

ՀԱՍՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

Ֆ Ի Չ Ի Կ Ա
ФИЗИКА

1979

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՂԵԳԻԱ

Ա. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հաղորյունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղաղիրյան (պատասխանատու խմբագիր), Է. Գ. Միրզաբեկյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Յու. Գ. Շահնազարյան (պատասխանատու թարգմանիչ), Է. Գ. Շաղոյան, Գ. Ս. Սահակյան, Հ. Հ. Վաղապետյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Амагуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Э. Г. Мирзабекян, М. Е. Мовсисян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян, Ю. Г. Шахназарян (ответственный секретарь)

Խմբագրության հասցեն՝ 375019, Երևան 19, Բարեկամության, 24 գ, հեռ. 56-08-31

Адрес редакции: 375019, Ереван-19, Барскамутия, 24 г, тел. 56—08—31

ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В НЕРЕГУЛЯРНЫХ ОНДУЛЯТОРАХ

Л. А. ГЕВОРГЯН, Н. А. КОРХМАЗЯН

Получена формула для частотного спектра излучения релятивистских частиц в нерегулярном вакуумном ондуляторе. Показано, что нерегулярность приводит к сглаживанию спектра излучения и к смещению пика в сторону длинных волн.

Исследование ондуляторного излучения берет начало с работы В. Л. Гинзбурга [1], где обсуждается вопрос о возможности генерации микро-радиоволн. Особенно перспективной оказалась идея генерации квазимонохроматических ультрафиолетовых и более коротких электромагнитных волн в ондуляторах с использованием электронных пучков современных ускорителей [2, 3]. В этом отношении большой практический интерес представляет также генерация ондуляторного излучения в кристаллах канализованными частицами [4]. Достаточно полное изложение теории ондуляторного излучения в вакууме содержится в работе [5].

Следует отметить, однако, что в реальных условиях неизбежны различные отклонения от идеальной регулярности движения заряженной частицы. В связи с этим в настоящей работе рассматривается практически важный вопрос, а именно, вопрос о влиянии нерегулярности движения частицы на спектр жесткого ондуляторного излучения.

1. Формула для средней интенсивности

Пусть электрон с постоянной продольной скоростью v_z движется по траектории, состоящей из гладко сшитых синусоидальных кривых, периоды которых являются произвольными случайными величинами τ_k . Разобьем время движения частицы на следующие $m+2$ интервала: $t \leq 0$ с номером $k=0$, $t \in [t_{k-1}; t_k]$ с номерами $k \in [1; m]$ и $t \geq t_m$ с $k=m+1$, где $m \gg 1$ и $t_k = \sum_{i=1}^k \tau_i/2$. Траекторию частицы удобно представить в виде следующей непрерывной функции:

$$r(t) = i_0 (-1)^{k-1} u_0 \tau_k \eta(t) + k_0 v_z t, \quad (1)$$

$$\eta(t) = \begin{cases} \sin \frac{2\pi}{\tau_k} (t - t_{k-1}), & t \in \left[-\frac{\tau_0}{4}, t_m + \frac{\tau_{m+1}}{4} \right], \\ 1, & t \text{ не } \in \left[-\frac{\tau_0}{4}, t_m + \frac{\tau_{m+1}}{4} \right], \end{cases}$$

где $4u_0$ — среднее значение абсолютной величины скорости электрона вдоль оси x .

Гладкость траектории (1) обеспечивается независимостью скорости u_0 от номера k . Выбор такой траектории оправдан тем, что в отклоняющем поле с эффективным значением напряженности F_k амплитуда колебаний электрона $x_{0k} \sim F_k \tau_k^2$. С другой стороны, при одинаковых источниках поля $F_k \sim 1/\tau_k$ и поэтому $x_{0k} = u_0 \tau_k$. Отметим, что такой выбор траектории приводит к тому, что формула для интенсивности излучения применима лишь в дипольном приближении [1].

