

Измерение угловых характеристик переходного излучения в ближней и дальней волновых зонах

Б. Н. Калинин, Г. А. Науменко¹⁾, А. П. Потылицын, Г. А. Саруев, Л. Г. Сухих, В. А. Ча

Научно-исследовательский институт ядерной физики, Томский политехнический университет, 634050 Томск, Россия

Поступила в редакцию 3 июля 2006 г.

Разработан метод измерения углового распределения излучения в ближней волновой зоне, исключая вклад в угловые характеристики размеров источника излучения. На основе этой методики выполнены абсолютные измерения углового распределения когерентного переходного излучения в миллиметровом диапазоне длин волн. Показано соответствие измеренных характеристик теоретическим, полученным в приближении дальней волновой зоны.

PACS: 41.60.–m, 41.75.Fr

Переходное излучение (ПИ) в оптическом и миллиметровом диапазонах широко используется для диагностики пучков заряженных частиц [15]. Хорошо развитая теория ПИ для дальней волновой зоны [11, 13] успешно применялась для анализа измеряемых угловых распределений оптического ПИ с целью получения информации о расходимости пучка ускоренных частиц [12]. В работе [8] расходимость электронного пучка с энергией 6 МэВ определялась путем измерения так называемой “ориентационной зависимости” интенсивности оптического ПИ от угла поворота мишени η для фиксированного положения детектора (см. схему на рис.1). Угловое распределение ПИ умеренно релятивистских электронов асиммет-

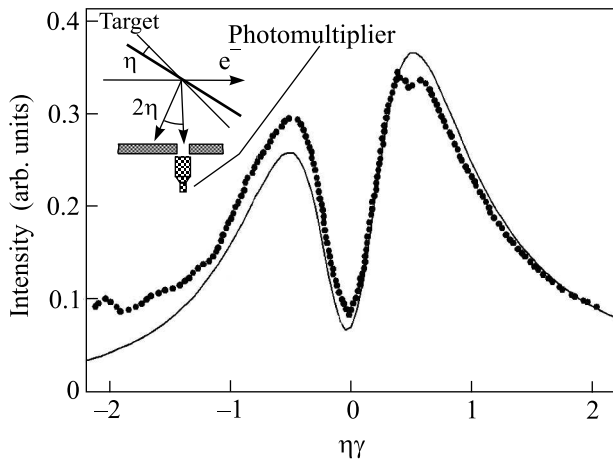


Рис.1. Зависимость интенсивности обратного ПИ электронов с энергией 6.1 МэВ в оптическом диапазоне от угла наклона мишени η ; точки – эксперимент [8], кривая – расчет по модели [9]

рично при малых значениях лоренц-фактора γ . На рис.1 приведены зависимость интенсивности обратного ПИ электронов с энергией 6.1 МэВ в оптическом диапазоне от угла наклона мишени η , измеренная в работе [8] (кривая 1) и рассчитанная по модели [9] для тех же условий с учетом угловой расходимости электронного пучка (кривая 2). Ориентационная зависимость совпадает с угловым распределением ПИ с масштабным множителем 0.5 по угловой переменной.

Экспериментальные исследования спектрально-угловых характеристик излучения релятивистских электронов в миллиметровом диапазоне длин волн сталкиваются с проблемой предволновой зоны [1, 10], когда измеряется не угловое распределение излучения (в смысле направления его распространения), а его координатное распределение на заданном расстоянии, искаженное влиянием размера источника излучения. Это затрудняет интерпретацию экспериментальных результатов и их сравнение с теоретическими расчетами. Для переходного излучения эффективный размер источника излучения в случае бесконечной границы раздела равен $\approx \gamma\lambda$, где λ – длина волны исследуемого излучения. Учитывая, что ПИ сосредоточено в конусе с углом $\approx 1/\gamma$, эффект предволновой зоны будет проявляться вплоть до расстояний $\approx \gamma^2\lambda$ от мишени.

