

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВДОЛЬ СКОРОСТИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОНА В УСЛОВИЯХ АСИММЕТРИЧНОГО ОТРАЖЕНИЯ

С. В. Блажевич^a, А. В. Носков^{b}*

*^aБелгородский государственный университет
308015, Белгород, Россия*

*^bБелгородский университет потребительской кооперации
308023, Белгород, Россия*

Поступила в редакцию 14 мая 2009 г.

Рассматривается параметрическое рентгеновское излучение релятивистского электрона под малым углом к направлению скорости частицы, пересекающей монокристаллическую пластинку в геометрии рассеяния Лауэ в случае асимметричного и симметричного (как частный случай) отражения поля частицы относительно поверхности кристаллической пластинки. Получены выражения, описывающие спектрально-угловую плотность параметрического рентгеновского излучения, переходного излучения и их интерференцию. Исследуется влияние асимметрии отражения на спектрально-угловую плотность.

PACS: 41.60.-m, 41.75.Ht, 42.25.Fx

1. ВВЕДЕНИЕ

Когда быстрая заряженная частица пересекает монокристалл, ее кулоновское поле рассеивается на системе параллельных атомных плоскостей кристалла, порождая параметрическое рентгеновское излучение (parametric X-ray, PXR) [1–3]. Теория PXR релятивистской частицы в кристалле предсказывает излучение не только в направлении рассеяния Брэгга, но также вдоль скорости излучающей частицы (forward parametric X-ray, FPXR) [4–6]. Данное излучение является следствием проявления эффектов динамической дифракции в PXR. Известны попытки экспериментального исследования FPXR [7–11], однако первое сообщение об обнаружении FPXR появилось сравнительно недавно в работе [10], в которой использовался метод подавления фона от переходного излучения в окрестности частоты Брэгга за счет деструктивной интерференции волн переходного излучения, возникающих на входной и выходной поверхностях кристаллической пластинки. Однако в работе [10] не анализировался спектрально узкий пик переходного излучения, возникающий в окрестности брэгговской час-

тоты [12] и обусловленный динамическими эффектами, который мог вполне быть принят в эксперименте за пик FPXR. В эксперименте [11] регистрировалось рентгеновское излучение релятивистских электронов из толстой поглощающей монокристаллической мишени в условиях генерации FPXR, однако искомый рефлекс весьма слабо проявился на фоне излучения, рождаемого электронами на элементах конструкции экспериментальной установки. Таким образом, теоретическое исследование свойств FPXR и поиск оптимальных условий для более яркого экспериментального наблюдения данного динамического эффекта остается актуальным.

Детальное теоретическое описание динамического эффекта FPXR и сопровождающего его фона переходного излучения в случае симметричного отражения было дано в работах [13–15]. Теоретическое описание PXR и переходного излучения (TR) в случае асимметричного отражения представлено в работах [16–18], а FPXR в геометрии Брэгга в работе [19]. В указанных работах было показано, что спектрально-угловая плотность излучения, обусловленного данными механизмами, существенно зависит от асимметрии отражения, и выявлены эффекты, связанные с асимметрией.

*E-mail: noskovbupk@mail.ru

В настоящей работе параметрическое рентгеновское излучение вдоль скорости релятивистского электрона рассматривается в геометрии рассеяния Лауэ для общего случая асимметричного отражения, когда атомные плоскости могут располагаться под произвольным углом δ к поверхности мишени. На основе двухволнового приближения динамической теории дифракции [20] получены выражения, описывающие спектрально-угловую плотность FPXR, TR и слагаемое, являющееся результатом интерференции данных механизмов излучения (INT).

2. СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим излучение релятивистского электрона, пересекающего кристаллическую пластинку толщиной L с постоянной скоростью \mathbf{v} (рис. 1). При этом будем использовать уравнение для фурье-образа электромагнитного поля:

$$\mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) = \int dt d^3\mathbf{r} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) e^{i\omega t - i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}. \quad (1)$$

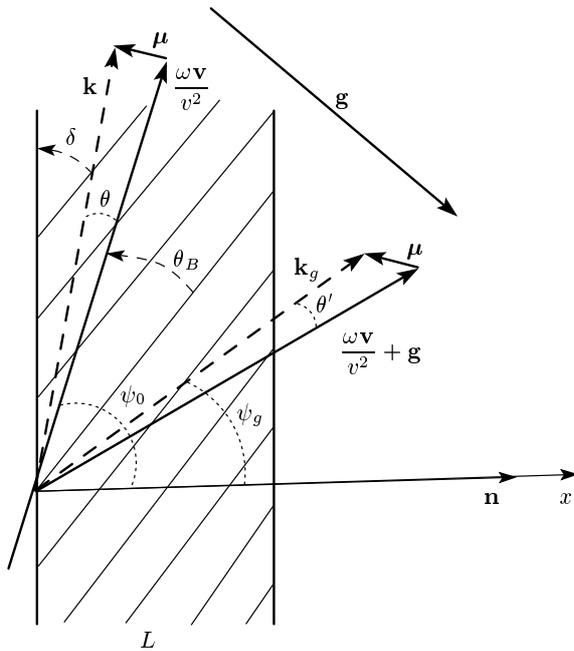


Рис. 1. Геометрия процесса излучения: θ' — угол излучения, θ_B — угол Брэгга (угол между скоростью электрона \mathbf{v} и атомными плоскостями), δ — угол между поверхностью и рассматриваемыми атомными плоскостями кристалла, \mathbf{k} и $\mathbf{k}_g = \mathbf{k} + \mathbf{g}$ — волновые векторы падающего и дифрагировавшего фотонов

Поскольку поле релятивистской частицы с хорошей степенью точности можно считать поперечным, падающая $\mathbf{E}_0(\mathbf{k}, \omega)$ и дифрагировавшая $\mathbf{E}_g(\mathbf{k}, \omega)$ электромагнитные волны определяются двумя амплитудами с разными значениями поперечной поляризации:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_0(\mathbf{k}, \omega) &= E_0^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) \mathbf{e}_0^{(1)} + E_0^{(2)}(\mathbf{k}, \omega) \mathbf{e}_0^{(2)}, \\ \mathbf{E}_g(\mathbf{k}, \omega) &= E_g^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) \mathbf{e}_1^{(1)} + E_g^{(2)}(\mathbf{k}, \omega) \mathbf{e}_1^{(2)}. \end{aligned} \quad (2)$$

Единичные векторы поляризации $\mathbf{e}_0^{(1)}, \mathbf{e}_0^{(2)}, \mathbf{e}_1^{(1)}$ и $\mathbf{e}_1^{(2)}$ выбираются следующим образом. Векторы $\mathbf{e}_0^{(1)}$ и $\mathbf{e}_0^{(2)}$ перпендикулярны вектору \mathbf{k} , а векторы $\mathbf{e}_1^{(1)}$ и $\mathbf{e}_1^{(2)}$ перпендикулярны вектору $\mathbf{k}_g = \mathbf{k} + \mathbf{g}$, причем векторы $\mathbf{e}_0^{(2)}, \mathbf{e}_1^{(2)}$ лежат в плоскости векторов \mathbf{k} и \mathbf{k}_g (π -поляризация), а векторы $\mathbf{e}_0^{(1)}$ и $\mathbf{e}_1^{(1)}$ перпендикулярны ей (σ -поляризация); \mathbf{g} — вектор обратной решетки, определяющий систему отражающих атомных плоскостей кристалла. Система уравнений для фурье-образа электромагнитного поля в двухволновом приближении динамической теории дифракции имеет следующий вид [21]:

$$\begin{aligned} (\omega^2(1 + \chi_0) - k^2) E_0^{(s)} + \omega^2 \chi_{-g} C^{(s)} E_g^{(s)} &= \\ = 8\pi^2 i e \omega \theta v P^{(s)} \delta(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}), & \quad (3) \\ \omega^2 \chi_g C^{(s)} E_0^{(s)} + (\omega^2(1 + \chi_0) - k_g^2) E_g^{(s)} &= 0; \end{aligned}$$

