

УДК 537.8

О ВЛИЯНИИ ПАРАМЕТРОВ СЛОИСТОЙ МИШЕНИ И ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА НА ДИФРАГИРОВАННОЕ ПЕРЕХОДНОЕ И ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

© 2023 г. С. В. Блажевич^а, О. Ю. Шевчук^а, А. В. Носков^{а, б, *}, А. Э. Федосеев^а

^аБелгородский государственный национальный исследовательский университет,
Белгород, 308015 Россия

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

*e-mail: noskovbupk@mail.ru

Поступила в редакцию 21.07.2022 г.

После доработки 30.09.2022 г.

Принята к публикации 30.09.2022 г.

В работе изучено параметрическое рентгеновское излучение и дифрагированное переходное излучение пучка релятивистских электронов, пересекающих мишень с периодической слоистой структурой в геометрии рассеяния Брэгга. Рассмотрен общий случай асимметричного отражения поля электрона относительно поверхности мишени, то есть когда слои мишени расположены под произвольным углом к ее поверхности. В рамках двухволнового приближения динамической теории дифракции получены выражения, описывающие угловые плотности параметрического рентгеновского излучения, дифрагированного переходного излучения и их интерференцию. Проведены численные расчеты угловых плотностей излучения при различных значениях параметров мишени и электронного пучка. Показана зависимость угловых плотностей параметрического рентгеновского излучения и дифрагированного переходного излучения от расходимости электронного пучка и соотношений толщин слоев периодической структуры. При увеличении энергии электронов возрастает зависимость угловой плотности дифрагированного переходного излучения от расходимости электронного пучка.

Ключевые слова: расходимость электронного пучка, дифрагированное переходное излучение, параметрическое рентгеновское излучение, релятивистский электрон.

DOI: 10.31857/S1028096023060079, EDN: DMP SXG

ВВЕДЕНИЕ

Когерентное рентгеновское излучение релятивистского электрона, пересекающего мишень, являющуюся периодической слоистой средой, в рамках динамической теории дифракции исследовано в работе [1]. Излучение рассматривали как результат интерференции параметрического рентгеновского (ПРИ) и дифрагированного переходного (ДПИ) излучений. ПРИ в периодической слоистой среде возникает вследствие дифракции псевдо-фотонов кулоновского поля релятивистского электрона на слоях мишени аналогично тому, как вследствие дифракции на системе параллельных атомных плоскостей возникает ПРИ в монокристалле [2, 3]. ДПИ является следствием дифракции на слоях мишени фотонов переходного излучения, генерируемого на входной поверхности мишени, по аналогии с

ДПИ в монокристалле [4–6]. Динамическая теория излучения релятивистских электронов в периодических слоистых средах [1] хорошо описывает экспериментальные данные, представленные в работе [7]. Необходимо отметить, что традиционно процесс излучения в периодических слоистых средах рассматривали в геометрии рассеяния Брэгга и только для частного случая симметричного отражения поля электрона относительно поверхности мишени, когда угол между поверхностью мишени и отражающими слоями равен нулю. Такое рассмотрение было проведено и в работе [1]. Процесс возбуждения когерентного рентгеновского излучения релятивистским электроном в периодической слоистой среде для общего случая асимметричного отражения поля электрона относительно поверхности мишени в геометрии рассеяния Лауэ впервые был рассмотрен в работе [8], а в геометрии рассеяния Брэгга — в работе [9].

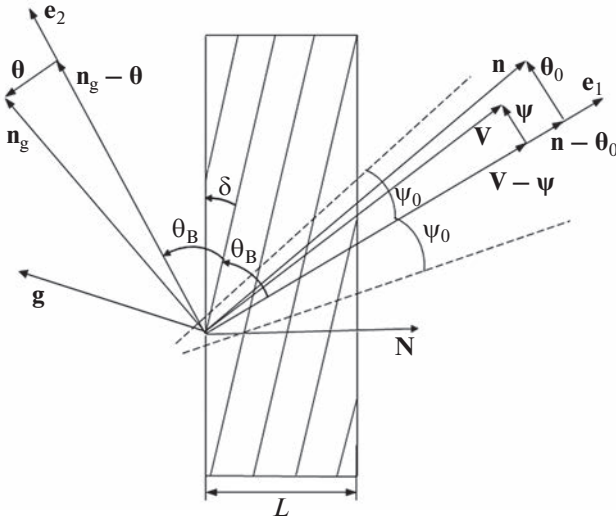


Рис. 1. Геометрия процесса излучения.

