

КОГЕРЕНТНОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОНА В ИСКУССТВЕННОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ

С. В. Блажевич^a, И. В. Колосова^b, А. В. Носков^{b}*

*^a Белгородский государственный университет
308015, Белгород, Россия*

*^b Белгородский университет потребительской кооперации
308023, Белгород, Россия*

Поступила в редакцию 26 января 2011 г.

Построена теория когерентного рентгеновского излучения релятивистского электрона, пересекающего искусственную периодическую слоистую структуру в геометрии рассеяния Лауэ. Получены выражения, описывающие спектрально-угловые характеристики излучения. Показано, что выход излучения в такой среде может существенно превысить выход излучения в кристалле в аналогичных условиях.

1. ВВЕДЕНИЕ

Традиционно излучение релятивистской частицы в периодической слоистой структуре рассматривалось в геометрии рассеяния Брэгга для случая, когда отражающие слои параллельны входной поверхности, т. е. для случая симметричного отражения. Излучение в периодической слоистой структуре обычно рассматривалось как резонансное переходное излучение [1, 2]. В работе [3] излучение из многослойной периодической структуры представлено в виде суммы дифрагированного переходного излучения (diffracted transition radiation, DTR) и параметрического рентгеновского излучения (parametric X-ray radiation, PXR). В цитируемых работах излучение релятивистской частицы в многослойной среде рассматривалось в геометрии рассеяния Брэгга для частного случая симметричного отражения поля частицы относительно поверхности мишени, т. е. когда дифрагирующие слои расположены параллельно поверхности мишени. В работе [3] излучение рассматривалось по аналогии с процессом когерентного излучения, вызываемым релятивистским электроном в кристаллической среде [4–7].

В настоящей работе развита динамическая теория когерентного излучения в искусственной периодической структуре в геометрии рассеяния Лауэ для произвольной асимметрии отражения поля электрона

относительно поверхности мишени, т. е. произвольного угла расположения отражающей структуры относительно поверхности мишени. Важной особенностью рассматриваемой геометрии является то, что, в отличие от традиционного случая геометрии рассеяния Брэгга [1–3], излученные фотоны движутся вперед, пересекая мишень. Ранее была показана возможность изменения выхода фотонов когерентного излучения в кристалле за счет динамических эффектов в излучении, в частности асимметрии отражения поля относительно поверхности мишени [8–10]. Влияние эффекта асимметрии отражения на выход излучения в кристалле подтверждают результаты экспериментальной работы [11]. В работе [10] когерентное рентгеновское излучение в направлении, близком к направлению скорости пересекающего кристалл релятивистского электрона, рассматривалось в виде суммы вкладов параметрического рентгеновского излучения вперед (forward PXR, FPXR) и переходного излучения (TR) (рис. 1).

В настоящей работе рассматривается когерентное излучение, генерируемое релятивистским электроном в искусственной периодической среде как результат действия двух механизмов когерентного излучения, PXR и DTR. При этом излучение происходит в другом направлении (см. рис. 1), а именно, в направлении брэгговского рассеяния псевдофотонов кулоновского поля электрона на системе дифрагиру-

*E-mail: noskovbupk@mail.ru

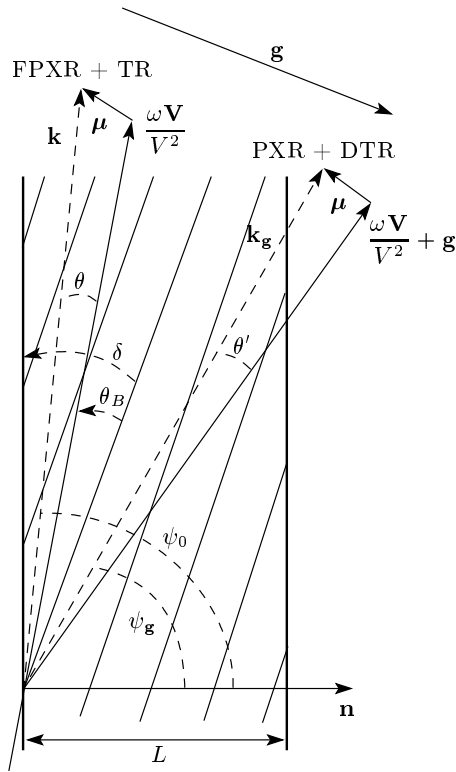


Рис. 1. Геометрия процесса излучения: θ и θ' — углы падения излучения, θ_B — угол Брэгга, δ — угол между поверхностью пластинки и дифрагирующими слоями, \mathbf{k} и \mathbf{k}_g — волновые векторы падающего и дифрагированного фотона

ющих слоев материала мишени. На основе двухволнового приближения динамической теории дифракции в работе получены выражения для спектрально-угловой плотности излучения, вызванного релятивистским электроном, пересекающим искусственную многослойную периодическую структуру, представляющую собой чередующиеся слои веществ, резко различающиеся по диэлектрической восприимчивости в рассматриваемой области частот излучения. Анализ полученных выражений показал, что в излучении релятивистского электрона в периодической слоистой среде могут заметно проявляться динамические эффекты дифракции. Более того, показано, что за счет динамических эффектов в практически аналогичных условиях выход фотонов в периодической слоистой структуре на порядок превышает выход фотонов в кристаллической среде.

