  $\nu$  позволяет упростить представление результатов задачи при различных значениях  $\gamma_0$ , поскольку влияние начальной энергии частиц прослеживается с помощью соотношений подобия [16]. Действительно, как видно из рис.2, коэффициент конверсии макси-

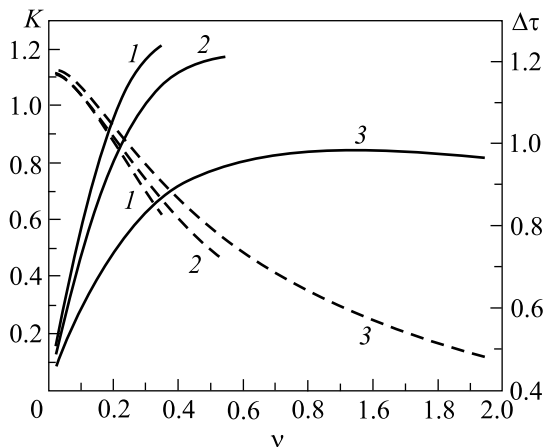


Рис.2. Коэффициент конверсии (сплошные линии) и нормированная длительность импульса (штриховые линии) в зависимости от параметра нелинейности: 1 –  $\gamma_0 - 1 \ll 1$ ; 2 –  $\gamma_0 = 1.6$ ; 3 –  $\gamma_0 \gg 1$ ; ( $\xi_k = 6$ ;  $J^f = 0.003$ )

мален для нерелятивистских энергий частиц и составляет около 1.4 в области значений параметра  $\nu \approx \nu_{cr} \approx 0.35$ ,  $\xi_k \approx 10$ . Критическим значениям параметра нелинейности отвечает появление останавливающихся электронов, когда нарушается применимость модели. В ультрарелятивистском приближении остановки не происходит ( $K \rightarrow 1$  при  $\nu \approx 1$ ,  $\xi_k \rightarrow \infty$ ). Асимптотическому пределу  $\nu \rightarrow 0$  соответствует режим малых относительных изменений энергии частиц, когда длительность импульса СИ максимальна и близка к оценке (1). Снижение длительности в режиме высоких значений  $\nu$  объясняется изменением формы импульса в результате сокращения стадии перегруппировки частиц.

Отметим, что увеличение пиковой мощности импульсов СИ может быть достигнуто путем профилирования параметра связи по длине пространства взаимодействия. В частности, для описанного ниже эксперимента использовано линейное нарастание связи (в 1.6 раза) на первой половине длины. Соответствующий такому профилю коэффициент конверсии для  $\xi_k = 6$ ,  $\gamma_0 = 1.6$  достигал значения 1.7.

С точки зрения достижения максимальных коэффициентов конверсии существует некоторый оптимальный вид функции  $\chi(z)$ . Допустим, что по мере распространения импульса от коллекторного края до

катодного форма и амплитуда сигнала, характеризующего синхронную гармонику, постоянны, а пиковая мощность импульса линейно нарастает на большей части длины пространства взаимодействия. Нетрудно показать, что таким требованиям в пределе отвечает функция  $\chi(z) \propto (1 - z/L_a)^{-1/2}$ , где  $L_a$  незначительно больше  $L$ . Данный случай представляет интерес для будущих исследований и соответствует солитонно-подобным решениям, в которых достигается  $K \gg 1$ .

