DOI: 10.17117/na.2015.08.757

Поступила (Received): 22.08.2015

<http://ucom.ru/doc/na.2015.08.757.pdf>

Верходанов А.А., Черникова В.Е. **Влияние асимметрии отражения на спектр** **параметрического рентгеновского излучения**

Verkhodanov A.A., Chernikova V.E.
Influence of asymmetry in the reflection spectrum
of the parametric X-ray radiation

Верходанов Андрей Аркадьевич

Бакалавр

Белгородский государственный национальный
исследовательский университет

г. Белгород, ул. Победы, 85

Verkhodanov Andrey Arkadevich

Bachelor

Belgorod state university

Belgorod, Pobedy st., 85

Черникова Валерия Евгеньевна

Бакалавр

Белгородский государственный национальный
исследовательский университет

г. Белгород, ул. Победы, 85

Chernikova Valeria Evgenевна

Bachelor

Belgorod state university

Belgorod, Pobedy st., 85

Будем рассматривать кристалл такой толщины, чтобы длина пути электрона в пластинке $\frac{L}{\sin(\delta - \theta_B)}$ была больше длины экстинкции рентгеновских волн в кристалле $\frac{1}{\omega|\chi'_g C^{(s)}|}$:

$$b^{(s)} = \frac{L}{2\gamma_0} / \frac{1}{\omega|\chi'_g C^{(s)}|} \gg 1 \quad (1)$$

Для выделения динамического эффекта уширения спектра ПРИ в чистом виде избавимся от возможного влияние эффекта поглощение фотонов в кристалле, наложив на толщину кристалла дополнительное условие, а именно, пусть длина пути дифрагированного фотона в пластинке $L/|\gamma_g|$ будет значительно меньше длины поглощения рентгеновских волн в кристалле $1/\omega\chi''_0$:

$$2 \frac{b^{(s)} \rho^{(s)}}{\varepsilon} = \frac{L}{|\gamma_g|} / \frac{1}{\omega\chi''_0} \ll 1 \quad (2)$$

$$\omega \frac{d^2 N_{ПРИ}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{2\pi^2} P^{(s)^2} \frac{\theta^2}{(\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0)^2} R_{ПРИ}^{(s)}, \quad (3a)$$

$$R_{ППИ}^{(s)} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\xi}{\sqrt{\xi^2 + \varepsilon}} \right)^2 \frac{1 + e^{-2b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(1)}} - 2e^{-b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(1)}} \cos \left(b^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi - \sqrt{\xi^2 + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right)}{\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi - \sqrt{\xi^2 + \varepsilon}}{\varepsilon} \right)^2 + \rho^{(s)2} \Delta^{(1)2}}, \quad (3 \text{ b})$$

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

$$R_{ППИ}^{(s)} = \frac{2\varepsilon^2}{\xi^{(s)2} + \varepsilon} e^{-b^{(s)}\rho^{(s)}\frac{1+\varepsilon}{\varepsilon}} \left[\sin^2 \left(b^{(s)} \frac{\left(\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon} \right)}{\varepsilon} \right) + sh^2 \left(b^{(s)} \rho^{(s)} \frac{(1-\varepsilon)\xi^{(s)} + 2\varepsilon\kappa^{(s)}}{2\varepsilon\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}} \right) \right], \quad (4 \text{ b})$$

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

$$R_{ИИТ}^{(s)} = -\frac{\varepsilon}{\xi^{(s)2} + \varepsilon} \operatorname{Re} \left(\left(\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon} \right) \frac{1 - e^{-ib^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) - b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(1)}}}{\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} - i\rho^{(s)}\Delta^{(1)}} \right) \times$$

$$\times \left(e^{ib^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) - b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(1)}} - e^{ib^{(s)} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} + \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) - b^{(s)}\rho^{(s)}\Delta^{(2)}} \right). \quad (5 \text{ b})$$

