

УДК 537.8

## ВЛИЯНИЕ МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НА ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, ВОЗБУЖДАЕМОЕ ПУЧКОМ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В МОНОКРИСТАЛЛЕ

© 2021 г. М. В. Алябьева<sup>a</sup>, С. В. Блажевич<sup>b, \*</sup>, А. С. Горлов<sup>c</sup>,  
А. В. Носков<sup>b, c, \*\*</sup>, А. Э. Федосеев<sup>b</sup>

<sup>a</sup>Белгородский университет кооперации, экономики и права,  
Белгород, 308023 Россия

<sup>b</sup>Белгородский государственный университет, Белгород, 308015 Россия

<sup>c</sup>Белгородский государственный технологический университет им. В.Г. Шухова,  
Белгород, 308012 Россия

\*e-mail: blazh@bsu.edu.ru

\*\*e-mail: noskovbupk@mail.ru

Поступила в редакцию 20.10.2020 г.

После доработки 25.12.2020 г.

Принята к публикации 30.12.2020 г.

Исследовано параметрическое рентгеновское излучение, генерируемое пучком релятивистских электронов в монокристаллической пластине в геометрии Брэгга в условиях многократного рассеяния электронов на атомах мишени. Получены выражения, описывающие спектрально-угловую и угловую плотности излучения в условиях многократного рассеяния. Продемонстрировано усиление влияния многократного рассеяния на спектрально-угловую плотность излучения как при увеличении толщины мишени, так и при уменьшении энергии релятивистских электронов. Показано существенное влияние асимметрии отражения поля электрона относительно поверхности мишени на спектрально-угловую и угловую плотности параметрического рентгеновского излучения в условиях сильного многократного рассеяния.

**Ключевые слова:** монокристалл, параметрическое рентгеновское излучение, многократное рассеяние, пучок релятивистских электронов.

DOI: 10.31857/S1028096021060029

### ВВЕДЕНИЕ

Параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) возникает вследствие рассеяния кулоновского поля релятивистского электрона на системах параллельных атомных плоскостей кристалла [1–3]. В настоящее время существуют кинематический [4, 5] и динамический [2, 3] подходы для описания ПРИ. В отличие от динамического кинематического подхода учитывает взаимодействие каждого атома только с первичной или преломленной волной в монокристалле, т.е. пренебрегают взаимодействием атома с волновым полем, которое создается в монокристалле в результате совокупного рассеяния на других атомах. Существенный прогресс в описании ПРИ релятивистских электронах в монокристаллах достигнут в динамическом подходе [6, 7]. Ярким подтверждением объективности и целесообразности использования динамической теории ПРИ является экспериментальное наблюдение пика параметрического рентгеновского излучения вдоль скорости релятивистского электрона [8], который не предсказывает кинематическая теория.

Дальнейшее развитие динамической теории параметрического рентгеновского излучения релятивистского электрона в монокристалле в геометрии рассеяния Лауэ и Брэгга было представлено в [9, 10] в общем случае асимметричного относительно поверхности мишени отражения поля электрона, когда система параллельных отражающих слоев мишени может располагаться под любым заданным углом к поверхности мишени. Теория когерентного рентгеновского излучения для пучков релятивистских электронов в монокристалле в геометрии рассеяния Лауэ была развита в [11], где было показано влияние расходимости пучка релятивистских электронов на когерентное рентгеновское излучение. В [12] динамическую теорию когерентного рентгеновского излучения расходящегося пучка релятивистских электронов, генерируемого в монокристаллической пластине в геометрии рассеяния Лауэ, рассматривали в условиях многократного рассеяния падающих частиц. Показаны условия, при которых вкладом дифрагированного тормозного излучения можно пренебречь.

Настоящая работа посвящена исследованию спектрально-угловых характеристик ПРИ, возбуждаемого пучком релятивистских электронов, пересекающих монокристаллическую пластинку в геометрии рассеяния Брэгга, с учетом многократного рассеяния на атомах мишени. Для учета многократного рассеяния использован традиционный метод усреднения спектрально-угловой и угловой плотностей излучения по расширяющемуся пучку электронов с прямолинейными траекториями. Исследовано влияние многократного рассеяния и асимметрии отражения поля электрона относительно поверхности мишени на спектрально-угловую плотность ПРИ.

