

УДК 548.73;537.531

СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА АНОМАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ В СЛАБО ДЕФОРМИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ

А. М. ЕГИАЗАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 2 июля 1984 г.)

Предложен и теоретически обоснован способ определения коэффициента аномального поглощения рентгеновских лучей в слабо деформированных кристаллах. Способ основан на преобразовании Радона и применим, когда градиент параметра отклонения меньше 10^{-3} см $^{-1}$.

Исследование картин, возникающих при дифракции рентгеновских лучей в кристаллах, сводится к определению физических параметров кристаллов с помощью этих картин. В частности, задача измерения и определения коэффициента аномального поглощения рентгеновских лучей в совершенных кристаллах исследована экспериментально и теоретически и известна в литературе [1]. Задача определения коэффициента аномального поглощения рентгеновских лучей в несовершенных кристаллах также актуальна.

В настоящей работе предложен и теоретически обоснован способ определения этого коэффициента для слабо деформированных кристаллов. Способ основан на методе рентгеновской томографии, который использует преобразование Радона [2, 3]. Это преобразование широко применяется также в голографической интерферометрии [4].

Пусть точечный источник рентгеновских лучей единичной интенсивности расположен на поверхности совершенного кристалла с плоско-параллельными гранями. При $\mu t \gg 1$, где μ — линейный коэффициент поглощения излучения, а t — толщина кристалла, имеет место аномальное прохождение излучения (эффект Бормана). На фотопластинке, расположенной очень близко к выходной грани кристалла параллельно ей регистрируется интенсивность дифрагированного излучения J_0 . Координатная ось x параллельна входной поверхности кристалла, а ось z перпендикулярна к ней (см. рисунок). В рассматриваемом случае линии потока энергии прямые, и если p и θ являются параметрами нормальных уравнений этих прямых, то имеет место равенство

$$\ln [1/J_0(p, \theta)] = \int_{l(p, \theta)} \mu_0 dl, \quad (1)$$

где μ_0 — коэффициент аномального поглощения, а l — соответствующая прямая.

В случае слабо деформированного кристалла линии потока энергии не прямые и в случае плоской монохроматической падающей волны удовлетворяют следующему уравнению [1]:

$$-\frac{d}{dz}\left(\frac{\chi x}{\sqrt{1-x^2}}\right) = -\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x}\right)\alpha(r), \quad (2)$$

где $\dot{x} = \frac{dx}{dz}$, χ — поляризуемость кристалла, параметр смещения

$$\alpha(r) = \lambda^2 \left[\frac{1}{d_h^2(r)} - \frac{2 \sin \theta}{\lambda d_h} \right],$$

λ — длина волны излучения, d_h — локальное межплоскостное расстояние, θ — угол Брэгга.

Выведем условие пренебрежения искривлением потока энергии с точки зрения дополнительного поглощения. Когда

$$\alpha(r) = \alpha(z) = \alpha_0 + \alpha'z,$$

где α_0 и α' — постоянные, уравнение (2) принимает вид

$$\chi \left[1 - \left(\frac{dx}{dz} \right)^2 \right] \frac{d^2x}{dz^2} + \chi \left(\frac{dx}{dz} \right)^3 = \alpha' \left[1 - \left(\frac{dx}{dz} \right)^2 \right]^{3/2}. \quad (3)$$

Уравнение (3) будем решать методом последовательных приближений. Пусть

$$\frac{d^2x}{dz^2} \ll \frac{\alpha}{\chi} \left[1 - \left(\frac{dx}{dz} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (4)$$

Тогда уравнение (3) примет вид

$$q^3 + \left(\frac{1-3\beta}{\beta} \right) q^2 + 3q - 1 = 0, \quad (5)$$

где

$$\beta = \frac{\alpha'}{\chi}, \quad q = \left(\frac{dx}{dz} \right)^2.$$

При условии $\beta \sim \left(\frac{\sin 2\theta \cdot \Delta\theta}{t\chi} \right) \gg 1$ решение уравнения (5) будет

$$q_1 = 1 - \frac{1}{(2\beta)^{1/3}}. \quad (6)$$

Подставив решение (6) в уравнение (3), в следующем приближении получим

$$q_2 = z \left[1 + 0,4 \left(\frac{\alpha'}{\chi} \right)^{2/3} \right] + 1 - 0,8 \left(\frac{\chi}{\alpha'} \right)^{2/3}. \quad (7)$$

В рассматриваемом приближении дополнительным поглощением, обусловленным искривлением линий потока энергии, можно пренебречь и считать эти линии прямыми, если имеет место условие

$$\mu_0 \int_0^l \left[\sqrt{1+q_2^2} - \sqrt{1+q_1^2} \right] dz \ll 1. \quad (8)$$