Выражения (3-5) в случае тонкого непоглощающего кристалла (2) принимают следующий вид

$$\omega \frac{d^2 N_{ППИ}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{2\pi^2} P^{(s)2} \frac{\theta^2}{(\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0)^2} R_{ППИ}^{(s)}, \quad (6 \text{ a})$$

$$R_{ППИ}^{(s)} = 2 \left(1 - \frac{\xi^{(s)}}{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}} \right)^2 \frac{\sin^2 \left(\frac{b^{(s)}}{2} \left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right) \right)}{\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right)^2}, \quad (6 \text{ b})$$

$$\omega \frac{d^2 N_{ППИ}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{2\pi^2} P^{(s)2} \theta^2 \left(\frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2}} - \frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0} \right)^2 R_{ППИ}^{(s)}, \quad (7 \text{ a})$$

$$R_{ППИ}^{(s)} = \frac{2\varepsilon^2}{\xi^{(s)2} + \varepsilon} \sin^2 \left(b^{(s)} \frac{\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon} \right), \quad (7 \text{ b})$$

$$\omega \frac{d^2 N_{ИИТ}^{(s)}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2}{2\pi^2} P^{(s)2} \theta^2 \left(\frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2}} - \frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0} \right) \frac{1}{\theta^2 + \gamma^{-2} - \chi'_0} R_{ИИТ}^{(s)}, \quad (8 \text{ a})$$

$$R_{ПРИ}^{(s)} = -2\varepsilon \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\xi^{(s)2} + \varepsilon} \sin\left(\frac{b^{(s)}\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon}\right) \times \frac{\sin\left(b^{(s)}\left(\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)}}{\varepsilon}\right)\right) - \sin\left(\frac{b^{(s)}\sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon}\right)}{\sigma^{(s)} + \frac{\xi^{(s)} - \sqrt{\xi^{(s)2} + \varepsilon}}{\varepsilon}}. \quad (8b)$$

Рассмотрим зависимость спектральной плотности ПРИ $R_{ПРИ}^{(s)}$ от ориентации поверхности кристаллической пластинки относительно системы параллельных дифрагирующих атомных плоскостей (параметр ε) при фиксированном угле между скоростью электрона и отражающими плоскостями (θ_B) и фиксированном пути, пройденном электроном в пластинке (L/γ_0).

На рис.1 показаны две из множества возможных ориентаций поверхности кристаллической пластинки относительно системы параллельных дифрагирующих атомных плоскостей, соответствующих заданной длине прямолинейной траектории релятивистского электрона. Отметим, что при увеличении параметра ε толщина пластинки должна уменьшаться, чтобы путь пройденный электроном в пластинке (L/γ_0) остался неизменным.

Из формулы (6b) следует, что при фиксированной энергии электрона и угле наблюдения (фиксированном $\sigma^{(s)}$) увеличение параметра ε (уменьшение δ), приводит к уширению спектра ПРИ. Очевидно что это связано с тем, что при больших ε знаменатель выражения (6b) слабее меняется при изменении $\xi^{(s)}(\omega)$. А это в свою очередь связано с тем, что дисперсия свободного фотона в кристалле зависит от положения дисперсионной поверхности в обратном пространстве относительно входной поверхности кристалла, то есть от асимметрии отражения. При этом рефлекс ПРИ возникает на определенной частоте, при которой реальная часть волнового вектора псевдо-фотона кулоновского поля релятивистского электрона равна реальной части длины волнового вектора свободного фотона, то есть когда виртуальный фотон может стать реальным. Так как зависимость реальной части разности волновых векторов реального и виртуального фотонов от частоты определяется асимметрией, то и ширина спектра ПРИ так же зависит от асимметрии.

Рис. 1. Схемы симметричного ($\varepsilon=1$) и асимметричного ($\varepsilon>1$) отражения поля частиц на кристаллической пластине (разной толщины) при условии равенства длине пути электрона в кристалле

Кривые, описывающие спектр ПРИ, построенные по формуле (6b) для фиксированной энергии электрона γ и угла наблюдения θ , представлены на рис.2. Видно, что ширина спектра существенно зависит от параметра ε . Таким образом, меняя степень асимметрии отражения поля относительно поверхности мишени можно изменять ширину спектрального пика ПРИ. При этом уменьшая угол падения электрона на поверхность пластинки (увеличении параметра асимметрии) при фиксированном угле Брэгга и длине пути электрона в мишени в тонком не поглощающем кристалле увеличивается ширина спектра ПРИ.

Рис. 2. Зависимость ширины пика ПРИ в тонкой непоглощающей пластинке от параметра ε

При увеличении параметра ε (уменьшении угла падения электрона на поверхность $\delta - \theta_B$) ширина спектра значительно возрастает (при постоянных длине пути электрона в пластинке $2b^{(s)}$, угле наблюдения θ и угле Брэгга θ_B).

Эффект изменения ширины спектра проявляется как в геометрии Лауэ, так и в геометрии, и обусловлен тем, что зависимость реальной части разности волновых векторов реального и виртуального фотонов от частоты определяется асимметрией.