В работах [10–20] развита динамическая теория когерентного рентгеновского излучения, возбуждаемого при прохождении расходящегося пучка релятивистских электронов через мишень с периодической слоистой структурой.

В настоящей работе исследовано влияние параметров мишени и пучка релятивистских электронов на спектрально-угловые характеристики ПРИ и ДПИ.

ГЕОМЕТРИЯ ПРОЦЕССА ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим пучок релятивистских электронов, пересекающих в геометрии рассеяния Брэгга (рис. 1) периодическую слоистую мишень, состоящую из чередующихся слоев толщиной l_1 и l_2 , с диэлектрическими восприимчивостями, соответственно, χ_1 и χ_2 ($T = l_1 + l_2$ – период слоистой мишени). Отражающие излучение слои расположены под некоторым углом δ к поверхности мишени (рис. 1), что соответствует случаю асимметричного отражения поля излучения ($\delta = 0$ – частный случай симметричного отражения). Введем угловые переменные ψ , θ и θ_0 в соответствии с определениями скорости 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 θ – угол излучения, отсчитываемый от оси детектора излучения $\mathbf{e}_2$, ψ – угол отклонения рассматриваемого электрона в пучке, отсчитываемый от оси электронного пучка $\mathbf{e}_1$, θ_0 – угол между направлением распространения падающего фотона и осью $\mathbf{e}_1$, $\gamma = 1/\sqrt{1 - V^2}$ – Лоренц-фактор электрона. Угловые переменные рассмотрены в виде суммы составляющих, параллельных и перпендикулярных плоскости рис. 1: $\theta = \theta_{\parallel} + \theta_{\perp}$, $\theta_0 = \theta_{0\parallel} + \theta_{0\perp}$, $\psi = \psi_{\parallel} + \psi_{\perp}$. Вектор $\mathbf{g}$ (рис. 1) аналогичен вектору обратной решетки в кристалле – он перпендикулярен слоям мишени и его длина равна $g = \frac{2\pi}{T}n$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

УГЛОВАЯ ПЛОТНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ

В работе [10] была развита динамическая теория когерентного рентгеновского излучения, возбуждаемого при прохождении расходящегося пучка релятивистских электронов через периодическую слоистую мишень. В [10] получены выражения, описывающие угловые плотности излучения, ДПИ и их интерференцию в случае тонкой не поглощающей мишени, для которой длина пути дифрагированного фотона в мишени $L_f = L/\sin(\theta_B - \delta)$ значительно меньше длины поглощения рентгеновских волн в периодической слоистой среде $L_{\text{abs}} = \frac{1+r}{\omega(\chi_1'' + r\chi_2'')}$:

$$\frac{dN_{\text{ПРИ}}^{(s)}}{d\Omega} = \frac{e^2\omega_B^3 T^2 L_{\text{ext}}^{(s)} \Omega^{(s)2}}{2\pi^4 n^2 \sigma^{(s)2}} \int_{\sqrt{\epsilon}}^{\infty} R_{\text{ПРИ}}^{(s)} d\xi^{(s)}(\omega), \quad (2)$$

$$R_{\text{ПРИ}}^{(s)} = \frac{(\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} - \epsilon})^2 \sin^2\left(\frac{b^{(s)}}{2} \Sigma^+\right)}{\Sigma (\Sigma^+)^2}, \quad (3)$$

