

УДК 548.732

О ТЕОРИИ ПОЛНОЙ ПЕРЕБРОСКИ СФЕРИЧЕСКОЙ РЕНТГЕНОВСКОЙ ВОЛНЫ

Р. Г. ГАБРИЕЛЯН, А. А. АСЛАНЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

Теоретически исследовано явление полной переброски сферического рентгеновского излучения в кристаллах под действием внешних воздействий.

В работах [1, 2] было обнаружено явление полной переброски рентгеновского излучения из прямого направления в дифрагированное в монокристаллах кварца, находящихся под действием температурного градиента или ультразвуковых колебаний. Первые теоретические расчеты [2] с целью сравнения с экспериментом были выполнены для плоской рентгеновской волны, а затем в работе [3] была учтена расходимость падающего пучка. Более корректное рассмотрение задачи требует учета того, что падающая волна в общем случае является сферической.

В настоящей работе теоретически исследовано явление полной переброски сферического рентгеновского излучения в кристаллах под действием внешних воздействий.

В искаженных кристаллах падающая рентгеновская волна преобразуется в модифицированные блоховские волны с волновыми векторами $\mathbf{k}_g$:

$$D(\mathbf{r}) = \sum_g D_g(\mathbf{r}) \exp i(\mathbf{k}_g \mathbf{r} - g\mathbf{u}). \quad (1)$$

При этом фурье-компоненты поля $D_g(\mathbf{r})$ зависят от координат и удовлетворяют уравнениям Такаги [4], которые в случае двухволнового приближения ($g = 0, h$) имеют следующий вид:

$$\frac{\partial D_0}{\partial z} + \operatorname{tg} \vartheta \frac{\partial D_0}{\partial x} = i \frac{\pi}{\Lambda} D_h, \quad D_0(x, 0) = f(x), \quad (2)$$

$$\frac{\partial D_h}{\partial z} - \operatorname{tg} \vartheta \frac{\partial D_h}{\partial x} = i \frac{\pi}{\Lambda} D_0 + i \left(\frac{\partial x}{\partial z} - \operatorname{tg} \vartheta \frac{\partial x}{\partial x} \right) D_h, \quad D_h(x, 0) = 0,$$

где $\alpha = \mathbf{h}\mathbf{u}$ — мера деформации, $\mathbf{h}$ — вектор обратной решетки, $\mathbf{u}$ — вектор смещения атома из положения равновесия под действием внешних возмущений, Λ — длина экстинкции, $f(x)$ — фронт волны.

Из уравнений (2) следует, что для сферической волны с волновым фронтом

$$f(x) = \frac{e^{iKL_1}}{L_1} \exp \left(i \frac{K_1^2}{2L_1} x^2 \right), \quad (3)$$

где L_1 — расстояние от источника до кристалла, K — волновое число рентгеновского кванта в вакууме, $\gamma = \cos \vartheta$, задача дифракции является дву-

мерной. Однако можно показать, что если мера искажения α является одномерной функцией координаты z вдоль толщины кристалла, то задачу можно привести к одномерному случаю.

Действительно, совершив фурье-преобразование

$$D_i(x, z) = \frac{1}{2\pi \operatorname{tg} \vartheta} \int_{-\infty}^{\infty} F(p) V_i(p, z) \exp \left(ip \left(-\frac{x}{\operatorname{tg} \vartheta} - z \right) \right) dp, \quad i = 0, h, \quad (4)$$

где

$$F(p) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-\frac{ipx}{\operatorname{tg} \vartheta}} dx = \sqrt{\frac{2i\pi}{\gamma^2 K L_1}} \exp \left(-i \frac{L_1 p^2}{2K \sin^2 \vartheta} + iKL_1 \right),$$

для V_0 и V_h получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$V_0' = i \frac{\pi}{\Lambda} V_h, \quad (5)$$

