

Письма в ЖЭТФ

Спектр когерентного переходного излучения, генерируемого модулированным электронным пучком

Г. А. Науменко^{1)а}, А. П. Потылицын^а, П. В. Каратаев^б, М. А. Шипуля^с, В. В. Блекос^с^аТомский политехнический университет, 634050, Томск, Россия^бИнститут Джона Адамса при Колледже Роял Холлоуэй, Лондонского Университета, Эгхам, Суррей, TW20 0EX, Великобритания^сRASA центр при Томском политехническом университете, 634050, Томск, Россия

Поступила в редакцию 10 июня 2017 г.

В работе приведены результаты измерения спектров КПИ с использованием интерферометра Мартна-Паплетта. Показано, что в спектре наблюдаются монохроматические линии, обусловленные модуляцией электронного пучка с частотой ускоряющего ВЧ-поля ν_{RF} и соответствующие резонансам при $\nu_k = k \cdot \nu_{RF}$, $k \leq 10$. Для диагностики длины электронного сгустка, основанной на измерении спектра от одиночного сгустка, необходимо использовать спектрометр с разрешением $\Delta\nu_{sp} > \nu_{RF}$.

PACS: 41.60.-m

Когерентное переходное излучение (КПИ), возникающее при пересечении электронными сгустками границы раздела между двумя средами с различными диэлектрическими проницаемостями $\epsilon_{1,2}$ [1], к настоящему времени достаточно хорошо изучено как теоретически, так и экспериментально. Данное явление широко используется, например, для диагностики релятивистских пучков (см., например, [2]).

В работах [3, 4] авторами было предложено использовать обратное когерентное переходное излучение в качестве источника терагерцевого излучения. Это излучение генерируется зарядом, падающим из вакуума ($\epsilon_1 = 1$) на проводящую мишень ($\epsilon_2 \rightarrow \infty$) и испускается в конусе углов $\theta_x, \theta_y \leq \gamma^{-1}$ (γ – Лоренц-фактор, проекционные углы θ_x, θ_y отсчитываются от направления зеркального отражения).

Кроме цитированных работ, в ряде других (например, в [5]) исследовался процесс генерации когерентного переходного излучения модулированным электронным пучком ускорителя, состоящим из периодической последовательности сгустков. Период Λ прохождения сгустков через мишень, определяемый ВЧ полем, как правило, намного превышает длину сгустка σ_z . Тем не менее, как показано в работе [5], в спектре КПИ наблюдаются монохроматические линии, соответствующие высоким резонансам ВЧ поля.

В работе [6] авторы измерили спектр КПИ, полученный при прохождении через мишень шести ультракоротких электронных сгустков ($\sigma_z \leq 20$ мкм) с периодом $\Lambda = 700$ мкм, и показали, что

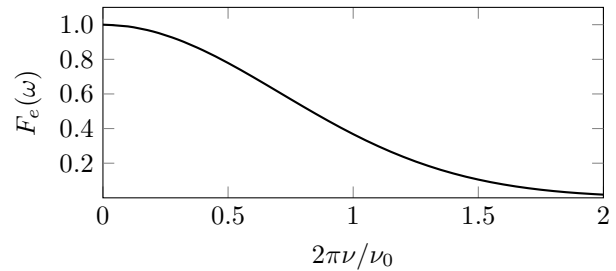


Рис. 1 Типичный спектр КПИ.

в спектре наблюдается основная гармоника с частотой $\nu_1 = c/\Lambda = 0.43$ ТГц и вторая гармоника ($\nu_2 = 2c/\Lambda = 0.86$ ТГц).

Спектр некогерентного обратного переходного излучения (т.е. испускаемый одиночным зарядом) в хорошем приближении можно считать постоянным ($dW_{inc}/d\omega = \text{const}$) в области частот $2\pi a/\gamma \ll \omega \ll \omega_p$, где a – поперечный размер мишени, ω_p – частота плазмона материала мишени [7, 8]. Спектр КПИ, генерируемого сгустком электронов длительностью σ_z в области высоких частот будет определяться формфактором $F_e(\omega) = \exp(-\omega^2\sigma_z^2/c^2) = \exp(-(2\pi\nu/\nu_0)^2)$:

$$\frac{dW_{coh}}{d\omega} \approx N_e^2 \cdot F_e(\omega) \frac{dW_{inc}}{d\omega}, \quad (1)$$

где $\nu_0 = c/\sigma_z$, N_e – число электронов в сгустке.