$$\frac{dN_{\text{ДПИ}}^{(s)}}{d\Omega} = \frac{e^2\omega_B^3 T^2 L_{\text{ext}}^{(s)} \Omega^{(s)2}}{2\pi^3 n^2 \sigma^{(s)2} (v^{(s)} \sigma^{(s)} - 1)^2} \epsilon \sqrt{\epsilon} \text{th}\left(\frac{b^{(s)}}{\sqrt{\epsilon}}\right), \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_{\text{ИНТ}}^{(s)}}{d\Omega} &= \frac{e^2\omega_B^3 T^2 L_{\text{ext}}^{(s)}}{2\pi^4 n^2} \times \\ &\times \frac{\Omega^{(s)2}}{\sigma^{(s)2} (\sigma^{(s)} v^{(s)} - 1)} \int_{\sqrt{\epsilon}}^{\infty} R_{\text{ИНТ}}^{(s)} d\xi^{(s)}(\omega), \end{aligned} \quad (5)$$

$$R_{\text{инт}}^{(s)} = \frac{2\varepsilon^3}{\xi^{(s)2} - \varepsilon + \varepsilon \sin^2 \left(\frac{b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} \right)} \times$$

$$\times \frac{\sigma^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon} \sin \left(\frac{b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \sin \left(b^{(s)} \left(\frac{\xi^{(s)}}{\varepsilon} - \sigma^{(s)} \right) \right) + (\sigma^{(s)} \xi^{(s)} - 1) \sin^2 \left(\frac{b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} \right)}{(\xi^{(s)} - \varepsilon \sigma^{(s)})^2 + \varepsilon - \xi^{(s)2}},$$

где

$$\Sigma = \xi^{(s)2} - \varepsilon + \varepsilon \sin^2 \left(\frac{b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} \right), \quad \Sigma^+ = \frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} - \varepsilon}}{\varepsilon} - \sigma^{(s)},$$

$$\Omega^{(1)} = \theta_{\perp} - \psi_{\perp}, \quad \Omega^{(2)} = \theta_{\parallel} + \psi_{\parallel}, \quad \sigma^{(s)} = \frac{\pi n}{C^{(s)} \left| \chi_2' - \chi_1' \right| \left| \sin \left(\frac{\pi n}{1+r} \right) \right|} \times$$

$$\times \left(\gamma^{-2} + (\theta_{\perp} - \psi_{\perp})^2 + (\theta_{\parallel} + \psi_{\parallel})^2 - \chi_0' \right), \quad C^{(1)} = 1, \quad C^{(2)} = |\cos 2\theta_B|,$$

$$v^{(s)} = \frac{C^{(s)} \left| \sin \left(\frac{\pi n}{1+r} \right) \right| \left| \chi_2' - \chi_1' \right|}{\frac{\pi n}{1+r} \left| \chi_1' + r \chi_2' \right|}, \quad b^{(s)} = \frac{1}{2 \sin(\theta_B + \delta)} \frac{L}{L_{\text{ext}}^{(s)}},$$

$$\varepsilon = \frac{\sin(\theta_B - \delta)}{\sin(\theta_B + \delta)}, \quad r = \frac{l_2}{l_1}, \quad \chi_0' = \frac{l_1 \chi_1' + l_2 \chi_2'}{T},$$

$$L_{\text{ext}}^{(s)} = \frac{1}{\omega \left| \sin \left(\frac{\pi n}{1+r} \right) \right| \left| \chi_2' - \chi_1' \right| C^{(s)}}, \quad \omega_B = \frac{\pi n}{T \sin \theta_B},$$

$$\xi^{(s)}(\omega) = \eta^{(s)}(\omega) + \frac{1+\varepsilon}{2v^{(s)}}, \quad \eta^{(s)}(\omega) = \frac{2\pi^2 n^2}{T^2 \omega_B} L_{\text{ext}}^{(s)} \left(1 - \frac{\omega}{\omega_B} \left(1 - \theta_{\parallel} \sqrt{\frac{T^2 \omega_B^2}{\pi^2 n^2} - 1} \right) \right).$$

С помощью выражений (2)–(6) при значении параметра $s = 1$ можно описать поля σ -поляризованные, а при $s = 2$ поля π -поляризованные.

Так как в области рентгеновских частот выполняется неравенство $\frac{2\pi^2 n^2}{T^2 \omega_B} L_{\text{ext}}^{(s)} \gg 1$, то $\eta^{(s)}(\omega)$ является “быстрой” функцией частоты ω , поэтому для дальнейшего анализа спектров ПРИ и ДПИ очень удобно рассматривать $\eta^{(s)}(\omega)$ или $\xi^{(s)}(\omega)$ как спектральную переменную, характеризующую частоту ω .