Рассмотрим влияние этого эффекта на простой модели для цилиндрически симметричной задачи (врезка на рис.2).

Пусть поле псевдофотонов релятивистского электрона

$$\begin{Bmatrix} E_x^e(\rho_s, \varphi_s) \\ E_y^e(\rho_s, \varphi_s) \end{Bmatrix} = 2 \frac{ie}{\gamma\lambda} \begin{Bmatrix} \cos \varphi_s \\ \sin \varphi_s \end{Bmatrix} \cdot K_1 \left(\frac{2\pi}{\gamma\lambda} \rho_s \right)$$

отражается от плоской проводящей мишени и распространяется в направлении детектора, находящегося

¹⁾e-mail: naumenko@npi.tpu.ru

на расстоянии a (здесь K_1 – функция Макдональда, ρ_s и φ_s – цилиндрические координаты точки на мишени). Тогда поле в плоскости экрана можно пред-

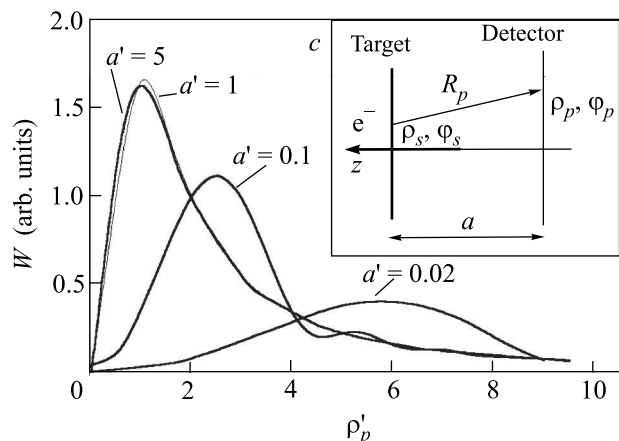


Рис.2. Угловое распределение ПИ при различных расстояниях a' от мишени до экрана. На вставке показана цилиндрически симметричная геометрия для расчета интенсивности ПИ в ближней волновой зоне

ставить как суперпозицию волн, отраженных от каждой точки мишени:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x^p(\rho_p) \\ E_y^p(\rho_p) \end{array} \right\} = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{r_s} \frac{e^{i\frac{2\pi}{\lambda} R_p}}{R_p} \times \left\{ \begin{array}{l} E_x^e(\rho_s, \varphi_s) \\ E_y^e(\rho_s, \varphi_s) \end{array} \right\} \cdot \rho_s d\rho_s d\varphi_s$$

где

$$R_p = \sqrt{\rho_s^2 - 2\rho_s\rho_p \cos(\varphi_s - \varphi_p) + \rho_p^2 + a^2},$$

φ_p , ρ_p – угловая и радиальная координаты точек на детекторе, r_s – радиус мишени.

Разлагая величину R по малым параметрам ρ_s/a и ρ_p/a с удержанием первых членов разложения и переходя к безразмерным переменным

$$a' = \frac{a}{\gamma^2 \lambda}, \quad \rho_s' = \frac{\rho_s}{\gamma \lambda}, \quad \rho_p' = \frac{\rho_p}{a} \gamma, \quad r_s' = \frac{r_s}{\gamma \lambda}$$

(здесь r_s – радиус мишени), получим простое выражение для радиального распределения поля излучения в плоскости детектора:

$$E_p^p(\rho_p') = \frac{e}{4\pi a'} \int_0^{r_s'} e^{i\pi \frac{\rho_s'^2}{a'}} K_1(2\pi \rho_s') \cdot J_1(2\pi \rho_s' \rho_p') \rho_s' d\rho_s', \quad (1)$$

где J_1 – функция Бесселя первого порядка. Дальнейшие вычисления производятся численно. Очевидно, что ρ_p' есть ни что иное, как полярный угол наблюдения в единицах $1/\gamma$. На рис.2 показано угловое распределение интенсивности излучения в плоскости детектора при различных значениях a' для мишени с радиусом $3\gamma\lambda$. Видно, что при $a < \gamma^2\lambda$ (предволновая зона), угловое распределение излучения значительно искажается.