В пренебрежении влиянием размеров мишени на низкочастотную часть, спектр КПИ показан на рис.1.

^{1)naumenko@tpu.ru}

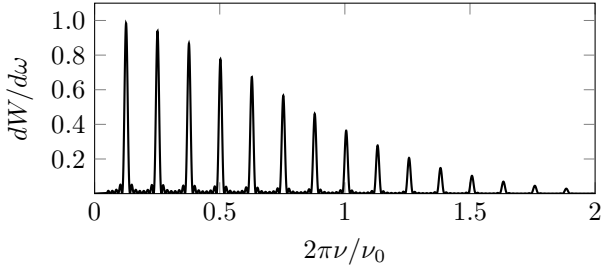


Рис. 2 Спектр КПИ от последовательности сгустков с $N_b = 8$ и $\Lambda = 50 \sigma_z$.

Таблица 1. Параметры интерферометра (см. обозначения на рис. 3).

Габаритные размеры	550 × 550 мм
Размеры зеркал M_1 и M_2	170 × 170 мм
Диаметр зеркала M_p	210 мм
Фокусное расстояние M_p	$f = 95$ мм
Диаметр поляризатора P_1	230 мм
Размеры поляризатора P_2	70 × 70 мм
Проекционный диаметр делителя B	210 мм
Перемещение зеркала M_2	$\Delta l = 150$ мм
Точность перемещения M_2	0.1 мм

Спектр КПИ от последовательности идентичных сгустков представляет собой набор квазимонохроматических линий [3]:

$$\frac{dW_{train}}{d\omega} \approx N_e^2 \cdot F_e(\omega) G_{train}(\omega) \frac{dW_{inc}}{d\omega}, \quad (2)$$

где $G_{train}(\omega) = [\sin(N_b \cdot \omega\Lambda/2c) / \sin(\omega\Lambda/2c)]^2$ – формфактор последовательности N_b сгустков.

На рис.2 приведён пример нормированного спектра КПИ от последовательности сгустков с $N_b = 8$ и $\Lambda = 50 \sigma_z$. Следует иметь в виду, что значения максимумов в спектре определяется величиной $N_b^2 \cdot F_e(\omega)$. Частотный интервал между двумя последующими спектральными пиками определяется межсгустковыми расстояниями Λ : $\Delta\nu = c/\Lambda$, или, для традиционных ускорителей $\Delta\nu = \nu_{RF}$ (ν_{RF} – частота ВЧ поля).

В диагностике пучков заряженных частиц спектры КПИ, измеренные экспериментально, используются для определения длины или продольного профиля электронных сгустков [9, 2] с помощью соотношения Крамерса-Кронига [10]. Однако, как правило, точность спектральных измерений не позволяет получить продольный профиль сгустка. В этом случае в эксперименте измеряется параметр ν_0 при исследовании высокочастотной части спектра.

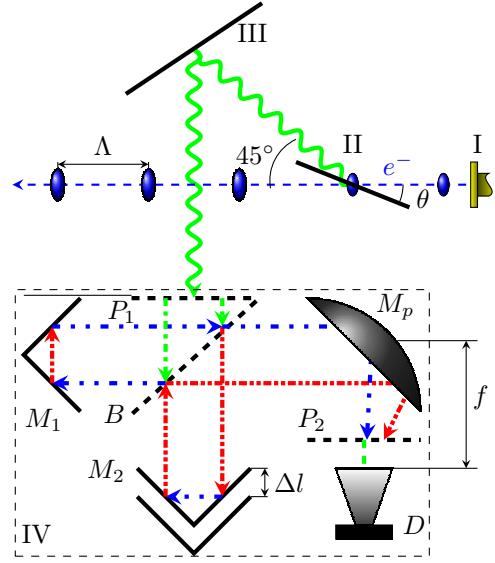


Рис.3. Схема эксперимента. I – патрубков микротрона, II – мишень переходного излучения, III – зеркало, IV – интерферометр Мартина-Паплетта.

Таблица 2. Свойства выведенного пучка релятивистских электронов.