2. АМПЛИТУДА ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Пусть релятивистский электрон пересекает со скоростью \mathbf{V} многослойную структуру (см. рис. 1) толщиной L , состоящую из периодически

расположенных аморфных слоев толщинами a и b ($T = a + b$ — период структуры), имеющих соответственно диэлектрические восприимчивости χ_a и χ_b . На рис. 1 $\mu = \mathbf{k} - \omega \mathbf{V}/V^2$ — составляющая импульса виртуального фотона, перпендикулярная скорости частицы \mathbf{V} ($\mu = \omega \theta/V$, где $\theta \ll 1$ — угол между векторами \mathbf{k} и \mathbf{V}), θ_B — угол Брэгга, φ — азимутальный угол падения излучения, отсчитываемый от плоскости, образованной вектором скорости электрона \mathbf{V} и вектором \mathbf{g} , перпендикулярным отражающим слоям. Длину вектора \mathbf{g} также можно выразить через угол Брэгга и частоту Брэгга ω_B : $g = 2\omega_B \sin \theta_B/V$.

В работе [10] была построена теория когерентного рентгеновского излучения в направлении вектора \mathbf{k} (см. рис. 1), близком к направлению скорости релятивистского электрона, где излучение рассматривалось как сумма излучений FPXR и TR. Однако в двухволновом приближении динамической теории дифракции [12] каждому фотону в направлении \mathbf{k} соответствует фотон в направлении $\mathbf{k}_g = \mathbf{k} + \mathbf{g}$ (см. рис. 1), и в кристалле происходит постоянная перекачка волн из одного направления в другое и обратно. В настоящей работе рассматривается излучение релятивистского электрона в искусственной периодической структуре в направлении \mathbf{k}_g . Выполнив для направления \mathbf{k}_g аналитические процедуры, аналогичные процедурам, представленным в работе [10] для излучения в направлении \mathbf{k} , получим выражения для поля излучения в виде суммы вкладов механизмов PXR и DTR:

$$E_g^{(s)Rad} = E_{PXR}^{(s)} + E_{DTR}^{(s)}, \quad (1a)$$

$$E_{PXR}^{(s)} = -\frac{8\pi^2 ieV\theta P^{(s)}}{\omega} \frac{\omega^2 \chi_g C^{(s)}}{\lambda_g^*} \times \left[\frac{8\gamma_0}{\gamma_g} \sqrt{\beta^2 + 4\chi_g \chi_{-g} C^{(s)^2} \frac{\gamma_g}{\gamma_0}} \right]^{-1} \times \left\{ \left(\beta + \sqrt{\beta^2 + 4\chi_g \chi_{-g} C^{(s)^2} \frac{\gamma_g}{\gamma_0}} \right) \times \left[\left(1 - \exp \left(-i \frac{\lambda_g^* - \lambda_g^{(2)}}{\gamma_g} L \right) \right) \left(\lambda_g^* - \lambda_g^{(2)} \right)^{-1} \right] - \left(\beta - \sqrt{\beta^2 + 4\chi_g \chi_{-g} C^{(s)^2} \frac{\gamma_g}{\gamma_0}} \right) \times \left[\left(1 - \exp \left(-i \frac{\lambda_g^* - \lambda_g^{(1)}}{\gamma_g} L \right) \right) \left(\lambda_g^* - \lambda_g^{(1)} \right)^{-1} \right] \right\} \times \exp \left[i \left(\frac{\omega \chi_0}{2} + \lambda_g^* \right) \frac{L}{\gamma_g} \right], \quad (1b)$$

$$E_{DTR}^{(s)} = \frac{8\pi^2 i e V \theta P^{(s)}}{\omega} \frac{\chi_g C^{(s)}}{\frac{\gamma_0}{\gamma_g} \sqrt{\beta^2 + 4\chi_g \chi_{-g} C^{(s)2}} \frac{\gamma_g}{\gamma_0}} \times$$

$$\times \left(\frac{\omega}{-\omega \chi_0 - 2\lambda_0^*} + \frac{\omega}{2\lambda_0^*} \right) \times$$

$$\times \left[\exp \left(-i \frac{\lambda_g^* - \lambda_g^{(1)}}{\gamma_g} L \right) - \exp \left(-i \frac{\lambda_g^* - \lambda_g^{(2)}}{\gamma_g} L \right) \right] \times$$

$$\times \exp \left[i \left(\frac{\omega \chi_0}{2} + \lambda_g^* \right) \frac{L}{\gamma_g} \right]. \quad (1c)$$

Выражения (1b) и (1c) представляют соответственно амплитуды полей PXR и DTR в направлении Брэгга (вектор \mathbf{k}_g на рис. 1). Следует отметить их отличие от соответствующих амплитуд полей (см. выражения (18б) и (18в) в работе [10]) в направлении вдоль скорости излучающего электрона FPXR и TR (вектор \mathbf{k} на рис. 1).