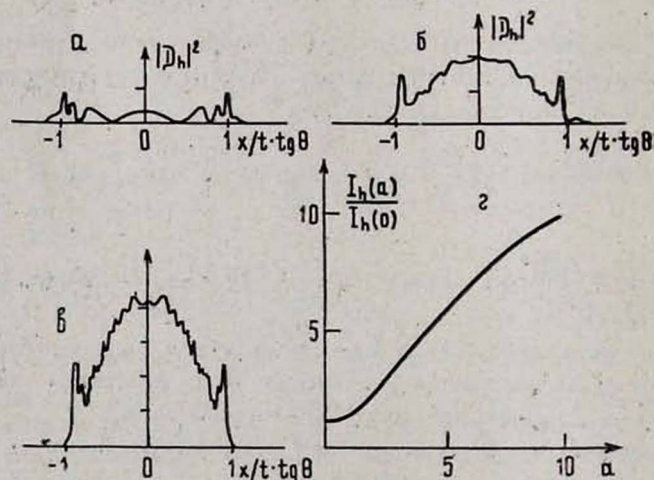
$$V_h' = i \frac{\pi}{\Lambda} V_0 + i(2p + \alpha') V_h$$

(производная берется по z) с граничными условиями

$$V_0(p, 0) = 1, \quad V_h(p, 0) = 0. \quad (6)$$

Таким образом, нахождение D_h свелось к нахождению V_h из более простых, чем (2), уравнений (5) с граничными условиями (6) для плоской волны.

При определенных видах искажения α уравнения (5) решаются аналитически [5, 6]. Однако в наиболее общем случае их можно решить только численно. Подставив выражение для α' из работы [2]



Распределение интенсивности дифрагированного излучения в относительных единицах на выходной поверхности кристалла в случае идеального кристалла а) $\alpha = 0$ и деформированного кристалла: б) $\alpha = 4$, в) $\alpha = 10$; 2) зависимость относительной интегральной интенсивности дифрагированного излучения от амплитуды α ультразвуковых колебаний.

$$a' = 2 \cdot \frac{\pi a}{\Lambda} \cos \frac{\pi}{t} z, \quad (7)$$

где a — коэффициент, пропорциональный амплитуде A ультразвуковых колебаний, в систему (5) и проинтегрировав ее численно, с помощью выражения (4) находим интенсивность $|D_h(x, t)|^2$. На рисунке приведены зависимости интенсивности дифрагированного излучения от координаты на выходной поверхности для разных значений a при следующих значениях параметров: $T = \pi t / \Lambda = 12,8$, $L_1 = 25$ см, $\lambda = 0,71$ Å. Как видим, по мере увеличения a площадь под кривыми резко возрастает.

В экспериментах [1, 2] была измерена интегральная интенсивность I_h , которая находится по формуле

$$I_h = \int_{-\infty}^{\infty} |D_h|^2 dx = \frac{1}{\gamma^2 K L_1 \operatorname{tg} \psi} \int_{-\infty}^{\infty} |V_h(p, z)|^2 dp. \quad (8)$$

На рисунке (2) приведена зависимость относительной интенсивности $I_h(a) / I_h(0)$ от амплитуды a колебаний. По мере увеличения a интенсивность растет и при значении $a \sim 10$ имеет место десятикратное увеличение I_h . Такое поведение находится в хорошем согласии с экспериментальными данными [1, 2].

ЛИТЕРАТУРА

1. Мкртчян А. Р., Навасардян М. А., Мирзоян В. К. Письма в ЖТФ, 8, 677 (1982).
2. Мкртчян А. Р. и др. Письма в ЖТФ, 9, 1181 (1983).
3. Gabrielyan R. G. et al. Phys. Stat. Sol. (a), 92, 361 (1985).
4. Takagi S. Acta Cryst., 15, 1211 (1962); J. Phys. Soc. Japan, 26, 1239 (1969).
5. Penning P. Philips Res. Repts., Suppl., 21, 1 (1966).
6. Тихонова Е. А. В сб. «Субструктурное упрочнение металлов и дифракционные методы исследования». Киев, 1985, с. 203.

ՌԵՆԴԵՐԱՆԻՍԱՆ ՍՖԵՐԻԿ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԼՐԻՎ ՎԵՐԱՄՂՄԱՆ ՏԵՍՈՒՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ռ. Գ. ԴԱՐԴԵԼԻԱՆ, Հ. Ա. ԱՍԼԱՆՅԱՆ

Տեսակետներն հետազոտված է բյուրեղներում ռենտգենյան սֆերիկ ալիքների լրիվ վերամղման երևույթը արտաքին ազդեցությունների առկայությամբ:

ON THE THEORY OF COMPLETE PUMPING OF SPHERICAL X-RAY WAVES

H. G. GABRIELIAN, H. A. ASLANYAN

The complete pumping of spherical X radiation in crystals affected by exterior effects is theoretically investigated.