

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ВКЛАДЫ ПРИ И ДПИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОНА, ПЕРЕСЕКАЮЩЕГО МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКУЮ ПЛАСТИНКУ В ГЕОМЕТРИИ РАССЕЙЯНИЯ ЛАУЭ

С.В. Блажевич¹, А.В. Носков²

¹Белгородский государственный университет, Белгород, Россия

²Белгородский университет потребительской кооперации, Белгород, Россия

E-mail: blazh@bsu.edu.ru; science@bupk.ru

На основе двухволнового приближения динамической теории дифракции получены аналитические выражения, описывающие спектрально-угловое распределение параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) и дифрагированного переходного излучения (ДПИ). Исследовано влияние асимметрии отражения и интерференция ПРИ и ДПИ на характеристики результирующего когерентного излучения.

ВЕДЕНИЕ

Когда быстрая заряженная частица пересекает монокристалл, ее кулоновское поле рассеивается на системе параллельных атомных плоскостей кристалла, порождая параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) [2-4]. При пересечении заряженной частицы поверхности пластинки возникает переходное излучение (ПИ) [5], которое затем дифрагирует на системе параллельных атомных плоскостей кристалла, образуя дифрагированное переходное излучение (ДПИ) [6]. Схема асимметричного отражения для ПРИ и ДПИ в случае, когда заряженная частица пересекает полубесконечный кристалл в геометрии рассеяния Брэгга, была рассмотрена в работах [7,8], где было показано, что асимметрия существенно влияет на спектрально-угловые характеристики излучений. Для кристалла конечной толщины в геометрии Брэгга влияние угла δ на спектрально-угловые характеристики ПИ и ДПИ рассматривалось в работах [9,10]. В настоящей работе рассматривается случай, когда заряженная частица пересекает монокристаллическую пластинку в геометрии рассеяния Лауэ. Получены аналитические выражения для спектрально-углового распределения ПРИ и ДПИ и их интерференционного слагаемого, удобные для анализа относительных вкладов этих механизмов излучения в спектрально-угловую плотность суммарного излучения. Показано, что относительный вклад ПРИ и ДПИ меняется не только при изменении скорости релятивистского электрона, но и при изменении угла δ (асимметрии отражения). Показано, что в определенных условиях может наблюдаться интерференция этих механизмов излучения как конструктивная, так и деструктивная. Показано влияние интерференции на суммарную угловую плотность излучения.

СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрим излучение быстрой заряженной частицы, пересекающей монокристаллическую пластинку с постоянной скоростью V (Рис.1). При решении задачи будем рассматривать уравнения для Фурье-образа электромагнитного поля

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

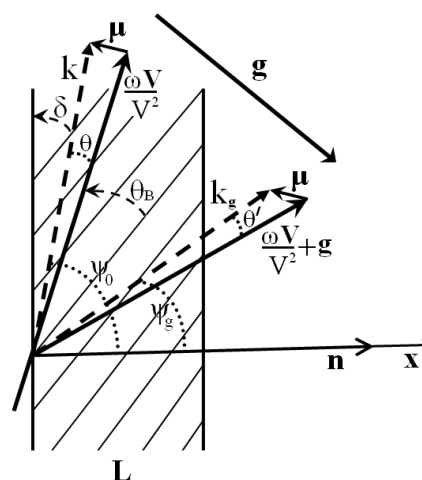


Рис.1. Геометрия процесса излучения

Поскольку поле релятивистской частицы с хорошей степенью точности можно считать поперечным, то падающая $E_0(\mathbf{k}, \omega)$ и дифрагированная $E_g(\mathbf{k}, \omega)$ электромагнитные волны определяются двумя амплитудами с разными значениями поперечной поляризации

$$E_0(\mathbf{k}, \omega) = E_0^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) e_0^{(1)} + E_0^{(2)}(\mathbf{k}, \omega) e_0^{(2)}, \quad (2)$$

$$E_g(\mathbf{k}, \omega) = E_g^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) e_1^{(1)} + E_g^{(2)}(\mathbf{k}, \omega) e_1^{(2)}.$$