### ГЕОМЕТРИЯ ПРОЦЕССА ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим пучок релятивистских электронов, пересекающих монокристалл в геометрии рассеяния Брэгга (рис. 1). Введем угловые переменные  $\psi$ ,  $\theta$  и  $\theta_0$  в соответствии с определением скорости выделенного в пучке релятивистского электрона  $\mathbf{V}$  и единичных векторов:  $\mathbf{n}$  – в направлении импульса фотона, излученного вблизи направления вектора скорости электрона, и  $\mathbf{n}_g$  – в направлении рассеяния Брэгга:

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

где  $\theta$  – угол излучения, отсчитываемый от оси детектора излучения  $\mathbf{e}_2$ ,  $\psi$  – угол отклонения рассматриваемого электрона в пучке, отсчитываемый от оси электронного пучка  $\mathbf{e}_1$ ,  $\theta_0$  – угол между направлением распространения падающе-

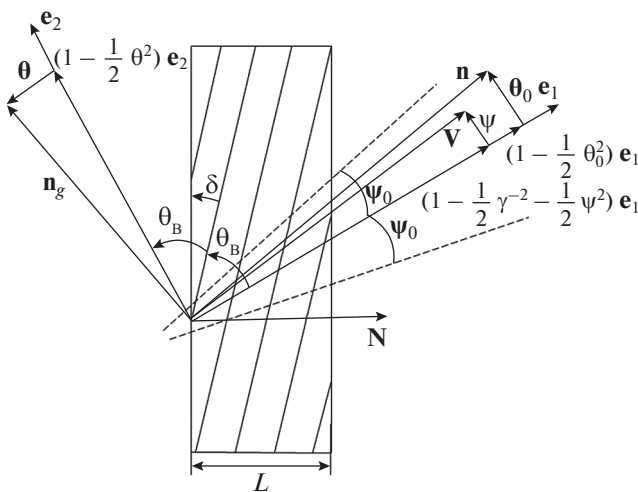


Рис. 1. Геометрия процесса излучения.

го фотона и осью  $\mathbf{e}_1$ ,  $\gamma = 1/\sqrt{1-V^2}$  – фактор Лоренца электрона. Угловые переменные рассматривают в виде суммы составляющих, параллельных и перпендикулярных плоскости рисунка:  $\theta = \theta_{\parallel} + \theta_{\perp}$ ,  $\theta_0 = \theta_{0\parallel} + \theta_{0\perp}$ ,  $\psi = \psi_{\parallel} + \psi_{\perp}$ ,  $\psi_0$  – начальная расходимость электронного пучка.

### СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВАЯ ПЛОТНОСТЬ ПРИ

В [13] была развита теория когерентного рентгеновского излучения пучка релятивистских электронов в монокристалле в направлении, близком к оси пучка в геометрии рассеяния Брэгга  $\mathbf{n}$  (рис. 1). Были получены выражения, описывающие спектрально-угловые характеристики параметрического рентгеновского излучения вблизи скорости релятивистского электрона. При аналогичных рассуждениях и использовании аналогичных обозначений в настоящей работе получено выражение для спектрально-угловой плотности ПРИ релятивистского электрона с учетом отклонения направления его скорости  $\mathbf{V}$  относительно оси электронного пучка  $\mathbf{e}_1$  (угол  $\psi(\psi_{\perp}, \psi_{\parallel})$ ):

$$\omega \frac{d^2 N_{\text{ПРИ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{\Omega^{(s)2}}{(\Delta - \chi_0')^2} R_{\text{ПРИ}}^{(s)}, \quad (1a)$$