Усредним выражения (2), (4) для угловых плотностей ПРИ, ДПИ одного электрона, движущегося под углом $\Psi(\psi_{\perp}, \psi_{\parallel})$, и выражение (4) для их интерференционного слагаемого по всем возможным прямолинейным траекториям этого электрона в пучке, используя распределение Гаусса:

$$f(\Psi) = \frac{1}{\pi \psi_0^2} \exp \left\{ -\frac{\Psi^2}{\psi_0^2} \right\}, \quad (6)$$

где параметр ψ_0 будем называть расходимостью пучка излучающих электронов (рис. 1). Угол ψ_0 является дисперсией распределения и определяет конус, ограничивающий часть пучка электронов, за пределами которого плотность электронов уменьшается более чем в e раз по сравнению с плотностью на оси пучка. Для этого случая нормированные на один электрон выражения, описывающие угловые плотности ПРИ, ДПИ и их интерференцию в геометрии рассеяния Брэгга, принимают вид:

$$\left\langle \frac{dN_{\text{ПРИ}}^{(s)}}{d\Omega} \right\rangle = \frac{e^2 \omega_B^3 T^2 L_{\text{ext}}^{(s)}}{2\pi^4 n^2} \frac{1}{\pi \psi_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Omega^{(s)2}}{\sigma^{(s)2}} \int_{\sqrt{\varepsilon}}^{\infty} R_{\text{ПРИ}}^{(s)} \times$$

$$\times \exp \left(-\frac{\psi_{\perp}^2 + \psi_{\parallel}^2}{\psi_0^2} \right) d\xi^{(s)}(\omega) d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel}, \quad (7)$$

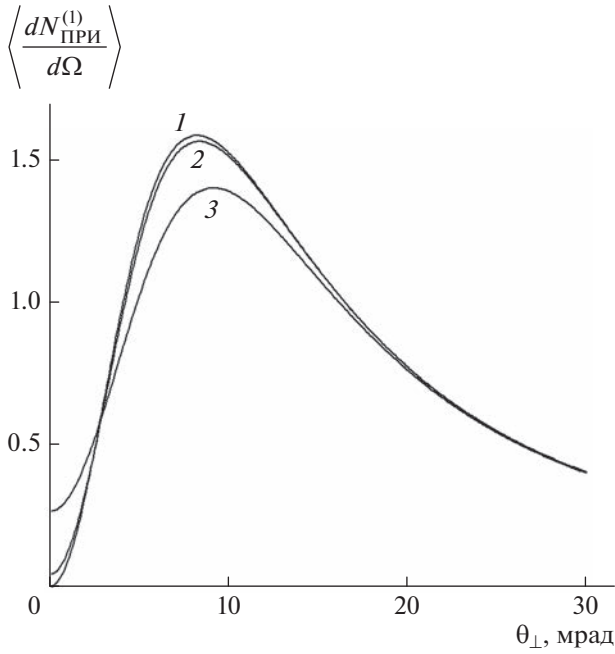


Рис. 2. Угловые плотности ПРИ для различной расходимости электронного пучка $\psi_0 = 0$ (1), 1 (2), 3 мрад (3); $\gamma = 500$, $r = \frac{l_2}{l_1} = 1$, $L = 2$ мкм.