Единичные векторы поляризации $e_0^{(1)}, e_0^{(2)}, e_1^{(1)}$ и $e_1^{(2)}$ выбираются следующим образом. Векторы $e_0^{(1)}$ и $e_0^{(2)}$ перпендикулярны вектору \mathbf{k} , а векторы $e_1^{(1)}$ и $e_1^{(2)}$ перпендикулярны вектору $\mathbf{k}_g = \mathbf{k} + \mathbf{g}$. Причем векторы $e_0^{(2)}, e_1^{(2)}$ лежат в плоскости векторов \mathbf{k} и \mathbf{k}_g (π – поляризация), а векторы $e_0^{(1)}$ и $e_1^{(1)}$ 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 [11]:

$$\begin{cases} (\omega^2(1+\chi_0) - k^2)E_0^{(s)} + \omega^2\chi_{-g}C^{(s)}E_g^{(s)} = \\ = 8\pi^2ie\omega\theta VP^{(s)}\delta(\omega - \mathbf{k}V), \\ \omega^2\chi_gC^{(s)}E_0^{(s)} + (\omega^2(1+\chi_0) - k_g^2)E_g^{(s)} = 0, \end{cases} \quad (3)$$

где χ_g , χ_{-g} – коэффициенты Фурье разложения диэлектрической восприимчивости кристалла по векторам обратной решетки \mathbf{g} :

$$\chi(\omega, \mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{g}} \chi_{\mathbf{g}}(\omega) e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}} = \sum_{\mathbf{g}} (\chi'_{\mathbf{g}}(\omega) + i\chi''_{\mathbf{g}}(\omega)) e^{i\mathbf{g}\mathbf{r}}. \quad (4)$$

Будем рассматривать кристалл с симметрией ($\chi_g = \chi_{-g}$). χ_g определяется выражением

$$\chi_g = \chi_0(F(\mathbf{g})/Z)(S(\mathbf{g})/N_0) \exp\left(-\frac{1}{2}g^2u_t^2\right), \quad (5)$$

где $\chi_0 = \chi'_0 + i\chi''_0$ – средняя диэлектрическая восприимчивость; $F(\mathbf{g})$ – форм-фактор атома, содержащего Z электронов; $S(\mathbf{g})$ – структурный фактор элементарной ячейки, содержащей N_0 атомов; u_t – 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

$$\begin{aligned} C^{(s)} &= e_0^{(s)} e_1^{(s)}, C^{(1)} = 1, C^{(2)} = \cos 2\theta_B, \\ P^{(s)} &= e_0^{(s)} (\boldsymbol{\mu}/\mu), P^{(1)} = \sin \varphi, P^{(2)} = \cos \varphi, \end{aligned} \quad (6)$$

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 $g = 2\omega_B \sin \theta_B/V$, ω_B – частота Брэгга. Угол между вектором $\frac{\omega \mathbf{V}}{V^2} + \mathbf{g}$ и волновым вектором дифрагированной волны \mathbf{k}_g обозначен θ' . Система уравнений (3) при $s = 1$ описывает поля σ -поляризованные, а при $s = 2$ π -поляризованные.

Решим следующее из системы (3) дисперсионное уравнение для рентгеновских волн в кристалле $(\omega^2(1+\chi_0) - k^2)(\omega^2(1+\chi_0) - k_g^2) - \omega^4\chi_{-g}\chi_gC^{(s)2} = 0$ (7) стандартными методами динамической теории [1].

Будем искать проекции волновых векторов \mathbf{k} и \mathbf{k}_g на ось X , совпадающую по направлению с вектором \mathbf{n} (см. Рис.1), в виде:

$$\begin{aligned} k_x &= \omega \cos \psi_0 + \frac{\omega \chi_0}{2 \cos \psi_0} + \frac{\lambda_0}{\cos \psi_0}, \\ k_{gx} &= \omega \cos \psi_g + \frac{\omega \chi_0}{2 \cos \psi_g} + \frac{\lambda_g}{\cos \psi_g}. \end{aligned} \quad (8)$$

При этом будем использовать известное соотношение, связывающее динамические добавки λ_0 и λ_g для рентгеновских волн [1]:

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

где $\beta = \alpha - \chi_0 \left(1 - \frac{\gamma_g}{\gamma_0}\right)$, $\alpha = \frac{1}{\omega^2}(k_g^2 - k^2)$, $\gamma_0 = \cos \psi_0$,

$\gamma_g = \cos \psi_g$, ψ_0 – угол между волновым вектором падающей волны \mathbf{k} и вектором нормали к поверхности пластинки \mathbf{n} , ψ_g – угол между волновым вектором \mathbf{k}_g и вектором \mathbf{n} (см. Рис.1). Модули векторов \mathbf{k} и \mathbf{k}_g имеют вид:

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

Подставим (8) в (7), учтя (9) и $k_{\parallel} \approx \omega \sin \psi_0$, $k_{g\parallel} \approx \omega \sin \psi_g$, получим выражения для динамических добавок:

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

Так как $|\lambda_0| \ll \omega$, $|\lambda_g| \ll \omega$, то можно показать, что $\theta \approx \theta'$ (см. Рис.1), и поэтому в дальнейшем θ' будем заменять на θ .

Решение системы уравнений (3) для дифрагированного поля в кристалле удобно представить в виде:

$$E_g^{(s)cr} = -\frac{8\pi^2ieV\theta P^{(s)}}{\omega} \frac{\omega^2\chi_gC^{(s)}}{4\frac{\gamma_0^2}{\gamma_g^2}(\lambda_g - \lambda_g^{(1)})(\lambda_g - \lambda_g^{(2)})} \Gamma \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \Gamma &= \delta \frac{\chi_0 \beta}{2} \frac{\gamma_g \lambda_0^*}{\gamma_0} \lambda_g \frac{\chi}{\psi} \\ &+ E^{(s)(1)} \delta (\lambda_g - \lambda_g^{(1)}) + E^{(s)(2)} \delta (\lambda_g - \lambda_g^{(2)}), \end{aligned}$$

где $\lambda_0^* = \omega \left(\frac{\gamma^{-2} + \theta^2 - \chi_0}{2} \right)$, $\gamma = \sqrt{1 - V^2}$ – Лоренц-фактор частицы, а $E^{(s)(1)}$ и $E^{(s)(2)}$ – свободные поля, соответствующие двум решениям (11) дисперсионного уравнения (7).

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

$$\begin{aligned} E_0^{(s)vac} &= \frac{8\pi^2ieV\theta P^{(s)}}{\omega} \frac{1}{-\chi_0 - \frac{2}{\omega} \lambda_0} \delta(\lambda_0^* - \lambda_0) = \\ &= \frac{8\pi^2ieV\theta P^{(s)}}{\omega} \frac{1}{\frac{\gamma_0}{\gamma_g} \left(-\chi_0 - \frac{2}{\omega} \frac{\gamma_0}{\gamma_g} \lambda_g + \beta \frac{\gamma_0}{\gamma_g} \right)} \times \\ &\times \delta \left(\frac{\omega \beta}{2} + \frac{\gamma_g}{\gamma_0} \lambda_0^* - \lambda_g \right), \end{aligned} \quad (13)$$

здесь используется вытекающее из (9) соотношение

$$\delta(\lambda_0^* - \lambda_0) = \frac{1}{\gamma_0} \delta\left(\frac{\omega\beta}{2} + \frac{\gamma_g}{\gamma_0} \lambda_0^* - \lambda_g\right).$$

Для поля в вакууме позади кристалла:

$$E_g^{(s)vac} = E_g^{(s)Rad} \delta\left(\lambda_g + \frac{\omega\gamma_0}{2}\right), \quad (14)$$

где $E_g^{(s)Rad}$ – поле излучения.