Пусть, кроме того, независимые случайные величины τ_k распределены по нормальному закону Гаусса

$$f\left(\frac{\tau}{T}\right) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{1}{2\sigma^2}\left(\frac{\tau}{T}-1\right)^2\right], \quad \sigma = \frac{(\langle\tau^2\rangle - T^2)^{1/2}}{T} \ll 1, \quad (2)$$

$$T = \langle\tau\rangle,$$

где T — средний период движения, а σ^2 — дисперсия случайной величины τ/T .

Тогда для средней (по распределению (2)) интенсивности излучения с единицы пути пролета с точностью до малых $\text{max}(\sigma^2, 1/m)$ будем иметь [6]

$$\left\langle \frac{dW}{d\omega d\Omega dz} \right\rangle = \frac{e^2 \omega^2 \sqrt{\varepsilon} l}{8\pi^2 c^3} \sum_p [G_{p,0} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} G_{p,n}] \Phi_p(y), \quad (3)$$

$$G_{p,n} = \frac{x_p}{\pi n + x_p} \left[\sin^2 \theta + \frac{2(p+n)}{\beta \sqrt{\varepsilon} \xi} \cos \theta - \frac{p(p+2n)}{\beta^2 \varepsilon \xi^2} \left(1 - \frac{1}{\sin^2 \theta \cos^2 \varphi}\right) \right] \times$$

$$\times J_p(\alpha \cos \varphi) J_{p+2n}(\alpha \cos \varphi),$$

где

$$x_p = \frac{\pi}{2} (p+y), \quad y = \xi (1 - \beta \sqrt{\varepsilon} \cos \theta), \quad \xi = \frac{\omega T}{2\pi}, \quad (4)$$

$$l = \beta c T, \quad \beta = \frac{v_z}{c}, \quad \alpha = 2\pi \sqrt{\varepsilon} \frac{u_0 \xi}{c} \sin \theta,$$

$d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$ — телесный угол излучения, J_p — функция Бесселя, а $\varepsilon = \varepsilon(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость среды.

Входящий в формулу (3) фактор нерегулярности Φ_p с точностью до малых $1/m \pi^2 p^2 \sigma^2$ можно представить в виде

$$\Phi_p(y) = \frac{2}{\pi} \frac{\Delta}{(y+p)^2 + \Delta^2}, \quad \Delta = \frac{\pi}{2} p^2 \sigma^2. \quad (5)$$

2. Спектральное распределение

Для получения частотного спектра необходимо проинтегрировать частотно-угловое распределение (3) по углам (θ, φ) . Представим произведение бесселевых функций в виде ряда [7] с учетом того, что индексы этих функций могут принимать и отрицательные значения:

$$J_p(\alpha \cos \varphi) J_{p+2n}(\alpha \cos \varphi) = [\text{sign } p(p+2n)]^p \times \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-i)^k (|p| + |p+2n| + 2k)! \left(\frac{\alpha}{2} \cos \varphi\right)^{|p| + |p+2n| + 2k}}{k! (|p| + k)! (|p+2n| + k)! (|p| + |p+2n| + k)!} \quad (6)$$

Проинтегрировав (6) по углу φ , для спектрального распределения средней интенсивности ондуляторного излучения с единицы пути пролета частицы получаем

$$\left\langle \frac{dW}{d\omega dz} \right\rangle = \frac{e^2 \omega}{2c^2} \int_{(1-\beta\sqrt{\varepsilon})\xi}^{(1+\beta\sqrt{\varepsilon})\xi} \sum_p \Phi_p \sum_{k=0}^{\infty} \left[f_{pok}(y) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{y+p}{y+p+2} f_{pnk}(y) \right] dy, \quad (7)$$