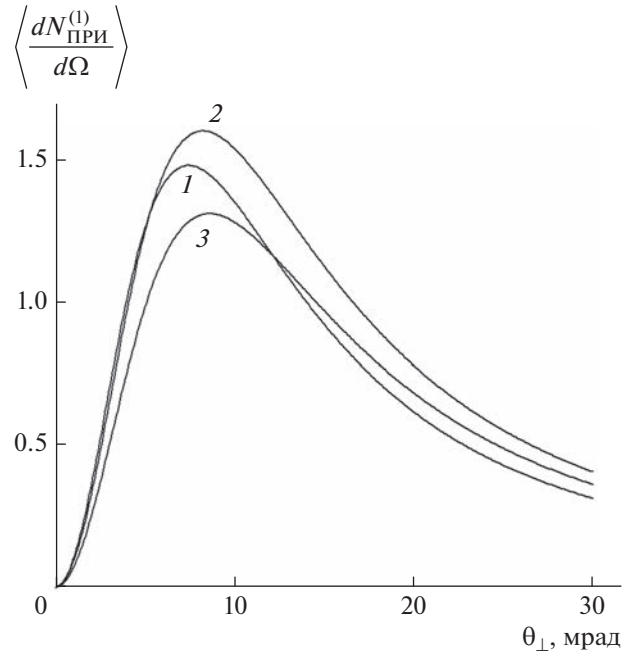


Рис. 3. Угловые плотности ПРИ для различного соотношения толщин слоев периодической структуры $l_2/l_1 = 0.5$ (1), 1.0 (2), 1.5 (3); $\gamma = 500$, $\psi_0 = 0.1$ мрад, $L = 2$ мкм.

$$\left\langle \frac{dN_{\text{ДПИ}}^{(s)}}{d\Omega} \right\rangle = \frac{e^2 \omega_B^3 T^2 L_{\text{ext}}^{(s)}}{2\pi^3 n^2} \epsilon \sqrt{\epsilon} \operatorname{th} \left(\frac{b^{(s)}}{\sqrt{\epsilon}} \right) \frac{1}{\pi \psi_0^2} \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Omega^{(s)2} \exp \left(-\frac{\psi_{\perp}^2 + \psi_{\parallel}^2}{\psi_0^2} \right)}{\sigma^{(s)2} (v^{(s)} \sigma^{(s)} - 1)^2} d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel}, \quad (8)$$

$$\left\langle \frac{dN_{\text{ИНТ}}^{(s)}}{d\Omega} \right\rangle = \frac{e^2 \omega_B^3 T^2 L_{\text{ext}}^{(s)}}{2\pi^4 n^2} \frac{1}{\pi \psi_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Omega^{(s)2}}{\sigma^{(s)2} (\sigma^{(s)} v^{(s)} - 1)} \times \int_{\sqrt{\epsilon}}^{\infty} R_{\text{ИНТ}}^{(s)} d\xi^{(s)}(\omega) \exp \left(-\frac{\psi_{\perp}^2 + \psi_{\parallel}^2}{\psi_0^2} \right) d\psi_{\perp} d\psi_{\parallel}, \quad (9)$$

Выражения (7)–(9) позволяют исследовать влияние параметров мишени и электронного пучка на угловые плотности ПРИ, ДПИ и их интерференцию.

ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

Используя полученные выражения (7)–(9), проведем численные расчеты угловой плотности излучения. Будем рассматривать когерентное рентгеновское излучение пучка релятивистских электронов, пересекающих мишень толщиной $L = 2$ мкм, состоящую из периодически расположенных слоев углерода и вольфрама (С–W) с пе-

риодом $T = l_1 + l_2 = 0.002$ мкм, для случая симметричного отражения, когда слои мишени параллельны поверхности мишени ($\delta = 0$, $\epsilon = 1$). Положим угол между осью пучка релятивистских электронов и отражающими слоями (угол Брэгга) $\theta_B = 2.25^\circ$, тогда частота Брэгга $\omega_B = 8$ кэВ. Расчеты проведены для случая $s = 1$ (σ -поляризованные волны).

На рис. 2 представлены кривые, построенные по формуле (7), которые описывают угловые плотности параметрического рентгеновского излучения пучка релятивистских электронов с Лоренц-фактором $\gamma = 500$ для разных значений начальной расходимости электронного пучка ψ_0 . Размерность угловой плотности соответствует числу излученных фотонов на один электрон на стерадиан. Рис. 2 демонстрирует зависимость угловой плотности от расходимости электронного пучка. Из рисунка видно, что угловая плотность ПРИ в периодической слоистой среде в рассматриваемых условиях более чем на два порядка превышает угловую плотность в монокристалле. Это обусловлено большой шириной спектральной плотности ПРИ в периодической слоистой среде. На рис. 3 показана зависимость угловой плотности ПРИ от соотношений толщин слоев периодической структуры. Из рисунка следует, что для