Из второго уравнения системы (3) следует выражение, связывающее диффрагированное и падающее поля в кристалле:

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

Воспользовавшись обычными граничными условиями

$$\int E_0^{(s)vac} d\lambda_g = \int E_0^{(s)cr} d\lambda_g, \quad (16,a)$$

$$\int E_g^{(s)cr} e^{i\frac{\lambda_g}{\gamma_g} L} d\lambda_g = \int E_g^{(s)vac} e^{i\frac{\lambda_g}{\gamma_g} L} d\lambda_g, \quad (16,b)$$

$$\int E_g^{(s)cr} d\lambda_g = 0, \quad (16c)$$

получим выражение для поля излучения:

$$E_g^{(s)Rad} = \frac{8\pi^2 i e V \theta P^{(s)}}{\omega} \frac{\omega^2 \lambda_g C^{(s)} e^{i\left(\frac{\omega\gamma_0 + \lambda_g^*}{2}\right) \frac{L}{\gamma_g}}}{2\omega(\lambda_g^{(1)} - \lambda_g^{(2)})} \times$$

$$\times \left[\left(\frac{\omega}{\gamma_0(-\lambda_0\omega - 2\lambda_0^*)} + \frac{\omega}{2\frac{\gamma_0}{\gamma_g}(\lambda_g^* - \lambda_g^{(2)})} \right) \left(1 - e^{-i\frac{\lambda_g^* - \lambda_g^{(2)}}{\gamma_g} L} \right) - \right.$$

$$\left. - \left(\frac{\omega}{\gamma_0(-\lambda_0\omega - 2\lambda_0^*)} + \frac{\omega}{2\frac{\gamma_0}{\gamma_g}(\lambda_g^* - \lambda_g^{(1)})} \right) \left(1 - e^{-i\frac{\lambda_g^* - \lambda_g^{(1)}}{\gamma_g} L} \right) \right], \quad (17)$$

где $\lambda_g^* = \frac{\omega\beta}{2} + \frac{\gamma_g}{\gamma_0} \lambda_0^*$.

Выражение для поля излучения прямолинейно движущегося электрона (17) можно разделить на два слагаемых.

$$E_g^{(s)Rad} = E_g^{(s)ПРИ} + E_g^{(s)ДПИ} \quad (18,a)$$

Рассмотрим тонкий не поглощающий кристалл. Полагая $\rho^{(s)} = \chi_0'' / |\chi_g'| C^{(s)} = 0$, получим выражения для спектрально-угловой плотности ПРИ, ДПИ и их интерференционного слагаемого, при этом будем использовать известное [2] выражение для спектрально-угловой плотности рентгеновского излучения:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\Omega} = \omega^2 (2\pi)^{-6} \sum_{s=1}^2 |E_{Rad}^{(s)}|^2, \quad (18)$$

$$\omega \frac{d^2N^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{2\pi^2} \frac{P^{(s)^2}}{|\chi_0'|} F_{ПРИ, ДПИ, ИНТ}^{(s)}, \quad (19)$$

$$F_{ПРИ}^{(s)} = \frac{a^2}{(a^2 + c^2 + 1)^2} \left(\frac{\xi^{(s)}(\omega)}{\sqrt{\xi^{(s)}(\omega)^2 + \varepsilon}} - 1 \right)^2 \times$$

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

$$\times \frac{\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)}(\omega) - \sqrt{\xi^{(s)}(\omega)^2 + \varepsilon}}{\varepsilon} \right)^2}{\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)}(\omega) - \sqrt{\xi^{(s)}(\omega)^2 + \varepsilon}}{\varepsilon} \right)^2}, \quad (20,a)$$

$$F_{ДПИ}^{(s)} = \frac{a^2}{(a^2 + c^2 + 1)^2 (a^2 + c^2)^2} \times$$

$$\left(\frac{\xi^{(s)}(\omega)}{\sqrt{\xi^{(s)}(\omega)^2 + \varepsilon}} - 1 \right)^2 1 - \cos \left(\frac{2b^{(s)} \sqrt{\xi^{(s)}(\omega)^2 + \varepsilon}}{\varepsilon} \right)$$

$$\times \frac{\left(\frac{\xi^{(s)}(\omega)}{\sqrt{\xi^{(s)}(\omega)^2 + \varepsilon}} - 1 \right)^2}{\frac{\xi^{(s)}(\omega)^2 + \varepsilon}{\varepsilon^2}}, \quad (20,b)$$

$$F_{ИНТ}^{(s)} = \frac{2a^2}{(a^2 + c^2 + 1)^2 (a^2 + c^2)^2} \times$$

$$\left(\frac{\xi^{(s)}(\omega)}{\sqrt{\xi^{(s)}(\omega)^2 + \varepsilon}} - 1 \right)^2 \times$$

