

Наблюдение монохроматического переходного излучения от решетки в субтерагерцовом диапазоне

А. П. Потылицын⁺, Г. А. Науменко¹⁾, Л. Г. Сухих⁺, А. Арышев*, М. Шевелев*, Н. Терунума*, Дж. Уракава*

⁺Томский политехнический университет, 634050 Томск, Россия

*High Energy Accelerator Research Organization, Tsukuba, 305-0801, Japan

Поступила в редакцию 20 октября 2016 г.

Переходное излучение, возникающее при пересечении заряженной частицей границы между двумя средами с различными диэлектрическими постоянными, включая границу металл–вакуум, хорошо изучено в широком спектральном диапазоне. Однако исследовалось, в основном, излучение от гладких границ раздела. В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований и теоретического анализа обратного переходного излучения от проводящих решеток (grating transition radiation, GTR) в субтерагерцовом диапазоне. В этом случае возможно получить монохроматическое излучение с регулируемой частотой, зависящей от угла поворота решетки относительно импульса электрона. Когерентное GTR может успешно использоваться в качестве источника излучения в терагерцовом диапазоне, основанного на использовании компактного электронного ускорителя с энергией меньше 10 МэВ и длиной сгустка ≤ 1 пс.

DOI: 10.7868/S0370274X16230120

Переходное излучение (ПИ), возникающее при пересечении заряженной частицей границы между двумя средами с различными диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_{1,2}$ [1], широко используется в различных исследованиях, например, для идентификации элементарных частиц [2], диагностики ускоренных пучков [3].

В работах [4, 5] авторами было предложено использовать обратное когерентное переходное излучение (backward transition radiation, BTR) в качестве источника терагерцового излучения: BTR генерируется зарядом, падающим из вакуума ($\varepsilon_1 = 1$) на проводящую мишень ($\varepsilon_2 \rightarrow \infty$) 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). Спектр некогерентного BTR (т.е. испускаемого одиночным зарядом) в хорошем приближении можно считать постоянным в области частот $\omega \ll \omega_p$ (ω_p – частота плазмона материала мишени):

$$\frac{dW_{inc}}{d\omega} = \text{const.} \quad (1)$$

Спектр когерентного BTR, генерируемого сгустком частиц (электронов) длиной, приблизительно, σ_z , будет постоянным в области частот $\omega \leq 2\pi c/\sigma_z \ll$

$\ll \omega_p$, но интенсивность излучения будет в N_e раз выше (N_e – число электронов в сгустке):

$$\frac{dW_{coh}}{d\omega} = N_e \frac{dW_{inc}}{d\omega}, \quad \omega \leq 2\pi c/\sigma_z. \quad (2)$$

Чтобы получить монохроматическое излучение в указанном диапазоне для прикладных исследований необходимо использовать дополнительный монохроматор [6].

В экспериментальных работах [7–9] авторы исследовали угловые характеристики ПИ от заряда, пересекающего мишени с диффузной поверхностью [7], выполненной в виде двугранного угла [8], со сферической поверхностью [9], и показали, что угловые распределения ПИ определяются формой поверхности мишени, однако спектры излучения не содержат особенностей.

В эксперименте [10] авторы использовали оптическую решетку (периодическую структуру с периодом ≤ 1 мкм) в качестве мишени для генерации переходного излучения (см. схему на рис. 1) и обнаружили, что BTR в оптическом диапазоне становится монохроматическим. Для такого типа излучения авторы предложили термин “grating transition radiation” (GTR). Авторы продемонстрировали, что BTR с заданной длиной волны, определяемой оптическим фильтром, излучается под фиксированным углом наблюдения, однако математического выраже-

¹⁾e-mail: naumenko@tpu.ru

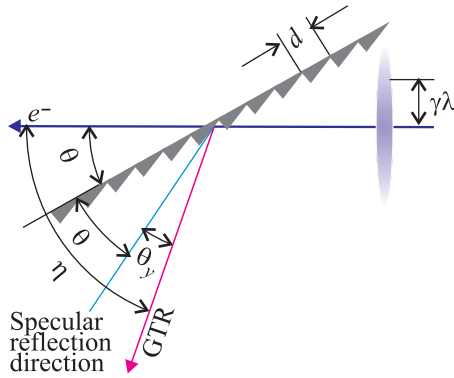


Рис. 1. (Цветной онлайн) Геометрия задачи

ния, связывающего эти физические величины, авторы не привели.