$$\begin{aligned} R_{\text{ПРИ}}^{(s)} &= \frac{\left(\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}\right)^2}{\xi^{(s)2} - \varepsilon + \varepsilon \sin^2\left(\frac{b^{(s)}\sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon}\right)} \times \\ &\times \frac{\sin^2\left(\frac{b^{(s)}}{2}\left(\frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} - \sigma^{(s)}\right)\right)}{\left(\frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} - \sigma^{(s)}\right)^2}, \quad (1b) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} \sigma^{(s)} &= \frac{1}{|\chi_g'| C^{(s)}} \left(\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} + \psi_{\parallel})^2 - \chi_0'\right), \\ \xi^{(s)}(\omega) &= \eta^{(s)}(\omega) + \frac{1 + \varepsilon}{2v^{(s)}}, \quad \eta^{(s)}(\omega) = \frac{2 \sin^2 \theta_B}{V^2 |\chi_g'| C^{(s)}} \times \\ &\times \left(1 - \frac{\omega(1 - \theta_{\parallel} \text{ctg} \theta_B)}{\omega_B}\right), \quad v^{(s)} = \frac{\chi_g' C^{(s)}}{\chi_0'}, \quad (2) \\ \varepsilon &= \frac{|\gamma_g|}{|\gamma_0|} = \frac{\sin(\theta_B - \delta)}{\sin(\theta_B + \delta)}, \quad \Delta(\theta_{\perp}, \theta_{\parallel}, \psi_{\perp}, \psi_{\parallel}) = \\ &= \gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} + \psi_{\parallel})^2, \\ b^{(s)} &= \frac{1}{2 \sin(\theta_B + \delta)} \frac{L}{L_{\text{ext}}}, \quad L_{\text{ext}}^{(s)} = 1/\omega |\chi_g'| C^{(s)}. \end{aligned}$$

При фиксированном значении  $\theta_B$  параметр асимметрии  $\varepsilon$  определяет ориентацию входной поверхности мишени относительно отражающих слоев, которая определяется углом  $\delta$ . Параметр  $b^{(s)}$  равен половине пути электрона в мишени  $L_e = L/\sin(\theta_B + \delta)$ , выраженной в длинах экстинкции рентгеновских волн в кристалле  $L_{\text{ext}}^{(s)} = 1/\omega |\chi'_g| C^{(s)}$ .

Угловую плотность ПРИ получаем из (1) после интегрирования по частотной функции  $\xi^{(s)}(\omega)$ , используя соотношение  $\frac{d\omega}{\omega} = -\frac{|\chi'_g| C^{(s)}}{2 \sin^2 \theta_B} d\xi^{(s)}$ , которое следует из выражения для  $\xi^{(s)}(\omega)$  в (2):

$$\frac{dN_{\text{ПРИ}}^{(s)}}{d\Omega} = \frac{e^2 |\chi'_g| C^{(s)}}{\pi^2 2 \sin^2 \theta_B (\Delta - \chi'_0)^2} \int_{\sqrt{\varepsilon}}^{\infty} R_{\text{ПРИ}}^{(s)} d\xi^{(s)}. \quad (3)$$

Так как спектр ПРИ очень узкий при условии  $b^{(s)} \gg 1$ , для интегрирования воспользуемся хорошо известной аппроксимацией  $\frac{\sin^2(ax)}{x^2} \rightarrow \pi a \delta(x)$  и получим угловую плотность ПРИ:

$$\frac{dN_{\text{ПРИ}}^{(s)}}{d\Omega} = \frac{e^2}{2\pi \sin^2 \theta_B |\chi'_g| C^{(s)}} \times \times \Omega^{(s)^2} \varepsilon^2 \frac{\sigma^{(s)^2} \varepsilon - 1}{(\sigma^{(s)^2} \varepsilon - 1)^2 + 2\varepsilon \sigma^{(s)^2}} b^{(s)}. \quad (4)$$

Так как электроны многократно рассеиваются на атомах среды, проведем усреднение спектрально-угловой и угловой плотности ПРИ по угловому распределению электронов в пучке в виде функции Гаусса, меняющейся с длиной пути прохождения в мишени  $t$  за счет многократного рассеяния электрона:

$$f(\psi, t) = \frac{1}{\pi(\psi_0^2 + \psi_s^2 t)} \exp\left(-\frac{\psi^2}{\psi_0^2 + \psi_s^2 t}\right), \quad (5)$$