здесь χ_g, χ_{-g} — коэффициенты фурье-разложения диэлектрической восприимчивости кристалла по векторам обратной решетки \mathbf{g} :

$$\begin{aligned} \chi(\omega, \mathbf{r}) &= \sum_g \chi_g(\omega) e^{i\mathbf{g}\cdot\mathbf{r}} = \\ &= \sum_g (\chi'_g(\omega) + i\chi''_g(\omega)) e^{i\mathbf{g}\cdot\mathbf{r}}. \end{aligned} \quad (4)$$

Будем рассматривать кристалл с центральной симметрией ($\chi_g = \chi_{-g}$). В выражении (4) χ'_g и χ''_g определяются следующим образом:

$$\chi'_g = \chi'_0 \frac{F(g)}{Z} \frac{S(\mathbf{g})}{N_0} \exp\left(-\frac{1}{2} g^2 u_\tau^2\right), \quad (5a)$$

$$\chi''_g = \chi''_0 \exp\left(-\frac{1}{2} g^2 u_\tau^2\right), \quad (5b)$$

где $\chi_0 = \chi'_0 + i\chi''_0$ — средняя диэлектрическая восприимчивость, $F(g)$ — формфактор атома, содержащего Z электронов, $S(\mathbf{g})$ — структурный фактор элементарной ячейки, содержащей N_0 атомов, u_τ — среднеквадратичная амплитуда тепловых колебаний атомов кристалла. В работе рассматривается рентгеновская область частот ($\chi'_g < 0, \chi''_g < 0$).

Величины $C^{(s)}$ и $P^{(s)}$ определены в системе (3) следующим образом:

$$\begin{aligned} C^{(s)} &= \mathbf{e}_0^{(s)} \cdot \mathbf{e}_1^{(s)}, \quad C^{(1)} = 1, \\ C^{(2)} &= \cos 2\theta_B, \quad P^{(s)} = \mathbf{e}_0^{(s)} \cdot \left(\frac{\boldsymbol{\mu}}{\mu} \right), \\ P^{(1)} &= \sin \varphi, \quad P^{(2)} = \cos \varphi, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\boldsymbol{\mu} = \mathbf{k} - \omega \mathbf{v}/v^2$ — 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 между скоростью электрона и системой кристаллографических плоскостей (угол Брэгга), φ — азимутальный угол излучения, отсчитывается от плоскости, образованной векторами \mathbf{v} и \mathbf{g} ; величина вектора обратной решетки определяется выражением $g = 2\omega_B \sin \theta_B/v$, где ω_B — частота Брэгга. Угол между вектором $\omega \mathbf{v}/v^2$ и волновым вектором \mathbf{k} падающей волны обозначим θ , а угол между вектором $\omega \mathbf{v}/v^2 + \mathbf{g}$ и волновым вектором дифрагировавшей волны \mathbf{k}_g обозначим θ' . Система уравнений (3) при параметре $s = 1$ описывает поля σ -поляризованные, а при $s = 2$ поля π -поляризованные.

Из системы уравнений (3) следует дисперсионное уравнение для рентгеновских волн в кристалле:

$$\begin{aligned} (\omega^2(1 + \chi_0) - k^2) (\omega^2(1 + \chi_0) - k_g^2) - \\ - \omega^4 \chi_{-g} \chi_g C^{(s)^2} = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Решим это уравнение стандартными методами динамической теории [20].

Будем искать проекции волновых векторов \mathbf{k} и \mathbf{k}_g на ось x , совпадающую с вектором \mathbf{n} (см. рис. 1), в виде

$$k_x = \omega \cos \psi_0 + \frac{\omega \chi_0}{2 \cos \psi_0} + \frac{\lambda_0}{\cos \psi_0}, \quad (8a)$$

$$k_{gx} = \omega \cos \psi_g + \frac{\omega \chi_0}{2 \cos \psi_g} + \frac{\lambda_g}{\cos \psi_g}. \quad (8б)$$

При этом будем использовать известное соотношение, связывающее динамические добавки λ_0 и λ_g для рентгеновских волн [20]:

$$\lambda_g = \frac{\omega \beta}{2} + \lambda_0 \frac{\gamma_g}{\gamma_0}, \quad (9)$$

где

$$\beta = \alpha - \chi_0 \left(1 - \frac{\gamma_g}{\gamma_0} \right), \quad \alpha = \frac{1}{\omega^2} (k_g^2 - k^2),$$

$$\gamma_0 = \cos \psi_0, \quad \gamma_g = \cos \psi_g,$$

ψ_0 — угол между волновым вектором падающей волны \mathbf{k} и вектором нормали к поверхности пластинки \mathbf{n} , ψ_g — угол между волновым вектором отраженной волны \mathbf{k}_g и вектором \mathbf{n} (см. рис. 1). Модули векторов \mathbf{k} и \mathbf{k}_g имеют следующие значения:

$$k = \omega \sqrt{1 + \chi_0} + \lambda_0, \quad k_g = \omega \sqrt{1 + \chi_0} + \lambda_g. \quad (10)$$

Подставим выражения (8) в уравнение (7), используя (9), и, учитывая проекции векторов на поверхность пластинки $k_{\parallel} \approx \omega \sin \psi_0$ и $k_{g\parallel} \approx \omega \sin \psi_g$, получим динамические добавки

$$\lambda_g^{(1,2)} = \frac{\omega}{4} \left(\beta \pm \left(\beta^2 + 4\chi_g \chi_{-g} C^{(s)^2} \frac{\gamma_g}{\gamma_0} \right)^{1/2} \right), \quad (11a)$$

$$\begin{aligned} \lambda_0^{(1,2)} &= \omega \frac{\gamma_0}{4\gamma_g} \times \\ &\times \left(-\beta \pm \left(\beta^2 + 4\chi_g \chi_{-g} C^{(s)^2} \frac{\gamma_g}{\gamma_0} \right)^{1/2} \right). \end{aligned} \quad (11б)$$

Решение системы уравнений (3) для амплитуды поля падающей волны в кристалле удобно представить в виде

$$\begin{aligned} E_0^{(s)cr} &= \frac{8\pi^2 i e v \theta P^{(s)}}{\omega} \times \\ &\times \frac{-\omega^2 \beta - 2\omega \gamma_g \lambda_0 / \gamma_0}{4\gamma_g (\lambda_0 - \lambda_0^{(1)}) (\lambda_0 - \lambda_0^{(2)}) / \gamma_0} \delta(\lambda_0 - \lambda_0^*) + \\ &+ E_0^{(s)(1)} \delta(\lambda_0 - \lambda_0^{(1)}) + E_0^{(s)(2)} \delta(\lambda_0 - \lambda_0^{(2)}), \end{aligned} \quad (12)$$

где $\lambda_0^* = \omega(\gamma^{-2} + \theta^2 - \chi_0)/2$, $\gamma = \sqrt{1 - v^2}$ — лоренц-фактор частицы, а $E_0^{(s)(1)}$, $E_0^{(s)(2)}$ — амплитуды поля свободных падающих волн в кристалле.

Для поля в вакууме перед кристаллом решение системы (3) имеет вид

$$\begin{aligned} E_0^{(s)vac I} &= \frac{8\pi^2 i e v \theta P^{(s)}}{\omega} \frac{1}{-\chi_0 - 2\lambda_0/\omega} \times \\ &\times \delta(\lambda_0 - \lambda_0^*). \end{aligned} \quad (13)$$

Выражение для амплитуды поля в вакууме позади кристалла запишем в виде

$$\begin{aligned} E_0^{(s)vac II} &= \frac{8\pi^2 i e v \theta P^{(s)}}{\omega} \frac{1}{-\chi_0 - 2\lambda_0/\omega} \times \\ &\times \delta(\lambda_0 - \lambda_0^*) + E_0^{(s)rad} \delta \left(\lambda_0 + \frac{\omega \chi_0}{2} \right), \end{aligned} \quad (14)$$

где $E_0^{(s)rad}$ — амплитуда поля когерентного излучения вдоль скорости электрона.