Энергия электронов	E=6.1 МэВ
Лоренц-фактор	$\gamma = 12$
Длительность макро-импульса	$\approx 4\mu$
Частота макро-импульсов	1 ~ 10 Гц
Длина электронного сгустка	$\sigma_z = 2.4$ мм
Количество электронов в сгустке	$N_e \approx 10^8$
Число сгустков в макроимпульсе	$N_b \approx 10^4$
Расстояние между сгустками	$\Lambda = 114$ мм
Частота ВЧ поля	$\nu_{RF} = 2.63$ ГГц
Поперечное сечение пучка	4 × 2 мм
Угловая расходимость пучка	0.08 рад

Как следует из рис. 2, спектральные измерения с разрешением $\Delta\nu_{exp} \leq \Delta\nu$ не позволяют получить необходимую информацию. Интенсивность измеряемых линий зависит от эффективного числа сгустков, излучающих синфазно. Эта величина определяется практически неконтролируемыми параметрами пучка (стабильность ВЧ поля, стабильность заселённости сгустков и проч.), что делает невозможным определение параметра ν_0 из огибающей кривой, описывающей интенсивности спектральных максимумов.

В данной работе спектральные измерения проводились с использованием интерферометра Мартина-Паплетта [11, 12, 13] (см. IV на рис. 3), параметры которого представлены в таблице 1. При этом, раз-

решение интерферометра по частоте $\Delta\nu_{exp} \leq \Delta\nu$. Эксперимент проводился на выведенном пучке релятивистских электронов микротрона ФТИ ТПУ с параметрами пучка, указанными в таблице 2. Схема эксперимента представлена на рис. 3.

В этих условиях при длине волны $\lambda > 9$ мм ($\nu \leq 33.3$ ГГц) излучение электронного сгустка имеет когерентный характер [14]. Из-за когерентности процесса интенсивность излучения возрастает в N раз, что делает ее доступной для измерения существующими детекторами при комнатной температуре.

Для регистрации излучения использовался детектор D (см. рис. 3), разработанный в НИИ Полупроводниковых Приборов г. Томска на базе широкополосной антенны с беспороговым диодом, который обеспечивает регистрацию излучения при комнатной температуре с чувствительностью ≈ 0.3 мВ/Ватт. Изменение спектральной чувствительности детектора в спектральном диапазоне $5 \text{ мм} < \lambda < 30 \text{ мм}$ по паспортным данным не превышает 20%. Детектор установлен в фокусе параболы M_p . Для обрезания низкочастотного фона на детектор устанавливались заградительные волноводы с диаметром 15 и 20 мм (что соответствует детектированию излучения в диапазонах $\lambda < 25.5$ мм и $\lambda < 34$ мм соответственно). Поляризатор P_1 и делитель излучения B представляют собой периодические проволочные структуры с шагом 0.5 мм и коэффициентом заполнения 1/2.

Для указанных выше параметров интерферометра, угловой захват составляет 0.08 рад, при заградительном волноводе с диаметром 15 мм и 0.1 рад, при заградительном волноводе с диаметром 20 мм. Разрешение спектрометра определяется длиной перемещения Δl подвижного зеркала M_2 : $\delta\nu \sim c/(2\Delta l)$, и соответствует величине $\delta\nu \approx 3 \cdot 10^{10} / 30 = 1$ ГГц $< \nu_{RF}$.

Мишень II и зеркало III представляют собой металлические пластины размером 300×200 мм. При повороте мишени II в пределах $\theta = (10^\circ \sim 35^\circ)$ регистрировалась ориентационная зависимость переходного излучения. В этих измерениях интерферометр был установлен в “нулевое” положение, т.е. оптические пути для обоих плеч были равны. Нормированная на максимальное значение, данная зависимость представлена на рис. 4. Статистическая погрешность измерения в каждой точке представленной зависимости не превышает уровня 3%. Как видно из рис. 4, ориентационная зависимость имеет два четких максимума для $\theta_1 = 18.5^\circ$ и $\theta_2 = 26.5^\circ$.

Интерферограмма излучения измерялась в положении левого максимума, а фона – в точке $\theta = 35^\circ$.

