

УДК 537.8

ВЛИЯНИЕ РАСХОДИМОСТИ ПУЧКА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ВЫХОД КОЛЛИМИРОВАННОГО ДИФРАГИРОВАННОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗБУЖДАЕМОГО ИМИ В МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МИШЕНИ

© 2020 г. С. В. Блажевич^а, М. В. Бронникова^а, А. В. Носков^{б, *}

^аБелгородский государственный университет, Белгород, 308015 Россия

^бБелгородский государственный технологический университет им. В.Г. Шухова, Белгород, 308012 Россия

*E-mail: noskovbupk@mail.ru

Поступила в редакцию 14.12.2019 г.

После доработки 23.01.2020 г.

Принята к публикации 25.01.2020 г.

Исследуется зависимость угловой плотности и выхода фотонов коллимированного дифрагированного переходного излучения (ДПИ), генерируемого в тонкой монокристаллической пластинке пучком релятивистских электронов, от расходимости электронного пучка. Получено выражение, описывающее угловую плотность ДПИ усредненную по всем возможным прямолинейным траекториям электрона в пучке. Для усреднения используется двумерное распределение Гаусса. Показана существенная зависимость угловой плотности коллимированного ДПИ от расходимости электронного пучка. Получено выражение, описывающее число фотонов коллимированного ДПИ пучка релятивистских электронов. Показана существенная зависимость числа фотонов коллимированного ДПИ от расходимости электронного пучка.

Ключевые слова: пучки релятивистских электронов, расходимость пучка, дифрагированное переходное излучение, поверхность, монокристалл, угловая плотность.

DOI: 10.31857/S1028096020080051

1. ВВЕДЕНИЕ

При пересечении заряженной частицей входной поверхности кристаллической пластинки возникает переходное излучение (ПИ) [1], которое дифрагирует на системе параллельных атомных плоскостей кристалла, образуя дифрагированное переходное излучение ДПИ [2, 3]. При пересечении заряженной частицей кристаллической пластинки ее кулоновское поле рассеивается на системе параллельных атомных плоскостей кристалла, порождая параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) [4, 5]. В общем случае асимметричного отражения излучения от пластинки, когда дифрагирующие атомные плоскости составляют произвольный угол с поверхностью, динамические эффекты в ПРИ и ДПИ рассматривались в работах [6–8], в которых было показано, что, меняя асимметрию отражения, можно существенно увеличить выходы излучений.

В настоящей работе исследуются возможности использования когерентного излучения, возбуждаемого электронами в монокристаллической мишени для индикации параметров пучков уско-

ренных электронов. Актуальность этой проблемы связана с необходимостью обеспечения надежной информацией о параметрах пучков электронов различных энергий при проведении фундаментальных и прикладных исследованиях, проводимых на современных ускорительных установках.

При проведении фундаментальных и прикладных экспериментальных исследований с использованием пучков электронов различных энергий, ученые сталкиваются с проблемой недостаточности информации о параметрах пучков. Важными параметрами пучка являются его поперечные размеры и угловая расходимость. Главную проблему для физиков, занимающихся пучками релятивистских электронов в диапазоне энергий 100–1000 МэВ, составляет обеспечение измерений поперечных размеров пучка, поскольку угловая расходимость на современных электронных ускорителях составляет величину порядка 0.001 мрад, что не существенно для пучков электронов, имеющих размеры порядка и более десяти микронов.

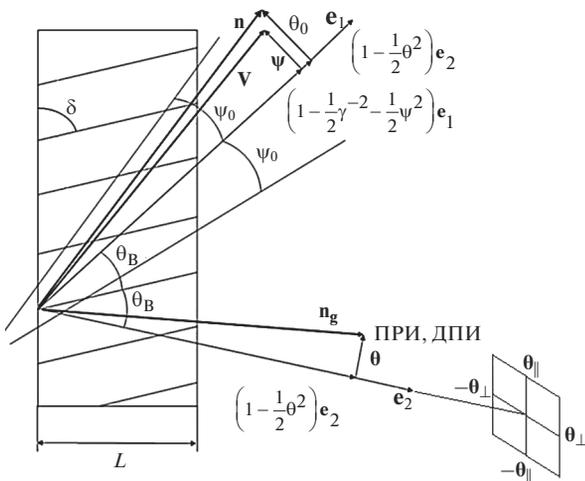


Рис. 1. Геометрия процесса излучения.

В настоящее время проектируются два линейных электрон-позитронных коллайдеров [9, 10]. В этих установках электроны и позитроны будут разгоняться до энергии 250 ГэВ. Поперечные размеры пучка предполагаются очень малыми (~5–100 нм) и главной проблемой станет измерение угловой расходимости. Очевидно, что процесс измерения не должен заметно влиять на измеряемые параметры пучка, поэтому для индикации необходимо использовать такие процессы, которые минимально воздействовали бы на сами измеряемые параметры. Решение этой проблемы позволит с большей точностью интерпретировать экспериментальные данные в фундаментальных и прикладных исследованиях.