где

$$f_{pnk}(y) = A_{pnk} \left[1 - \frac{(\xi - y - p - n)^2 - n^2}{\beta^2 \varepsilon \xi^2} + \frac{p(p+2n)}{\beta^2 \varepsilon \xi^2 - (\xi - y)^2} \frac{|p| + |p+2n| + 2k}{|p| + |p+2n| + 2k - 1} \right] \left(\frac{\alpha}{4}\right)^{|p| + |p+2n| + 2k}, \quad (8)$$

$$A_{pnk} = \frac{[\text{sign } p(p+2n)]^p (-1)^k [(|p| + |p+2n| + 2k)!]^2}{k! (|p| + k)! (|p+2n| + k)! (|p| + |p+2n| + k)! ([2^{-1}(|p| + |p+2n| + 2k)])^2},$$

$$\alpha = \frac{q}{\beta\gamma} [\beta^2 \varepsilon \xi^2 - (\xi - y)^2]^{1/2}, \quad q = 2\pi\gamma \frac{u_0}{c}, \quad \gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}.$$

В случае регулярного ондулятора ($\sigma \rightarrow 0$) функция $\Phi_p(y)$ переходит в $2\delta(y+p)$, и вместо (7) имеем

$$\frac{dW}{d\omega dz} = \frac{e^2 \omega}{c^2} \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \sum_{k=0}^{\infty} f_{pok}(-p), \quad p_{\mp} = \text{entire} [(\beta\sqrt{\varepsilon} \pm 1)\xi]. \quad (9)$$

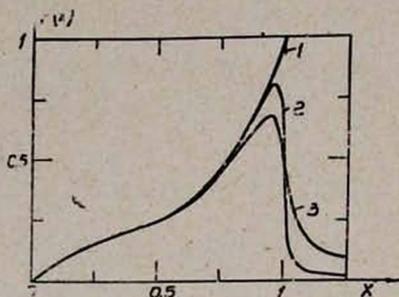
Заметим, что при условии $\beta\sqrt{\varepsilon} < 1$ индекс p принимает лишь отрицательные значения. В дипольном приближении ($q \ll 1$) формула (9) для основной гармоники ($p = -1, k = 0$) и при $\gamma \gg 1, \varepsilon = 1$ совпадает с известной формулой для частотного распределения интенсивности излучения, образуемого в бесконечном регулярном вакуумном ондуляторе [3, 5].

В случае слабой нерегулярности и для тех гармоник, номера которых удовлетворяют условию $\Delta \ll 1$, функция $\Phi_p(y)$ имеет δ -образный характер и существенное значение принимает в малой окрестности вокруг точки максимума $y = -p$. Величина максимума этой функции равна $2\Delta/\pi$, а ее полуширина — порядка Δ . Поэтому с точностью до малых $q^2/2|p|$ выра-

жение (7) для интенсивности излучения релятивистских частиц в вакуумном ондуляторе принимает следующий вид:

$$\left\langle \frac{dW}{d\omega dz} \right\rangle = \frac{e^2 \omega}{2c^3} \int_{(1-\beta)\xi}^{(1+\beta)\xi} \Phi_p(y) f_{p00}(y) dy. \quad (10)$$

Подынтегральная функция $f_{p00}(y)$ достаточно гладкая, поэтому с точностью до малых порядка Δ ее можно вынести из-под интеграла в точке



Частотное распределение интенсивности ондуляторного излучения на основной гармонике ($p = -1$) в дипольном приближении. Кривая 1 соответствует случаю регулярного ондулятора ($\sigma = 0$), а кривые 2 и 3 — случаю нерегулярного ондулятора со степенями нерегулярности $\sigma = 8$ и 16% .

$y = -p$. Тогда, переходя к новой безразмерной частоте $x = (1-\beta)\xi$, получаем

$$\left\langle \frac{dW}{dx dz} \right\rangle \Big|_p = \left(\frac{2\pi e q \gamma}{l} \right)^2 F(x), \quad F(x) = F_p(x) \varphi_p(x, \sigma),$$

$$F_p(x) = \frac{(-1)^{|p|-1} (2|p|)!}{2(|p|)!} \left(\frac{q}{2} \right)^{2(|p|-1)} [x(x+p)]^{|p|-1} x \left[2x(x+p) + \frac{|p|^3}{2|p|-1} \right], \quad (11)$$

$$\varphi_p(x, \sigma) = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctg \frac{|p|-x}{\Delta}.$$

В области частот $|x - |p|| \gg \Delta$ имеется переход к регулярному случаю, так как при этом $\varphi_p \rightarrow 1$; $0 (x < |p|; x > |p|)$.