т.е. усредним по расширяющемуся пучку излучающих электронов с прямолинейными траекториями на длине пути электрона в мишени  $L_e = L/\sin(\theta_B + \delta)$ , где  $\psi_0$  – начальная расходимость электронного

пучка,  $\psi_s^2 = \frac{E_s^2}{m^2 \gamma^2 L_R} \left(1 + 0.038 \ln\left(\frac{t}{L_R}\right)\right)^2$  – средний квадрат угла многократного рассеяния электрона на единице длины с учетом его зависимости от длины пройденного пути  $t$  в монокристалле [14],  $E_s \approx 21$  МэВ. Усредненные выражения для спектрально-угловой и угловой плотности ПРИ с учетом многократного рассеяния принимают вид:

$$\left\langle \omega \frac{d^2 N_{\text{ПРИ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} \right\rangle = \frac{e^2}{\pi^2} \frac{1}{L_e} \int_0^{L_e} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R_{\text{ПРИ}}^{(s)} \frac{\Omega^{(s)^2} (\psi_{\perp}, \psi_{\parallel})}{(\Delta(\psi_{\perp}, \psi_{\parallel}) - \chi'_0)^2} \times \times \frac{\exp\left(-\frac{\psi^2}{\psi_0^2 + \psi_s^2 t}\right)}{\pi(\psi_0^2 + \psi_s^2 t)} d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel} dt, \quad (6a)$$

$$\left\langle \frac{dN_{\text{ПРИ}}^{(s)}}{d\Omega} \right\rangle = \frac{1}{L_e} \int_0^{L_e} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dN_{\text{ПРИ}}^{(s)}}{d\Omega} \times \times \frac{\exp\left(-\frac{\psi^2}{\psi_0^2 + \psi_s^2 t}\right)}{\pi(\psi_0^2 + \psi_s^2 t)} d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel} dt. \quad (6b)$$

В отсутствие многократного рассеяния будем усреднять спектрально-угловую и угловую плотности ПРИ по всем возможным прямолинейным траекториям электронов в пучке по функции Гаусса  $f(\psi, t) = \frac{1}{\pi\psi_0^2} \exp\left(-\frac{\psi_{\perp}^2 + \psi_0^2}{\psi_0^2}\right)$ . Обозначения в этом случае оставим без изменения:

$$\omega \frac{d^2 N_{\text{ПРИ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel} \frac{\exp\left(-\frac{\psi^2}{\psi_0^2}\right)}{\pi\psi_0^2} \omega \frac{d^2 N_{\text{ПРИ}}^{(s)}}{d\omega d\Omega}, \quad (7a)$$

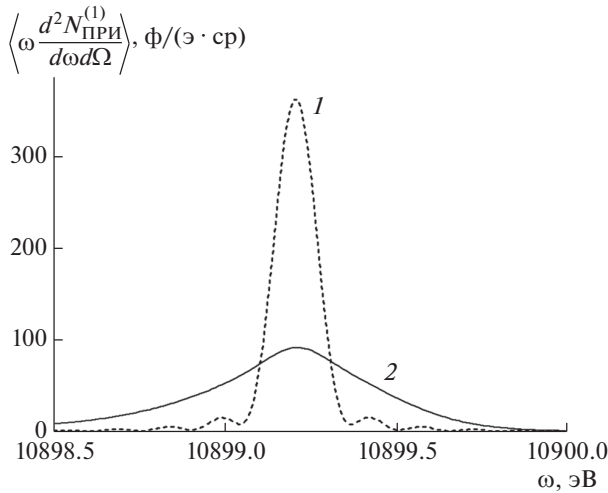
$$\frac{dN_{\text{ПРИ}}^{(s)}}{d\Omega} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel} \frac{\exp\left(-\frac{\psi^2}{\psi_0^2}\right)}{\pi\psi_0^2} \frac{dN_{\text{ПРИ}}^{(s)}}{d\Omega}. \quad (7b)$$