В (1) использованы обозначения, аналогичные обозначениям в работе [10]:

$$\lambda_g^{(1,2)} = \frac{\omega |\chi'_g| C^{(s)}}{2} \left\{ \xi^{(s)} - \frac{i\rho^{(s)}(1-\varepsilon)}{2} \pm \left[\xi^{(s)2} + \varepsilon - 2i\rho^{(s)} \left(\frac{1-\varepsilon}{2} \xi^{(s)} + \kappa^{(s)} \varepsilon \right) - \rho^{(s)2} \left(\frac{(1-\varepsilon)^2}{4} + \kappa^{(s)2} \varepsilon \right) \right]^{1/2} \right\}, \quad (2)$$

$$\lambda_0^* = \omega \left(\frac{\gamma^{-2} + \theta^2 - \chi_0}{2} \right), \quad \lambda_g^* = \frac{\omega \beta}{2} + \frac{\gamma_g}{\gamma_0} \lambda_0^*,$$

$\gamma_0 = \cos \psi_0$, $\gamma_g = \cos \psi_g$, ψ_0 — угол между волновым вектором \mathbf{k} падающей волны и вектором нормали к поверхности пластинки \mathbf{n} , ψ_g — угол между волновым вектором \mathbf{k}_g и вектором \mathbf{n} (см. рис. 1),

$$\xi^{(s)}(\omega) = \eta^{(s)}(\omega) + \frac{1-\varepsilon}{2\nu^{(s)}},$$

$$\eta^{(s)}(\omega) = \frac{\sin^2 \theta_B}{V^2 C^{(s)}} \frac{gT}{|\chi'_b - \chi'_a| |\sin(ga/2)|} \times$$

$$\times \left(1 - \frac{\omega(1 - \theta \cos \varphi \operatorname{ctg} \theta_B)}{\omega_B} \right),$$

$$\nu^{(s)} = \frac{2C^{(s)} |\sin(ga/2)|}{g} \left| \frac{\chi'_b - \chi'_a}{a\chi'_a + b\chi'_b} \right|, \quad (3)$$

$$\rho^{(s)} = \frac{a\chi''_a + b\chi''_b}{|\chi'_b - \chi'_a| C^{(s)}} \frac{g}{2 |\sin(ga/2)|},$$

$$\kappa^{(s)} = \frac{2C^{(s)} |\sin(ga/2)|}{g} \left| \frac{\chi''_b - \chi''_a}{a\chi''_a + b\chi''_b} \right|,$$

$$\varepsilon = \frac{\gamma_g}{\gamma_0}, \quad C^{(1)} = 1, \quad C^{(2)} = \cos 2\theta_B,$$

$$P^{(1)} = \sin \varphi, \quad P^{(2)} = \cos \varphi.$$

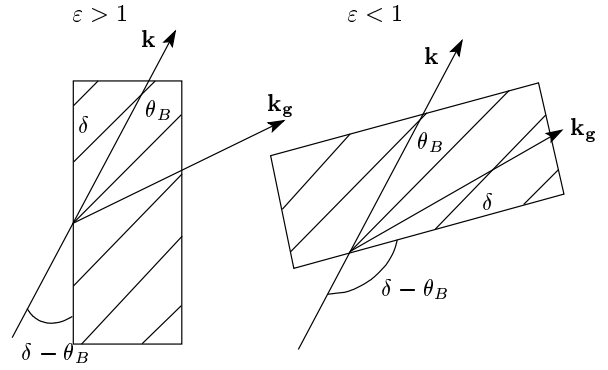


Рис. 2. Асимметричные ($\varepsilon > 1$, $\varepsilon < 1$) отражения излучения от мишени. Случай $\varepsilon = 1$ соответствует симметричному отражению

При значении параметра $s = 1$ амплитуды полей излучения (1) описывают σ -поляризованные поля, а при $s = 2$ — π -поляризованные.

Величины χ_0 и χ_g в рассматриваемой искусственной периодической структуре имеют следующий вид:

$$\chi_0(\omega) = \frac{a}{T} \chi_a + \frac{b}{T} \chi_b,$$

$$\chi_g(\omega) = \frac{e^{-iga} - 1}{igT} (\chi_b - \chi_a), \quad (4)$$

$$\chi'_0 = \frac{a}{T} \chi'_a + \frac{b}{T} \chi'_b, \quad \chi''_0 = \frac{a}{T} \chi''_a + \frac{b}{T} \chi''_b.$$

Важным параметром в выражении (2) является параметр ε , который можно представить в виде

$$\varepsilon = \frac{\sin(\delta + \theta_B)}{\sin(\delta - \theta_B)}, \quad (5)$$

определяющий степень асимметрии отражения поля относительно поверхности мишени. Здесь θ_B — угол между скоростью электрона и отражающими слоями, δ — угол между поверхностью мишени и отражающими слоями. Заметим, что угол падения электрона на поверхность мишени, $\delta - \theta_B$, увеличивается при уменьшении параметра ε (рис. 2). В симметричном случае волновые векторы падающих и дифрагированных фотонов составляют с поверхностью пластинки равные углы, а в случае асимметричного отражения — неравные углы (см. рис. 2). При этом $\varepsilon = 1$ и $\delta = \pi/2$ в симметричном случае и $\varepsilon \neq 1$ и $\delta \neq \pi/2$ в асимметричном случае.