В работе [11] была рассмотрена задача о пролете заряда над наклонной решеткой (резонансное дифракционное излучение), где из общих фазовых соотношений было получено дисперсионное соотношение, связывающее длину волны излучения с углом поворота решетки θ и с углом наблюдения η :

$$\lambda_n = \frac{d}{k} \left[\frac{\cos \theta}{\beta} - \cos(\eta - \theta) \right], \quad (3)$$

где λ – длина волны излучения, d – период решетки, k – порядок дифракции ($k = 1, 2, 3$), $\beta = \sqrt{1 - \gamma^{-2}}$, угловые переменные показаны на рис. 1.

Соотношение (3) не зависит от механизма излучения [12] и наряду с таким механизмом, как излучение Смита–Парселла (ИСП) [13], которое генерируется при параллельном пролете ($\theta = 0$), должно описывать также и GTR-механизм.

В отличие от ИСП, где монохроматичность спектральной линии определяется числом периодов решетки N

$$\Delta\lambda_k/\lambda_k \approx \frac{1}{kN}, \quad (4)$$

в рассматриваемом случае монохроматичность будет зависеть от “перекрытия” решетки, наклоненной под углом θ кулоновским полем пересекающей ее частицы с поперечным размером $\sim \gamma\lambda$. Если выполняется условие $N_{\text{eff}} < N$, то

$$\Delta\lambda_k/\lambda_k \approx \frac{1}{kN_{\text{eff}}}, \quad N_{\text{eff}} \sim \frac{\gamma\lambda}{d \sin \theta}. \quad (5)$$

В противном случае остается справедливой формула (4).

В ТГц и суб-ТГц диапазонах ($\lambda \sim 10^2 \div 10^3$ мкм) даже для умеренно релятивистских частиц ($\gamma \approx 10$) следует ожидать, что для сравнительно малых углов наклона решетки монохроматичность линии GTR

может достигать величины менее 10%, что вполне приемлемо для использования в прикладных исследованиях.

В теоретических работах [14, 15] авторы исследовали зависимость полной интенсивности GTR от угла влета электрона, θ и профиля решетки, однако спектральный состав не изучался.

В нашем эксперименте мы исследовали спектр излучения GTR в области длин волн $\lambda \leq 4$ мм ($\nu \geq 75$ ГГц) от решетки с треугольным профилем ($d = 4$ мм, $N = 15$). Эксперимент проводился на пучке электронов ускорителя LUCX [16] со следующими параметрами (см. табл. 1).

Таблица 1. Параметры пучка электронов

Энергия электронов	8 МэВ
Заряд сгустка	25 пК
Длина сгустка	0.5 пс
Диаметр	230 мкм
Частота	3.13 Гц
Нормализованный эмиттанс	4.7 · 6.5 мм · мрад

Схема эксперимента приведена на рис. 2.

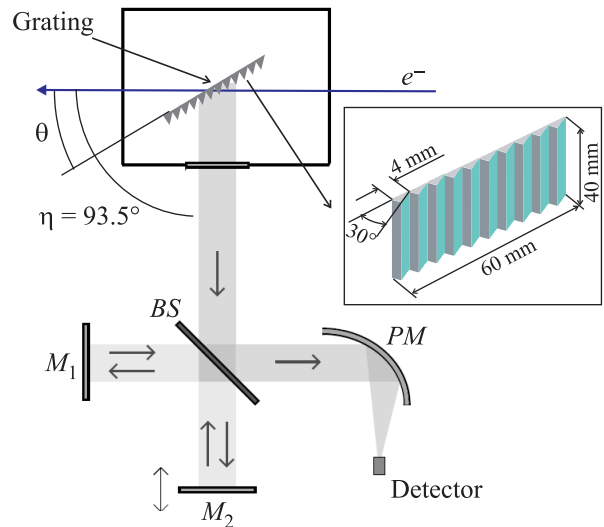


Рис. 2. (Цветной онлайн) Схема эксперимента. M_1 – неподвижное зеркало, M_2 – подвижное зеркало, BS – сплиттер, PM – параболическое зеркало с фокусным расстоянием 152 мм

Спектральные измерения проводились с помощью интерферометра Майкельсона [17]. В качестве детекторов использовались барьерные диоды Шоттки (SBD 60-90 и SBD 320-460) [18]. Полоса чувствительности первого из них 60–90 ГГц, второго – 320–460 ГГц. Интерферометр размещался на неподвижном столе под углом η около 90° . Прецизионная на-

стройка всех зеркал и сплиттера проводилась автономно. В результате интерферометр регистрировал излучение под углом $\eta = 93.5^\circ \pm 0.5^\circ$.