Полученные в работе [8] выражения показывают, что угловая плотность ДПИ зависит от расходимости электронного пучка в большей степени, чем угловая плотность ПРИ. Это связано с тем, что для пучков электронов с энергией, превышающей несколько сотен МэВ, излученные фотоны ДПИ имеют меньший угловой разброс, чем фотоны ПРИ и вследствие этого угловая плотность ДПИ становится более чувствительной к расходимости пучка. Необходимо отметить, что при дальнейшем увеличении энергии релятивистского электрона угловое распределение фотонов ДПИ сужается, а ширина углового распределения фотонов ПРИ достигает насыщения и перестает изменяться.

В настоящей работе исследуется дифрагированное переходное излучение релятивистских электронов в монокристаллической мишени в геометрии рассеяния Лауэ. Излучение рассматривается для случая очень тонкой мишени, когда многократное рассеяния электронов на атомах мишени пренебрежимо мало, что важно при из-

мерении расходимости электронного пучка, поскольку обеспечивает достаточно малое ее изменение в процессе измерения. Получено выражение, описывающее число фотонов ДПИ излученных в заданный телесный угол. Показано, что коллимированное ДПИ, генерируемое в монокристалле, существенно зависит от расходимости электронного пучка.

2. ГЕОМЕТРИЯ ПРОЦЕССА ИЗЛУЧЕНИЯ

Пусть пучок релятивистских электронов пересекает монокристаллическую пластинку в геометрии рассеяния Лауэ (рис. 1). Введем в рассмотрение угловые переменные ψ , θ и θ_0 в соответствии с определениями скорости релятивистского электрона \mathbf{V} (в единицах скорости света в вакууме) и единичных векторов в направлении фотона, излученного близком к скорости электрона \mathbf{n} , и фотона, излученного вблизи направления рассеяния Брэгга \mathbf{n}_g :

$$\begin{aligned} \mathbf{V} &= \left(1 - \frac{1}{2}\gamma^{-2} - \frac{1}{2}\psi^2\right)\mathbf{e}_1 + \psi, \quad \mathbf{e}_1\psi = 0, \\ \mathbf{n} &= \left(1 - \frac{1}{2}\theta_0^2\right)\mathbf{e}_1 + \theta_0, \quad \mathbf{e}_1\theta_0 = 0, \quad \mathbf{e}_1\mathbf{e}_2 = \cos 2\theta_B, \quad (1) \\ \mathbf{n}_g &= \left(1 - \frac{1}{2}\theta^2\right)\mathbf{e}_2 + \theta, \quad \mathbf{e}_2\theta = 0, \end{aligned}$$

где ψ – угол отклонения электрона в пучке, отсчитываемый от оси электронного пучка \mathbf{e}_1 , θ_0 – угол между осью \mathbf{e}_1 и направлением \mathbf{n} распространения падающего фотона ПИ, θ – угол между направлением \mathbf{e}_2 брэгговского отражения фотона, падающего вдоль оси электронного пучка, и направлением распространения дифрагированного фотона \mathbf{n}_g (угол излучения), $\gamma = 1/\sqrt{1 - V^2}$ – Лоренц-фактор частицы. \mathbf{e}_1 и \mathbf{e}_2 являются единичными векторами.

На рис. 1 ψ_0 – угловая расходимость электронного пучка. Угол ψ_0 определяет конус, ограничивающий часть пучка электронов, за пределами которого плотность электронов уменьшается более чем в e раз по сравнению с плотностью на оси пучка. Угловые переменные раскладываются на составляющие параллельные и перпендикулярные плоскости рисунка $\theta = \theta_{||} + \theta_{\perp}$, $\theta_0 = \theta_{0||} + \theta_{0\perp}$, $\psi = \psi_{||} + \psi_{\perp}$.