Из второго уравнения системы уравнений (3) следует выражение, связывающее амплитуды полей дифрагировавшего и падающего излучения в кристалле:

$$E_0^{(s)cr} = \frac{2\omega\lambda_g}{\omega^2\chi_g C^{(s)}} E_g^{(s)cr}. \quad (15)$$

Воспользовавшись обычными граничными условиями на входной и выходной поверхностях кристаллической пластинки

$$\begin{aligned} \int E_0^{(s)vac I} d\lambda_0 &= \int E_0^{(s)cr} d\lambda_0, \\ \int E_g^{(s)cr} d\lambda_0 &= 0, \\ \int E_0^{(s)cr} e^{i\lambda_0 L/\gamma_0} d\lambda_0 &= \int E_0^{(s)vac II} e^{i\lambda_0 L/\gamma_0} d\lambda_0, \end{aligned} \quad (16)$$

получим выражение для амплитуды поля излучения

$$\begin{aligned} E^{(s)rad} &= -\frac{4\pi^2 iev\theta P^{(s)}}{\omega} \exp\left(i\frac{\lambda_0^* + \omega\chi_0/2}{\gamma_0} L\right) \times \\ &\times \left[\left(1 - \beta \left(\beta^2 + 4\chi_g\chi_{-g} C^{(s)^2} \frac{\gamma_g}{\gamma_0}\right)^{-1/2}\right) \times \right. \\ &\times \left(\frac{\omega}{-\omega\chi_0 - 2\lambda_0^*} + \frac{\omega}{2(\lambda_0^* - \lambda_0^{(2)})} \right) \times \\ &\times \left(1 - \exp\left(i\frac{\lambda_0^{(2)} - \lambda_0^*}{\gamma_0} L\right)\right) + \\ &+ \left(1 + \beta \left(\beta^2 + 4\chi_g\chi_{-g} C^{(s)^2} \frac{\gamma_g}{\gamma_0}\right)^{-1/2}\right) \times \\ &\times \left(\frac{\omega}{-\omega\chi_0 - 2\lambda_0^*} + \frac{\omega}{2(\lambda_0^* - \lambda_0^{(1)})} \right) \times \\ &\times \left. \left(1 - \exp\left(i\frac{\lambda_0^{(1)} - \lambda_0^*}{\gamma_0} L\right)\right) \right]. \quad (17) \end{aligned}$$

Формула (17) позволяет описать спектральные и угловые характеристики излучения.

Прежде чем приступить к анализу спектрально-угловых характеристик необходимо отметить, что в полный выход излучения вносят вклад три механизма излучения: тормозное излучение, переходное излучение и FPXR. Амплитуда $E^{(s)rad}$ содержит вклады FPXR и TR. Так как существование фона TR является главной помехой для наблюдения и экспериментального исследования FPXR, представим амплитуду $E^{(s)rad}$ в виде суммы амплитуд FPXR и TR. Такое представление позволяет оценить вклады указанных механизмов излучения и интерференцию

между ними. Итак, представим выражение для поля излучения (17) в виде

$$E_0^{(s)rad} = E_0^{(s)FPXR} + E_0^{(s)TR}, \quad (18a)$$

$$\begin{aligned} E_0^{(s)FPXR} &= \frac{4\pi^2 iev\theta P^{(s)}}{\omega} \exp\left(i\frac{\lambda_0^* + \omega\chi_0/2}{\gamma_0} L\right) \times \\ &\times \frac{\omega^2\chi_g\chi_{-g} C^{(s)^2}}{2\sqrt{\beta^2 + 4\chi_g\chi_{-g} C^{(s)^2} \frac{\gamma_g}{\gamma_0}}} \frac{1}{\lambda_0^*} \times \\ &\times \left[\frac{1 - \exp\left(i\frac{\lambda_0^{(2)} - \lambda_0^*}{\gamma_0}\right)}{\lambda_0^* - \lambda_0^{(2)}} - \right. \\ &\left. - \frac{1 - \exp\left(i\frac{\lambda_0^{(1)} - \lambda_0^*}{\gamma_0}\right)}{\lambda_0^* - \lambda_0^{(1)}} \right], \quad (18b) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} E_0^{(s)TR} &= \frac{4\pi^2 iev\theta P^{(s)}}{\omega} \exp\left(i\frac{\lambda_0^* + \omega\chi_0/2}{\gamma_0} L\right) \times \\ &\times \left(\frac{\omega}{\omega\chi_0 + 2\lambda_0^*} - \frac{\omega}{2\lambda_0^*} \right) \times \\ &\times \left[\left(1 - \beta \left(\beta^2 + 4\chi_g\chi_{-g} C^{(s)^2} \frac{\gamma_g}{\gamma_0}\right)^{-1/2}\right) \times \right. \\ &\times \left(1 - \exp\left(i\frac{\lambda_0^{(2)} - \lambda_0^*}{\gamma_0} L\right)\right) + \\ &+ \left(1 + \beta \left(\beta^2 + 4\chi_g\chi_{-g} C^{(s)^2} \frac{\gamma_g}{\gamma_0}\right)^{-1/2}\right) \times \\ &\times \left. \left(1 - \exp\left(i\frac{\lambda_0^{(1)} - \lambda_0^*}{\gamma_0} L\right)\right) \right]. \quad (18b) \end{aligned}$$

Слагаемые в квадратных скобках выражений (18б) и (18в) представляют две ветви решения, соответствующие двум рентгеновским волнам, возбуждаемым в кристалле.

Для дальнейшего анализа излучения динамические добавки (11) представим в следующем виде:

$$\lambda_0^{(1,2)} = \frac{\omega|\chi'_g|C^{(s)}}{2\varepsilon} \left[-\xi^{(s)} + \frac{i\rho^{(s)}(1-\varepsilon)}{2} \pm \left(\xi^{(s)^2} + \varepsilon - 2i\rho^{(s)} \left(\frac{1-\varepsilon}{2}\xi^{(s)} + \kappa^{(s)}\varepsilon \right) - \rho^{(s)^2} \left(\frac{(1-\varepsilon)^2}{4} + \kappa^{(s)^2}\varepsilon \right) \right)^{1/2} \right], \quad (19a)$$

где

$$\begin{aligned} \xi^{(s)}(\omega) &= \eta^{(s)}(\omega) + \frac{1-\varepsilon}{2\nu^{(s)}}, \\ \eta^{(s)}(\omega) &= \frac{\alpha}{2|\chi'_g|C^{(s)}} = \frac{2\sin^2\theta_B}{v^2|\chi'_g|C^{(s)}} \times \\ &\times \left(1 - \frac{\omega(1-\theta\cos\varphi\operatorname{ctg}\theta_B)}{\omega_B} \right), \quad (19b) \\ \varepsilon &= \frac{\gamma_g}{\gamma_0} = \frac{\cos\psi_g}{\cos\psi_0}, \quad \nu^{(s)} = \frac{\chi'_g C^{(s)}}{\chi'_0}, \\ \rho^{(s)} &= \frac{\chi''_0}{|\chi'_0|C^{(s)}}, \quad \kappa^{(s)} = \frac{\chi''_g C^{(s)}}{\chi''_0}. \end{aligned}$$

Так как в области рентгеновских частот выполняется неравенство $2\sin^2\theta_B/v^2|\chi'_g|C^{(s)} \gg 1$, то $\eta^{(s)}(\omega)$ является быстрой функцией от частоты ω , поэтому для дальнейшего анализа спектров FPXR и TR очень удобно рассматривать $\eta^{(s)}(\omega)$ как спектральную переменную, характеризующую частоту ω . Важным параметром в выражении (19a) является параметр ε , который определяет степень асимметрии отражения поля относительно поверхности пластинки. Отметим, что в симметричном случае волновые векторы падающих и дифрагировавших фотонов составляют с поверхностью пластинки равные углы (см. рис. 2), а в случае асимметричного отражения — неравные углы. При этом в симметричном случае $\varepsilon = 1$ и $\delta = \pi/2$, а в асимметричном $\varepsilon \neq 1$ и $\delta \neq \pi/2$.