Подставляя выражения (6) и (7) в (8), получим

$$\frac{1}{2} \left[1 - 0,4 t \left(\frac{\alpha'}{\chi} \right)^{2/3} \right] \left[1 + \frac{1}{2} \left(1 - 0,4 t \left(\frac{\alpha'}{\chi} \right)^{2/3} \right) \right] \ll \ll \left[1 + \left(\frac{\alpha'}{\chi} \right)^{2/3} 0,4 \right] \left[\frac{1}{\mu_0} + \sqrt{2} t \right] \text{ см}^{-1} + 1,15. \quad (9)$$

Из (9) следует, что в несовершенных кристаллах при прохождении рентгеновских лучей линии потока энергии можно считать прямыми, в частности, для отражения излучения $AgK_{\alpha 1}$ от плоскостей (220) кристалла Si толщиной $t = 1$ см, когда $\alpha' = 10^{-3} \text{ см}^{-1}$.

Когда по схеме с той же геометрией, представленной на рисунке, регистрируется интенсивность J_1 дифрагированного рентгеновского излу-

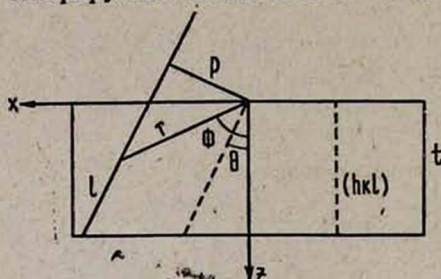


Схема регистрации интенсивности рассеянной волны.

ния от кристалла, имеющего внутренние искажения, для которых $\alpha' \ll 10^{-3} \text{ см}^{-1}$, то

$$\ln [1/J_1(p, \theta)] = \int_{l(p, \theta)} \mu(r, \Phi) dl, \quad (10)$$

где r и Φ — полярные координаты точки на линии $l(p, \theta)$. Из (1) и (10) следует, что

$$\ln \frac{J_0(p, \theta)}{J_1(p, \theta)} = \int_{l(p, \theta)} [\mu(r, \Phi) - \mu_0] dl. \quad (11)$$

В рассматриваемом случае функция $\mu(r, \Phi) - \mu_0$ удовлетворяет условиям применимости преобразования Радона [2, 3]. Следовательно, имеем

$$\mu(r, \Phi) = \mu_0 + \frac{1}{2\pi^2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial p} [\ln J_0 - \ln J_1] \frac{dp}{r \sin(\Phi - \theta) - p}. \quad (12)$$

Таким образом, измеряя интенсивности $J_0(p, \theta)$ и $J_1(p, \theta)$ в соответствующих областях изменения p и θ , в рассматриваемом случае можно из (12) определить пространственное распределение коэффициента аномального поглощения рентгеновских лучей для кристалла с малыми внутренними искажениями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пинскер Э. Г. Рентгеновская кристаллооптика. Изд. Наука, М., 1982.
2. Хелиасон С. Преобразование Радона. Изд. Мир, М., 1983.
3. Radon J. Ber. Verh. Sächs. Akad. Wiss. Leipzig, Math.—Nat. Kl., 69, 262 (1917).
4. Вест Ч. Голографическая интерферометрия. Изд. Мир, М., 1982.

**ԹՈՒՅՂ ԴԵՏԵՐՄԻՆԱՑՎԱԾ ԲՆՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ
ԱՆՈՄԱԼ ԿՂԱՆՄԱՆ ԳՈՐԾԱԿՑԻ ՈՐՈՇՄԱՆ ԵՂԱՆԱԿ**

Ա. Մ. ԵՂԻԱԶԱՐՅԱՆ

Առաջարկված է դեֆորմացված բյուրեղներում ռենտգենյան ճառագայթման անոմալ կլանման գործակցի որոշման եղանակ, եղանակը հիմնվում է Ռադոնի ձևափոխության վրա և ճիշտ է, երբ շեղման պարամետրերի գրադիենտը փոքր է 10^{-3} սմ $^{-1}$ ։

A METHOD FOR THE DETERMINATION OF X-RAY ANOMALOUS ABSORPTION COEFFICIENT IN WEAKLY DEFORMED CRYSTALS

A. M. EGIAZARYAN

A method for the determination of X-ray anomalous absorption coefficient in weakly deformed crystals is proposed. The method is based on the Radon transformation and is applicable when the gradient of the deviation parameter is smaller than 10^{-3} cm $^{-1}$.