$C_{36}Ba$ с ростом температуры эмиттера от 1100 до 1600 К повышается от 2.5 до 3.0 эВ. В течение 1000 ч наблюдалась стабильная работа диода в режиме преобразования без цезиевого наполнения. Дальнейшее повышение плотности тока в плазменном диоде следует ожидать при использовании в качестве эмиттера барированного графита с фазовым составом, близким к C_6Ba.

Список литературы

[1] *Huffmann F. N., Lieb D., Rufeh F.* // Proc. 12th Intersoc. Energy Convers. Eng. Conf. Washington, 1977. P. 1575.

[2] *Huffmann F. N., Rufeh F.* Development of Advanced Thermionic Converters. World Electrotechnical Congress Moskov, 1977. Section 5A. Paper 33.

[3] *Щербинин П. П.* Термоэмиссионные преобразователи. ВИНИТИ АН СССР. Сер. Генераторы прямого преобразования тепловой и химической энергии в электрическую. Т. 6. М., 1981. 115 с.

[4] *Макаров А. Н., Лям А. Л., Баранов Г. Д.* // ЖТФ. 1977. Т. 47. Вып. 12. С. 2522—2525.

[5] *Каландаришвили А. Г.* Источники рабочего тела для термоэмиссионных преобразователей энергии. М.: Энергоатомиздат, 1986. 184 с.

[6] *Гвердцители И. Г., Каландаришвили А. Г., Кашия В. Г.* // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. 1987. Т. 23. № 1. С. 56—58.

Сухумский физико-технический институт им. И. Н. Векуа

Поступило в Редакцию 27 апреля 1990 г.

---

05 *Журнал технической физики, т. 61, в. 4, 1991*

ПРЯМОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФАЗ СТРУКТУРНЫХ АМПЛИТУД В КРИСТАЛЛАХ, ОБЛУЧАЕМЫХ ЛАЗЕРОМ

И. В. Поликарпов, В. В. Скадоров

Регистрация интенсивности рефлекса в экспериментах по изучению дифракции рентгеновского излучения в кристаллах позволяет измерить лишь модуль структурной амплитуды Для получения полной информации о кристаллической структуре необходимо также знать фазу структурной амплитуды. Определение фаз структурных амплитуд является одной из важных проблем в физике дифракции рентгеновских квантов в кристаллах. Известен ряд прямых методов решения этой задачи, таких как метод изоморфного замещения, аномальной дисперсии, многоволновой дифракции, стоячих рентгеновских волн (см. [1-5] и ссылки в них). Каждый из вышеперечисленных методов имеет свои ограничения, связанные, например, с необходимостью внедрения в кристаллическую структуру тяжелых атомов и возможностью расшифровки не слишком сложных молекулярных структур [5], а также необходимостью использования рентгеновских лучей с энергией выше и ниже резонансных уровней атомов среды, наличия достаточно совершенных динамически рассеивающих объектов. Между тем возможен метод прямого определения фаз структурных амплитуд, не требующий выращивания новых кристаллов или подбора длины волны излучения, который может быть применен как к идеальному, так и к кинематически рассеивающему кристаллам.

В настоящей работе впервые показано, что в кристалле, подверженном воздействию лазерного излучения, возможен принципиально новый метод определения фаз структурных амплитуд. Суть его заключается в измерении фаз амплитуд рассеяния каждого из атомов в элементарной ячейке кристалла.

В самом деле, воздействие лазерного излучения может приводить к когерентному возбуждению оптических колебаний среды и комбинационному рассеянию рентгеновских лучей [6, 7]. В недавнем эксперименте [8] по исследованию влияния лазерного излучения ИК диапазона на дифракцию рентгеновских лучей в кристалле показано, что когерентное возбуждение поперечных оптических фононов эффективно влияет на процессы дифракции, приводя к увеличению интенсивности дифрагирующего излучения. Теория дифракции рентгеновских лучей на таком кристалле может быть построена аналогично тому, как это делается в случае возбуждения в образце высокочастотных волн (см., например, [9]). При этом вызванная лазерным воздействием добавка к интегральной интенсивности рентгеновского излучения, динамически дифрагирующего в геометрии Лауэ на слабопоглощающем кристалле, может быть записана в виде