Представим параметр асимметрии в виде

$$\varepsilon = \frac{\sin(\delta + \theta_B)}{\sin(\delta - \theta_B)}. \quad (20)$$

Отметим, что угол падения электрона на поверхность пластинки $\delta - \theta_B$ увеличивается, если параметр ε уменьшается, и наоборот (см. рис. 2).

Параметр $\nu^{(s)}$ характеризует степень отражения волн от системы параллельных атомных плоскостей в кристалле, которая обуславливается характером

интерференции волн, отраженных от атомов разных плоскостей (конструктивным ($\nu^{(s)} \approx 1$) или деструктивным ($\nu^{(s)} \approx 0$)). Эффекты динамической дифракции и, в частности, FPXR проявляются только в случае конструктивной интерференции.

Параметр $\rho^{(s)}$ равен отношению длины экстинкции $L_{ext}^{(s)} = 1/\omega|\chi'_g|C^{(s)}$ к длине поглощения $L_{abs} = 1/\omega\chi''_0$ рентгеновских волн в кристалле. Необходимо отметить, что на глубине, равной длине экстинкции, энергия первичной волны полностью перекачивается во вторичную волну, распространяющуюся в брэгговском направлении.

Параметр $\kappa^{(s)}$ определяет степень проявления эффекта аномального низкого фотопоглощения (эффекта Бормана) [22] в прохождении рентгеновских волн через кристалл. Коэффициент поглощения для двух ветвей свободных излученных рентгеновских волн имеет вид [20]

$$\mu = \omega\chi''_0(1 \pm \kappa^{(s)}). \quad (21)$$

Из этой формулы следует, что необходимым условием проявления эффекта Бормана для второй волны является $\kappa^{(s)} \approx 1$, первая же волна при этом поглощается аномально сильно.

Величины динамических добавок $\lambda_0^{(1,2)}$ рентгеновских волн, соответствующих двум ветвям решения дисперсионного уравнения (7), зависят не только от частоты фотона и параметров кристаллической мишени, но также от параметра ε . Таким образом, дисперсия свободного фотона в кристалле зависит от асимметрии:

$$k^{(1,2)} = \omega\sqrt{1+\chi_0} + \lambda_0^{(1,2)}(\omega, \varepsilon). \quad (22)$$

Дисперсия псевдофотона кулоновского поля определяется формулой

$$k^* = \omega\sqrt{1+\chi_0} + \lambda_0^* = \omega + \frac{\omega}{2}(\theta^2 + \gamma^{-2}). \quad (23)$$

Для возникновения рефлекса FPXR необходимо выполнение хотя бы одного из следующих равенств:

$$\operatorname{Re}(\lambda_0^* - \lambda_0^{(1)}) = 0, \quad \operatorname{Re}(\lambda_0^* - \lambda_0^{(2)}) = 0, \quad (24)$$

т. е. действительная часть знаменателя хотя бы одного из слагаемых в квадратных скобках выражения (18б) должна быть равна нулю.

Подставляя (19a) в (18б) и (18в), представим выражения для амплитуд FPXR и TR в виде

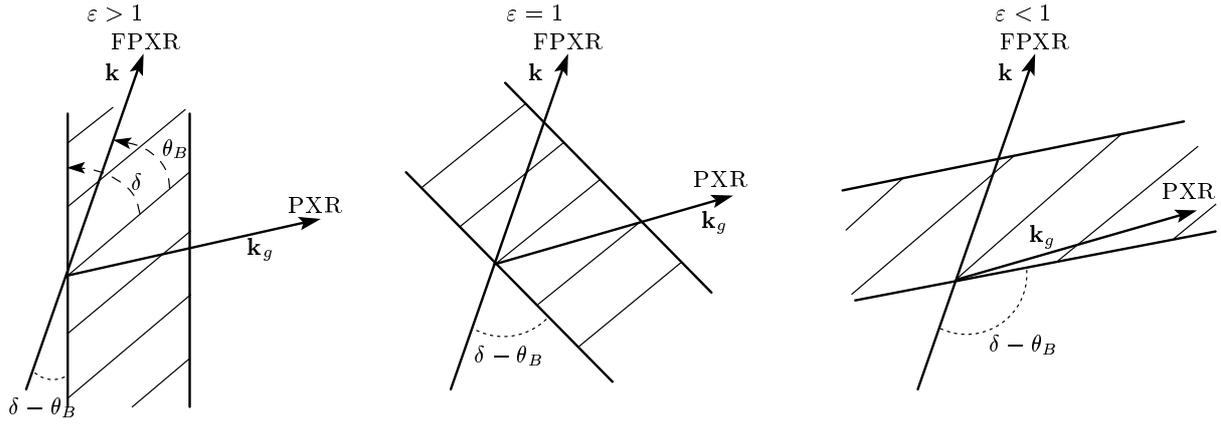


Рис. 2. Асимметричные ($\varepsilon > 1$, $\varepsilon < 1$) отражения излучения от кристаллической пластинки. Случай $\varepsilon = 1$ соответствует симметричному отражению

$$E_0^{(s)FPXR} = \frac{4\pi^2 i e v \theta P^{(s)}}{\omega} \frac{\exp(i\omega(\gamma^{-2} + \theta^2)L/2\gamma_0)}{\gamma^{-2} + \theta^2 - \chi_0} \frac{1}{\sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}} \times$$

$$\times \left(\frac{1 - \exp\left(-ib^{(s)}\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon}\right) - b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(2)}\right)}{\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} - i\rho^{(s)}\Delta^{(2)}} - \frac{1 - \exp\left(-ib^{(s)}\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon}\right) - b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(1)}\right)}{\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} - i\rho^{(s)}\Delta^{(1)}} \right), \quad (25a)$$

$$E_0^{(s)TR} = \frac{4\pi^2 i e v \theta P^{(s)}}{\omega} \exp\left(i\frac{\omega(\gamma^{-2} + \theta^2)L}{2\gamma_0}\right) \left(\frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2} - \frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2 - \chi_0}\right) \left[\left(1 - \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}\right) \times\right.$$

$$\times \left(1 - \exp\left(-ib^{(s)}\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon}\right) - b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(2)}\right)\right) + \left(1 + \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}\right) \times$$

$$\left.\times \left(1 - \exp\left(-ib^{(s)}\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon}\right) - b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(1)}\right)\right)\right], \quad (25b)$$

где

$$\Delta^{(2)} = \frac{\varepsilon + 1}{2\varepsilon} + \frac{1 - \varepsilon}{2\varepsilon} \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}} + \frac{\kappa^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}},$$

$$\Delta^{(1)} = \frac{\varepsilon + 1}{2\varepsilon} - \frac{1 - \varepsilon}{2\varepsilon} \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}} - \frac{\kappa^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}, \quad (26)$$

$$\sigma^{(s)} = \frac{1}{|\chi'_g|C^{(s)}} (\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0),$$

$$b^{(s)} = \frac{\omega|\chi'_g|C^{(s)}}{2} \frac{L}{\gamma_0}.$$

Параметр $b^{(s)}$ можно представить в виде

$$b^{(s)} = \frac{1}{2 \sin(\delta - \theta_B)} \frac{L}{L_{ext}^{(s)}}, \quad (27)$$

следовательно, $b^{(s)}$ равен половине пути электрона в пластинке, выраженной в длине экстинкции.