Подставляя выражение (2) в (1b) и (1c), представим их в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 E_{PXR}^{(s)} = & \frac{4\pi^2 i e V}{\omega} \frac{\theta P^{(s)}}{\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi_0} \times \\
 & \times \left\{ \frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}} \times \right. \\
 & \times \left[1 - \exp \left(-i b^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) - \right. \right. \\
 & \quad \left. \left. - b^{(s)} \rho^{(s)} \Delta^{(2)} \right) \right] \times \\
 & \times \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} - i \rho^{(s)} \Delta^{(2)} \right)^{-1} - \\
 & \quad - \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}} \times \\
 & \times \left[1 - \exp \left(-i b^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) - \right. \right. \\
 & \quad \left. \left. - b^{(s)} \rho^{(s)} \Delta^{(1)} \right) \right] \times \\
 & \times \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} - i \rho^{(s)} \Delta^{(1)} \right)^{-1} \Big\} \times \\
 & \times \exp \left[i \left(\frac{\omega \chi_0}{2} + \lambda_g^* \right) \frac{L}{\gamma_g} \right], \quad (6a)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 E_{DTR}^{(s)} = & \frac{4\pi^2 i e V}{\omega} \theta P^{(s)} \left(\frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2}} - \right. \\
 & \left. - \frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi_0} \right) \frac{\varepsilon}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}} \times \\
 & \times \left\{ \exp \left[-i b^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) - \right. \right. \\
 & \quad \left. \left. - b^{(s)} \rho^{(s)} \Delta^{(1)} \right] - \right. \\
 & \left. - \exp \left[-i b^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) - \right. \right. \\
 & \quad \left. \left. - b^{(s)} \rho^{(s)} \Delta^{(2)} \right] \right\} \times \\
 & \times \exp \left[i \left(\frac{\omega \chi_0}{2} + \lambda_g^* \right) \frac{L}{\gamma_g} \right], \quad (6b)
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 \Delta^{(2)} = & \frac{\varepsilon + 1}{2\varepsilon} + \frac{1 - \varepsilon}{2\varepsilon} \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}} + \\
 & + \frac{\kappa^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}, \\
 \Delta^{(1)} = & \frac{\varepsilon + 1}{2\varepsilon} - \frac{1 - \varepsilon}{2\varepsilon} \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}} - \\
 & - \frac{\kappa^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}, \quad (7) \\
 \sigma^{(s)} = & \frac{1}{|\chi'_g C^{(s)}|} (\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0) \equiv \\
 & \equiv \frac{1}{\nu^{(s)}} \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} + 1 \right), \\
 b^{(s)} = & \frac{\omega |\operatorname{Re} \sqrt{\chi_g \chi_{-g}}| C^{(s)} L}{2 \gamma_0}.
 \end{aligned}$$

Выход PXR формируется в основном только одной из ветвей, соответствующей второму слагаемому в выражении (6а). Как нетрудно убедиться непосредственно, только в этом слагаемом обращается в нуль действительная часть знаменателя. Решение соответствующего уравнения

$$\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} = 0 \quad (8)$$

определяет частоту ω_* , в окрестности которой сосредоточен спектр фотонов PXR, излучаемых под фиксированным углом наблюдения.

Подставляя (6а), (6б) и (1а) в хорошо известное [13] выражение для спектрально-угловой плотности рентгеновского излучения,

$$\omega \frac{d^2 N}{d\omega d\Omega} = \omega^2 (2\pi)^{-6} \sum_{s=1}^2 \left| E_{\mathbf{g}}^{(s)Rad} \right|^2, \quad (9)$$

получим выражения, описывающие вклады в спектрально-угловую плотность излучения для механизмов PXR и DTR, в том числе и для слагаемого, являющегося результатом интерференции этих механизмов излучения (индекс «INT»):

$$\begin{aligned}
 \omega \frac{d^2 N_{PXR}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = & \\
 = & \frac{e^2}{4\pi^2} P^{(s)2} \frac{\theta^2}{(\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0)^2} R_{PXR}^{(s)}, \quad (10a)
 \end{aligned}$$

$$R_{PXR}^{(s)} = \left(1 - \frac{\xi}{\sqrt{\xi^2 + \varepsilon}}\right)^2 \times \left\{ 1 + \exp\left(-2b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(1)}\right) - 2 \exp\left(-b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(1)}\right) \times \cos\left[b^{(s)}\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi - \sqrt{\xi^2 + \varepsilon}}{\varepsilon}\right)\right] \right\} \times \left[\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi - \sqrt{\xi^2 + \varepsilon}}{\varepsilon}\right)^2 + \rho^{(s)^2}\Delta^{(1)^2}\right]^{-1}, \quad (10b)$$

$$\omega \frac{d^2 N_{DTR}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2} P^{(s)^2} \theta^2 \times \left(\frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2}} - \frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0}\right)^2 R_{DTR}^{(s)}, \quad (11a)$$

$$R_{DTR}^{(s)} = \frac{4\varepsilon^2}{\xi^2 + \varepsilon} \exp\left(-b^{(s)}\rho^{(s)}\frac{1 + \varepsilon}{\varepsilon}\right) \times \left[\sin^2\left(b^{(s)}\frac{\sqrt{\xi^2 + \varepsilon}}{\varepsilon}\right) + \text{sh}^2\left(b^{(s)}\rho^{(s)}\frac{(1 - \varepsilon)\xi^{(s)} + 2\varepsilon k^{(s)}}{2\xi\sqrt{\xi^2 + \varepsilon}}\right)\right], \quad (11b)$$

$$\omega \frac{d^2 N_{INT}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2} P^{(s)^2} \theta^2 \left(\frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2}} - \frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0}\right) \frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0} R_{INT}^{(s)}, \quad (12a)$$

$$R_{INT}^{(s)} = -\frac{2\varepsilon}{\xi^{(s)^2} + \varepsilon} \text{Re} \left\{ \left(\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}\right) \times \left[1 - \exp\left(-ib^{(s)}\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon}\right) - b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(1)}\right) \right] \times \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} - i\rho^{(s)}\Delta^{(1)}\right)^{-1} \times \left[\exp\left(ib^{(s)}\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon}\right) - b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(1)}\right) - \right.$$

$$\left. - \exp\left(ib^{(s)}\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon}\right) - b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(2)}\right) \right\}. \quad (12b)$$