3. ВЛИЯНИЕ РАСХОДИМОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА НА ДПИ

Воспользуемся формулой, полученной в работе [11], описывающей спектрально-угловую плот-

ность ДПИ для монокристалла произвольной толщины:

$$\begin{aligned} \omega \frac{d^2 N_{\text{ДПИ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} &= \frac{e^2}{4\pi^2} \Omega^{(s)2} \times \\ &\times \left(\frac{1}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} + \psi_{\parallel})^2} - \right. \\ &\left. - \frac{1}{\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} + \psi_{\parallel})^2 - \chi_0'} \right)^2 R_{\text{ДПИ}}^{(s)}, \quad (2a) \\ R_{\text{ДПИ}}^{(s)} &= \frac{\varepsilon^2}{\xi(\omega)^2 + \varepsilon} \times \\ &\times \left[\exp(-2b^{(s)} \rho^{(s)} \Delta^{(1)}) + \exp(-2b^{(s)} \rho^{(s)} \Delta^{(2)}) - \right. \\ &\left. - 2 \exp\left(-b^{(s)} \rho^{(s)} \frac{1 + \varepsilon}{\varepsilon}\right) \cos\left(\frac{2b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon}\right) \right], \quad (2b) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \Omega^{(1)} &= \theta_{\perp} - \psi_{\perp}, \quad \Omega^{(2)} = \theta_{\parallel} + \psi_{\parallel}, \\ C^{(1)} &= 1, \quad C^{(2)} = \cos 2\theta_B, \\ \Delta^{(2)} &= \frac{\varepsilon + 1}{2\varepsilon} + \frac{1 - \varepsilon}{2\varepsilon} \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}} + \frac{\kappa^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}, \\ \Delta^{(1)} &= \frac{\varepsilon + 1}{2\varepsilon} - \frac{1 - \varepsilon}{2\varepsilon} \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}} - \frac{\kappa^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}, \\ \varepsilon &= \frac{\sin(\delta + \theta_B)}{\sin(\delta - \theta_B)}, \quad \kappa^{(s)} = \frac{\chi_g'' C^{(s)}}{\chi_0''}, \quad \rho^{(s)} = \frac{\chi_0''}{|\chi_g'| C^{(s)}}, \quad (3) \\ b^{(s)} &= \frac{1}{2 \sin(\delta - \theta_B)} \frac{L}{L_{\text{ext}}^{(s)}}, \quad L_{\text{ext}}^{(s)} = \frac{1}{\omega |\chi_g'| C^{(s)}}, \\ \xi^{(s)}(\omega) &= \eta^{(s)}(\omega) + \frac{1 - \varepsilon}{2\nu^{(s)}}, \\ \eta^{(s)}(\omega) &= \frac{2 \sin^2 \theta_B}{V^2 |\chi_g'| C^{(s)}} \left(\frac{\omega(1 - \theta_{\parallel} \text{ctg} \theta_B)}{\omega_B} - 1 \right), \\ \chi_g' &= \chi_0' (F(g)/Z) (S(g)/N_0) \exp(-g^2 u_{\tau}^2 / 2), \end{aligned}$$

где $\chi_0 = \chi_0' + i\chi_0''$ – средняя диэлектрическая восприимчивость, $F(g)$ – формфактор атома, содержащего Z электронов, $S(g)$ – структурный фактор элементарной ячейки, содержащей N_0 атомов, u_{τ} – среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний атомов кристалла. В работе рассматривается рентгеновская область частот ($\chi_g' < 0, \chi_0' < 0$).

При $s = 1$ выражения (2) описывают σ – поляризованные волны, а при $s = 2$ π – поляризованные. Так как излучаемое релятивистским электроном электромагнитное поле является попе-

речным в рентгеновском диапазоне частот, то падающая $\mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega)$ и дифрагированная $\mathbf{E}(\mathbf{k} + \mathbf{g}, \omega)$ волны, определяются двумя амплитудами с разными значениями поперечной поляризации:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) &= E_0^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) \mathbf{e}_0^{(1)} + E_0^{(2)}(\mathbf{k}, \omega) \mathbf{e}_0^{(2)}, \quad (4) \\ \mathbf{E}(\mathbf{k} + \mathbf{g}, \omega) &= E_g^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) \mathbf{e}_g^{(1)} + E_g^{(2)}(\mathbf{k}, \omega) \mathbf{e}_g^{(2)}, \end{aligned}$$

где вектора $\mathbf{e}_0^{(1)}$ и $\mathbf{e}_0^{(2)}$ перпендикулярны вектору $\mathbf{k} = k\mathbf{n}$, а векторы $\mathbf{e}_g^{(1)}$ и $\mathbf{e}_g^{(2)}$ перпендикулярны вектору $\mathbf{k}_g = \mathbf{k} + \mathbf{g} = k_g \mathbf{n}_g$. Векторы $\mathbf{e}_0^{(2)}$, $\mathbf{e}_g^{(2)}$ лежат в плоскости векторов \mathbf{k} и \mathbf{k}_g (π -поляризация), а вектора $\mathbf{e}_0^{(1)}$ и $\mathbf{e}_g^{(1)}$ перпендикулярны ей (σ -поляризация).

Параметр ε определяет степень асимметрии отражения поля электрона относительно поверхности мишени. Заметим, что угол падения электрона на поверхность мишени ($\delta - \theta_B$) уменьшается при увеличении параметра ε . Параметр $b^{(s)}$ равен половине пути электрона в мишени $L_e = L/\sin(\delta - \theta_B)$, выраженной в длинах экстинкции рентгеновских волн в монокристалле $L_{\text{ext}}^{(s)}$.

