Письма в ЖТФ, том 17, вып. 10 26 мая 1991 г.

02; 11

ИЗМЕНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ПОВЕРХНОСТНОЙ ДИФРАКЦИИ

А.А. Андриянчик, В.Г. Барышевский, И.Я. Дубовская, А.Н. Каминский

Схема рентгеновской поверхностной дифракции (ПД) (или дифракции в скользящей геометрии) впервые была предложена в [1]. В последнее время выяснены уникальные возможности такой геометрии дифракции для исследования приповерхностной структуры кристаллов (см., например, обзор [2] и цитируемую в нем литературу). В настоящей работе показано, что в условиях ПД происходит преобразование линейной поляризации рентгеновских квантов в циркулярную поляризацию. Найдены зависимости параметров эллипсов поляризации зеркально отраженной и дифрагированной в вакуум волн от соответствующих параметров для падающей волны с произвольной поляризацией.

Пусть на полубесконечный кристалл под небольшим углом θ к его поверхности падает плоская волна единичной амплитуды с волновым вектором $\vec{k}_0$. Произвольную эллиптическую поляризацию падающей волны $\vec{e}_0 e^{i(\vec{k}_0\vec{r}-\omega t)}$ можно записать в виде суперпозиции волн с круговыми поляризациями $\vec{e}_0 = \rho_+ \vec{e}_+ + \rho_- \vec{e}_-$. Амплитуды составляющих падающей волны правой и левой круговой поляризации $\rho_\pm$ выражаются через параметры эллипса поляризации следующим образом:

$$\rho_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(a \mp b)e^{\pm i\psi_0}, \tag{1}$$

где a и b - полуоси эллипса, ψ_0 - угол между полуосью a и плоскостью кристалла. Введем параметр δ_0, равный отношению меньшей полуоси к большей, и выразим через него степень круговой поляризации γ_0, определяемую через интенсивности право- и левополяризованных составляющих поля волны соотношением

$$\gamma_0 = \frac{|p_+|^2 - |p_-|^2}{|p_+|^2 + |p_-|^2} = \frac{2\delta_0}{1+\delta_0^2}. \tag{2}$$

При $\gamma_0 = \pm 1$ падающая волна имеет соответственно правую и левую круговые поляризации, при $\gamma_0 = 0$ – линейную.

Рассмотрим для конкретности случай, когда один из векторов обратной решетки $2\pi\vec{\tau}$ кристалла параллелен его поверхности с точностью до угла порядка $|\chi_0|^{1/2}$, где χ_0 – диэлектрическая восприимчивость среды. При малых углах падения, кроме зеркально отраженной волны в вакууме, необходимо учитывать и дифрагированную волну, амплитуда которой при выполнении условия Вульфа–Брэгга сравнима с амплитудой зеркально отраженной. Вследствие линейности уравнений Максвелла для нахождения полей прошедших, дифрагированных и отраженных волн достаточно решить задачу для двух собственных линейных поляризаций $\vec{e}_\pi$ и $\vec{e}_\sigma$ падающей волны ($\vec{e}_\sigma \parallel \vec{e}_{\sigma\tau} \parallel [\vec{k}\vec{k}_\tau]$, $\vec{e}_\pi \parallel [\vec{k}\vec{e}_\sigma]$, $\vec{e}_{\pi\tau} \parallel [\vec{k}_\tau \vec{e}_{\sigma\tau}]$). Согласно [1], при падении на поверхность кристалла волны с одной из собственных поляризаций, поле в вакууме записывается в виде

$$\vec{E}_s^{(\omega)}(\vec{r}) = \vec{e}_s e^{i\vec{k}_0\vec{r}} + \vec{A}_s e^{i\vec{k}_0'\vec{r}} + \vec{B}_s e^{i\vec{k}_\tau\vec{r}}, \tag{3}$$

где $\vec{A}$, $\vec{B}$ – комплексные векторные амплитуды полей зеркально отраженной и дифрагированной волн, $\vec{k}_0 = (\vec{k}_{0t}, k_{0z})$, $\vec{k}_0' = (\vec{k}_{0t}, -k_{0z})$, $\vec{k}_\tau = (\vec{k}_{0t} + 2\pi\vec{\tau}, \sqrt{k_0^2 - k_{\tau t}^2})$, ось z перпендикулярна к поверхности кристалла и направлена вглубь среды, индекс t обозначает тангенциальную составляющую вектора, $s = \sigma, \pi$.