## АНАЛИЗ СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВОЙ ПЛОТНОСТИ ПРИ. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

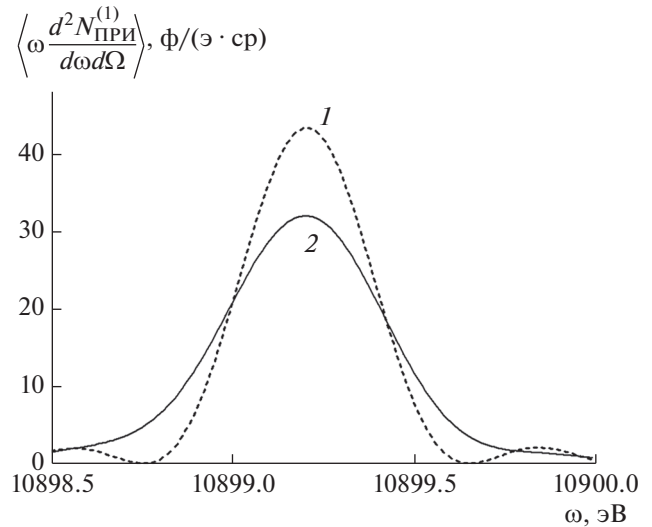
Рассмотрим пучок релятивистских электронов с энергией  $E = m\gamma$ , пересекающих монокристаллическую пластинку углерода C(111) толщиной  $L$  (рис. 1). Пусть ось пучка релятивистских электронов  $e$ , расположена под углом  $\theta_B = 16.2^\circ$  к рассматриваемой отражающей системе параллельных атомных плоскостей монокристалла, частота Брэгга  $\omega_B = 10.9$  кэВ. Численные расчеты будем проводить для  $\sigma$ -поляризованных волн ( $s = 1$ ).

Рассмотрим влияние многократного рассеяния на спектрально-угловую плотность ПРИ с фиксированным углом наблюдения  $\theta$ . На рис. 2 представлены кривые, построенные по формулам (6a) и (7a), описывающие спектрально-угловые плотности ПРИ для фиксированного угла на-

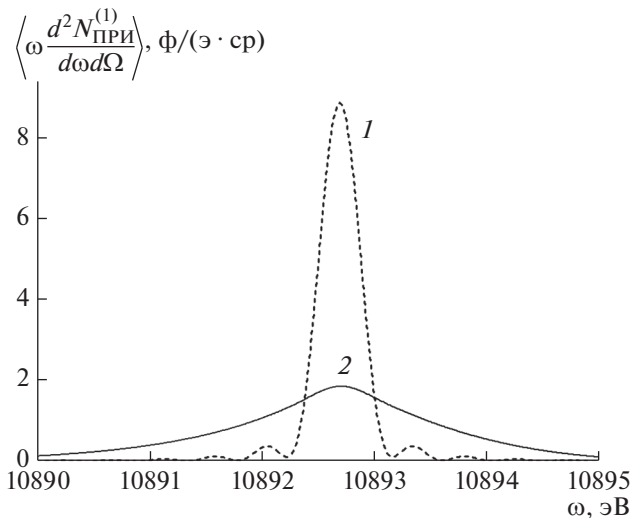
блюдения  $\theta_{\perp} = \sqrt{\gamma^{-2} - \chi'_0} \approx 4.84$  мрад,  $\theta_{\perp} = 0$  в максимуме угловой плотности ПРИ при толщине мишени  $L = 15$  мкм. Пунктирная кривая соответствует ПРИ без учета, а сплошная – с учетом многократного рассеяния. Видно, что в рассматриваемых условиях многократное рассеяние электро-



**Рис. 2.** Спектрально-угловые плотности ПРИ при фиксированном угле наблюдения  $\theta(\theta_{\perp}, \theta_{\parallel})$  без учета (1) и с учетом (2) многократного рассеяния:  $L = 15$  мкм,  $\epsilon = 1$ ,  $\gamma = 300$ ,  $\theta_{\perp} = 4.84$  мрад,  $\theta_{\parallel} = 0$ ,  $\psi_0 = 1$  мрад. Здесь и далее  $\Phi$  – фотон,  $\text{э}$  – электрон.