$$\Delta I^s = I_0^s \frac{|\chi_\tau^1|}{|\chi_\tau|}, \tag{1}$$

где $I_0^s = (\pi/\varkappa_\tau|\, c_s)/(2\sqrt{\beta}\sin 2\theta_B)$ — интегральная интенсивность дифракционного максимума стационарного кристалла;

$$\chi_\tau = -\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\exp\{-W(\tau)\}\,|F(\tau)|\,e^{i\varphi}, \quad \chi_\tau^1 = -\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\exp\{-W(\tau)\}\,|F_1(\tau)|\,e^{i\varphi_1},$$

$$|F(\tau)|\,e^{i\varphi} = \sum_{i=1}^{N} f_i \exp\{i\tau\mathbf{r}_i\}, \quad |F_1(\tau)|\,e^{i\varphi_1} = \sum_{i=1}^{N} J_1(\tau\mathbf{a}_i)\, f_i \exp\{i\tau\mathbf{r}_i\}, \tag{2}$$

ω_p — лэнгмюровская частота рассеивающей среды, ω — частота рентгеновского излучения, $\exp\{-W(\tau)\}$ — фактор Дебая—Уоллера, c_s — поляризационный множитель, f_i — амплитуда рассеяния рентгеновских лучей i-м атомом; $\mathbf{r}_i$ — его координаты в элементарной ячейке кристалла, $\mathbf{a}_i$ — проекция амплитуды вынужденных колебаний i-го атома на плоскость рассеяния, N — число атомов в элементарной ячейке, $J_p(x)$ — функция Бесселя первого рода p-го порядка.

Из (1) следует выражение

$$\sum_{i=1}^{N} J_1(\tau\mathbf{a}_i)\,[f_i' \cos(\tau\mathbf{r}_i) - f_i'' \sin(\tau\mathbf{r}_i)] = A_n, \tag{3}$$

где

$$A_n = \frac{\Delta I^s}{I_0^s}\,\frac{\omega^2}{\omega_p^2}\,\frac{|\chi_\tau|}{\exp\{-W(\tau)\}}.$$

Рассматривая (3) как систему неоднородных уравнений с переменными коэффициентами относительно неизвестных $\cos(\tau\mathbf{r}_i)$ и $\sin(\tau\mathbf{r}_i)$, видим, что для однозначного определения этих величин необходимо $2N$ независимых уравнений. Таким образом, для однозначного восстановления фаз амплитуд рассеяния i-го атома $\tau\mathbf{r}_i$ необходимо провести измерения относительного изменения интегрального коэффициента отражения рентгеновских лучей для $2N$ различных значений амплитуд колебаний атомов кристалла $\mathbf{a}_i$. Величины можно легко менять варьированием напряженности поля $\mathbf{E}$ лазера или его проекции на плоскость рассеяния. С использованием фаз амплитуд рассеяния атомов из (2) однозначно определяется фаза структурной амплитуды φ.

Отметим, что аналогичный метод может быть использован в случае кинематической дифракции рентгеновских лучей в кристалле. В этом случае система уравнений для определения фаз амплитуд рассеяния имеет вид

$$\sum_{\substack{i,\,j=1\\ i\neq j}}^{N} [(J_0(\tau\mathbf{a}_i) + 2J_1(\tau a_i))\,(J_0(\tau\mathbf{a}_j) + 2J_1(\tau\mathbf{a}_j)) - 1]\,(f_1' \cos(\tau\mathbf{r}_i) - f_i'' \sin(\tau\mathbf{r}_i)) \times$$
$$\times (f_j' \cos(\tau\mathbf{r}_i) - f_j'' \sin(\tau\mathbf{r}_j)) = B_n, \tag{4}$$

где

$$B_n = \frac{\Delta I^s}{I_0^s}\,\frac{\omega^4}{\omega_p^4}\,\frac{|\chi_\tau|^2}{\exp\{-2W(\tau)\}}.$$

Очевидно, что система (4) позволяет получить величины $\tau(\mathbf{r}_i + \mathbf{r}_j)$. Для их однозначного определения требуется $(2N)^2$ уравнений и, как следствие, $(2N)^2$ измерений относительного изменения коэффициента отражения кристалла. В заключение отметим, что одна лишь оптимизация условий эксперимента [8] (фокусировка излучения и изменение ориентации кристалла) позволяет увеличить проекцию напряженности $\mathbf{E}$ на вектор обратной решетки кристалла τ по крайней мере на порядок. В связи с этим предлагаемый метод определения фаз структурных амплитуд кажется достаточно легко осуществимым экспериментально.