Выражения (2a) и (2b) описывают спектрально-угловую плотность ДПИ релятивистского электрона, пересекающего монокристаллическую пластинку, с учетом отклонения направления скорости электрона (угол $\Psi(\psi_{\perp}, \psi_{\parallel})$) относительно оси электронного пучка \mathbf{e}_1 . Выражения получены в рамках двухволнового приближения динамической теории дифракции для общего случая асимметричного отражения волн излучения, когда угол между отражающей системой параллельных атомных плоскостей кристалла и поверхностью мишени (угол δ) может принимать произвольное значение в рамках геометрии Лауэ.

Рассмотрим излучение пучка релятивистских электронов в тонком кристалле, то есть при условии, когда наибольшая длина пути дифрагированного фотона в пластинке $L_f = L/\sin(\delta + \theta_B)$ будет много меньше длины поглощения рентгеновских волн в кристалле $L_{\text{abs}} = 1/\omega \chi_0''$:

$$2 \frac{b^{(s)} \rho^{(s)}}{\varepsilon} = \frac{L_f}{L_{\text{abs}}} \ll 1. \quad (5)$$

Для выполнения данного условия, а также условия малости влияния процесса индикации на параметры электронного пучка (угол многократно рассеяния в мишени во много раз меньше начальной расходимости пучка) в рентгеновском диапазоне частот излучения толщина мишени должна быть меньше или порядка десятков микрометров. При этом выбор толщины мишени будет зависеть от плотности вещества мишени,

энергии релятивистских электронов и энергии излучаемых фотонов ДПИ. В этом случае из выражения (2б) следует:

$$R_{\text{ДПИ}}^{(s)} = \frac{4\varepsilon^2}{\xi^{(s)2} + \varepsilon} \sin^2 \left(b^{(s)} \frac{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right). \quad (6)$$

Найдем угловую плотность ДПИ, проинтегрировав выражения (2а) по частоте ω , используя соотношение

$$\frac{d\omega}{\omega} = \frac{|\chi'_g| C^{(s)}}{2 \sin^2 \theta_B} d\xi^{(s)}, \text{ которое следует из}$$

выражения для $\xi^{(s)}(\omega)$ в (3). Угловая плотность ДПИ принимает вид:

$$\frac{dN_{\text{ДПИ}}^{(s)}}{d\Omega} = \frac{e^2 |\chi'_g| C^{(s)}}{8\pi^2 \sin^2 \theta_B} \Omega^{(s)2} \left(\frac{1}{\Omega} - \frac{1}{\Omega - \chi'_0} \right)^2 \times \int_{-\infty}^{\infty} R_{\text{ДПИ}}^{(s)} d\xi^{(s)}(\omega), \quad (7)$$

где $\Omega = \gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} + \psi_{\parallel})^2$.

Проинтегрируем спектральную функцию в (7), используя при $b^{(s)} \ll \sqrt{\varepsilon}$ аппроксимацию:

$$\int_{-\infty}^{\infty} R_{\text{ДПИ}}^{(s)} d\xi^{(s)}(\omega) \approx 4\pi\varepsilon b^{(s)}.$$

Условие $b^{(s)} \ll \sqrt{\varepsilon}$ соответствует случаю, когда длина пути электрона в монокристалле существенно меньше длины экстинкции рентгеновских волн. В результате получим выражение

$$\frac{dN_{\text{ДПИ}}^{(s)}}{d\Omega} = \frac{e^2 \omega_B \chi_0'^2 \chi_g'^2 C^{(s)2}}{4\pi \sin^2 \theta_B} \frac{\Omega^{(s)2}}{(\Omega - \chi_0')^2 \Omega^2 \sin(\delta - \theta_B)} \frac{\varepsilon L}{\Omega}. \quad (8)$$

Исследуем зависимость выхода фотонов ДПИ в коллиматор от начальной расходимости электронного пучка с целью ее использования для индикации расходимости пучков электронов высоких и сверхвысоких энергий. Для этого усредним выражение для угловой плотности ДПИ (8) по возможным прямолинейным траекториям электрона в пучке. Будем проводить усреднение по симметричной функции распределения Гаусса:

$f(\psi) = \frac{1}{\pi \psi_0^2} \exp \left[-\frac{\psi_{\perp}^2 + \psi_{\parallel}^2}{\psi_0^2} \right]$. Складывая угловые плотности (8) для двух поляризаций и усредняя по $f(\psi)$, получим выражение, описывающее угловую плотность ДПИ возбуждаемого одним электроном, усредненную по всем возможным прямолинейным траекториям электрона в пучке:

$$\left\langle \frac{dN_{\text{ДПИ}}}{d\Omega} \right\rangle = \frac{e^2 \omega_B \chi_0'^2 \chi_g'^2}{4\pi \sin^2 \theta_B} \frac{\varepsilon L}{\sin(\delta - \theta_B)} Y_{\text{ДПИ}}, \quad (9a)$$

где

$$Y_{\text{ДПИ}} = \frac{1}{\pi \psi_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[(\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} + \psi_{\parallel})^2 \cos^2 2\theta_B] \exp \left[-\frac{\psi_{\perp}^2 + \psi_{\parallel}^2}{\psi_0^2} \right] d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel}}{(\Omega - \chi_0')^2 \Omega^2}. \quad (9b)$$

Функция $Y_{\text{ДПИ}}$ характеризует влияние расходимости электронного пучка ψ_0 на угловую плотность ДПИ.

Интегрируя по углам излучения $(-\theta'_{\perp} \leq \theta_{\perp} \leq \theta'_{\perp}, -\theta'_{\parallel} \leq \theta_{\parallel} \leq \theta'_{\parallel})$ угловую плотность ДПИ (9а), попада-

ющего в прямоугольный коллиматор с размерами $2\theta'_{\perp} \times 2\theta'_{\parallel}$, получим выражение, описывающее число фотонов коллимированного ДПИ, возбуждаемого пучком релятивистских электронов, нормированное на число электронов в пучке:

$$N_{\text{ДПИ}} = \frac{e^2 \omega_B \chi_0'^2 \chi_g'^2}{4\pi \sin^2 \theta_B} \frac{\varepsilon L}{\sin(\delta - \theta_B)} F_{\text{ДПИ}}(\psi_0), \quad (10a)$$

$$F_{\text{ДПИ}}(\psi_0) = \frac{1}{\pi \psi_0^2} \int_{-\theta'_{\perp}}^{\theta'_{\perp}} \int_{-\theta'_{\parallel}}^{\theta'_{\parallel}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{[(\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} + \psi_{\parallel})^2 \cos^2 2\theta_B] \exp \left[-\frac{\psi_{\perp}^2 + \psi_{\parallel}^2}{\psi_0^2} \right] d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel} d\theta_{\perp} d\theta_{\parallel}}{(\Omega - \chi_0')^2 \Omega^2}. \quad (10b)$$

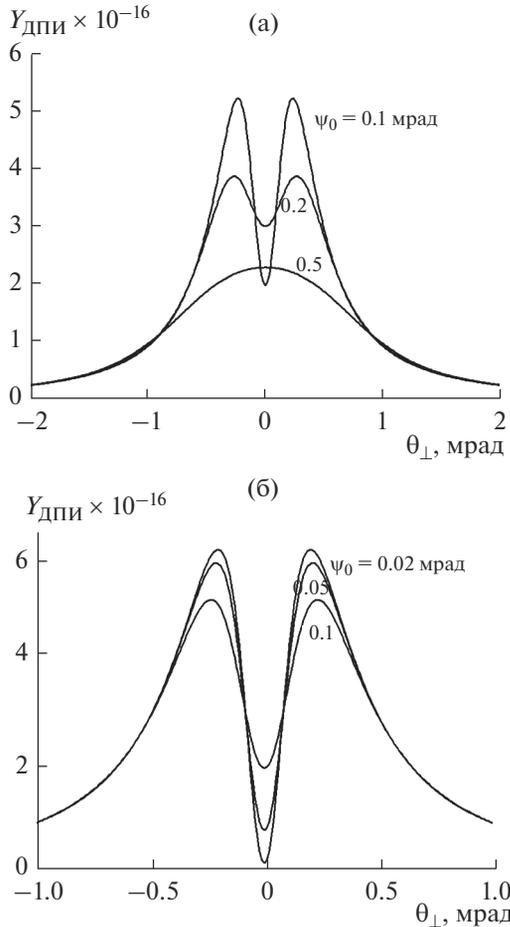


Рис. 2. (а) Зависимость угловой плотности ДПИ от расходимости ψ_0 электронного пучка. $\theta_{\parallel} = 0$, $\gamma = 5000$. $\psi_0 = 0.1$ мрад $< 1/\gamma = 0.2$ мрад, $\psi_0 = 1/\gamma = 0.2$ мрад и $\psi_0 = 0.5$ мрад $> 1/\gamma = 0.2$ мрад. (б) То же, что на рис. 2, но при меньшей расходимости ψ_0 . $\psi_0 < 1/\gamma = 0.2$ мрад.