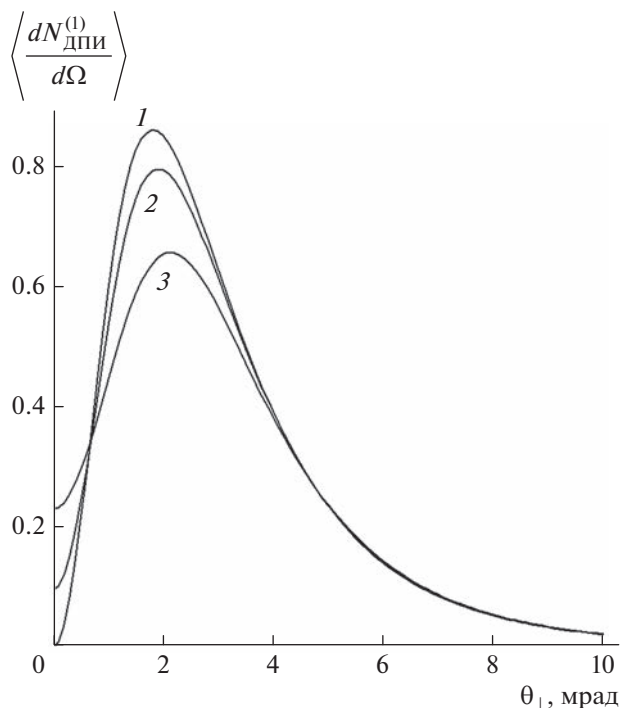


Рис. 4. Угловые плотности ДПИ при различной расхо-
димости электронного пучка $\psi_0 = 0$ (1), 0.5 (2), 1.0 (3)

мрад; $\gamma = 500$, $r = \frac{l_2}{l_1} = 1$, $L = 2$ мкм.

постоянного периода слоев T при увеличении толщины вольфрама l_2 и уменьшении толщины углерода l_1 угловая плотность ПРИ существенно уменьшается T .

На рис. 4 представлены построенные по формуле (8) кривые, описывающие угловую плотность ДПИ для различной расхо-димости электронного пучка. Рисунок показывает более существенную зависимость угловой плотности ДПИ от расхо-димости по сравнению с угловой плотностью ПРИ. Это связано с тем, что угловая плотность ДПИ имеет более узкое распределение, чем угловая плотность ПРИ. Из рис. 2 и 4 следует, что углы, соответствующие максимумам плотности ПРИ и ДПИ относительно вектора скорости релятивистского электрона, примерно равны 10 и 2 мрад соответственно. На рис. 5 представлены кривые, описывающие угловую плотность ДПИ при более высокой ($\gamma = 5000$) энергии релятивистских электронов, чем на рис. 4. Так можно сделать вывод, что с ростом энергии электрона значительно увеличивается угловая плотность ДПИ. Одновременно с этим можно наблюдать существенное увеличение чувствительности угловой плотности ДПИ к изменению угловой рас-