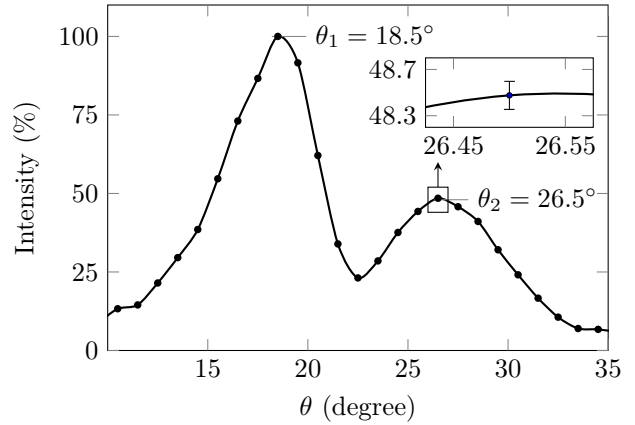


Рис.4. Ориентационная зависимость когерентного переходного излучения.

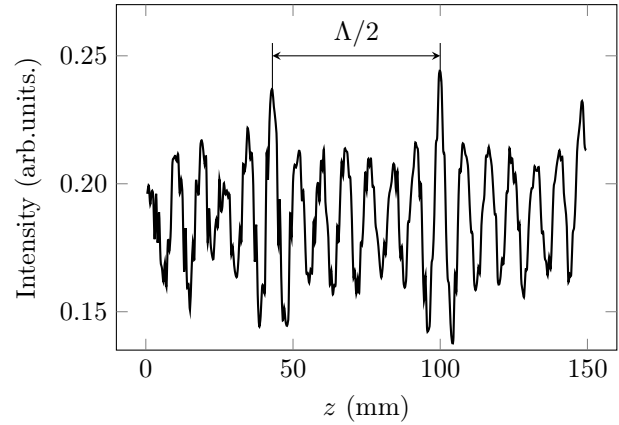


Рис.5. Типичная интерферограмма в левом максимуме ориентационной зависимости.

Типичный вид интерференционной картины при значении $\theta_1 = 18.5^\circ$ представлен на рис. 5.

Следует заметить, что интерферограмма имеет вид периодического сигнала, с выделенными максимумами, разнесёнными на величину $\Lambda/2$. То есть, наблюдается интерференция излучения от двух соседних электронных сгустков.

Для восстановления спектров по данным интерферограммам использовалась методика на основе обратного преобразования Фурье с гауссовой аподизацией, описанная, например, в [10]. Восстановленные спектры излучения представлены на рис. 6.

Измеренный спектр представляет собой последовательность узких пиков. В таблице 3 приведены значения частот ν_{exp} в максимумах этих пиков и расчетные частоты $\nu_k = k \times \nu_{RF}$ для номера k – порядка резонанса от базовой частоты $\nu_{RF} = c/\Lambda = 2.63$ ГГц (см. таблицу 1).

Следует отметить, что в таблице 3 значения частот ν_{exp} и ν_k отличаются лишь в третьем знаке.

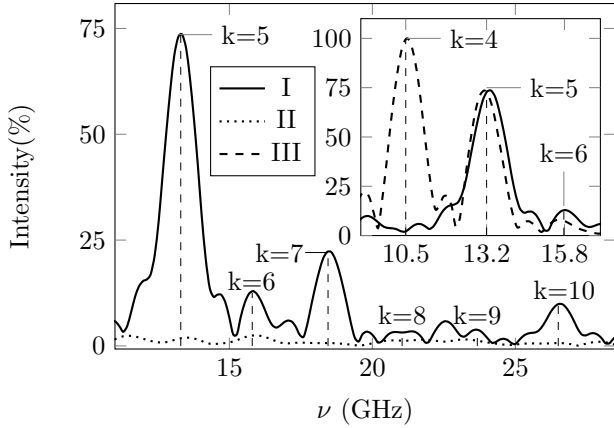


Рис.6. Спектры КПИ восстановленные из интерферограмм для $\theta = 18.5^\circ$. I – с запердельным волноводом $\varnothing 15$ мм, II – фоновый спектр (вне пиков углового распределения), III – с запердельным волноводом $\varnothing 20$ мм.

Таблица 3. Частоты в спектрах переходного излучения.

k	4	5	6	7	8	9	10
ν_k (ГГц)	10.5	13.2	15.8	18.4	21.0	23.6	26.3
ν_{exp} (ГГц)	10.5	13.3	15.8	18.5	–	–	26.3

Это говорит о большом вкладе в результирующий спектр интерференции излучения от последовательности электронных сгустков с $N_b \gg 10$.