Поле зеркально отраженной и дифрагированной волн можно представить также в виде суммы составляющих с правой и левой круговыми поляризациями $\vec{A} = \vec{A}_+ + \vec{A}_-$, $\vec{B} = \vec{B}_+ + \vec{B}_-$, где амплитуды $A_\pm$ и $B_\pm$ имеют вид:

$$A_\pm = \frac{1}{2}\left[A_\sigma(p_+ + p_-) \pm A_\pi(p_+ - p_-)\right], \quad B_\pm = \frac{1}{2}\left[B_\sigma(p_+ + p_-) \pm B_\pi(p_+ - p_-)\right] \tag{4}$$

(явные выражения для $A_{\pi,\sigma}$ и $B_{\pi,\sigma}$ найдены в [1]). Раскладывая поле на σ- и π- составляющие, находим уравнение связи параметров эллипса поляризации δ_0 и ψ_0 падающей волны с аналогичными характеристиками δ_A и ψ_A зеркально отраженной

$$\delta_A = \frac{1}{2}\left(-x \pm \sqrt{x^2 - 4}\right), \quad |\delta_A| \leq 1, \tag{5}$$

$$\psi_A = arctg\left(-\frac{1 + \delta_A\, Im y}{Re y}\right),$$

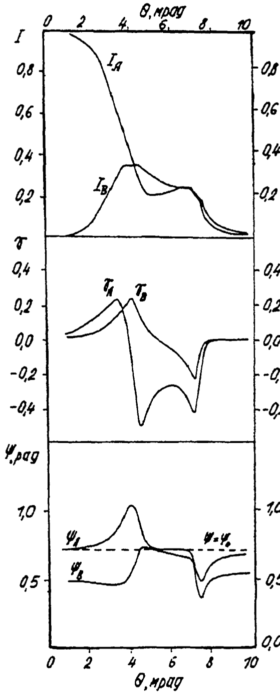
где $x = \frac{1+|y|^2}{Im y}$, $y = \frac{A_\sigma}{A_\pi} \cdot \frac{\delta_0 tg\psi_0 - i}{\delta_0 + i tg\psi_0}$.

Степень круговой поляризации этой волны есть $\gamma_A = 2\delta_A/(1+\delta_A^2)$. Выражения для δ_B и ψ_B получаются из (5) заменой A на B.

Будем далее рассматривать изменение состояния поляризации при ПД для линейно поляризованной падающей волны, т.е. положим $\gamma_0 = 0$. В общем случае произвольного ψ_0 отраженные волны будут иметь, как следует из (5), эллиптическую поляризацию, параметры которой определяются величиной ψ_0 и отношением A_π / A_σ для зеркальной волны и B_π / B_σ для дифрагированной. Изменение состояния поляризации отраженных волн связано, таким образом, с различием фаз и амплитуд σ- и π-волн. Вдали от критических углов отражения $A_\pi \cong A_\sigma$ и зеркально отраженная волна будет повторять поляризацию падающей, поляризация дифрагированной волны также при этом стремится к линейной, но за счет различия амплитуд рассеяния для σ- и π-волн изменяет угол наклона по закону $tg\psi_B \cong \cos 2\varphi_{BR} \cdot tg\psi$, где φ_{BR} – угол Брэгга, т.е. происходит вращение плоскости поляризации падающей волны. В области критических углов отражения волны в среде становятся неоднородными, экспоненциально затухающими вглубь среды, причем $Im k_z > Re k_z$ даже при отсутствии собственного поглощения в кристалле. Как следствие, в этих точках фазы прошедших и дифрагированных волн испытывают резкие скачки. При этом отраженные волны могут приобретать достаточно большую степень круговой поляризации с одновременным поворотом большей полуоси эллипса относительно ориентации линейнополяризованной падающей волны.