Функция $F_{\text{ДПИ}}(\psi_0)$, описывает зависимость числа излученных в коллиматор фотонов ДПИ от расходимости электронного пучка ψ_0 и размера прямоугольного коллиматора $\pm\theta'_{\perp}$ и $\pm\theta'_{\parallel}$. Формула (10) для заданного коллиматора определяет однозначную связь между числом $N_{\text{ДПИ}}$ фотонов, излученных в коллиматор, и расходимостью электронного пучка.

Рассмотрим зависимости угловой плотности ДПИ и числа фотонов коллимированного ДПИ от расходимости электронного пучка. Для определенности положим $\chi'_0 = -10^{-5}$, значение которой определяется частотой излучения и материалом мишени. На рис. 2 представлены кривые углового распределения плотности ДПИ, построенные по формуле (9б) для пучков релятивистских электронов с различными параметрами расходимости ψ_0 . Кривые построены для энергии релятивистского электрона $E \approx 2.55$ ГэВ

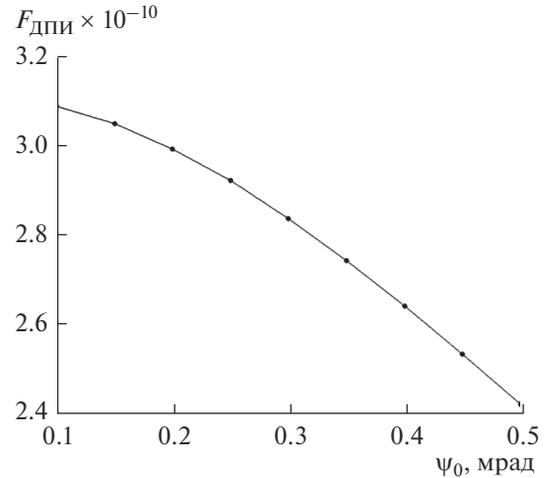


Рис. 3. Зависимость числа фотонов ДПИ, излученных в коллиматор, от расходимости электронного пучка ψ_0 . Размер коллиматора $\theta'_{\perp} = \theta'_{\parallel} = 3\gamma^{-1}$, $\gamma = 5000$.

($\gamma = 5000$) при фиксированном значении компоненты угла излучения (наблюдения) $\theta_{\parallel} = 0$.

На рис. 2а представлены кривые, построенные для значений параметра расходимости ψ_0 порядка и больше характерного угла излучения $1/\gamma$, а на рис. 2б — для меньших значений параметра расходимости ($\psi_0 < 0.2$ мрад $= 1/\gamma$). Рисунки демонстрируют наличие значительной зависимости угловой плотности ДПИ от расходимости электронного пучка, вплоть до значений расходимости порядка $\psi_0 = 0.02$ мрад для данной энергии электронов. Следует отметить, что при изменении расходимости относительно значения $\psi_0 = 1/\gamma$ происходит качественное изменение формы углового распределения ДПИ (рис. 2а и 2б).

На рис. 3–5 представлены построенные по формуле (10б) кривые, описывающие функцию $F_{\text{ДПИ}}(\psi_0)$ при различных значениях параметров коллимации фотонного пучка θ'_{\perp} и θ'_{\parallel} . Зависимость от толщины мишени присутствует только в коэффициенте перед функцией $F_{\text{ДПИ}}(\psi_0)$.

Кривые на рис. 3, 4, построенные для коллиматора с размерами, соответственно, $\theta'_{\perp} = \theta'_{\parallel} = 3\gamma^{-1} = 0.6$ мрад и $\theta'_{\perp} = \theta'_{\parallel} = \gamma^{-1} = 0.2$ мрад, показывают заметное уменьшения числа фотонов ДПИ излученных в коллиматор при увеличении расходимости электронного пучка. Однако кривая на рис. 5, построенная для коллиматора с параметрами $\theta'_{\perp} = \theta'_{\parallel} = 0.5\gamma^{-1} = 0.1$ мрад, показывает заметное увеличение числа фотонов коллимированного ДПИ при увеличении расходимости электронного пучка. Это отражает тот факт, что угловая плотность в характерном для ДПИ минимуме возрастает при увеличении угло-

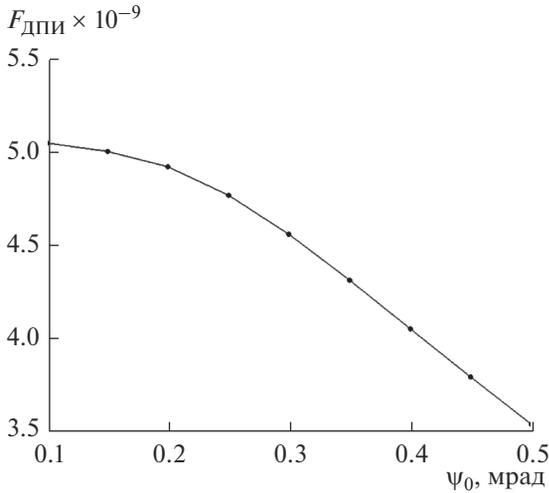


Рис. 4. То же, что на рис. 4, но для $\theta_{\perp} = \theta_{\parallel} = \gamma^{-1}$.