Изменение частотного спектра обусловлено тем, насколько фактор F_p отличен от единицы. Заметное отличие имеется лишь в интервале частот $|x - |p|| \lesssim \Delta$. На частоте $x = |p|$ излучение в нерегулярном ондуляторе падает в два раза, $F_p(|p|, \sigma) = 1/2$, причем оно простирается до частот $x \lesssim |p| + \Delta$. При этом пик в спектре перемещается в сторону малых частот. Величина пика становится тем меньше, чем больше степень нерегулярности σ , так как в области частот $x < |p|$ имеет место неравенство $F_p(x, \sigma_1) > F_p(x, \sigma_2)$, где $\sigma_1 < \sigma_2$, что и приводит к увеличению ширины спектра.

Максимальное значение спектрального распределения (11) для основной гармонике ($p = -1$) определяется формулой

$$F(x_m) = \left(1 - \sqrt{\frac{3}{2}\sigma} \right) \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctg \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{1}{\pi\sigma} \right), \quad (12)$$

$$x_m = 1 - \frac{\sigma}{\sqrt{6}}.$$

При этом полная интенсивность излучения в пределах точности решения задачи ($\sigma^2 \ll 1$) остается неизменной.

На рисунке приведены частотные спектры средней интенсивности ондуляторного излучения на гармонике $\rho = -1$ для двух значений степени нерегулярности. Для сравнения приведен также спектр излучения, образуемого в регулярном ондуляторе.

Ереванский физический
институт
Армянский педагогический
институт им. Х. Абовяна

Поступила 25.V.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург. Изв. АН СССР, сер. физ., 11, 165 (1947).
2. Р. П. Годвин. Синхротронное излучение в исследовании твердых тел, Изд. Мир, М., 1970, стр. 125.
3. Н. А. Корхмазян. Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 287 (1970); 5, 418 (1970).
4. М. А. Кумахов. ЖЭТФ, 72, 1489 (1977).
5. Д. Ф. Алферов, Ю. А. Башмаков, Е. Г. Бессонов. Труды ФИАН, 80, 100 (1975).
6. Л. А. Геворгян, Н. А. Корхмазян. Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий, Ереван, 1977, стр. 434.
7. Г. Н. Ватсон. Теория бесселевых функций, ИЛ, М., 1949, ч. I.

ԼԻՅՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՃԱՌԱԳԱՅՔՈՒՄԸ ՈՉ ՌԵԳՈՒԼՅԱՐ ՕՆԴՈՒԼՅԱՏՈՐՆԵՐՈՒՄ

Լ. Ա. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Ն. Ա. ԿՈՐԽՄԱԶՅԱՆ

Ստացված է բանաձև ուղղանկյունի մասնիկների ճառագայթման սպեկտրալ բաշխման համար վակուումային ոչ ռեզոնայր օնդուլյատորում: Ցույց է տրված, որ ոչ ռեզոնայրային պատճառով ճառագայթման սպեկտրը դառնում է ողորկ, իսկ նրա պիկը տեղաշարժվում է դեպի երկարալիքային տիրույթ:

RADIATION FROM CHARGED PARTICLES IN IRREGULAR UNDULATORS

L. A. GEVORGYAN, N. A. KORKHMAZYAN

The formula for frequency spectra of radiation from relativistic particles in an irregular vacuum undulator is obtained. It is shown that the irregularity brings to the smearing of radiation spectra and shifts the peak to longer wavelengths.