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

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

$$\times \frac{\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)}(\omega) - \sqrt{\xi^{(s)}(\omega)^2 + \varepsilon}}{\varepsilon} \right)^2}{\varepsilon}, \quad (20,c)$$

где $a = \theta / \sqrt{|\chi_0'|}$, $c = 1/\gamma \sqrt{|\chi_0'|}$,

$$\xi^{(s)}(\omega) = \frac{\alpha}{2|\chi_g'| C^{(s)}} - \frac{\chi_0'(1-\varepsilon)}{2|\chi_g'| C^{(s)}} = \eta^{(s)}(\omega) + \frac{(1-\varepsilon)}{2\nu^{(s)}},$$

$$\nu^{(s)} = \frac{|\chi_g'| C^{(s)}}{|\chi_0'|}, \quad \rho^{(s)} = \frac{\chi_0''}{|\chi_g'| C^{(s)}},$$

$$\eta^{(s)}(\omega) = \frac{\alpha}{2|\chi_g'| C^{(s)}} = \frac{2 \sin^2 \theta_B}{V^2 |\chi_g'| C^{(s)}} \left(1 - \frac{\omega(1-\theta \cos \varphi \cot \theta_B)}{\omega_B} \right),$$

$$\varepsilon = \frac{\gamma_g}{\gamma_0}, \quad \kappa^{(s)} = \frac{\chi_g'' C^{(s)}}{\chi_0''}, \quad b^{(s)} = \frac{\omega |\chi_g'| C^{(s)} L}{2 \gamma_0},$$

$$\sigma^{(s)} = \frac{1}{|\chi'_g| C^{(s)}} \left(\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0 \right). \quad (21)$$

Параметр $b^{(s)}$ определяет роль длины пути электрона в кристалле L/γ_0 в процессе излучения. 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 спектра ПРИ и ДПИ очень удобно рассматривать $\eta^{(s)}(\omega)$ как спектральную переменную, характеризующую частоту ω . Заметим, что в формулы входит не $\eta^{(s)}(\omega)$, а $\xi^{(s)}(\omega) = \eta^{(s)}(\omega) + \frac{(1-\varepsilon)}{2v^{(s)}}$, где второе слагаемое появляется из-за эффекта преломления при асимметричном отражении. В случае симметричного отражения ($\varepsilon = 1$) оно равно нулю.

Параметр ε представим в виде $\varepsilon = \sin(\delta + \theta_B) / \sin(\delta - \theta_B)$, где δ — угол между входной поверхностью мишени и кристаллографической плоскостью. При уменьшении угла δ параметр ε возрастает и наоборот.

Формулы (19, 20) представляют главный результат настоящей работы. Они позволяют исследовать относительный вклад ПРИ, ДПИ в полный выход излучения в общем случае асимметричного отражения. Далее проведем анализ спектрально-угловой плотности излучения.

Кривые, построенные по формулам (20) и представленные на Рис.2-5, демонстрируют относительный вклад ПРИ, ДПИ и интерференционного слагаемого в спектр суммарного излучения для параметров кристаллической мишени и энергии электронов, указанных на рисунках.

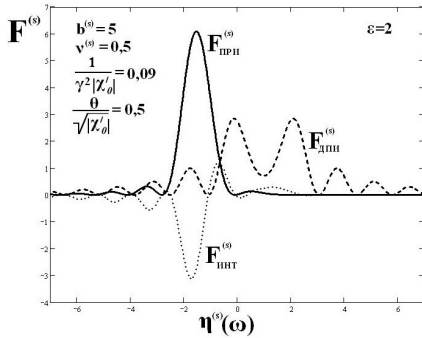


Рис.2.

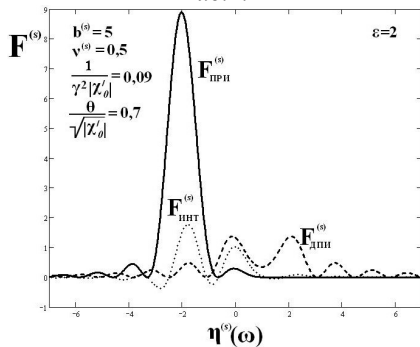


Рис.3.