Проинтегрировав далее выражения (10)–(12) по частоте, получим выражения, описывающие угловую плотность излучения:

$$\frac{dN_{PXR}^{(s)}}{d\Omega} = \frac{e^2 P^{(s)^2} \nu^{(s)} \theta^2}{8\pi^2 \sin^2 \theta_B |\chi'_0|} \times \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} + 1\right)^{-2} \int_{-\infty}^{\infty} R_{PXR}^{(s)} d\eta^{(s)}(\omega), \quad (13)$$

$$\frac{dN_{DTR}^{(s)}}{d\Omega} = \frac{e^2 P^{(s)^2} \nu^{(s)} \theta^2}{8\pi^2 \sin^2 \theta_B |\chi'_0|} \times \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} + 1\right)^{-2} \int_{-\infty}^{\infty} R_{DTR}^{(s)} d\eta^{(s)}(\omega), \quad (14)$$

$$\frac{dN_{INT}^{(s)}}{d\Omega} = \frac{e^2 P^{(s)^2} \nu^{(s)} \theta^2}{8\pi^2 \sin^2 \theta_B |\chi'_0|} \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} + 1\right)^{-2} \times \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|}\right)^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} R_{INT}^{(s)} d\eta^{(s)}(\omega). \quad (15)$$

Полученные выражения (10)–(12) и (13)–(15) являются главным результатом данной работы. Они позволяют исследовать спектрально-угловые характеристики излучения в многослойной искусственной периодической структуре в геометрии рассеяния Лауэ с учетом проявления динамических эффектов как уже известных в физике рассеяния свободных рентгеновских лучей в кристалле [12], так и предсказанных авторами настоящей работы для рассеяния псевдофотонов кулоновского поля релятивистского электрона в кристалле [8–10].

3. ПАРАМЕТРЫ ДИНАМИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ВОЛН

Как уже отмечалось выше, отражения от многослойной искусственной периодической структуры традиционно рассматривают только в геометрии рассеяния Брэгга в симметричном случае, когда слои расположены параллельно поверхности мишени, хотя в кристаллической среде излучение по известным экспериментаторам причинам изучаются в

основном в геометрии рассеяния Лауэ. Полученные выражения позволяют исследовать зависимость характеристик излучений от толщин a и b разных аморфных сред с соответствующими диэлектрическими восприимчивостями χ_a и χ_b , а также от параметра асимметрии ε (см. выражение (5)) для заданного угла Брэгга θ_B , определяющего угол δ между отражающими слоями и поверхностью мишени.

Параметр $\nu^{(s)}$ (3), принимающий значения $0 \leq \nu^{(s)} \leq 1$, определяет степень отражения поля от периодической структуры, которая обуславливается характером интерференции волн, отраженных от разных плоскостей: конструктивным ($\nu^{(s)} \approx 1$) или деструктивным ($\nu^{(s)} \approx 0$). В случае $g = 2\pi/T$ его можно представить в виде

$$\nu^{(s)} = \frac{2C^{(s)}}{g} \left| \sin \frac{\pi a}{T} \left| \frac{\chi'_b - \chi'_a}{a\chi'_a + b\chi'_b} \right| \right|. \quad (16)$$

Параметру $\nu^{(s)}$ пропорциональны угловые плотности излучения (13)–(15), и в случае приближенного равенства действительных частей диэлектрических восприимчивостей аморфных сред, из которых состоит периодическая структура ($\chi'_b \approx \chi'_a$), этот параметр, как и интенсивность излучения, оказывается малым. Из выражения (16) также следует, что в предельном случае, когда толщина любого из слоев стремится к нулю ($a \rightarrow 0$ или $b \rightarrow 0$), параметр $\nu^{(s)} \rightarrow 0$ и среда становится однородной; при этом, естественно, отражений нет, так как нет периодической структуры, $dN/d\Omega = 0$.

Параметр $\rho^{(s)} = L_{ext}^{(s)}/L_{abs}$ (3) характеризует степень поглощения рентгеновских волн периодической средой и равен отношению длины экстинкции

$$L_{ext}^{(s)} = \frac{gT}{2C^{(s)}\omega} \left| \sin \frac{ga}{2} \right|^{-1} |\chi'_b - \chi'_a|^{-1}$$

к длине поглощения

$$L_{abs} = \frac{T}{\omega |a\chi''_a + b\chi''_b|}$$

рентгеновских волн в периодической структуре. Необходимо отметить, что на глубине, равной длине экстинкции, энергия первичной волны полностью перекачивается во вторичную волну, распространяющуюся в брэгговском направлении.

Параметр $\kappa^{(s)}$ (3) определяет степень проявления эффекта аномально низкого фотопоглощения (эффекта Бормана) в прохождении рентгеновских фотонов через искусственную многослойную периодическую структуру, хорошо известного в физике рассеяния рентгеновских лучей в кристалле [14].