При практической реализации эффекта черенковского СИ среди факторов, не учитываемых описанной моделью, существенную роль могут играть эффекты, связанные с дисперсией электромагнитного импульса. Генерируемый импульс в активной фазе взаимодействия распространяется навстречу поступательному движению электронов, а затем отражается от катодной области и выводится через тот же гофрированный волновод в направлении коллектора. На каждой фазе может происходить распыление волнового пакета вследствие дисперсии групповой скорости  $V_g(\omega) = d\omega/dh$  в спектральной полосе импульса. На рис.3 представлена дисперсионная характеристика симметричной волны низшего типа  $E_{01}$  в гоф-

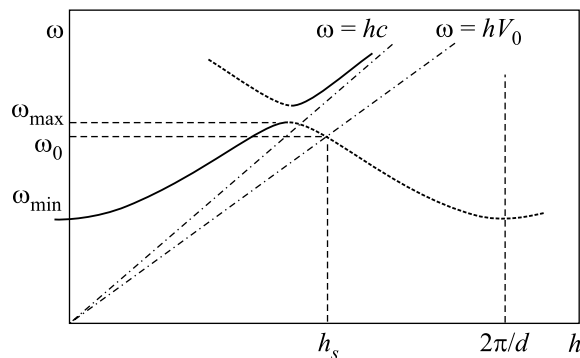


Рис.3. Дисперсионная характеристика гофрированного волновода (период  $d$ )

рированном волноводе, который был использован в эксперименте. Оценки показывают, что данный эффект мог быть существенным в ряде первых работ, где в качестве рефлектора использовался отрезок закритического волновода (с уменьшенным радиусом), а средний радиус гофрированного волновода незначительно отличался от критического радиуса. Поэтому ширина полосы пропускания замедляющей системы ( $1 - \omega_{min}/\omega_{max}$ ), ограниченная сверху запиранием вблизи брэгговского резонанса, составляла 25–35%. Для уменьшения дисперсионного распыления в данной работе использовался гофрированный волновод с увеличенным (почти в 2 раза) средним ра-

диусом. В качестве рефлектора использован низко-добротный полосовой рефлектор [17]. Вместе с расширением полосы пропускания, которая, как видно на рис.3, достигает  $\sim 50\%$ , примерно вдвое увеличивается групповая скорость пакета. Как известно, в случае импульса с гауссовой огибающей масштаб, на котором происходит уширение импульса в  $\sqrt{2}$ , пропорционален  $V_g^3$ . Согласно оценкам и моделированию с помощью программы "KARAT", в проведенном эксперименте дисперсионное расплывание было незначительным.

Кроме дисперсии групповой скорости, на снижение коэффициента конверсии в реальных условиях могут повлиять такие факторы, как взаимодействие частиц с несинхронными волнами, а также поле пространственного заряда пучка. Все эти факторы также учитывались в численном моделировании с помощью метода крупных частиц (KARAT). После детальных расчетов, показавших конверсию  $K \approx 1.4$ , геометрия всей системы была перенесена в эксперимент. Компактный ускоритель электронов СИНУС-150 [15] обеспечивал максимальное ускоряющее напряжение в коаксиальном вакуумном диоде до 330 кВ с длительностью импульса 4 нс (рис.4). При этом ток пучка достигал 2.6 кА. Таким образом, мак-

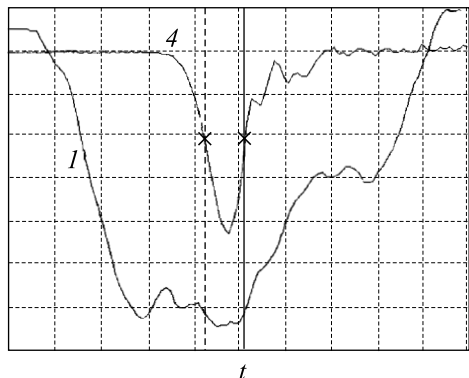


Рис.4. Оциллограммы импульсов ускоряющего напряжения (канал 1) и сигнала, регистрируемого СВЧ детектором на горячих носителях (канал 4, длительность сигнала обозначена вертикальными курсорами). Разрешение 1 нсек в клетке

симальная мощность электронного пучка оценивалась величиной 0.9 ГВт с погрешностью  $\pm 10\%$ . Диапазон регулируемых значений напряжения составлял 230–330 кВ, что при неизменной конфигурации диода соответствовало значениям тока 1.6–2.6 кА. Трубочатый электронный пучок с внешним диаметром 34.5 мм транспортировался в однородном магнитном поле напряженностью 24 кЭ в периодической замедляющей системе со средним радиусом 20 мм,

периодом 13.1 мм, длиной  $22d$  и максимальной амплитудой гофра 2.3 мм.