Иногда в экспериментальных исследованиях этот факт не учитывается. Например, в работах [2, 3, 6] измерения угловых характеристик ПИ проводились в ярко выраженной предволновой зоне, что привело к значительным проблемам в интерпретации результатов. Единственной работой, в которой целенаправленно исследовался эффект предволновой зоны, был эксперимент итальянской группы [5], в котором при $\gamma = 1760$, $\lambda = 1600$ нм на расстоянии $0.16\gamma^2\lambda$ наблюдалось искажение углового распределения переходного излучения, согласующееся с теорией ПИ в предволновой зоне [1].

Для условий эксперимента в оптическом диапазоне, результаты которого представлены на рис.1, $\gamma^2\lambda \approx 0.1$ мм. То есть эти измерения проводились в дальней волновой зоне (расстояние от мишени до детектора $a \gg \gamma^2\lambda$). Поэтому использование для сравнения с экспериментом модели ПИ из [8], разработанной для дальней зоны, оправдано. Однако при переходе в миллиметровый диапазон длин волн выполнение критерия дальней зоны для размещения детектора может представлять трудно разрешимую задачу уже для умеренно-релятивистских электронов ($\gamma \approx 10$).

Экспериментальные исследования угловых характеристик когерентного ПИ (КПИ) в предволновой зоне в миллиметровом диапазоне длин волн проводились на выведенном пучке микротрона НИИЯФ (Томск) со следующими параметрами: энергия электронов – 6.1 МэВ, длительность макроимпульса – 3 ÷ 5 нс, частота макроимпульсов – 1 ÷ 8 Гц, длина макроимпульса (сгустка) по основанию – 6 ÷ 8 мм, число электронов в сгустке – $\approx 10^8$, число сгустков в макроимпульсе – $\approx 10^4$, размер пучка на выходе из микротрона – 4 × 2 мм, угловая расходимость выведенного пучка – $\sigma = 0.045$ рад.

Для этих условий при $\lambda = 10$ мм (в области генерации когерентного излучения) имеем $\gamma^2\lambda = 1440$ мм. На таких расстояниях для обеспечения регистрации излучения необходимо использовать большую апертуру детектора, что приводит к резкому увеличению захвата фона от ВЧ системы ускорителя. По этой причине исследователи излу-

ния в миллиметровом диапазоне вынуждены уменьшать расстояние от мишени до детектора, то есть проводить измерения в предволновой зоне.

Для регистрации излучения в нашей работе использовался детектор, разработанный в НИИ полупроводниковых приборов г. Томска на базе широкополосной антенны с беспороговым диодом [14]. Детектор обеспечивает регистрацию излучения при комнатной температуре с чувствительностью ≈ 0.3 мВ/Ватт.

На рис.3 представлено угловое распределение КПИ от плоской проводящей мишени, измеренное в пред-

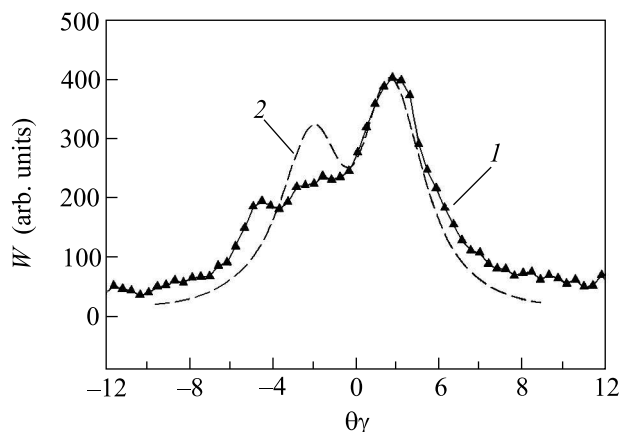


Рис.3. Угловая зависимость интенсивности КПИ в ближней зоне ($R \approx 0.25\gamma^2\lambda$): 1 – эксперимент, 2 – расчетная зависимость для условий эксперимента; θ – полярный угол наблюдения относительно угла зеркально-го отражения