О СВЕРХСВЕТОВОМ ИСТОЧНИКЕ В ВОЛНОВОДЕ

Э. А. БЕГЛОЯН, С. Х. БЕКОВА

Предложена теория излучения от сверхсветового излучателя для регулярного волновода произвольного поперечного сечения. Получены и исследованы выражения для полей и энергии излучения. Показано, что излучение Вавилова—Черенкова от сверхсветового источника может возникать и в пустом волноводе.

Модель сверхсветового источника в плоском волноводе была предложена в [1]. Однако в этой работе был рассмотрен весьма идеализированный случай волновода, состоящего из двух параллельных идеально проводящих пластин. Ниже предлагается теория излучения от сверхсветового излучателя для регулярного волновода произвольного поперечного сечения.

Пусть регулярный волновод с произвольным поперечным сечением, заполненный однородным диэлектриком с проницаемостью ϵ , вдоль оси x через промежутки времени $l(\sin\alpha)/v$ со скоростью $v = v_x = \text{const}$ пересекают N частиц, которые разнесены вдоль оси z на расстояние $\Delta z = l\cos\alpha$ одна от другой (см. рисунок). Фурье-компоненты плотности заряда и тока запишем в виде

$$\rho_{\omega} = \frac{q}{2\pi v} \delta(y - y_0) \sum_{m=1}^N \delta(z + ml \cos \alpha) \exp[-i \frac{\omega}{v} (x - lm \sin \alpha)],$$

$$j_z = v \rho_{\omega}.$$
(1)

Для решения поставленной задачи воспользуемся методом, изложенным в [2].

В качестве потенциалов поля используем $E_{z\omega}$ и $H_{z\omega}$ составляющие полей, удовлетворяющие уравнениям

$$\Delta E_{z\omega} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon E_{z\omega} = \frac{4\pi}{\epsilon} \frac{\partial \rho_{\omega}}{\partial z},$$

$$\Delta H_{z\omega} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon H_{z\omega} = \frac{4\pi}{c} \frac{\partial j_{\omega}}{\partial y}.$$
(2)

Первое из уравнений (2) описывает TM -волны, второе — TE -волны.

Решение (2) ищем в виде разложения по собственным функциям ψ_n и $\hat{\psi}_n$ поперечного сечения волновода соответственно для TM - и TE -волн

$$E_{z\omega} = \sum_n E_n(z) \psi_n(x, y),$$
(3)

$$H_{z\omega} = \sum_n H_n(z) \hat{\psi}_n(x, y).$$

Если теперь разложить правые части (2) по собственным функциям с одновременным разложением $H_n(z)$, $E_n(z)$, ρ_ω и j_ω в интегралы Фурье по z , то $E_n(z)$ и $H_n(z)$ можно представить в виде

$$E_n(z) = \frac{iq}{\pi \epsilon v} A_n \sum_m e^{i \frac{\omega}{v} ml \sin \alpha} \int \frac{e^{i\mu(z+ml \cos \alpha)}}{\gamma_n^2 - \mu^2} \mu d\mu, \quad (4)$$

$$H_n(z) = \frac{q}{\pi c} B_n \sum_m e^{i \frac{\omega}{v} ml \sin \alpha} \int \frac{e^{i\mu(z+ml \cos \alpha)}}{\gamma_n^2 - \mu^2} d\mu,$$

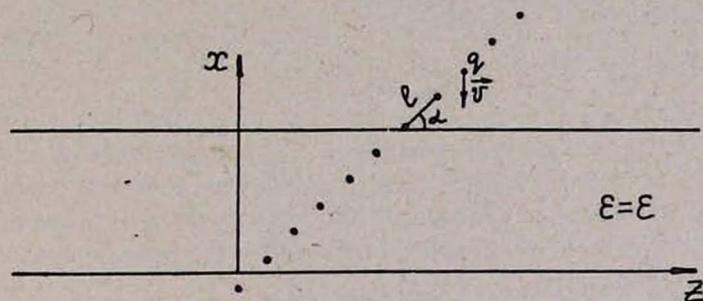
где

$$A_n = \int e^{-i \frac{\omega}{v} x} \psi_n(x, y_0) dx,$$

$$B_n = \int e^{-i \frac{\omega}{v} x} \frac{\partial \psi_n(x, y_0)}{\partial y_0} dx,$$

$$\gamma_n = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon - \lambda_n^2} \quad \text{и} \quad \hat{\gamma}_n = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon - \hat{\lambda}_n^2}$$