В качестве примера рассмотрим дифракцию CuK_α-излучения (λ = 1.54 Å) на плоскостях (220) кристалла германия. Пусть падающее излучение поляризовано линейно. Максимальную степень круговой поляризации отраженная волна будет приобретать при ориентации плоскости поляризации падающей волны под углом, обеспечивающим примерно одинаковую эффективность возбуждения σ- и π- составляющих. На рис. 1 и 2 приведены зависимости характеристик отраженных в вакуум волн при ψ_0 = 0.7 рад. Максимальная степень круговой поляризации отраженных в вакуум волн ($\gamma \cong 0.5$) соответствуют двум критическим углам отражения $\theta \cong 4$ и $\theta \cong 7$ мрад (рис. 1). В этих точках большие полуоси эллипсов поляризации отраженных волн поворачиваются относительно направления поляризации падающей волны на углы порядка 15°. Вдали от критических углов отражения поляризация зеркальной волны совпадает с поляризацией падающей, а плоскость поляризации дифрагированной волны поворачивается в сторону σ-плоскости на угол порядка 0.2 рад.

На рис. 2 представлены соответствующие зависимости от параметра $\alpha = [2\vec{k}_{0t} \cdot 2\pi\vec{\tau} + (2\pi\vec{\tau})^2]/k_0^2$, характеризующего отклонение от точного выполнения условия Брэгга, при угле падения рентгеновских квантов, близком к одному из критических углов отражения



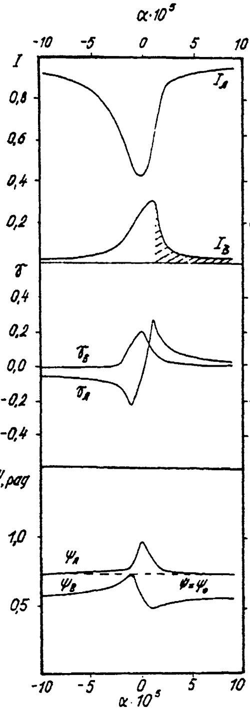


Рис. 1. Зависимость интенсивностей I и параметров поляризации γ и ψ зеркально отраженной (с индексом А) и дифрагированной (с индексом В) волн от угла падения θ при $\alpha = 6 \cdot 10^{-6}$, θ – угол между $\vec{k}_o$ и поверхностью кристалла.

Рис. 2. Зависимость интенсивностей I и'параметров поляризации γ и ψ зеркально отраженной (с индексом А) и дифрагированной (с индексом В) волн от параметра дифракции α при угле падения θ = 3,5 мрад.

(θ = 3.5 мрад). Максимальная степень круговой поляризации волн в этом направлении соответствует области выполнения условия Вульфа–Брэгга $|\alpha| \leqslant |\chi_o|$ (в нашем случае для λ = 1,54 Å $\chi_o \approx -3 \cdot 10^{-5} + i\ 9 \cdot 10^{-7}$). Зеркальная волна в условиях полного внешнего отражения изменяет направление вращения вектора поля при переходе через точку α = 0. Отметим, что при выполнении условия $\alpha > k_{oz}^2/k_o^2$, дифрагированная волна становится поверхностной [3]. Области возбуждения поверхностной дифрагированной волны на рис. 2 заштрихованы.

Таким образом, сильная пространственная анизотропия кристалла вблизи точного выполнения условия Вульфа–Брэгга и наличие двух критических углов отражения приводят к скачкам фаз амплитуд зеркальной и дифрагированной отраженных волн при ПД. Это приводит к резкому изменению степени круговой поляризации этих волн и повороту плоскости поляризации. Соответствующие поляризационные характеристики γ и ψ оказываются весьма чувствительными к углу падения излучения на поверхность кристалла вблизи критических углов отражения и к расстройке параметра дифракции α от точного выполнения условия Вульфа-Брэгга, что может служить дополнительным каналом для исследования приповерхностной структуры кристаллов, а также анализа и изменения состояния поляризации рентгеновского излучения. Существуют такие направления дифракции, при которых падающий линейно поляризованный пучок рентгеновских квантов может приобретать в процессе отражения достаточно большую степень круговой поляризации.

Список литературы

[1] Барышевский В.Г. // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2. В. 3. С. 112-115.
[2] Андреев А.В. // УФН. 1985. Т. 145. В. 1. С. 113-136.
[3] Андреев А.В., Ковьев Э.К., Матвеев Ю.А., Пономарев Ю.В. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. С. 412-415.

Поступило в Редакцию
23 марта 1991 г.