Проявление эффекта Бормана в кристалле для когерентного рентгеновского излучения для различной асимметрии отражения было исследовано в работе [8]. Необходимым условием проявления эффекта Бормана как для кристаллической, так и для искусственной периодической структуры является $\kappa^{(s)} \approx 1$. При этом из выражения для $\Delta^{(1)}$ в (7) следует уменьшение величины $\Delta^{(1)}$ при увеличении параметра $\kappa^{(s)}$, а вместе с тем уменьшение затухания PXR (см. (10b)), так как уменьшается характеризующее поглощение произведение $\rho^{(s)}\Delta^{(1)}$. Отсюда видно, что эффект Бормана при определенных условиях может проявиться и в рентгеновском когерентном излучении релятивистской частицы на искусственных многослойных периодических структурах.

4. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ

На основе полученных выше выражений (10a), (11a), (12a), (13)–(15) для когерентного рентгеновского излучения релятивистской заряженной частицы в периодической многослойной среде были проведены численные расчеты спектрально-углового распределения излучения при различных значениях параметров дифрагирующей структуры (материал и толщина слоев мишени), степени асимметрии отражения излучения и энергии излучающей частицы.

Для сравнения в аналогичных условиях выхода излучения релятивистской частицы как в кристалле, так и в многослойной искусственной структуре построены кривые угловой плотности PXR ($\omega_B = 8$ кэВ) в кристаллической мишени из вольфрама W (рис. 3а) и в многослойной периодической структуре, состоящей из аморфных слоев бериллия Be и W (рис. 3б). Кривые построены по формуле (13). Путь электрона в мишени $L_e = 56$ мкм и параметр асимметрии $\varepsilon = 3$ выбраны одинаковыми для обоих случаев. Из рис. 3 следует, что угловая плотность PXR из многослойной периодической структуры многократно превышает угловую плотность PXR из кристалла. При этом вычисленное соотношение полных выходов фотонов PXR составляет $N_{ph}^{Be-W}/N_{ph}^W \approx 15$. Увеличение выхода излучения связано с тем, что ширина спектра для многослойной периодической структуры (рис. 4б) оказывается гораздо больше ширины спектра для кристалла (рис. 4а), поскольку в первом случае электрон пересекает меньшее число неоднородностей. Кривые, описывающие спектр PXR, представленные на рис. 4, построены по формуле (10b).

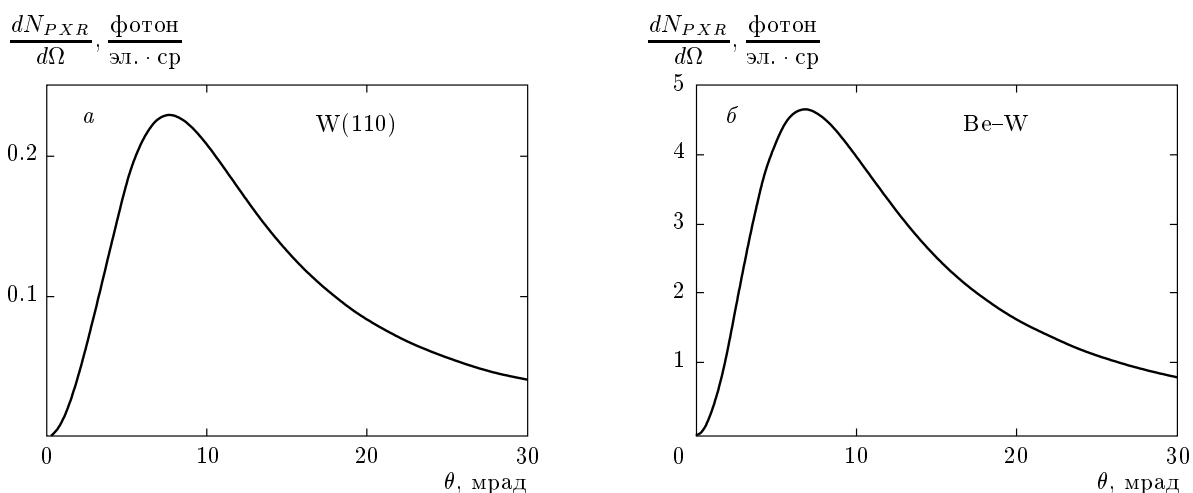


Рис. 3. Угловые плотности PXR релятивистского электрона, пересекающего кристаллическую пластинку из W (а) и искусственную периодическую слоистую структуру Be-W (б) при $\varepsilon = 3$, $L_e = 56$ мкм, $E = 250$ МэВ, $\omega_B = 8$ кэВ, $L = 16$ мкм (а), 2 мкм (б), $\theta_B = 20^\circ$ (а), 2.2° (б), $\delta = 37^\circ$ (а), 4.5° (б), $N_{ph} = 6 \cdot 10^{-4}$ (а), $9 \cdot 10^{-3}$ (б), $a_{Be} = b_W = 10^{-3}$ мкм

