

РЕНТГЕНОВСКИЕ ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ

А.В.Андреев, Э.К.Ковьев, Ю.А.Матвеев, Ю.В.Пономарев

Показано, что при малых углах падения рентгеновского излучения на монокристалл дифракция в поверхностном слое приводит к формированию поверхностных волн со следующей структурой: интенсивность максимальна на границе раздела и затухает по обе стороны от нее.

Предметом настоящей статьи является исследование особенностей полного внешнего отражения (ПВО) от монокристаллов. Показано, что динамическая дифракция в поверхностном слое на системе плоскостей, перпендикулярных входной грани кристалла, приводит к возникновению дифрагированной поверхностной волны, затухающей как вглубь кристалла, так и в вакуум и имеющей аномальный коэффициент поглощения вдоль поверхности. Определены условия возникновения поверхностной волны.

Условие возникновения поверхностных волн на границе раздела вакуум – среда имеет вид $\epsilon(\omega, k) < -1$. Отрицательность диэлектрической проницаемости обуславливает затухание волны вглубь среды, а условие $|\epsilon| > 1$ обеспечивает комплексность волнового вектора в вакууме. В рентгеновском диапазоне диэлектрическая проницаемость имеет вид $\epsilon_x = 1 - \delta$, где величина $\delta \sim 10^{-5}$, поэтому, казалось бы, нет оснований надеяться на возникновение рентгеновских поверхностных волн. Однако, ниже показано, что такая возможность существует. Поскольку $\epsilon_x < 1$, то затухание волны вглубь кристалла можно обеспечить, возбуждая ее в условиях ПВО. Для затухания волны в вакуум необходимо обеспечить условие $|\epsilon_x| > 1$, это достигается в условиях динамической дифракции, так как для дифрагированной волны в пределах брегговского максимума $\epsilon_x(k)$ может быть как меньше, так и больше единицы. Поэтому при дифракции в условиях ПВО на плоскостях кристалла, перпендикулярных входной грани, подбором точки возбуждения можно возбудить в направлении дифрагированной волны поверхностную рентгеновскую волну.

Определим условия возникновения поверхностной рентгеновской волны. Они следуют из непрерывности тангенциальных компонент волновых векторов на границе раздела и дисперсионного уравнения двухволновой дифракции в среде. Картина взаимного расположения волновых векторов волн в вакууме и в среде представлена на рисунке. Индексами \vec{k} обозначены волновые вектора волн, распространяющихся в вакууме, а k – в среде. Пусть вектор H_h параллелен поверхности кристалла. Тогда проекции волновых векторов падающей \vec{k} , зеркально отраженной \vec{k}_0 и динамически связанных в кристалле волн k_0, k_h на оси выбранной нами системы координат можно записать в виде

$$\begin{aligned} \vec{k} &= \{ \kappa \sin \theta_0 \cos(\varphi - \eta), -\kappa \sin \theta_0 \sin(\varphi - \eta), \kappa \cos \theta_0 \} \\ \vec{k}_0 &= \{ \kappa \sin \theta_0 \cos(\varphi - \eta), -\kappa \sin \theta_0 \sin(\varphi - \eta), -\kappa \cos \theta_0 \} \\ \vec{k}_0 &= \{ \kappa \sin \theta_0 \cos(\varphi - \eta), -\kappa \sin \theta_0 \sin(\varphi - \eta), \kappa \cos \theta_0 - \Delta \} \\ \vec{k}_h &= \{ \kappa \sin \theta_0 \cos(\varphi - \eta), H - \kappa \sin \theta_0 \sin(\varphi - \eta), \kappa \cos \theta_0 - \Delta \} \end{aligned} \quad (1)$$

где $H_h = \{ 0, H, 0 \}$, $\kappa = \omega / c$, η – полярный угол отстройки от точного угла Брэгга, $\vec{\Delta} = \{ 0, 0, \Delta \}$ – вектор рефракции. В двухволновом приближении решение стандартного дисперсионного уравнения приводит к четырем значениям Δ_i ($i = 1, 2, 3, 4$). Однако, для полубесконечного кристалла физический смысл имеют лишь следующие два:

$$\Delta_i = \kappa \cos \theta_0 - \left[k^2 - \kappa^2 \sin^2 \theta_0 - \frac{\kappa^2 a}{2} \pm \kappa^2 \sqrt{\frac{a^2}{4} + (4\pi C)^2 \chi_h^- \chi_h} \right]^{1/2}, \quad (2)$$

где $k^2 = \kappa^2 (1 + 4\pi\chi_0) = \kappa^2\epsilon$, C – коэффициент поляризации, χ_0, χ_h – Фурье коэффициенты поляризуемости кристалла,

$$a = \frac{2H}{\kappa} \left[\frac{H}{2\kappa} - \sin\theta_0 \sin(\varphi - \eta) \right] \approx 2\eta \sin 2\varphi \sin^2\theta_0. \quad (3)$$