волновой зоне на расстоянии от мишени $a = 0.25\gamma^2\lambda$ с угловым разрешением 0.12 рад $\approx 1.25\gamma^{-1}$ (кривая 1) и теоретическая зависимость, рассчитанная для тех же условий по аналогии с выше описанным подходом, но без требований цилиндрической симметрии (кривая 2).

Как следует из рисунка, угловое распределение ПИ в предволновой зоне существенно шире, чем характерный угол γ^{-1} .

Вклад эффекта предволновой зоны может быть устранен при использовании параболического отражателя (рефлектора), если детектор расположен в его фокальной плоскости. Покажем это на простом примере цилиндрически симметричной задачи (рис.4). Уравнение поверхности рефлектора можно записать в виде: $z = \rho_p^2/f$, где f – фокусное расстояние рефлектора, ρ_p – радиальная координата точки на рефлекторе. В этом случае поле в плоскости детектора можно

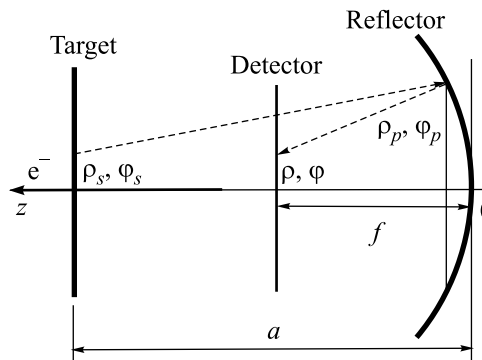


Рис.4. Цилиндрически симметричная геометрия для расчета интенсивности ПИ в фокальной плоскости рефлектора

представить как суперпозицию волн, отраженных от каждой точки рефлектора:

$$\begin{cases} E_x(\rho) \\ E_y(\rho) \end{cases} = \int_0^{2\pi} \int_0^{r_p} \frac{e^{i\frac{2\pi}{\lambda}R}}{R} \begin{cases} \cos \varphi_p \cdot E_x^p(\rho_p) \\ \sin \varphi_p \cdot E_y^p(\rho_p) \end{cases} \rho_p d\rho_p d\varphi_p,$$

$$R = \sqrt{\rho_p^2 - 2\rho_p\rho \cdot \cos(\varphi_p - \varphi) + \rho^2 + f^2 - \frac{\rho_p^2}{f}},$$

поле на поверхности рефлектора:

$$\begin{cases} E_x^p(\rho_p) \\ E_y^p(\rho_p) \end{cases} = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{r_s} \frac{e^{i\frac{2\pi}{\lambda}R_p}}{R_p} \times \begin{cases} E_x^e(\rho_s, \varphi_s) \\ E_y^e(\rho_s, \varphi_s) \end{cases} \rho_s d\rho_s d\varphi_s,$$

$$R_p = \sqrt{\rho_s^2 - 2\rho_s\rho_p \cdot \cos(\varphi_s - \varphi_p) + \rho_p^2 + a^2 - \frac{\rho_p^2}{f}},$$

φ , φ_p , ρ , ρ_p – угловые и радиальные координаты точек на поверхности детектора и рефлектора, соответственно, r_p – радиус рефлектора.