Как следует из рис. 6 и из таблицы 3, наблюдаемые в данной работе монохроматические спектральные линии в спектре КПИ соответствуют частотам, существенно превышающим ν_{RF} . Следует ожидать, что формируя пучок КПИ для прикладных исследований [4], используя коллиматоры, возможно “обрезать” вклад низких частот и получить узкую спектральную линию (см. врезку на рис. 6).

Для определения параметра $\nu_0(\sigma_z)$ необходимо проводить спектральные измерения с разрешением $\Delta\nu \gg c/\Lambda$. На рис. 7 показаны спектры, полученные свёрткой спектра, приведённого на рис. 2 с гауссовой функцией отклика спектрометра с разрешением $\Delta\nu_{sp} = \nu = c/\Lambda$ и $\Delta\nu_{sp} = 2\nu = 2c/\Lambda$. Очевидно, что при

$$\Delta\nu_{sp} > \nu_{RF} \quad (3)$$

спектр близок к спектру КПИ от одиночного сгустка (см. рис. 1) и следует ожидать, что для корректного определения длины сгустка необходимо проводить спектрометрические измерения с учётом вклада высших резонансов, т.е. при выполнении условия (3).

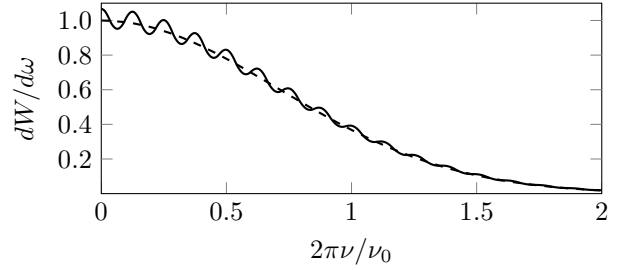


Рис. 7 Свёртка спектра КПИ (рис.2) с гауссовой функцией отклика спектрометра с разрешением $\Delta\nu_{sp} = \nu = c/\Lambda$ (сплошная линия) и $\Delta\nu_{sp} = 2\nu = 2c/\Lambda$ (пунктирная линия).

Грант Министерства РФ Государственное Задание “Наука”, базовая часть и Leverhulme Trust Foundation, Международная научная сеть, номер гранта IN-2015-012

Список литературы

1. P.-V.L. Ginzburg, V.N. Tsytovich: Transition Radiation and Transition Scattering. Adam Hilger, Bristol and New York, 1990, XII+433 S. Preis: 70.00 GPF. ISBN 0-85274-003-4
2. D. Mihalcea, C. L. Bohn, U. Happek, and P. Piot, Phys. Rev. ST-AB, **9**, 082801, (2006)
3. T. Takahashi, T. Matsuyama, K. Kobayashi et al., Rev. Sci. Instrum. **69**, 3770, (1998)
4. S. Casalbuoni, B. Schmidt, P. Schmöser et al., Phys. Rev. ST-AB **12**, 030705, (2009)
5. R. A. Marsh, A. S. Kesar and R. J. Temkin, Phys. Rev. ST-AB, **10**, 082801, (2007)
6. P. Piot, Y. E. Sun, T. J. Maxwell et al., Applide Physics Letters, **98**, 261501, (2011)
7. A. P. Potylitsyn, Nucl. Instrum. and Methods B **145**, 259, (1998)
8. N. F. Shulga, S. N. Dobrovolsky, Physics Letters A **259**, 291, (1999)
9. U. Hapek, A. Sievers and E. Blum, Phys. Rev. Letters A **67**, 2962, (1991)
10. L. Frolich. DESY-Thesis. 2005-11
11. D. H. Martin, E. Puplett, Polarised interferometric spectrometry for the millimetre and submillimetre spectrum, Infrared Phys, **10**, 105, (1970)
12. D. K. Lambert, P. L. Richards, Martin-Puplett interferometer: an analysis, Applied Optics **17**, 1595, (1978).
13. V. M. Da Costa, L. B. Coleman, Theory of a Double Polarization Modulated Martin-Puplett Interferometer, Applied spectroscopy, **44**, 1301, (1990)
14. A. N. Aleinik, A. Š. Aryshev, B. N. Kalinin, G. A. Naumenko, A. P. Potylitsyn, G. A. Saruev, A. F. Sharafutdinov, O. Yu. Malakhovskii, E. A. Monastyrev,

Journal of Experimental and Theoretical Physics
Letters, **76**, 6, 337–340, (2002)