есть постоянные распространения вдоль оси z соответственно TM - и TE -волн, λ_n и $\hat{\lambda}_n$ — постоянные распространения волны в плоскости xy .



Геометрия сечения волновода.

Произведя в (4) интегрирование в комплексной плоскости μ с учетом принципа излучения, окончательно находим

$$E_n(z) = \frac{q}{\epsilon v} \sum_m A_n \exp \left(i \frac{\omega}{v} ml \sin \alpha - i \gamma_n |z + ml \cos \alpha| \right) \text{sign}(z + ml \cos \alpha), \quad (5)$$

$$H_n(z) = \frac{iq}{c \hat{\gamma}_n} \sum_m B_n \exp \left(i \frac{\omega}{v} ml \sin \alpha - i \hat{\gamma}_n |z + ml \cos \alpha| \right).$$

Полученные выражения позволяют вычислить поток энергии переходного излучения в волноводе по формулам

$$S_n^{(TM)} = \lambda_n^{-2} \text{Re} \int \epsilon \gamma_n |E_n(z)|^2 \omega d\omega,$$

$$S_n^{(TE)} = \hat{\lambda}_n^{-2} \operatorname{Re} \int \hat{\gamma}_n |H_n(z)|^2 \omega d\omega. \quad (6)$$

Подставив (5) в (6) и воспользовавшись известным выражением

$$\sum_{k=0}^N e^{ikx} = \frac{\sin(N+1)\frac{x}{2}}{\sin\frac{x}{2}},$$

для n -ой моды волны получим

$$S_n^{(TM)} = \frac{q^2}{v^2 \hat{\lambda}_n^2} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} \frac{\hat{\gamma}_n |A_n|^2}{\varepsilon(\omega)} \frac{\sin^2 \frac{Nl}{2} \left(\frac{\omega}{v} \sin \alpha \mp \hat{\gamma}_n \cos \alpha \right)}{\sin^2 \frac{l}{2} \left(\frac{\omega}{v} \sin \alpha \mp \hat{\gamma}_n \cos \alpha \right)} \omega d\omega, \quad (7)$$

$$S_n^{(TE)} = \frac{q^2}{c^2 \hat{\lambda}_n^2} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} \frac{|B_n|^2}{\hat{\gamma}_n} \frac{\sin^2 \frac{Nl}{2} \left(\frac{\omega}{v} \sin \alpha \mp \hat{\gamma}_n \cos \alpha \right)}{\sin^2 \frac{l}{2} \left(\frac{\omega}{v} \sin \alpha \mp \hat{\gamma}_n \cos \alpha \right)} d\omega;$$

верхний знак соответствует потоку энергии излучения в области $z > Nl \cos \alpha$, нижний — в области $z < 0$. Полная энергия излучения определяется соотношением

$$S = \sum_n (S_n^{(TM)} + S_n^{(TE)}).$$

Для детального анализа выражений (7) обратимся к частному случаю прямоугольного волновода. Пусть плоскости $x=0$, $y=0$, $x=a$ и $y=b$ являются стенками волновода. Воспользовавшись известными выражениями для собственных функций поперечного сечения прямоугольного волновода, перепишем (7) в виде

$$S_{n,m}^{(TM)} = T_{n,m} \operatorname{Re} \int \frac{\hat{\gamma}_{n,m} \sin^2 \left(\frac{\pi m}{a} - \frac{\omega}{v} \right) \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 - \frac{\omega^2}{v^2} \right]^2} \times$$