На рис. 3 показаны области углов θ и частот излучения, для которых при фиксированном угле на-

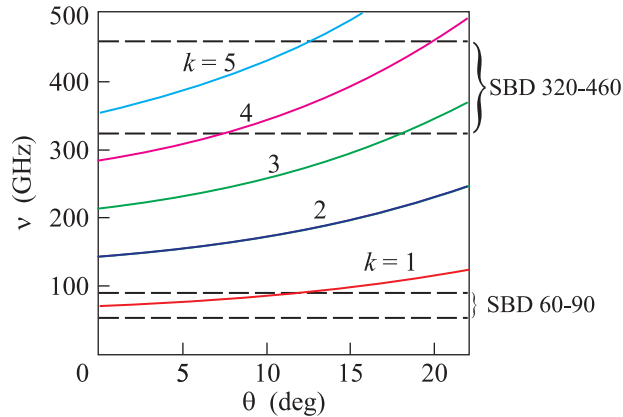


Рис. 3. (Цветной онлайн) Область возможной регистрации детекторами SBD 60-90 и SBD 320-460 спектральных линий от $k = 1$ до $k = 5$ в зависимости от угла поворота мишени θ относительно направления электронного пучка в соответствии с дисперсионным соотношением

блюдения $\eta = 93.5^\circ$ могут наблюдаться различные порядки дифракции GTR с помощью указанных детекторов.

Типичная интерферограмма, соответствующая измерениям спектра при $\theta = 0$ (геометрия ИСП), измеренная с использованием детектора SBD 320-460, приведена на рис. 4.

Восстановление спектра из измеренной интерферограммы проводилось по алгоритму, описанному в работе [19] с гауссовской аподизацией.

Как следует из выражения (3) для геометрии Смита–Парселла ($\theta = 0$, $\eta = 90^\circ$) частота спектральной линии определяется простой формулой

$$\nu_k^0 = \frac{ck}{d}. \quad (6)$$

При повороте решетки на угол $\theta \ll 1$ сдвиг линии GTR оценивается следующим образом:

$$\Delta\nu_k^\theta = \nu_k^\theta - \nu_k^0 = \nu_k^0 \left[\frac{1}{\cos\theta - \sin\theta} - 1 \right] \approx \nu_k^0 \theta. \quad (7)$$

Как следует из формулы (7) при повороте решетки происходит сдвиг спектральной линии, который в нашем эксперименте даже для первого порядка дифракции при повороте решетки на 5° составляет около 6.5 ГГц, что легко измеряется интерферометром.

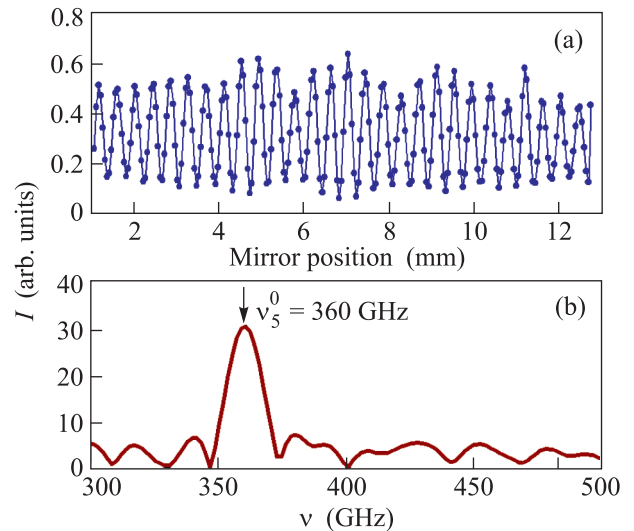


Рис. 4. (Цветной онлайн) Пример интерферограммы (a) и восстановленного спектра (b), ν_5^0 – частота спектральной линии 5-го порядка при угле поворота мишени $\theta = 0^\circ$

В ходе эксперимента измерялись спектры GTR для углов $\theta < 20^\circ$. На рис. 5, 6 приведены типичные спектры GTR, измеренные обоими детекторами SBD.