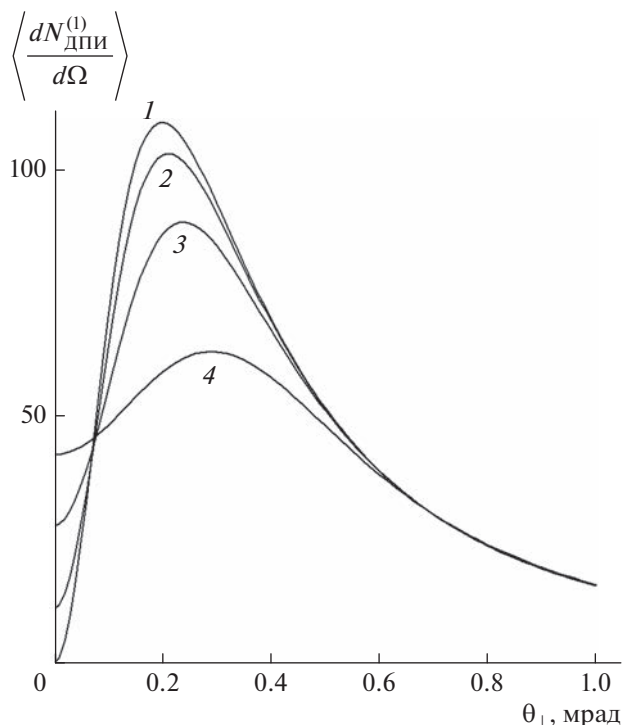


Рис. 5. Угловые плотности ДПИ при различной расхо-
димости электронного пучка $\psi_0 = 0$ (1), 0.05 (2), 0.10 (3), 0.20 мрад (4); но при более высокой энергии (чем на рис. 4) релятивистских электронов: $\gamma = 5000$,
 $r = \frac{l_2}{l_1} = 1$, $L = 2$ мкм.

хо-димости электронного пучка. Из рис. 5 видно, что при $\psi_0 = 0.1$ мрад и $\psi_0 = 0$ мрад угловые плотности ДПИ существенно отличаются, что го-ворит о увеличении зависимости угловой плотно-сти ДПИ от расхо-димости пучка электронов при увеличении энергии электронов. Это связано с существенным уменьшением угла излучения, соответствующего максимуму угловой плотности ДПИ, от 2 до 0.2 мрад при повышении энергии электронов. Так как угловая плотность ДПИ свя-зана с расхо-димостью электронного пучка одно-значно, то ее можно использовать для определе-ния расхо-димости пучка на различных ускорителях электронов высокой энергии. На рис. 6 представ-лена зависимость угловой плотности ДПИ от со-отношения толщин слоев мишени. Из рисунка следует, что, в отличие от ПРИ (рис. 3), уменьше-ние толщины вольфрама (и увеличение толщины углерода) при постоянном значении периода сло-истой структуры приводит к уменьшению угло-вой плотности ДПИ.