Авторы выражают благодарность Э. В. Золотоябко и Е. Н. Иолину за обсуждение результатов работы.

Список литературы

[1] *Порай-Кошиц М. А.* Практический курс рентгеноструктурного анализа. М., 1960.
[2] *Чжан Ш.* Многоволновая дифракция рентгеновских лучей в кристаллах. М.: Мир, 1987.
[3] *Ковьев Э. К., Симонов В. И.* // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. Вып. 5. С. 244—247.
[4] *Вартаньянц И. А., Ковальчук М. В., Кон В. Г.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. Вып. 11. С. 630—633.
[5] *Мессбауэр Р. Л., Парак Ф., Хоппе В.* // Мессбауэровская спектроскопия. М.: Мир, 1983. С. 12—43.
[6] *Агранович В. М., Гинзбург В. Л.* Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М.: Наука, 1979.
[7] *Барышевский В. Г.* Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях. Минск, 1982.
[8] *Chapman L. D, Hsiesh S. H., Colella R.* // Phys. Rev. B. 1984. Vol. 30. N 2. P. 1094—1096.
[9] *Polikarpov I. V., Skadorov V. V.* // Phys. Stat. Sol. (b). 1987. Vol. 143. P. 11—17.

Научно-исследовательский институт
ядерных проблем
при Белорусском государственном университете
им. В. И. Ленина
Минск

Поступило в Редакцию
22 февраля 1990 г.

07; 12

Журнал технической физики, т. 61, в. 4, 1991

МНОГОГРАДАЦИОННАЯ ЛИНЗА ФРЕНЕЛЯ

М. А. Голуб, Н. Л. Казанский, И. Н. Сисакян, В. А. Сойфер, Г. В. Успленьев, Д. М. Якуненкова

Формирование непрерывного микрорельефа киноформных линз Френеля [1] представляет значительные технологические трудности и лишь макетно решается отбеливанием фотопластинок. Эффективной технологией изготовления рельефно-фазовых линз Френеля со ступенчатым профилем зон является многократно повторяемое фотолитографическое травление [2] по набору бинарных фотошаблонов. Однако изготовление каждого фотошаблона из полного набора требует дополнительных затрат времени прецизионных генераторов изображений.

Определенные трудности вызывает и требование совмещаемости набора фотошаблонов, относящихся к одной линзе, но выполненных в разных сеансах работы генератора изображений.

В данной работе предложен и экспериментально апробирован метод формирования ступенчатого профиля по одному «серому» фотошаблону, имеющему непрерывный характер изменения оптической плотности. Характерной особенностью метода является экспонирование на всех этапах фотолитографии через один и тот же серый фотошаблон, но с разным специально подобранным временем экспозиции, обеспечивающим различную ширину колец.

Для изготовления линзы Френеля диаметра d с фокусом f на длину волны $\bar{\lambda}$ формировался серый фотошаблон размера μd с распределением оптической плотности $D \in [D_{\min}, D_{\max}]$ вида

$$D(\rho) = D_{\min} + (D_{\max} - D_{\min}) \frac{1}{2\pi} \operatorname{mod}_{2\pi} \varphi\left(\frac{\rho}{\mu}\right), \quad \rho \leqslant \mu \frac{d}{2}, \tag{1}$$

$$\varphi(r) = \frac{2\pi}{\bar{\lambda}} \left(f - \sqrt{f^2 + r^2}\right), \quad r \leqslant \frac{d}{2}, \tag{2}$$

где $\mu \geqslant 1$ — масштаб фотошаблона, ρ — полярная координата в плоскости фотошаблона, r — полярная координата в плоскости линзы Френеля, $\varphi(r)$ — фазовая функция линзы Френеля, $\operatorname{mod}_{2\pi}(\varphi)$ — наименьший положительный остаток от деления φ на кратные 2π.

Генерация серого фотошаблона диаметром $\mu d = 51.2$ мм, $\mu = 10$, $D_{\min} = 0.2$ и $D_{\max} = 2.0$ осуществлялась на растровом фотопостроителе $P = 1700$ с разрешением $\delta = 25$ мкм, управляемом ЭВМ согласно матрице $N \times N$ ($N = 2048$) отсчетов функции (1), (2) с $f = 97$ мм для $\bar{\lambda} = 0.65$ мкм.