Выход FPXR формируется в основном только одной из ветвей, точнее, первой (см. (19a)), соответствующей второму слагаемому в формуле (25a). Как нетрудно убедиться непосредственно, только в этом слагаемом обращается в нуль действительная часть знаменателя. Решение соответствующего уравнения,

$$\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} = 0, \quad (28)$$

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

Подставляя (18a), (25a) и (25б) в хорошо известное выражение для спектрально-угловой плотности рентгенового излучения [21]

$$\omega \frac{d^2 N}{d\omega d\Omega} = \omega^2 (2\pi)^{-6} \sum_{s=1}^2 |E_0^{(s)rad}|^2, \quad (29)$$

найдем выражения, описывающие вклады в спектрально-угловую плотность FPXR и TR, а также слагаемое, являющееся результатом интерференции этих механизмов излучения:

$$\omega \frac{d^2 N^{(s)FPXR}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2} P^{(s)2} \times \frac{\theta^2}{(\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi_0')^2} R^{(s)FPXR}, \quad (30a)$$

$$R^{(s)FPXR} = \frac{1}{\xi^{(s)2} + \varepsilon} \times \left[1 + \exp(-2b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(1)}) - 2 \exp(-b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(1)}) \times \cos\left(b^{(s)}\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon}\right)\right) \right] \times \left[\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon}\right)^2 + \left(\rho^{(s)}\Delta^{(1)}\right)^2 \right]^{-1}, \quad (30b)$$

$$\omega \frac{d^2 N^{(s)TR}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2} P^{(s)2} \theta^2 \times \left(\frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2}} - \frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi_0'} \right)^2 R^{(s)TR}, \quad (31a)$$

$$R^{(s)TR} = \left(1 - \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}} \right)^2 \times \left(1 + \exp(-2b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(2)}) - 2 \exp(-b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(2)}) \times \cos\left(b^{(s)}\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon}\right)\right) \right) + \left(1 + \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}} \right)^2 \times \left(1 + \exp(-2b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(1)}) - 2 \exp(-b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(1)}) \times \cos\left(b^{(s)}\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon}\right)\right) \right) + \frac{2\varepsilon}{\xi^{(s)2} + \varepsilon} \left[1 + \exp\left(-b^{(s)}\rho^{(s)}\frac{\varepsilon + 1}{\varepsilon}\right) \times \cos\left(\frac{2b^{(s)}\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon}\right) - \exp(-b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(2)}) \times \cos\left(b^{(s)}\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon}\right)\right) - \exp(-b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(1)}) \times \cos\left(b^{(s)}\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon}\right)\right) \right], \quad (31b)$$

$$\omega \frac{d^2 N^{(s)INT}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2} P^{(s)2} \theta^2 \times \left(\frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2}} - \frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi_0'} \right) \times \frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi_0'} R^{(s)INT}, \quad (32a)$$

$$R^{(s)INT} = -\frac{2}{\sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}} \operatorname{Re} \left[\frac{1 - \exp \left(-ib^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) - b^{(s)} \rho^{(s)} \Delta^{(1)} \right)}{\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} - i\rho^{(s)} \Delta^{(1)}} \times \right. \\ \left. \times \left(\left(1 - \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}} \right) \left(1 - \exp \left(ib^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) - b^{(s)} \rho^{(s)} \Delta^{(2)} \right) \right) + \right. \\ \left. + \left(1 + \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}} \right) \left(1 - \exp \left(ib^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) - b^{(s)} \rho^{(s)} \Delta^{(1)} \right) \right) \right) \right]. \quad (32б)$$

Выражения (30)–(32) составляют главный результат данной работы. Они получены в двухволновом приближении динамической теории дифракции с учетом поглощения излучения в среде и ориентации относительно поверхности кристаллической пластинки атомных плоскостей кристалла, вызывающих дифракцию. В частном симметричном случае, когда атомные плоскости кристалла расположены перпендикулярно входной поверхности ($\varepsilon = 1$), выражения (30)–(32) переходят в выражения, полученные в работе [15].

Далее исследуем влияние асимметрии отражения на спектрально-угловые характеристики излучения.

3. FPXR ОТ ТОНКОЙ НЕ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ МИШЕНИ

Рассмотрим свойства излучения в случае тонкой мишени ($b^{(s)} \rho^{(s)} \ll 1$), когда коэффициентом поглощения $\rho^{(s)}$ можно пренебречь. При этом для лучшего наблюдения проявлений динамических эффектов будем рассматривать кристаллическую пластинку такой толщины, чтобы длина пути электрона в пластинке $L/\sin(\delta - \theta_B)$ во много раз превышала длину экстинкции рентгеновских волн в кристалле $L_{ext}^{(s)} = 1/\omega|\chi'_g|C^{(s)}$, т. е. $b^{(s)} \gg 1$ (27).

Спектрально-угловое распределение выхода FPXR в случае тонкого кристалла, следующее из выражения (30б), имеет вид

$$\omega \frac{d^2 N^{(s)FPXR}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2} \frac{P^{(s)^2}}{|\chi'_0|} \frac{\theta^2}{|\chi'_0|} \times \\ \times \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} + 1 \right)^{-2} R^{(s)FPXR}, \quad (33а)$$

$$R^{(s)FPXR} = \frac{4}{\xi^{(s)^2} + \varepsilon} \times \\ \times \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right)^{-2} \times \\ \times \sin^2 \left(\frac{b^{(s)}}{2} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right), \quad (33б)$$

где

$$\sigma^{(s)} = \frac{1}{\nu^{(s)}} \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} + 1 \right),$$

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

Построенные по формуле (33б) и представленные на рис. 3 спектральные кривые демонстрируют рост интенсивности пика FPXR и уменьшение его спектральной ширины при увеличении толщины кристалла L . Интересное свойство FPXR связано с асимметрией отражения поля релятивистского электрона от кристаллической пластинки (по отношению к ее поверхности). Оказывается, что с уменьшением параметра асимметрии ε амплитуда спектра FPXR также значительно возрастает (см. рис. 4), и при этом его спектральная ширина уменьшается. Необходимо отметить, что для выделения рассматриваемого эффекта эти кривые, соответствующие разным значениям ε , построены при фиксированном угле θ_B между скоростью электрона и системой параллельных атомных плоскостей кристалла, вызывающих дифракцию, и при постоянном пути электрона в кристаллической пластинке, который характеризуется параметром $b^{(s)}$.