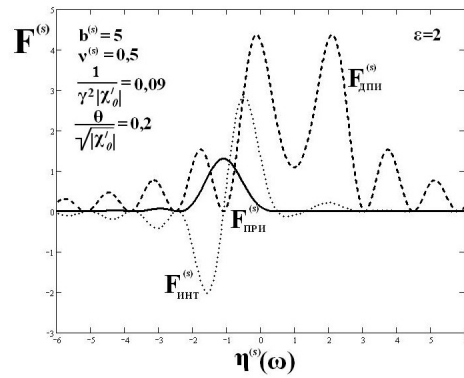


Рис.4.

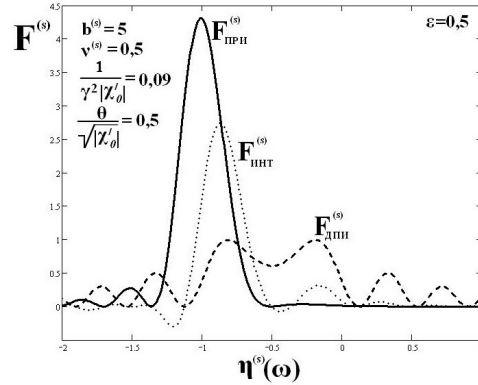


Рис.5.

Из Рис.2,3 видно, что для различных углов наблюдения θ меняется не только относительный вклад ПРИ и ДПИ, но существенно изменяется и процесс их интерференции. Сравнивая Рис.2 и Рис.5, можно видеть, что при изменении асимметрии интерференция меняется с деструктивной на конструктивную, что может привести к существенному росту амплитуды суммарного излучения.

Проинтегрировав выражения (19), (20) по частотной функции $\eta^{(s)}(\omega)$, получим выражения для угловой плотности излучения.

$$\frac{dN_{\text{ПРИ, ДПИ, ИНТ}}^{(s)}}{d\Omega} = \frac{e^2 v^{(s)} P^{(s)^2}}{4\pi^2 \sin^2 \theta_B} R_{\text{ПРИ, ДПИ, ИНТ}}^{(s)},$$

$$R_{\text{ПРИ, ДПИ, ИНТ}}^{(s)} = \int_{-\infty}^{+\infty} F_{\text{ПРИ, ДПИ, ИНТ}}^{(s)} d\eta^{(s)}(\omega). \quad (22)$$

Кривые, построенные по формулам (22), представлены на Рис.6-8 и демонстрируют вклад каждого механизма излучения в суммарную угловую плотность излучения $R_{\text{СУММ}}^{(s)}$ для различной асимметрии (параметр ε) и энергии $1/\gamma^2 |\chi'_0|$ падающих электронов. Сравнивая Рис.6 и Рис.7 можно заметить, что при увеличении энергии электронов вклад ДПИ в полный выход существенно возрастает. Как видно из Рис.6 и Рис.8, при изменении только асимметрии, относительный вклад ПРИ и ДПИ не меняется, однако суммарная угловая плотность существенно возрастает.

Интересным представляется также тот факт, что интерференция ПРИ и ДПИ приводит к осцилляциям в угловой плотности суммарного излучения.

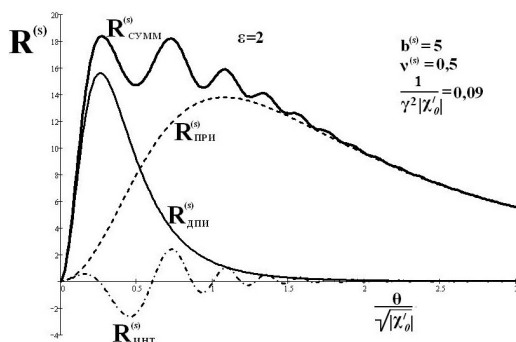


Рис. 6.

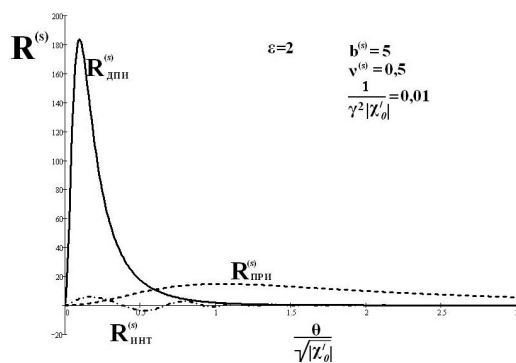


Рис. 7.