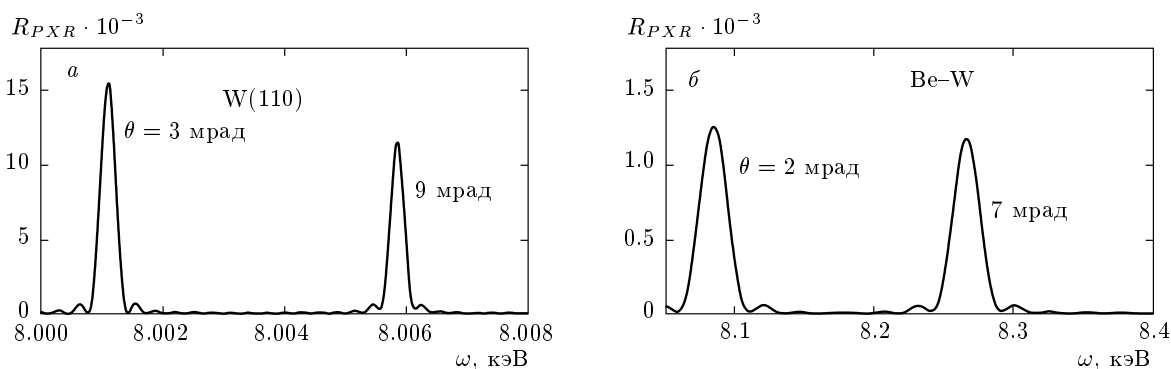


Рис. 4. Спектры PXR в кристаллической среде (а) и в искусственной периодической слоистой структуре Be-W (б)

Выход излучаемых фотонов может быть увеличен также путем изменения асимметрии отражения поля относительно поверхности мишени в сторону увеличения параметра ε (рис. 5). При этом увеличение угловой плотности PXR в многослойной среде, как и в кристалле [8], происходит за счет увеличения ширины пика в спектре PXR, связанного с изменением ширины резонанса (8) при изменении асимметрии отражения ε .

На рис. 6–8 приведены кривые распределения угловой плотности излучения ($\omega_B = 250$ эВ) для случая, когда релятивистский электрон пересекает искусственную многослойную периодическую структуру, состоящую из слоев бериллия (Be) и молибдена (Mo). Рисунок 6 демонстрирует значительный (недостижимый при использовании кристаллического ра-

диатора) выход рентгеновского излучения с энергией 250 эВ, которое, в частности, является высоковольтным в современной медицинской рентгеновской диагностике. Толщина многослойной структуры (43 мкм), излучение из которой демонстрирует рис. 6, является достаточно большой, чтобы обеспечить полное поглощение переходного излучения, рождаемого на передней поверхности структуры. На рис. 7 кривые для угловых плотностей DTR и PXR построены для тех же условий, что и рис. 6, но для мишени малой толщины (4.3 мкм), в которой DTR практически не поглощается. На рис. 6 и рис. 7 кривые распределения угловой плотности PXR имеют практически одну и ту же амплитуду, что связано с насыщением амплитуды поля излучения из толстой мишени. Из рис. 7 видно, что дополнительный

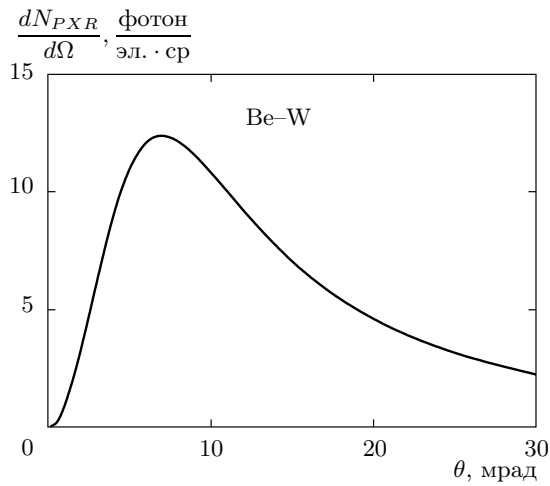


Рис. 5. То же, что на рис. 3б, но для параметра асимметрии $\varepsilon = 6$, $L = 1$ мкм, $\delta = 3^\circ$, $N_{ph} = 2.8 \cdot 10^{-2}$

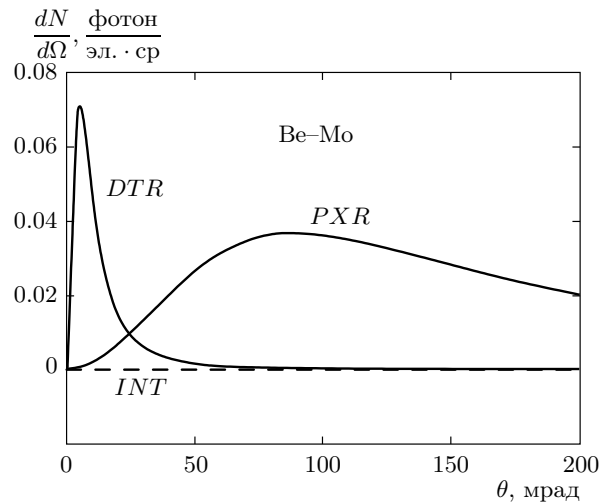


Рис. 7. Угловые плотности DTR и PXR. Параметры те же, что и на рис. 6, но другая толщина мишени, $L = 0.2$ мкм, $L_e = 4.3$ мкм