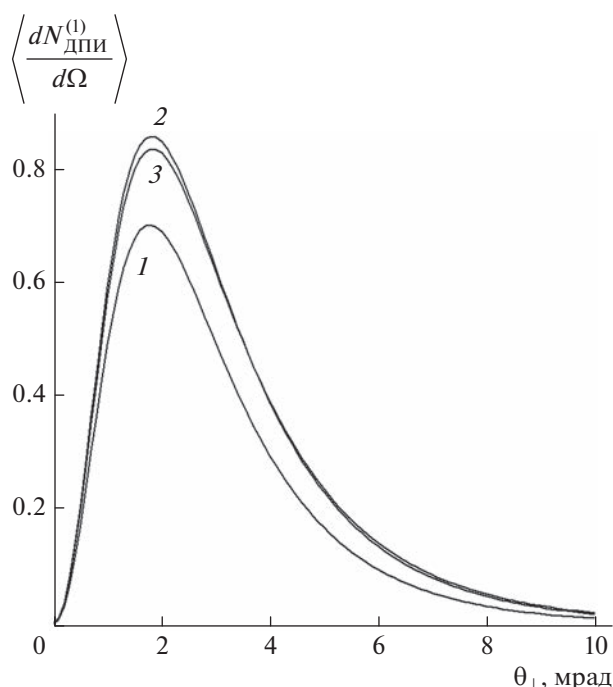


Рис. 6. Угловые плотности ДПИ для различного соотношения толщин слоев периодической структуры $l_2/l_1 = 0.5$ (1), 1.0 (2), 1.5 (3); $\gamma = 500$, $\psi_0 = 0.1$ мрад, $L = 2$ мкм.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрены ПРИ и ДПИ пучка релятивистских электронов, пересекающих мишень с периодической слоистой структурой в геометрии рассеяния Брэгга. Получены выражения, описывающие угловые плотности ПРИ, ДПИ и их интерференцию. Проведены численные расчеты угловых плотностей излучений при различных значениях параметров мишени и электронного пучка. Показана зависимость, угловой плотности ПРИ от расходимости электронного пучка. Показана зависимость угловой плотности ПРИ от соотношений толщин слоев периодической структуры: при постоянном значении периода структуры с увеличением толщины вольфрама (и уменьшением толщины углерода) угловая плотность ПРИ заметно уменьшается. Показана существенная зависимость угловой плотности ДПИ от расходимости электронного пучка. Показано, что при увеличении энергии электронов возрастает зависимость угловой плотности ДПИ от расходимости электронного пучка. Показано, что в отличие от угловой плотности ПРИ, увеличение толщины слоя вольфрама (уменьшение толщины слоя углерода) приводит к увеличению угловой плотности ДПИ.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 19-19-00316 (продление).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nasonov N.N., Kaplin V.V., Uglov S.R., Piestrup M.A. and Gary C.K. // Phys. Rev. E. 2003. V. 68. P. 3604.
2. Гарибян Г.М., Ши Я. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 930.
3. Барышевский В.Г., Феранчук И.Д. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. С. 944.
4. Baryshevsky V.G. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A. 1997. V. 122. P. 13.
5. Artru X., Rullhusen P. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 1998. V. 145. P. 1.
6. Nasonov N.N. // Phys. Lett. A. 1998. V. 246. P. 148.
7. Kaplin V.V., Uglov S.R., Zabaev V.N., Piestrup M.A., Gary C.K., Nasonov N.N., Fuller M.K. // Appl. Phys. Lett. 2000. V. 76. P. 3647.
<https://doi.org/10.1063/1.126735>
8. Блажевич С.В., Колосова И.В., Носков А.В. // ЖЭТФ. 2012. V. 141. P. 627.
9. Блажевич С.В., Гладких Ю.П., Носков А.В. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2013. № 4. С. 99.
<https://doi.org/10.7868/S0207352813030086>
10. Блажевич С.В., Носков А.В. // ЖЭТФ. 2017. Т. 152. С. 267.
<https://doi.org/10.7868/S0044451017080053>
11. Блажевич С.В., Москаленко Н.И., Коськова Т.В., Носков А.В., Ткаченко Е.А. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2016. № 12. С. 72.
12. Blazhevich S., Noskov A. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B. 2013. V. 309. P. 70.
13. Блажевич С.В., Носков А.В. // ЖЭТФ. 2016. Т. 150. С. 643.
14. Блажевич С.В., Бронникова М.В., Носков А.В. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2020. № 9. С. 66.
15. Блажевич С.В., Дрыгина Ю.А., Шевчук О.Ю., Носков А.В. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2020. № 6. С. 43.
16. Blazhevich S.V., Bronnikova M.V., Noskov A.V. // Phys. Lett. A. 2020. V. 384. Iss. 16. P. 126321.
17. Блажевич С.В., Люшина К.С., Носков А.В. // ЖЭТФ. 2019. Т. 155. Вып. 2. С. 242.
18. Блажевич С.В., Носков А.В. // ЖЭТФ. 2017. Т. 152. Вып. 2(8). С. 267.
19. Алябьева М.В., Блажевич С.В., Горлов А.С., Носков А.В., Федосеев А.Э. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2021. № 6. С. 62.
20. Шкурюпат Д.О., Блажевич С.В., Горлов А.С., Носков А.В., Федосеев А.Э. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2021. № 7. С. 78.

On Influence of the Parameters of a Layered Target and Electron Beam on Diffracted Transition and Parametric X-Ray

S. V. Blazhevich¹, O. Yu. Shevchuk¹, A. V. Noskov^{1, 2, *}, A. E. Fedoseev¹

¹*Belgorod State National Research University, Belgorod, 308015 Russia*

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

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

The paper considers parametric X-ray radiation (PXR) and diffracted transition radiation (DTR) of a beam of relativistic electrons crossing a target with a periodic layered structure in the Bragg scattering geometry. The general case of asymmetric electron reflection relative to the target surface is considered, that is, when the target layers occupy a place at right angles to its surface. Within the framework of the two-wave approximation of the dynamic theory of diffraction expressions are obtained that describe the angular densities of PXR, DTR and their interference. Computational calculations of the angular densities are carried out for various values of the target parameters and a variety of quantities. The density-to-flow ratio depends on the density and on the thickness-to-thickness ratio of the periodic structure. At a large electron value, the angular dependence of the DTR on the consumed mass increases.

Keywords: electron beam divergence, diffracted transition radiation, parametric X-ray radiation, relativistic electron.