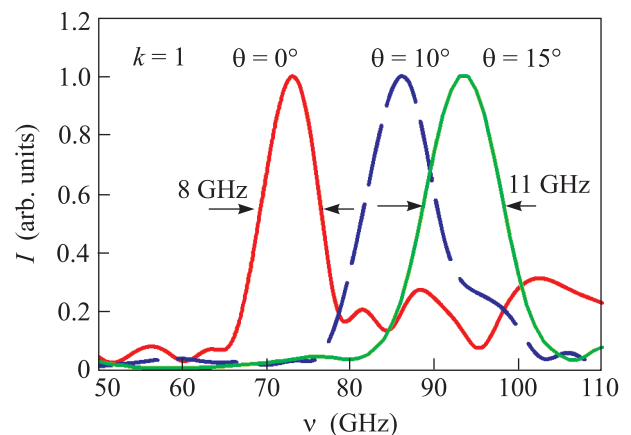


Рис. 5. (Цветной онлайн) Экспериментальные спектры линий для 1-го порядка ($k=1$) при разных углах θ поворота мишени относительно направления электронного пучка, нормированные на единицу

Следует отметить, что наблюдается “уширение” спектральных линий относительно линии ИСП, тем не менее в области углов $\theta \leq 20^\circ$ относительная монохроматичность излучения $\Delta\nu/\nu$ практически не увеличивается и составляет величину около 4% на уровне FWHM для линий 5-го порядка. Этот факт объясняется тем, что, например, для угла $\theta = 10^\circ$ и $k = 5$ (см. рис. 6) оценка эффективного числа пери-

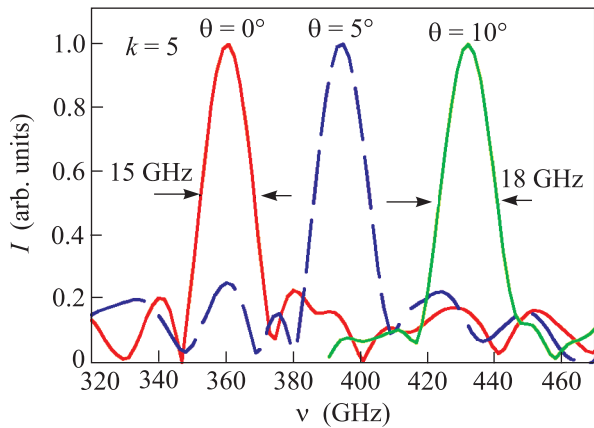


Рис. 6. (Цветной онлайн) Экспериментальные спектры линий для 5-го порядка ($k = 5$) при разных углах θ поворота мишени относительно направления электронного пучка, нормированные на единицу

одов дает следующее значение: $N_{\text{эф}} \sim 16$ – что даже превышает реальное значение ($N = 15$).

На рис. 7 показаны сдвиги частоты измеренных спектральных линий $\Delta\nu_k$ для $k = 1, 3, 4, 5$ относительно линии ИСП в сравнении с расчетом

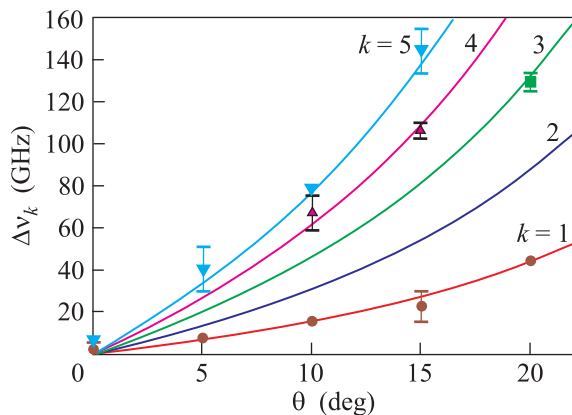


Рис. 7. (Цветной онлайн) Сдвиг частоты линий GTR относительно линии ИСП в сравнении с оценкой из дисперсионного соотношения

по дисперсионному соотношению (3). Как следует из рисунка, во всем диапазоне углов наблюдается хорошее согласие результатов измерений с формулой (3).

Для корректного учета влияния конечных размеров решетки на ширину линии необходимо использовать подходы, позволяющие количественно описывать процесс переходного излучения от поверхности с заданными размерами и профилем, например, модель поляризационных токов [20]. Мы планируем провести подобное моделирование в ближайшем будущем.

В заключение можно утверждать, что в эксперименте было зарегистрировано монохроматическое когерентное переходное излучение от решетки (GTR) в субтерагерцовом диапазоне.

Важным отличием данного типа излучения от известного излучения Смита–Парселла является тот факт, что изменение частоты спектральной линии происходит для фиксированного угла наблюдения при повороте решетки относительно электронного пучка.