$$\times \frac{\sin^2 \frac{Nl}{2} \left(\frac{\omega}{v} \sin \alpha \mp \hat{\gamma}_n \cos \alpha \right)}{\sin^2 \frac{l}{2} \left(\frac{\omega}{v} \sin \alpha \mp \hat{\gamma}_n \cos \alpha \right)} \omega d\omega, \quad (8)$$

$$S_{n,m}^{(TE)} = \hat{T}_{n,m} \operatorname{Re} \int \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi m}{a} - \frac{\omega}{v} \right) \frac{a}{2}}{\hat{\gamma}_{n,m} \left[\left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 - \frac{\omega^2}{v^2} \right]^2} \times$$

$$\times \frac{\sin^2 \frac{Nl}{2} \left(\frac{\omega}{v} \sin \alpha \mp \gamma_n \cos \alpha \right)}{\sin^2 \frac{l}{2} \left(\frac{\omega}{v} \sin \alpha \mp \gamma_n \cos \alpha \right)} \omega^3 d\omega,$$

$$T_{n,m} = \frac{16 q^2 \pi^2 m^2 \sin^2 \left(\frac{\pi n y_0}{b} \right)}{v^2 a^3 b \lambda_{n,m}^2}, \quad \dot{T}_{n,m} = \frac{8 q^2 \varepsilon_j \pi^2 n^2 \sin^2 \left(\frac{\pi n y_0}{b} \right)}{v^2 c^3 a b^3 \lambda_{n,m}^2},$$

$$\varepsilon_j = 2, \quad j \neq 0, \quad \varepsilon_0 = 1.$$

В непрерывном спектре переходного излучения отсутствуют частоты, удовлетворяющие условиям

$$\frac{\pi n y_0}{b} = \pi s, \quad \left(\frac{\pi m}{a} - \frac{\omega}{v} \right) \frac{a}{2} = \pi k,$$

$$\frac{lN}{2} \left(\frac{\omega}{v} \sin \alpha \mp \gamma_n \cos \alpha \right) = \pi r, \quad s = 0, s, k, r = \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$$

Знаменатели подынтегральных выражений (8) имеют особые точки для частот ω_m и ω_k , удовлетворяющих условиям

$$\omega_m = \frac{\pi m v}{a}, \quad l \left(\frac{\omega_k}{v} \sin \alpha \mp \gamma_n \cos \alpha \right) = 2\pi k, \quad k = 0, 1, 2, 3 \dots \quad (9)$$

Первое условие в (9) детально исследовано в [2] и показано, что при $\varepsilon > 1 + \frac{a^2 n^2}{b^2 m^2}$ и $\beta > \left[\frac{1}{\varepsilon} \left(1 - \frac{a^2 n^2}{b^2 m^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}}$ оно определяет спектр излучения Вавилова—Черенкова в волноводе. Второе условие (9) описывает доплеровский спектр движущегося осциллятора. В самом деле, оно может быть записано в виде

$$\frac{\omega - 2\pi k v / l \sin \alpha}{v \operatorname{ctg} \alpha} = \gamma_n \quad (10)$$

и совпадает с уравнением спектра в эффекте Доплера в волноводе [3], если считать, что собственная частота движущегося осциллятора есть

$$\omega_{0k} = \frac{2\pi k v}{l \sin \alpha}$$

и его скорость $v' = v \operatorname{ctg} \alpha$. При $k > 0$ — эффект нормальный, а при $k < 0$ и $\beta \sqrt{\varepsilon} \operatorname{ctg} \alpha > 1$ — эффект аномальный, причем последний имеет место и в пустом волноводе при $\varepsilon = 1$, если только $\beta \operatorname{ctg} \alpha > 1$. Доплеровское условие (10) описывает синфазное излучение N частиц, и на фоне непрерывного спектра переходного излучения на частотах ω_k появляются пики излучения, высота которых равна

$$\frac{\partial S_n^{(TM)}}{\partial \omega} = N^2 \frac{\partial S_n'^{(TM)}}{\partial \omega} \Big|_{\omega = \omega_k},$$

$$\frac{\partial S_n^{(TE)}}{\partial \omega} = N^2 \frac{\partial S_n'^{(TE)}}{\partial \omega} \Big|_{\omega = \omega_k}, \quad (11)$$