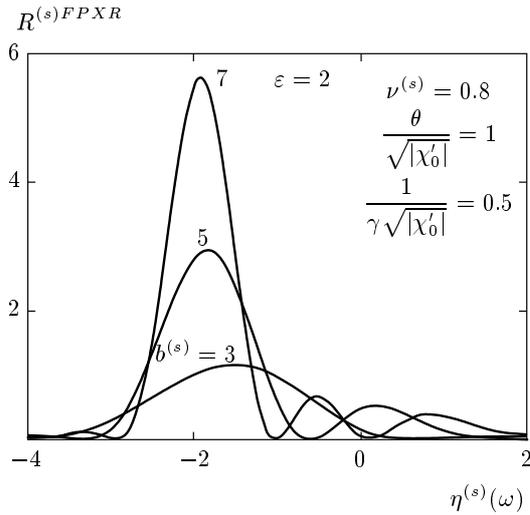


Рис. 3. Зависимость спектра FPXR от пути излучающей частицы в мишени

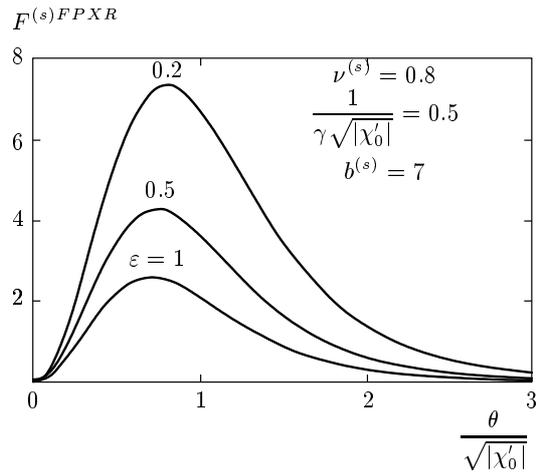


Рис. 5. Влияние асимметрии отражения на угловую плотность FPXR

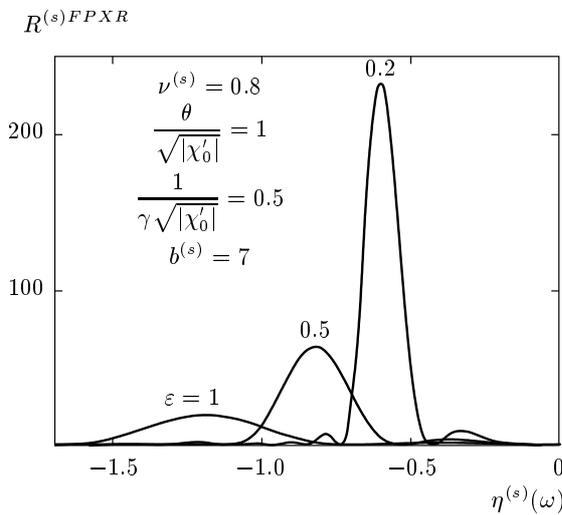


Рис. 4. Зависимость спектра FPXR от асимметрии отражения

Рассмотрим теперь влияние асимметрии на угловую плотность PXR. Для этого проинтегрируем (33а) по частотной функции $\eta^{(s)}(\omega)$:

$$\frac{dN^{(s)FPXR}}{d\Omega} = \frac{e^2 \nu^{(s)} P^{(s)^2}}{8\pi^2 \sin^2 \theta_B} F^{(s)FPXR}, \quad (34a)$$

$$F^{(s)FPXR} = \frac{\theta^2}{|\chi'_0|} \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} + 1 \right)^{-2} \times \int_{-\infty}^{\infty} R^{(s)FPXR} d\eta^{(s)}. \quad (34b)$$

Кривые, описывающие угловую плотность FPXR, построенные по формуле (34б) при различных значениях параметра асимметрии отражения ε , представлены на рис. 5 и демонстрируют значительный рост угловой плотности при уменьшении параметра ε . Таким образом, при фиксированных θ_B и пути электрона $2b^{(s)}$ в кристаллической пластинке амплитуда пика спектра FPXR, а в месте с ней и угловая плотность, существенно зависят от угла δ между поверхностью кристаллической пластинки и системой вызывающих дифракцию атомных плоскостей.

4. АНАЛИЗ ВКЛАДА TR В ПОЛНЫЙ ВЫХОД ИЗЛУЧЕНИЯ И ВЛИЯНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ МЕЖДУ FPXR И TR

В реальном эксперименте вклад FPXR может наблюдаться только на фоне TR, поэтому необходим анализ вклада TR и влияния интерференции между FPXR и TR. Возвращаясь к формуле (31б), можно получить следующее выражение для спектрально-углового распределения TR в случае тонкого не поглощающего кристалла:

$$\omega \frac{d^2 N^{(s)TR}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2} \frac{P^{(s)^2}}{|\chi'_0|} \frac{\theta^2}{|\chi'_0|} \times \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} + 1 \right)^{-2} \times \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} \right)^{-2} R^{(s)TR}, \quad (35a)$$

$$\begin{aligned}
 R^{(s)TR} = & 4 \left(1 - \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}} \right)^2 \times \\
 & \times \sin^2 \left(\frac{b^{(s)}}{2} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right) + \\
 & + 4 \left(1 + \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}} \right)^2 \times \\
 & \times \sin^2 \left(\frac{b^{(s)}}{2} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right) + \\
 & + \frac{4\varepsilon}{\xi^{(s)^2} + \varepsilon} \left[\cos^2 \left(\frac{b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) - \right. \\
 & - \cos \left(b^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)}}{\varepsilon} \right) \right) \times \\
 & \left. \times \cos \left(b^{(s)} \left(\frac{\sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right) \right]. \quad (35б)
 \end{aligned}$$

Выражение (35б) описывает спектр переходного излучения, формирующегося на входной и выходной поверхностях мишени. Первые два слагаемых соответствуют соответственно второй и первой ветвям излучения, а третье — интерференции этих двух ветвей.

Распределение (35б) существенно отличается от обычного TR от аморфной диэлектрической пластины той же толщины L . Это отличие, вызванное эффектами динамической дифракции, имеет место только в окрестности частоты Брэгга ω_B . Вне этой окрестности ($|\xi^{(s)}| \gg \varepsilon$) функция $R^{(s)TR}$ приобретает вид хорошо известного выражения

$$\begin{aligned}
 R^{(s)TR} \approx & 16 \sin^2 \left(\frac{b^{(s)} \sigma^{(s)}}{2} \right) \equiv \\
 \equiv & 16 \sin^2 \left(\frac{\omega L_e}{4} (\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0) \right), \quad (36)
 \end{aligned}$$

описывающего интерференцию между излученными волнами TR от входной и выходной поверхностей, где величина L_e есть путь электрона в пластине.

Результат (36) показывает возможность уменьшения вклада TR в полный выход излучения в окрестности частоты Брэгга, в которой проявляется пик FPXR, за счет эффекта интерференционного подавления вклада обычного TR в достаточно широкой окрестности частоты Брэгга ω_B для фиксированного угла наблюдения при условии

$$\frac{b^{(s)} \sigma^{(s)}}{2} = \pi n, \quad n = 0, \pm 1, \dots \quad (37)$$

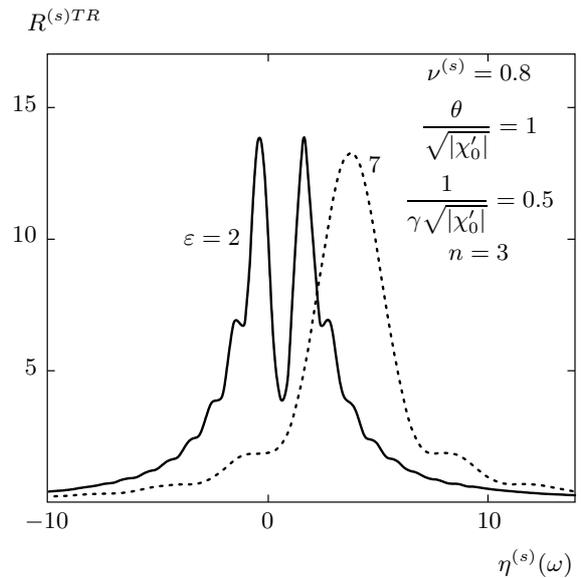


Рис. 6. Спектры TR при различной асимметрии (параметр ε)

Функции $R^{(s)TR}$, вычисленные по формуле (35б) для фиксированного значения параметров $\nu^{(s)}$, $1/\gamma^2|\chi'_0|$ и различных значений параметра асимметрии ε , представлены на рис. 6. Параметр $b^{(s)}$ и угол наблюдения θ выбраны из условия резонанса (37) при $n = 3$. Как следует из рис. 6, форма пика TR оказывается разной для различных асимметрий отражения. Это связано с тем, что от асимметрии зависит соотношение между фазами волны переходного излучения, сформировавшейся на входной поверхности кристаллической пластинки и испущенной динамическую дифракцию в кристалле, и волны переходного излучения, испущенной на выходной поверхности кристаллической мишени. При этом изменяется относительный вклад слагаемых в интерференционный фактор (35б).