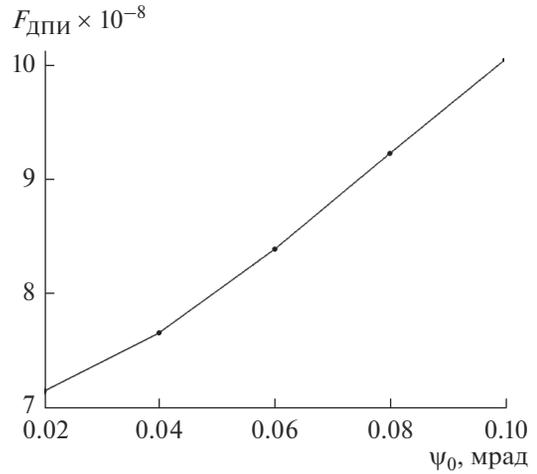


Рис. 5. То же, что на рис. 4, но для $\theta_{\perp} = \theta_{\parallel} = 0.5\gamma^{-1}$.

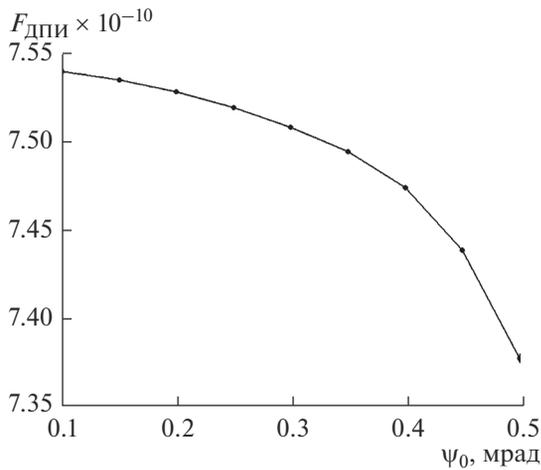


Рис. 6. То же, что на рис. 5, но для $\theta_{\perp} = \theta_{\parallel} = 10\gamma^{-1}$.

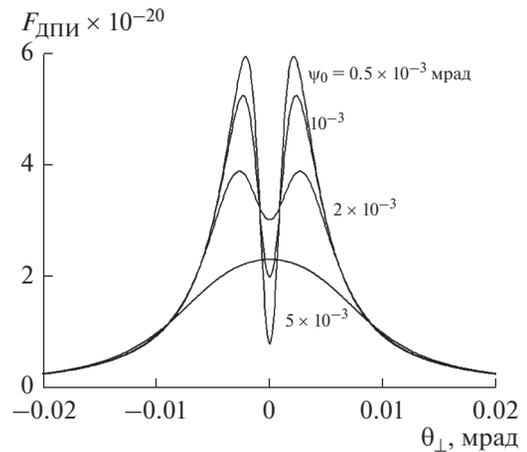


Рис. 7. Зависимость угловой плотности ДПИ от расходимости ψ_0 электронного пучка. $\theta_{\parallel} = 0$, $\gamma = 500000$.

вой расходимости (рис. 2б), а именно в области этого минимума и располагается коллиматор с параметрами $\theta'_{\perp} = \theta'_{\parallel} = 0.5\gamma^{-1} = 0.1$ мрад. На рис. 6 представлена кривая зависимости функции при больших размерах коллиматора $\theta'_{\perp} = \theta'_{\parallel} = 10\gamma^{-1} = 2$ мрад, когда в него попадают практически все фотоны ДПИ. В этом случае наблюдается очень слабая зависимость выхода фотонов ДПИ от расходимости пучка электронов.

На рис. 7 представлены построенные по формуле (96) кривые, демонстрирующие зависимость угловой плотности ДПИ от расходимости электронного пучка при энергии релятивистского электрона $\gamma = 500000$ ($E \approx 255$ ГэВ) и параллельной компоненты угла наблюдения $\theta_{\parallel} = 0$. Из рис. 7 видно, что заметная зависимость угло-

вой плотности ДПИ от расходимости пучка для данной энергии электронов наблюдается в области значений параметра расходимости $5 \times 10^{-3} \leq \psi_0 \leq 5 \times 10^{-4}$ мрад. Это значит, что ДПИ можно использовать и для индикации пучков электронов с такой энергией. На рис. 8 представлена зависимость числа фотонов ДПИ, излученных в коллиматор $\theta'_{\perp} = \theta'_{\parallel} = 3\gamma^{-1}$, от расходимости ψ_0 пучка электронов с $\gamma = 500000$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе теоретически исследуется дифрагированное переходное излучение пучка релятивистских электронов, пересекающих тонкую монокристаллическую пластинку в геомет-