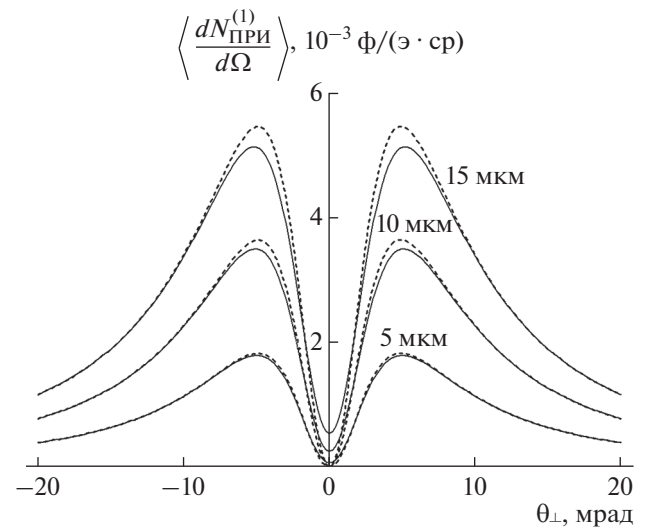


**Рис. 3.** То же, что на рис. 2, но при  $L = 5$  мкм.



**Рис. 4.** Спектрально-угловые плотности ПРИ при фиксированном угле наблюдения  $\theta(\theta_{\perp}, \theta_{\parallel})$  без учета (1) и с учетом (2) многократного рассеяния:  $L = 15$  мкм,  $\epsilon = 1$ ,  $\gamma = 100$ ,  $\theta_{\perp} = 11$  мрад,  $\theta_{\parallel} = 0$ ,  $\psi_0 = 1$  мрад.

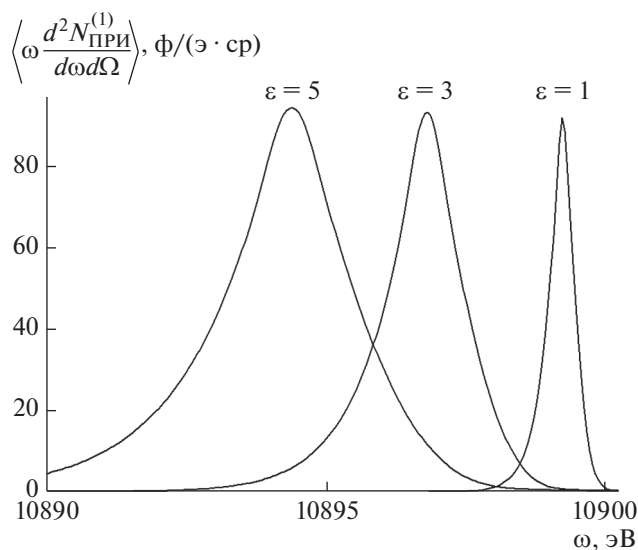
нов пучка существенно влияет на спектрально-угловую плотность ПРИ. На рис. 3 представлены кривые, аналогичные рис. 2, но при меньшей толщине мишени  $L = 5$  мкм. Видно, что при уменьшении толщины мишени существенно ослабляется влияние многократного рассеяния, что связано с уменьшением пути электрона в мишени. На рис. 4 представлены кривые, аналогичные рис. 3, но при меньшей в три раза энергии электрона ( $\gamma = 100$ ). Из рис. 4 следует существенное