Угловые распределения FPXR и переходного излучения различимы в области достаточно высоких энергий излучающей частицы $\gamma^2|\chi'_0| \gg 1$. Максимум углового распределения TR расположен около угла $\theta \approx \gamma^{-1}$ в соответствии с выражением (35а), а FPXR сконцентрировано в области больших углов $\theta \sim \sqrt{|\chi'_0|} \gg \gamma^{-1}$ (см. рис. 5). Соотношение между вкладами коллимируемого FPXR и TR сильно зависит от угла наблюдения θ . Чтобы оценить это соотношение, необходимо принять во внимание интерференцию между FPXR и TR. Возвращаясь к формуле (32б), получим следующее выражение для интерференции FPXR и TR для случая тонкого не поглощающего кристалла:

$$\omega \frac{d^2 N^{(s)INT}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2} \frac{P^{(s)^2}}{|\chi'_0|} \frac{\theta^2}{|\chi'_0|} \times \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} + 1 \right)^{-2} \times \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} \right)^{-1} R^{(s)INT}, \quad (38a)$$

$$R^{(s)INT} = -4 \left(\xi^{(s)^2} + \varepsilon \right)^{-1/2} \times \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right)^{-1} \times \left[\left(1 - \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}} \right) \left(\cos^2 \left(\frac{b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) - \cos \left(\frac{b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \cos \left(b^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)}}{\varepsilon} \right) \right) \right) + 2 \left(1 + \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}} \right) \times \sin^2 \left(\frac{b^{(s)}}{2} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)^2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right) \right]. \quad (38б)$$

Для анализа относительных вкладов FPXR, TR и интерференционного выражения в полный выход излучения представим выражения (33), (35) и (38) в следующем виде:

$$\omega \frac{d^2 N^{(s)FPXR}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2} \frac{P^{(s)^2}}{|\chi'_0|} T^{(s)FPXR},$$

$$T^{(s)FPXR} = \frac{\theta^2}{|\chi'_0|} \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} + 1 \right)^{-2} \times R^{(s)FPXR}, \quad (39a)$$

$$\omega \frac{d^2 N^{(s)TR}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2} \frac{P^{(s)^2}}{|\chi'_0|} T^{(s)TR},$$

$$T^{(s)TR} = \frac{\theta^2}{|\chi'_0|} \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} + 1 \right)^{-2} \times \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} \right)^{-2} R^{(s)TR}, \quad (39б)$$

$$\omega \frac{d^2 N^{(s)INT}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{4\pi^2} \frac{P^{(s)^2}}{|\chi'_0|} T^{(s)INT},$$

$$T^{(s)INT} = \frac{\theta^2}{|\chi'_0|} \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} + 1 \right)^{-2} \times \left(\frac{\theta^2}{|\chi'_0|} + \frac{1}{\gamma^2 |\chi'_0|} \right)^{-1} R^{(s)INT}. \quad (39в)$$

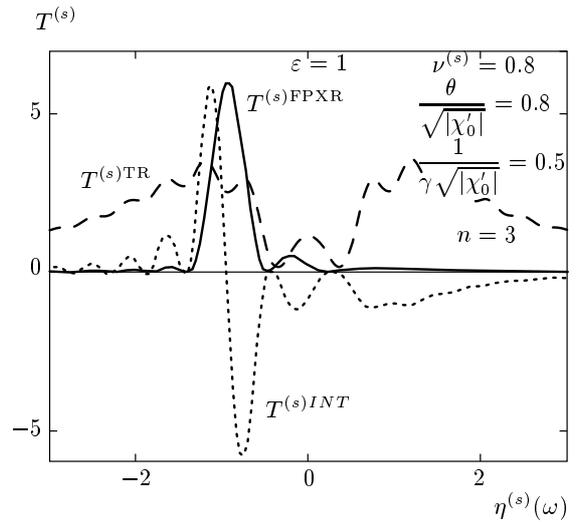


Рис. 7. Относительные вклады FPXR, TR и интерференционного слагаемого (INT) в полный выход излучения в симметричном случае ($\varepsilon = 1$)

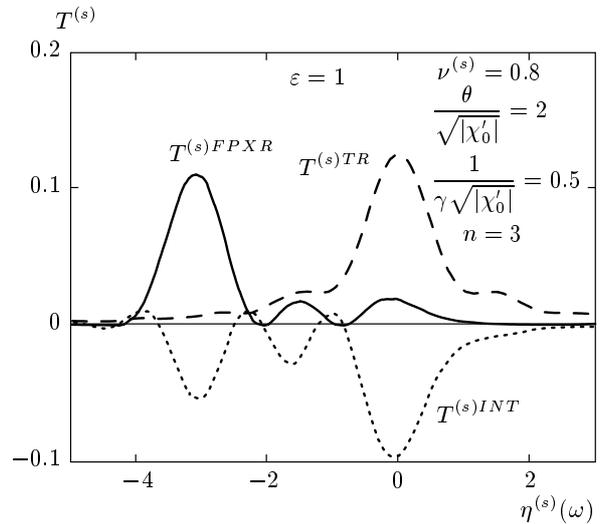


Рис. 8. То же, что на рис. 7, но для большего угла наблюдения θ

Спектрально-угловые распределения для TR, FPXR и их интерференционного слагаемого, вычисленные по формулам (39) при выполненном условии (37) для различных фиксированных углов наблюдения, представлены на рис. 7, 8. Необходимо отметить, что пики TR и FPXR имеют очень малую ширину (порядка нескольких эВ). Представленные кривые построены для случая симметричного отражения ($\varepsilon = 1$) и демонстрируют существенное влияние интерференции между FPXR и TR на

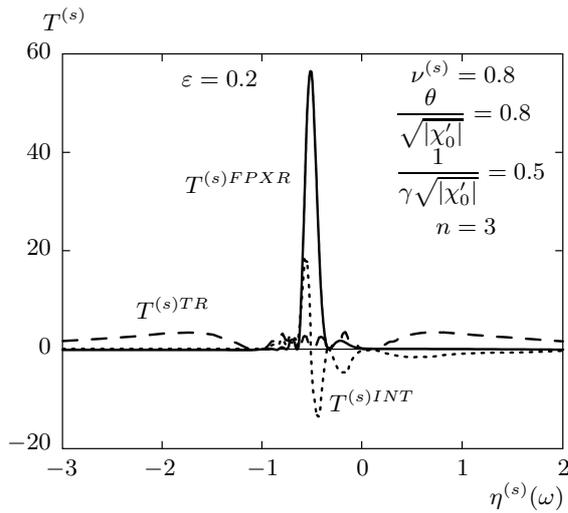


Рис. 9. Относительные вклады FPXR, TR и интерференционного слагаемого (INT) в полный выход излучения в случае асимметричного отражения. Длина пути электрона та же, что на рис. 7

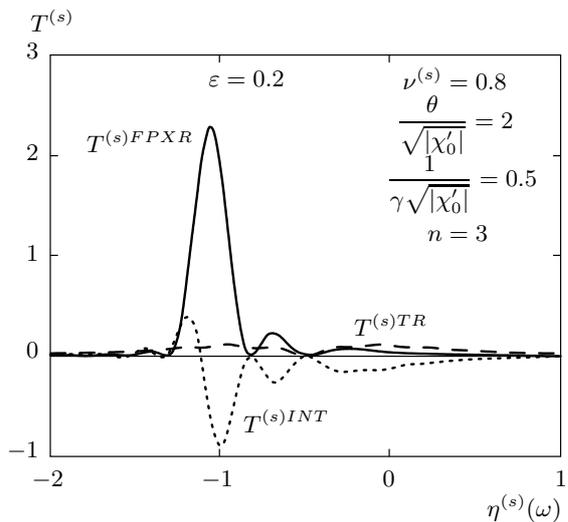


Рис. 10. То же, что на рис. 9, но для большего угла наблюдения θ

спектр суммарного излучения. При этом в соответствии с рис. 7 узкий спектральный пик, находящийся в области малых углов наблюдения, формируется главным образом за счет вклада TR. Относительный вклад PXR увеличивается с увеличением угла наблюдения θ , как это следует из рис. 8, но полный выход излучения в этом случае существенно уменьшается. Исходя из рис. 8, необходимо отметить, что интерференция может существенно уменьшить вклад TR в суммарный спектр излучения.