В последние годы когерентное ИСП используется для измерения длины ультракоротких электронных сгустков длительностью менее 10^{-12} с [21]. Однако для этой цели необходимо использовать набор детекторов, расположенных на различных полярных углах [22]. Механизм GTR позволяет использовать только один детектор, а смещение спектральной линии осуществляется поворотом решетки.

Резюмируя, следует указать, что механизм когерентного GTR, обеспечивающий пучок монохроматического излучения с регулируемой длиной волны, может успешно использоваться в качестве источника в терагерцовом диапазоне, который базируется на компактном электронном ускорителе с энергией меньше 10 МэВ и длительностью сгустка ≤ 1 пс.

Данная работа выполнялась при поддержке гранта РФФИ – JSPS # 15-52-50028 YaF_a, фонда Leverhulme Trust IN-2015-012, задания Минобрнауки РФ, а также программы “The Photon and Quantum Basic Research Coordinated Development Program” Министерства Образования, Культуры, Спортa и Науки (Япония).

1. В. Л. Гинзбург, В. Н. Цытович, *Переходное излучение и переходное рассеяние*, Наука, М. (1984), 360 с.
2. В. Dolgoshein, *Nucl. Instrum. and Methods A* **326**, 434 (1993).
3. J. Bossert, J. Mann, G. Ferioli, and L. Warts, *Nucl. Instrum. and Methods* **238**, 45 (1985).
4. Т. Takahashi, Т. Matsuyama, К. Kobayashi, Y. Fujita, Y. Shibata, К. Ishi, and М. Ikezawa, *Rev. Sci. Instrum.* **69**, 3770 (1998).
5. S. Casalbuoni, В. Schmidt, P. Schmuser, V. Arsov, and S. Wesch, *Phys. Rev. ST-AB* **12**, 030705 (2009).
6. R. Petit, *Electromagnetic Theory of Gratings*, Springer-Verlag, Berlin (1980).
7. С. P. Welsch, E. Bravin, and Т. Lefevre, *Investigations of OTR screen surfaces and shapes*, TUPCH 089, EPAC06, Edinburgh (2006).
8. А. В. Серов, *ЖЭТФ* **135**, 678 (2009).
9. L. G. Sukhikh, А. S. Aryshev, P. V. Karataev, G. A. Naumenko, А. P. Potylitsyn, N. Terunuma, and J. Urakawa, *Phys. Rev. ST-AB* **12**, 071001 (2009).

10. P. Henri, O. Haerberle, P. Rullhussen, N. Maene, and W. Mondelaers, Phys. Rev. E **60**, 6214 (1999).
11. A. P. Potylitsyn, P. V. Karataev, and G. A. Naumenko, Phys. Rev. E **61**, 7039 (2000).
12. A. P. Potylitsyn, *Electromagnetic Radiation of Electrons in Periodic Structures*, Springer, Berlin (2011).
13. S. J. Smith and E. M. Purcell, Phys. Rev. **92**, 1069 (1953).
14. R. A. Baghiyan, Phys. Rev. E **64**, 0226610 (2001).
15. A. R. Mkrtchyan, A. P. Potylitsyn, V. R. Kocharyan et al., Phys. Rev. E **93**, 022117 (2016).
16. A. Aryshev, M. Shevelev, Y. Honda, N. Terunuma, and J. Urakawa, arXiv:1507.03302[physics.acc-ph].
17. M. Shevelev, A. Aryshev, S. Araki, M. Fukuda, P. Karataev, N. Terunuma, and J. Urakawa, Nucl. Instrum. and Methods A **771**, 126 (2015).
18. www.vadiodes.com.
19. L. Frolich, DESY-Thesis. 11 (2005).
20. D. V. Karlovets and A. P. Potylitsyn, Phys. Lett. A **373**, 1988 (2009).
21. G. Doucas, V. Blackmore, B. Ottewell, C. Perry, P. G. Huggard, E. Castro-Camus, M. B. Johnston, J. Lloyd Hughes, M. F. Kimmitt, B. Redlich, and A. van der Meer, Phys. Rev. ST-AB **9**, 0928 (2006).
22. H. L. Andrews, F. Bakkali Taheri, J. Barros, R. Bartolini, L. Cassinari, C. Clarke, S. Le Corre, N. Delerue, G. Doucas, N. Fuster-Martinez, I. Konoplev, M. Labat, C. Perry, A. Reichold, S. Stevenson, and M. Vieille Grosjean, Nucl. Instrum. and Methods A **740**, 212 (2014).