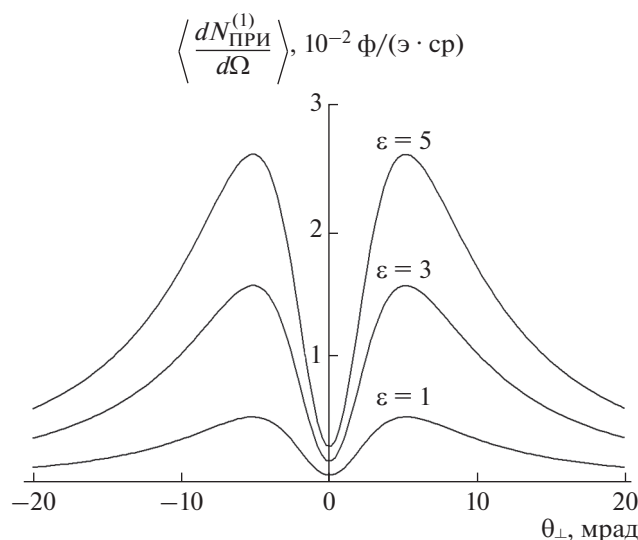
**Рис. 5.** Угловые плотности ПРИ без учета (пунктирные линии) и с учетом (сплошные линии) многократного рассеяния для различных толщин мишени  $L$ :  $\epsilon = 1$ ,  $\gamma = 300$ ,  $\psi_0 = 1$  мрад.

влияние многократного рассеяния релятивистских электронов атомами среды, что является следствием увеличения среднего квадрата угла многократного рассеяния при уменьшении энергии.

Рассмотрим угловую плотность ПРИ и влияние на нее многократного рассеяния ПРИ. На рис. 5 представлены построенные по формулам (66) и (76) кривые, описывающие угловые плотности ПРИ для разной толщины мишени  $L$ . Пунктирная кривая соответствует угловой плот-



**Рис. 6.** Спектрально-угловые плотности ПРИ при различных параметрах асимметрии  $\varepsilon$ :  $L = 15$  мкм,  $\gamma = 300$ ,  $\theta_{\perp} = 4.84$  мрад,  $\theta_{\parallel} = 0$ ,  $\psi_0 = 1$  мрад.



**Рис. 7.** Угловые плотности ПРИ при различных параметрах асимметрии  $\varepsilon$ :  $L = 15$  мкм,  $\gamma = 300$ ,  $\psi_0 = 1$  мрад.

ности ПРИ без учета многократного рассеяния, а сплошная — с учетом многократного рассеяния. Рис. 5 показывает увеличение угловой плотности ПРИ с увеличением толщины мишени. Видно, что в рассматриваемых условиях при  $L = 10$  мкм и выше многократное рассеяние электронов пучка существенно влияет на угловую плотность ПРИ.

Рассмотрим влияние асимметрии отражения поля электрона относительно поверхности мишени на спектрально-угловую и угловую плотности ПРИ в условиях многократного рассеяния ре-

лятивистских электронов на атомах мишени. Асимметрия отражения определяется параметром  $\varepsilon = \frac{\sin(\theta_B - \delta)}{\sin(\theta_B + \delta)}$ . Меняя угол между поверхностью мишени и системой параллельных атомных плоскостей монокристалла  $\delta$  (рис. 1), изменяем параметр  $\varepsilon$  при фиксированном угле Брэгга  $\theta_B$ .