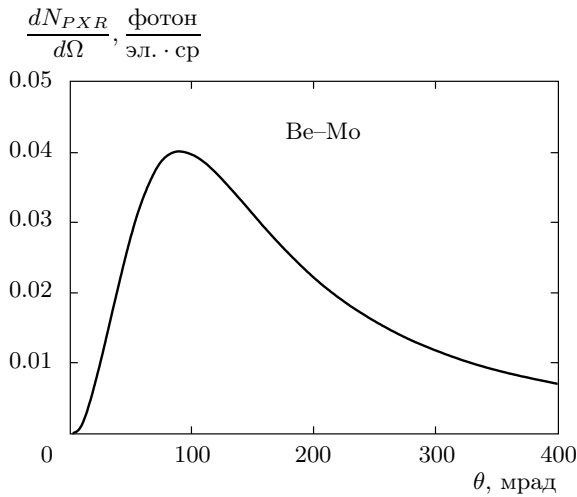


Рис. 6. Угловая плотность PXR релятивистского электрона пересекающего искусственную периодическую слоистую структуру Be-Mo при $\varepsilon = 11$, $L = 2$ мкм, $L_e = 43$ мкм, $E = 100$ МэВ, $a_{Be} = b_{Mo} = 5 \cdot 10^{-3}$ мкм $\theta_B = 14^\circ$, $\delta = 17^\circ$, $N_{ph} = 2 \cdot 10^{-2}$

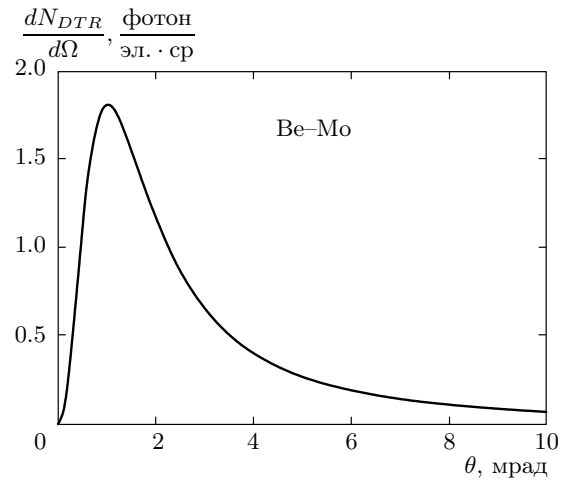


Рис. 8. Угловая плотность DTR. То же, что на рис. 7, но при большей энергии релятивистского электрона, $E = 500$ МэВ

вклад в выход фотонов дифрагированного переходного излучения в этом случае становится значительным; при этом DTR оказывается сконцентрированным в области малых углов наблюдения. При увеличении энергии электрона, падающего на многослойную мишень, спектрально-угловая плотность DTR существенно возрастает, что следует из сравнения кривых на рис. 7 и 8.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе развита теория когерентного рентгеновского излучения релятивистского электрона, пересекающего искусственную периодически слоистую структуру в геометрии рассеяния Лауэ. Получены выражения, описывающие спектрально-угловые характеристики излучения в направлении брэгговского рассеяния псевдофотонов кулоновского поля частицы. Показано, что выход излучения в искусственной периодической структуре существенно превышает выход излучения в кристалле в аналогичных

условиях, что связано с увеличением ширины спектра излучения в многослойной периодической структуре, обусловленным уменьшением числа неоднородностей, которые электрон пересекает в мишени. Показана дополнительная возможность увеличения выхода фотонов излучения за счет изменения асимметрии отражения. Полученные результаты могут быть использованы при создании альтернативного квазимонохроматического рентгеновского источника, плавно перестраиваемого по частоте. Показана высокая эффективность использования искусственной многослойной среды для генерации рентгеновского излучения с энергией порядка 250 эВ, которое является высокостребованным в современной медицинской рентгеновской диагностике.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Л. Тер-Микаэлян, *Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях*, АН АрмССР, Ереван (1969).
2. M. A. Piestrup, D. G. Boyers, C. I. Pincus et al., *Phys. Rev. A* **45**, 1183 (1992).
3. N. N. Nasonov, V. V. Kaplin, S. R. Uglov et al., *Phys. Rev. E* **68**, 3604 (2003).
4. Г. М. Гарибян, Ян Ши, *ЖЭТФ* **61**, 930 (1971).
5. В. Г. Барышевский, И. Д. Феранчук, *ЖЭТФ* **61**, 944 (1971).
6. V. G. Baryshevsky and I. D. Feranchuk, *J. de Phys.* **44**, 913 (1983).
7. A. Caticha, *Phys. Rev. A* **40**, 4322 (1989).
8. S. V. Blazhevich and A. V. Noskov, *Nucl. Instr. Meth. In Phys. Res. B* **266**, 3770 (2008).
9. S. V. Blazhevich and A. V. Noskov, *Nucl. Instr. Meth. In Phys. Res. B* **266**, 3777 (2008).
10. С. В. Блажевич, А. В. Носков, *ЖЭТФ* **136**, 1043 (2009).
11. Y. Hayakawa, K. Hayakawa, M. Inagaki et al., in *Proc. of the 51st Workshop of the INFN Eloisatron Project*, (Erice, Italy, October 25–November 1, 2008), World Scientific (2010), p. 677.
12. З. Г. Пинскер, *Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах*, Наука, Москва (1974).
13. В. А. Базылев, Н. К. Жеваго, *Излучение быстрых частиц в веществе и внешних полях*, Наука, Москва (1987).
14. G. Borrmann, *Zh. Phys.* **42**, 157 (1941).