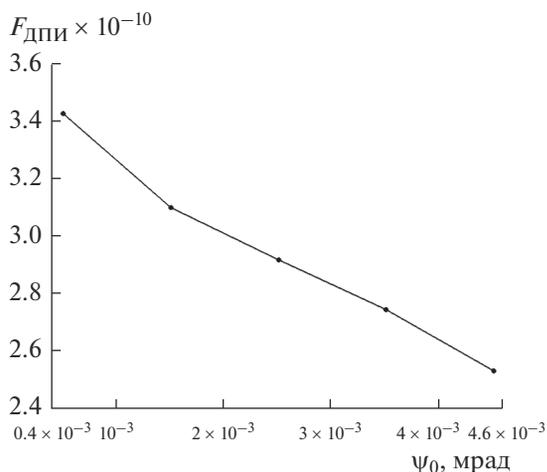


Рис. 8. Зависимость числа излученных фотонов ДПИ в коллиматор от расходимости электронного пучка ψ_0 . Размер коллиматора $\theta_{\perp} = \theta_{\parallel} = 3\gamma^{-1}$, $\gamma = 500000$.

рии рассеяния Лауэ. Получено выражение, описывающее угловую плотность ДПИ усредненную по всем возможным прямолинейным траекториям электрона в пучке. Для усреднения используется двумерное распределение Гаусса. Проведенные расчеты показали существование значительной зависимости угловой плотности ДПИ от расходимости электронного пучка. Для рассматриваемого случая тонкой монокристаллической мишени получено выражение, описывающее число коллимированных фотонов ДПИ, возбуждаемого пучком релятивистских электронов. Показано, что число фотонов коллимированного ДПИ также существенно зависит от расходимости электронного пучка, в то время как полный выход излучения без коллимации практически не зависит от расходимости электронного пучка.

Полученное в настоящей работе выражение для числа фотонов коллимированного ДПИ может использоваться для определения расходимости пучков релятивистских электронов, что значительно упрощает индикацию по сравнению с использованием углового распределения ДПИ.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа поддержана Министерством образования и науки Российской Федерации (государственное задание № 3.4877.2017/ВУ).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Гарибян Г.М., Ши Янг* Рентгеновское переходное излучение, Ереван: Изд-во АН АрмССР, 1983.
2. *Caticha A.* // Phys. Rev. A. 1989. V. 40. P. 4322.
3. *Nasonov N.N.* // Phys. Lett. A. 1998. V. 246. P. 148.
4. *Гарибян Г.М., Ян Ши* // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 930.
5. *Барышевский В.Г., Феранчук И.Д.* // ЖЭТФ. Т. 61. С. 944.
6. *Blazhevich S.V., Noskov A.V.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. 2006. V. 252. P. 69.
7. *Blazhevich S.V., Noskov A.V.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. 2008. V. 266. P. 3770.
8. *Блажевич С.В., Носков А.В.* // ЖЭТФ. 2015. Т. 147. С. 875.
9. International Linear Collider (ILC) Technical Design Report, 12 June 2013.
10. A Multi-TeV linear collider based on CLIC technology: CLIC Conceptual Design Report / Ed. Aichele M. CERN, 2012. 841 p. <https://doi.org/10.5170/CERN-2012-007>
11. *Блажевич С.В., Москаленко Н.И., Коськова Т.В., Носков А.В., Ткаченко Е.А.* // Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтр. исслед. 2016. № 12. С. 72.

Influence of the Divergence of the Relativistic Electron Beam on Diffracted Transition Radiation Exited by Them in Monocrystalline Target

S. V. Blazhevich¹, M. V. Bronnikova¹, A. V. Noskov^{2, *}

¹Belgorod State University, Belgorod, 308015 Russia

²Belgorod State Technological University named after V.G. Shukhov, Belgorod, 308012 Russia

*e-mail: noskovbupk@mail.ru

The dependence of the angular density and the photons yield of the collimated diffracted transition radiation (DTR) generated in a thin single crystal plate by a beam of relativistic electrons on the beam divergence are studied. The expression describing the DTR angular density averaged by all the rectangular trajectories of electrons in the beam are derived. For the averaging the two-dimensional Gauss distribution was used. The considerable dependence of the angular density of collimated DTR photons on the electron beam divergence is shown. The expression describing the number of collimated DTR photons is obtained. The considerable dependence of the photon number of collimated DTR are shown.

Keywords: beam of relativistic electrons, beam divergence, the diffracted transitional radiation, single crystal, angular density.