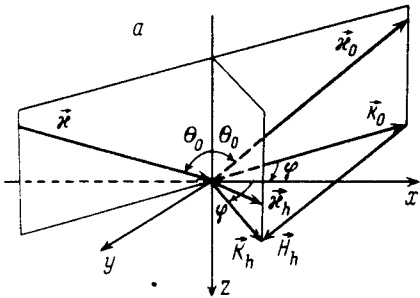
Таким образом, в кристалле в условиях ПВО могут распространяться волны с векторами k_{oi} и k_{hi} ($i = 1, 2$), соответствующие двум дисперсионным поверхностям:

$$k_{oi}^2 = \kappa^2 \left(\epsilon - \frac{a}{2} \pm \sqrt{\frac{a^2}{4} + (4\pi C)^2 \chi_h \chi_0} \right) = \kappa^2 \epsilon_{oi},$$

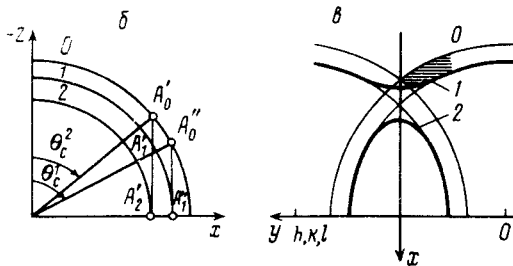
$$k_{hi}^2 = \kappa^2 \left(\epsilon + \frac{a}{2} \pm \sqrt{\frac{a^2}{4} + (4\pi C)^2 \chi_h \chi_0} \right) = \kappa^2 \epsilon_{hi}, \quad (4)$$

$$k_{0zi} = k_{hzi} = \kappa \sqrt{\epsilon_{oi} - \sin^2\theta_0}.$$

Поэтому в отличие от однородной среды, явление ПВО рентгеновских лучей от кристалла характеризуется не одним критическим углом θ_c , а двумя для каждой поляризации излучения ($\sin\theta_{ci} = \sqrt{\epsilon_{oi}}$). На это обстоятельство, по-видимому, впервые было указано в ². Как видно из рис. б структура волновых полей в среде и в вакууме сильно различается в следующих трех диапазонах значений θ_0 : при $\theta_0 < \theta_{c2}$ все волны k_{oi} и k_{hi} распространяются вглубь кристалла. При $\theta_{c2} \leq \theta_0 < \theta_{c1}$ вглубь кристалла распространяются лишь волны, соответствующие одному из центров возбуждения. Волны, соответствующие второму центру возбуждения, распространяются параллельно поверхности кристалла, затухая вглубь. При $\theta_0 \geq \theta_{c1}$ все четыре волны k_{oi} , k_{hi} распространяются вдоль поверхности.



а – Геометрия дифракции рентгеновских лучей при малых углах скольжения; волновые вектора соответствуют волнам: \vec{k}_0 – зеркально отраженной, \vec{k}_0 – преломленной, $\vec{k}_h = \vec{k}_0 + \vec{H}_h$ – дифрагированной, \vec{k}_h – вакуумной дифрагированной.



б – Сечение дисперсионной поверхности плоскостью $\alpha = \text{const}$; "0" – след кинематической сферы с центром в начале обратной решетки; "1" ("2") – след верхнего (нижнего) листа дисперсионной поверхности для одной из поляризаций; A_i – центры возбуждения волн

в – Сечение дисперсионной поверхности плоскостью параллельной входной грани кристалла; заштрихована область точек возбуждения, для которых величина волнового вектора дифрагированной волны больше $\kappa = \omega/c$

Таким образом, при $\theta_0 \geq \theta_{c2}$ в вакууме возбуждается новая волна – \vec{k}_h (рис.а), направление распространения которой определяется из условия непрерывности тангенциальной составляющей волнового вектора. Следовательно, в выбранной нами системе координат \vec{k}_h имеет следующие компоненты:

$$\vec{k}_h = \{ \kappa \sin\theta_0 \cos(\varphi - \eta), H - \kappa \sin\theta_0 \sin(\varphi - \eta), -\kappa \cos\theta_h \}, \quad (5)$$

где

$$\cos\theta_h = \sqrt{\cos^2\theta_0 - a}. \quad (6)$$

Наиболее важным следствием последней формулы является то обстоятельство, что при $a > \cos^2 \theta_0$ и $\theta_0 \geq \theta_{c1}$ в направлении k_n возникает поверхностная волна, затухающая как вглубь кристалла, так и в вакуум. Геометрическое место точек возбуждения, для которых реализуется указанная ситуация, заштриховано на рис. 6. Несложно видеть, что при значениях χ_n близких к χ_0 область возбуждения поверхностных волн лежит в пределах брэгговского максимума. Одним из следствий этого является уменьшение коэффициента поглощения (μ) части поверхностной волны, распространяющейся в среде, и в определенных условиях дифракции для нее будем иметь $\mu \ll \mu_0$, где μ_0 — нормальный фотоэлектрический коэффициент поглощения.

Полученные нами результаты непосредственно обобщаются и на случай дифракции мессбауэровского излучения.

В заключение можно предположить, что дальнейшие исследования рентгеновских поверхностных волн в различных средах и особенностей их рассеяния на границе раздела, позволят создать уникальный метод изучения реальной структуры поверхности.

Литература

1. Агранович В.М., Гинзбург В.Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теории экситонов. М.: Наука, 1979.
2. Барышевский В.Г. Письма в ЖТФ, 1976, 2, 112.

Институт кристаллографии
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 марта 1982 г.