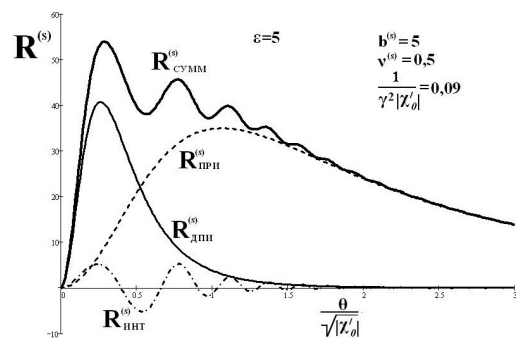


Рис. 8.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы относительные вклады механизмов излучения ПРИ и ДПИ в зависимости от энергии падающих электронов и угла δ (параметр ϵ) в суммарное излучение. Показано, что при изменении угла наблюдения и асимметрии отражения меняются не только амплитуды спектров ПРИ и ДПИ, но и их интерференция. Интерференция может быть как конструктивной, так и деструктивной. Показано, что интерференция может привести к осцилляциям в угловой плотности суммарного излучения.

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 05-02-16512).

ЛИТЕРАТУРА

1. З.Г. Пинскер. *Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах*. М.: «Наука», 1974, с.369.
2. М.Л. Тер-Микаэлян. *Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях*. Ереван: «АН АрмССР», 1969, с.459.
3. G.M. Garibian, C. Yang // *JETP*. 1971, v.61, p.930.
4. V.G. Baryshevsky, I.D. Feranchuk // *JETP*. 1971, т.61, с.944.
5. Г.М. Гарибян, Ян Ши. *Рентгеновское переходное излучение*. Ереван: «АН АрмССР», 1983, с.320.
6. N. Nasonov // *Phys. Lett.* 1999, v.A260, с.391.
7. С.В. Блажевич, А.В. Носков // *Поверхность. Рентгеновские синхротронные и нейтронные исследования*. 2006, №4, с.23.
8. С.В. Блажевич, А.В. Носков // *Поверхность. Рентгеновские синхротронные и нейтронные исследования*. 2007, №4, с.62.
9. S.V. Blazhevich, A.V. Noskov // *Nucl. Instr. Meth. B*. 2006, v.252, p.69.
10. С.В. Блажевич, А.В. Носков // *Изв. вузов. Физика*. 2006, №6, с.37.
11. В.А. Базылев, Н.К. Жеваго. *Излучение быстрых частиц в веществе и внешних полях*. М.: «Наука», 1987, с.272.

COMPARATIVE CONTRIBUTIONS OF PXR AND DTR OF RELATIVISTIC ELECTRON CROSSING SINGLE CRYSTAL PLATE IN LAUE'S GEOMETRY OF SCATTERING

S.V. Blazhevich, A.V. Noskov

On the basis of the two-wave approximation of dynamic diffraction theory, the analytical expressions describing the spectral-angular distribution of the parametric x-radiation (PXR) and the diffracted transition radiation (DTR) are derived. The influence of reflection asymmetry and interference of these two radiation mechanisms on the total coherent radiation characteristics are considered.

ВІДНОСНІ ВНЕСКИ ПРВ І ДПВ РЕЛЯТИВІСТСЬКОГО ЕЛЕКТРОНУ, ЩО ПЕРЕТИНАЄ МОНОКРИСТАЛИЧНУ ПЛАСТИНКУ У ГЕОМЕТРІЇ РОЗСПОВАННЯ ЛАУЕ

С.В. Блажевич, А.В. Носков

На основі двухвильового наближення динамічної теорії дифракції отримані аналітичні вирази, що описують спектрально-кутовий розподіл параметричного рентгенівського випромінювання (ПРВ) і дифрагованого перехідного випромінювання (ДПВ). Досліджено вплив асиметрії відбиття і інтерференція ПРВ і ДПВ на характеристики результуючого когерентного випромінювання.