Сигналы регистрировались цифровым осциллографом TDS694C с аналоговой полосой 3 ГГц. С учетом нелинейной вольт-ваттной характеристики детектора восстановленная программным образом длительность СВЧ импульса по уровню 3 дБ составляла 0.5 нс при максимальном катодном напряжении. Энергия в СВЧ импульсе, измеренная калориметром, достигала 0.6 Дж, что позволяло оценить пиковую мощность на уровне 1.2 ГВт с погрешностью не более  $\pm 12\%$ . Полученные в эксперименте данные о форме, длительности СВЧ импульсов и максимальной величине конверсии  $1.4 \pm 0.3$  (при катодном напряжении 300 кВ) соответствовали результатам моделирования. Спектр импульса СИ, измеренный гетеродинным способом с последующим фурье-анализом, имел ширину от 7% до 15% по уровню 3 дБ, в соответствии с естественной шириной регистрируемых СВЧ сигналов.

Таким образом, для условий черенковского взаимодействия прямолинейного потока частиц с синхронной гармоникой встречной волны теоретически и экспериментально доказана возможность реализации режимов СИ с пиковой мощностью импульсов, превышающей мощность электронного потока. Теоретический анализ показывает возможность дальнейшего увеличения пиковой мощности импульсов СИ при использовании неоднородных замедляющих систем со специальным продольным профилированием коэффициента связи между электронами и синхронной пространственной гармоникой.

1. В. В. Железняков, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский, Изв. вузов. Радиофизика **29**, 1095 (1986).
2. Н. С. Гинзбург, А. С. Сергеев, ЖЭТФ **99**, 438 (1991).
3. Н. С. Гинзбург, И. В. Зотова, А. С. Сергеев, Письма в ЖЭТФ **60**, 501 (1994).
4. Л. А. Вайнштейн, А. И. Клеев, ДАН **301**, 862 (1990).
5. R. Bonifacio, N. Piovella, and V. W. J. McNeil, Phys. Rev. **A44**, 3441 (1991).
6. Н. С. Гинзбург, И. В. Зотова, А. С. Сергеев и др., Письма в ЖЭТФ **63**, 322 (1996).
7. N. S. Ginzburg, I. V. Zotova, A. S. Sergeev et al., Phys. Rev. Lett. **78**, 2365, (1997).
8. В. Г. Шпак, М. И. Яландин, Н. С. Гинзбург и др., ДАН **365**, 50 (1999).
9. С. Д. Коровин, Г. А. Месяц, В. В. Ростов и др., Письма в ЖТФ **28**, 81 (2002).
10. R. H. Dicke, Phys. Rev. **93**, 99 (1954).
11. В. В. Железняков, В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский, УФН **159**, 193 (1989).

12. N. Skribanowitz, I. P. Herman, J. C. McGillivray et al., *Phys. Rev. Lett.* **30**, 309 (1973).
13. Л. А. Вайнштейн, В. А. Солнцев, *Лекции по сверхвысокочастотной электронике*, М.: Сов. Радио, 1973.
14. Н. С. Гинзбург, С. П. Кузнецов, Т. Н. Федосеева, *Изв. вузов. Радиофизика* **21**, 1037 (1978).
15. V. P. Gubanov, S. D. Korovin, I. V. Pegel et.al, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **25**, 258 (1997).
16. В. В. Ростов, Е. М. Тотъменинов, *Изв. Вузов. Радиофизика*, **44**, 325 (2001).
17. С. Д. Коровин, И. К. Куркан, В. В. Ростов, Е. М. Тотъменинов, *Изв. Вузов. Радиофизика* **42**, 1189 (1999).