Введя дополнительно безразмерные переменные $f' = f/\gamma^2\lambda$, $\rho' = \rho/f\gamma$ и $r'_p = r_p/\gamma\lambda$, по аналогии с (1) получим выражение для радиальной компоненты поля на экране:

$$E_\rho(\rho') = i \frac{e}{4a'f'} \int_0^{r'_p} e^{i\pi a' \rho_p'^2} \cdot J_1(2\pi \rho_p' \rho') \times \int_0^{r'_s} e^{i\pi \frac{\rho_s'^2}{a'}} K_1(2\pi \rho_s') \cdot J_1(2\pi \rho_s' \rho_p') \rho_s' d\rho_s' \cdot \rho_p' d\rho_p'.$$

На рис.5 приведены угловое распределение интенсивности ПИ в дальней зоне (кривая 1), угловое рас-

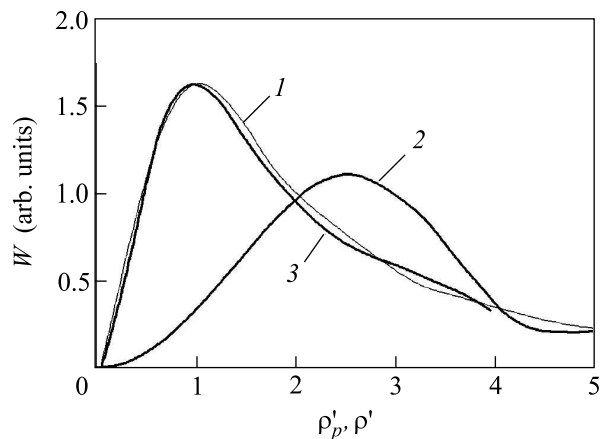


Рис.5. Кривая 1 – угловое распределение интенсивности ПИ в дальней зоне, 2 – угловое распределение в ближней зоне при $a' = 0.1$ и 3 – распределение в фокальной плоскости при $a' = 0.1$

пределение в предволновой зоне при $a' = 0.1$ (кривая 2) и распределение в фокальной плоскости при $a' = 0.1$ (кривая 3).

Очевидно, что в фокальной плоскости практически отсутствует вклад эффекта предволновой зоны, что может быть использовано при измерениях угловых характеристик излучения.

На рис.6 приведена схема установки для измерения угловых характеристик излучения.

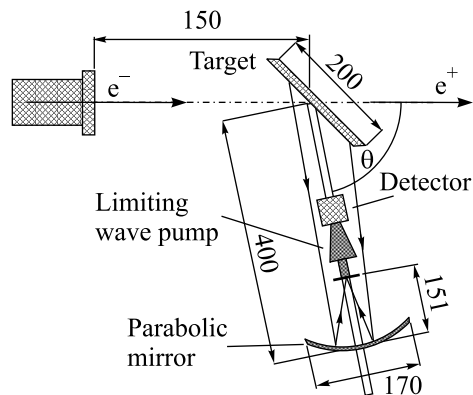


Рис.6. Схема установки для измерения угловых характеристик ПИ

Для ограничения фона от ВЧ системы ускорителя перед детектором установлен запредельный волновод диаметром 10 мм, образующий излучение с длиной волны более 17 мм. Угловое распределение излучения измерялось путем вращения телескопа, состоящего из детектора, помещенного в фокус параболического зеркала, вокруг оси, совпадающей с точкой пересечения мишени электронным пучком. Угловое разреше-

ние телескопа определяется отношением диаметра запредельного волновода к фокусному расстоянию рефлектора и составляет $\Delta\theta=0.066$. Угловая апертура телескопа $\Delta\Omega=0.0034$. Спектральный диапазон ограничен в области малых длин волн когерентным “порогом” ($\lambda_{\min} \approx 11$ мм), который определяется длиной сгустка (см. [7]), а с другой стороны – запредельным волноводом ($\lambda_{\max} \approx 17$ мм). Абсолютная калибровка детектора проведена по показаниям термисторной головки в диапазоне длин волн $\lambda = 11 \sim 17$ мм.