В случае, когда  $\varepsilon > 1$ , угол  $\delta < 0$ , на рис. 1 указан положительный угол  $\delta$ . На рис. 6 представлены кривые, построенные по формуле (6а), описывающие спектрально-угловую плотность ПРИ в условиях сильного многократного рассеяния (аналогичные кривым на рис. 2), при различных параметрах асимметрии  $\varepsilon$ :  $\varepsilon = 1$  ( $\delta = 0$ ),  $\varepsilon = 3$  ( $\delta = -8.3^\circ$ ),  $\varepsilon = 5$  ( $\delta = -10.9^\circ$ ). Из рис. 6 следует существенное влияние асимметрии отражения на ширину пика спектра ПРИ, что может привести также к увеличению угловой плотности ПРИ (рис. 7).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе развита динамическая теория параметрического рентгеновского излучения, генерируемого пучком релятивистских электронов в монокристаллической пластине в геометрии рассеяния Брэгга в условиях многократного рассеяния падающих частиц. Получены выражения, описывающие спектрально-угловые и угловые плотности ПРИ с учетом и без учета многократного рассеяния электронов пучка атомами мишени. Исследовано влияние многократного рассеяния на спектрально-угловые и угловые плотности ПРИ при различных толщинах мишени и разной энергии релятивистских электронов. Продемонстрировано усиление влияния многократного рассеяния на спектрально-угловую плотность ПРИ при увеличении толщины мишени и уменьшении энергии релятивистских электронов. Показано существенное влияние асимметрии относительно поверхности мишени отражения поля электрона на спектрально-угловую и угловую плотности ПРИ в условиях сильного многократного рассеяния релятивистских электронов атомами мишени. Результаты работы могут быть полезными при постановке новых экспериментов по исследованию свойств ПРИ и дают более точную интерпретацию экспериментов в условиях динамической дифракции и асимметрии отражения.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тер-Микаэлян М.Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван: АН АрмССР, 1969. 459 с.
2. Гарибян Г.М., Ян Ши // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 930.
3. Барышевский В.Г., Феранчук И.Д. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 944.
4. Nitta H. // Phys. Lett. A. 1991. V. 158. С. 270.

5. *Feranchuk I.D., Ivashin A.V.* // J. Physique. 1985. V. 46. P. 1981.
6. *Kubankin A.S., Nasonov N.N., Sergienko V.I., Vnu-  
kov I.E.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2003. V. 201. P. 97.
7. *Nasonov N., Noskov A.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2003. V. 201. P. 67.
8. *Алейник А.Н., Балдин А.Н., Богомазова Е.А. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 80. С. 447.
9. *Blazhevich S.V., Noskov A.V.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2008. V. 266. P. 3770.
10. *Блажевич С.В., Носков А.В.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2010. № 4. С. 65.
11. *Blazhevich S.V., Grazhdankin G.A., Zagorodnyuk R.A.,  
Noskov A.V.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2015. V. 355. P. 170.
12. *Блажевич С.В., Москаленко Н.И., Коськова Т.В.,  
Ткаченко Е.А., Носков А.В.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2016. № 12. С. 72.
13. *Блажевич С.В., Люшина К.С., Носков А.В.* // ЖЭТФ. 2019. Т. 155. Вып. 2. С. 242.
14. *Barnett R.M., Carone C.D., Groom D.E. et al.* // Phys. Rev. D. 1996. V. 54. P. 1.

## Influence of Multiple Scattering on Parametric X-Ray Radiation Excited by a Beam of Relativistic Electrons in a Single Crystal

M. V. Alyabyeva<sup>1</sup>, S. V. Blazhevich<sup>2,\*</sup>, A. S. Gorlov<sup>3</sup>, A. V. Noskov<sup>2,3,\*\*</sup>, A. E. Fedoseev<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Belgorod University of Cooperation, Economics and Law, Belgorod, 308023 Russia*

<sup>2</sup>*Belgorod State University, Belgorod, 308015 Russia*

<sup>3</sup>*Belgorod State Technological University named after V.G. Shukhov, Belgorod, 308012 Russia*

\*e-mail: [blazh@bsu.edu.ru](mailto:blazh@bsu.edu.ru)

\*\*e-mail: [noskovbupk@mail.ru](mailto:noskovbupk@mail.ru)

Parametric X-ray radiation generated by a beam of relativistic electrons in a single-crystal plate is studied in the Bragg geometry under conditions of multiple electron scattering by target atoms. Expressions are obtained that describe the spectral-angular and angular radiation density under conditions of multiple electron scattering. An increase in the influence of multiple scattering on the spectral-angular radiation density is demonstrated both with an increase in the target thickness and decrease in the energy of relativistic electrons. It is shown that the asymmetry of the electron field reflection relative to the target surface considerably affects the spectral-angular and angular densities of parametric X-ray radiation under condition of strong multiple scattering.

**Keywords:** single crystal, parametric X-ray radiation, multiple scattering, relativistic electron beam.