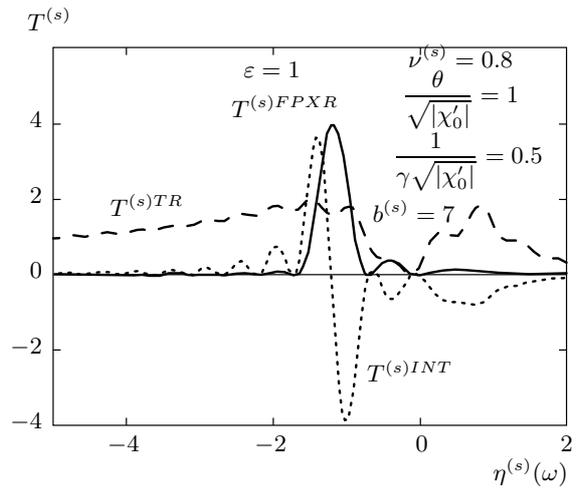


Рис. 11. Относительные вклады FPXR, TR и интерференционного слагаемого (INT) в полный выход излучения в симметричном случае, когда условие (37) не выполняется

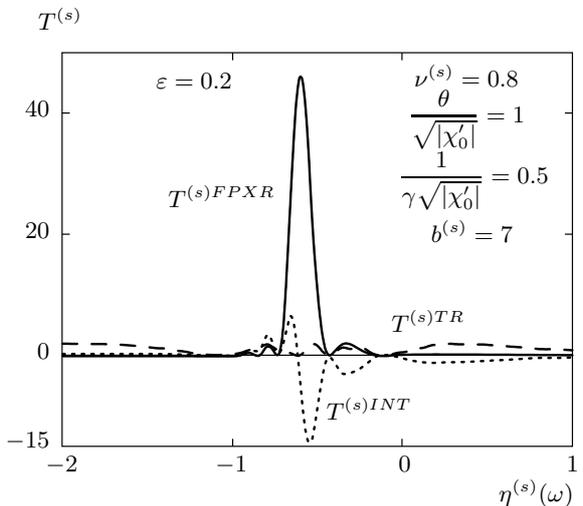


Рис. 12. То же, что на рис. 11, но в асимметричном случае (вклад FPXR является подавляющим)

Так как при уменьшении параметра асимметрии ε вклад TR в суммарное излучение в отличие от FPXR (см. рис. 4) изменяется мало (см. рис. 6), интересно рассмотреть случай достаточно большой асимметрии. Кривые, построенные для этого случая, представлены на рис. 9, 10 для тех же значений параметров, что на рис. 7, 8. Видно, что в этом случае относительный вклад FPXR в суммарное излучение существенно увеличивается, а для больших углов наблюдения оказывается подавляющим, причем и в этом случае интерференция оказывается так же существенной.

Так как в реальном эксперименте трудно выдержать условия подавления TR (37), то представляет интерес рассмотреть вклады излучений в случае произвольной толщины кристаллической пластинки. На рис. 11 и 12 представлены кривые, построенные по формулам (39). Видно, что в случае симметричного отражения, в условиях, представленных на рис. 11, вклад FPXR в суммарный спектр излучений практически незаметен, а в случае довольно сильной асимметрии вклад FPXR в полный выход излучения в соответствии с рис. 12 оказывается подавляющим.

Таким образом, мишень, вырезанная так, как показано на третьей схеме рис. 2 ($\varepsilon < 1$), позволит осуществить наблюдение более яркого проявления динамического эффекта FPXR на фоне переходного излучения.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе двухволнового приближения динамической теории дифракции получены аналитические выражения для спектрально-углового распределения когерентного рентгеновского излучения релятивистского электрона в монокристаллической пластине в направлении скорости электрона в виде суммы вкладов параметрического рентгеновского излучения вдоль скорости релятивистского электрона (FPXR), переходного излучения (TR) и их интерференционного слагаемого. Эти выражения получены в случае асимметричного по отношению к поверхности мишени отражения поля релятивистского электрона. В работе показано, что при уменьшении параметра асимметрии ε (см. рис. 2) амплитуда спектра FPXR значительно возрастает, при этом существенно растет его угловая плотность. Показано, что от асимметрии отражения зависит и форма пика переходного излучения за счет изменения соотношения между фазами волны переходного излучения, сформированной на входной поверхности кристаллической пластинки и испытывавшей динамическую дифракцию в кристалле, и волны переходного излучения, испущенной на выходной поверхности кристаллической мишени. В работе исследован относительный вклад FPXR, TR в полный выход излучения и влияние интерференции излучения, возникающего посредством этих механизмов. Показано, что при уменьшении параметра асимметрии ε относительный вклад FPXR в суммарное излучение растет как при больших, так и малых углах наблю-

дения и при определенной асимметрии становится подавляющим.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Л. Тер-Микаэлян, *Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях*, АН АрмССР, Ереван (1969), с. 459.
2. Г. М. Гарибян, Ян Ши, ЖЭТФ **61**, 930 (1971).
3. В. Г. Барышевский, И. Д. Феранчук, ЖЭТФ **61**, 944 (1971).
4. Г. М. Гарибян, Ян Ши, ЖЭТФ **63**, 1198 (1972).
5. V. G. Baryshevsky and I. D. Feranchuk, Phys. Lett. A **57**, 183 (1976).
6. V. G. Baryshevsky and I. D. Feranchuk, J. de Phys. **44**, 913 (1983).
7. C. L. Yuan Luke, P. W. Alley, A. Bamberger et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **234**, 426 (1985).
8. B. N. Kalinin, G. A. Naumenko, D. V. Padalko et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **173**, 253 (2001).
9. G. Kube, C. Ay, H. Backe, N. Clawiter et al., in *Abstracts V International Symposium «Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures»*, Lake Aya, Altai Mountains, Russia, 10–14 September (2001).
10. H. Backe, N. Clawiter et al., in *Proc. of the Intern. Symp. on Channeling — Bent Crystals — Radiation Processes*, Frankfurt am Main, Germany, EP Systema Bt., Debrecen, (2003), p. 41.
11. А. Н. Алейник, А. Н. Балдин, Е. А. Богомазова, И. Е. Внуков и др., Письма в ЖЭТФ **80**, 447 (2004).
12. N. Imanishi, N. Nasonov, and K. Yajima, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **173**, 227 (2001).
13. A. S. Kubankin, N. N. Nasonov, V. I. Sergienko, and I. E. Vnukov, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **201**, 97 (2003).
14. N. Nasonov and A. Noskov, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **201**, 67 (2003).

15. A. Kubankin, N. Nasonov, and A. Noskov, in *Proc. 7 Int. Russian-Japanese Symposium «Interaction of Fast Charged Particles With Solids»*, Nov. 24–30, Kyoto, Japan (2002), p. 217.
16. S. Blazhevich and A. Noskov, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **252**, 69 (2006).
17. S. V. Blazhevich and A. V. Noskov, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **266**, 3770 (2008).
18. S. V. Blazhevich and A. V. Noskov, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **266**, 3777 (2008).
19. С. В. Блажевич, А. В. Носков, *Изв. ВУЗов, Физика* **50**, 48 (2007).
20. З. Г. Пинскер, *Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах*, Наука, Москва (1974), с. 369.
21. В. А. Базылев, Н. К. Жеваго, *Излучение быстрых частиц в веществе и внешних полях*, Наука, Москва (1987), с. 272.
22. G. Borrmann, *Zh. Phys.* **42**, 157 (1941).