На рис.7 приведено угловое распределение мощности КПИ в макроимпульсе в единицу телесного

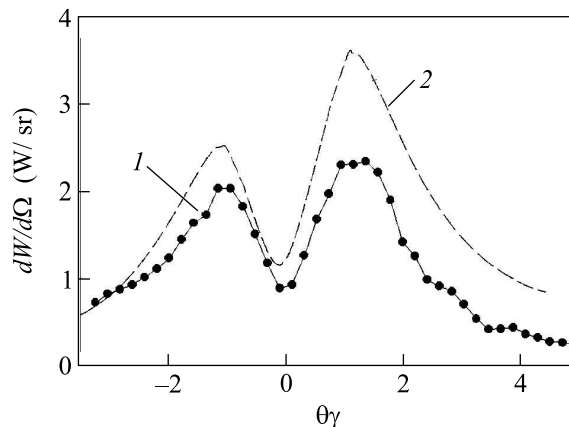


Рис.7. Кривая 1 – угловая зависимость мощности КПИ в макро-импульсе в единицу телесного угла, измеренная с использованием параболической оптики, 2 – теоретическая зависимость в приближении дальней зоны; θ – полярный угол наблюдения относительно угла зеркального отражения

угла, измеренное с применением описанной методики при токе электронов в макроимпульсе 30 мА в сравнении с теоретической зависимостью, рассчитанной для экспериментальных условий в приближении дальней зоны и в предположении гауссовского распределения электронов в сгустке длиной ≈ 6 мм на уровне 10% ($\sigma = 1$ мм), с учетом угловой расходимости электронного пучка. Измеренная угловая зависимость КПИ, приведенная на рис.5, хорошо соответствует теоретической. По-видимому, наблюдаемое отличие абсолютных величин связано с ошибкой в задании длины сгустка и его формы.

Таким образом, предложенная методика измерения углового распределения излучения в предволновой зоне с использованием параболического рефлектора (либо в фокусе оптической линзы, если измерения проводятся в оптическом диапазоне) позволяет интерпретировать результаты измерений в терминах теоретических моделей, развитых в приближении дальней зоны излучения (например [4]), исклю-

чая смешивание эффектов направления распространения излучения и вклада конечных размеров его источника.

Работа выполнена при частичной поддержке Программы Минобразования РФ “Развитие научного потенциала высшей школы (2006–2008 годы)”, проект # 2.1.1.889

1. V. A. Verzilov, Phys. Lett. A **273**, 135 (2000).
2. А. В. Серов, С. В. Левонян, Б. М. Болотовский, ЖЭТФ **120**, 1346 (2001).
3. Y. Shibata, S. Sasaki, and K. Ishi, Rev. Sci. Instrum. **72**, (2001).
4. S. J. Smith and E. M. Pурсell, Phys. Rev. **92**, 1069 (1953).
5. M. Castellano and V. Verzilov, Phys. Rev. E **67**, 015501(R) (2003).
6. U. Happek and E. B. Blum, Phys. Rev. Lett. **67**, 21 (1991).
7. G. A. Naumenko, A. N. Aleinik, A. S. Aryshev et al., NIM B **227**, 70 (2005).
8. A. N. Aleinik, O. V. Chefonov, B. N. Kalinin et al., NIM B **201**, 34 (2003).
9. A. P. Potylitsyn, Nucl. Instr. and Meth. B **145**, 169 (1998).
10. S. N. Dobrovolsky and N. F. Shul'ga, Proc. of EPAC, 2002, Paris, France.
11. М. Л. Тер-Микаелян, *Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях*, Изд-во АН АССР, Ереван, 1969.
12. G. P. Le Sage, T. E. Cowan, R. B. Fiorito, and D. W. Rule. Phys. Rev. ST **2**, 122802 (1999).
13. V. L. Ginzburg and V. N. Tsytovich, *Transition radiation and transition scattering*, Adam Hilger, Bristol, 1990.
14. А. Н. Алейник, А. С. Арышев, Б. Н. Калинин и др., Письма в ЖЭТФ **76**, 397 (2002).
15. M. Ross, S. Anderson, J. Frisch et al., SLAC-PUB-9280, July 2002.