где $\partial S_n^{(TM)}/\partial\omega$ и $\partial S_n^{(TE)}/\partial\omega$ — энергии излучения одной частицы. Максимум излучения в этом случае можно ожидать, когда одновременно выполняются оба условия (9). Тогда синфазным оказывается не только переходное, но и черенковское излучение частиц. Условия (9) выполняются при связи между параметрами задачи

$$\left(\frac{ml}{a}\right)^2 (\beta_z^2 \cos^2 \alpha - 1) - \left(\frac{nl}{b} \cos \alpha\right)^2 = 4k \left(k - \frac{ml}{a} \sin \alpha\right). \quad (12)$$

При $k = 0$ уравнение (10) определяет спектр «продольного» излучения Вавилова—Черенкова (см. [1, 4]) при условии, когда точка пересечения зарядами стенки волновода движется со сверхсветовой скоростью, т. е. при $\beta \sqrt{\epsilon} \operatorname{ctg} \alpha > 1$. Спектр этого излучения определяется соотношением

$$\frac{\omega}{v} \operatorname{tg} \alpha = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon - \lambda_n^2} \quad (13)$$

и при отсутствии дисперсии у диэлектрика имеем

$$\omega = \frac{\lambda_n v \operatorname{ctg} \alpha}{\sqrt{\beta_z^2 \epsilon \operatorname{ctg}^2 \alpha - 1}}. \quad (14)$$

На этих частотах в волноводе возникают пики «продольного» излучения Вавилова—Черенкова, высоты которых определяются выражениями

$$\frac{\partial S_{n,m}^{(TM)}}{\partial\omega} = T_{n,m} N^2 \frac{\lambda_{n,m}^2 v_z}{(\beta_z^2 \epsilon - 1)} \cdot \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi m}{a} - \frac{\lambda_{n,m} v_z}{v \sqrt{\beta_z^2 \epsilon - 1}} \right) \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 - \frac{\lambda_{n,m}^2 v_z^2}{v^2 (\beta_z^2 \epsilon - 1)} \right]^2}, \quad (15)$$

$$\frac{\partial S_{n,m}^{(TE)}}{\partial\omega} = \dot{T}_{n,m} N^2 \frac{\lambda_{n,m}^2 v_z^3}{(\beta_z^2 \epsilon - 1)} \cdot \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi m}{a} - \frac{\lambda_{n,m} v_z}{v \sqrt{\beta_z^2 \epsilon - 1}} \right) \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 - \frac{\lambda_{n,m}^2 v_z^2}{v^2 (\beta_z^2 \epsilon - 1)} \right]^2},$$

где $v_z = v \operatorname{ctg} \alpha$, $\beta_z = v_z/c$.

Как и следовало ожидать, высота пиков «продольного» излучения Вавилова—Черенкова индуцированных зарядов, как и для любых зарядов, пропорциональна квадрату длины пути. Как видно из (14), «продольное» излучение Вавилова—Черенкова имеет место и при $\epsilon = 1$.

При больших значениях N спектр излучения становится дискретным, и для вычисления интенсивности отдельных линий можно воспользоваться следующей формулой:

$$\lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\sin^2 Nx}{\sin^2 x} = \sum_k \delta(x - \pi k).$$

Выполняя с ее помощью интегрирование в (8) по ω , для энергии «продольного» излучения Вавилова—Черенкова окончательно получаем

$$S_{n,m}^{(TM)} = T_{n,m} \frac{\pi N_{n,m}^2 v_z}{(\beta_z^2 \varepsilon - 1)} \cdot \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi m}{a} - \frac{\lambda_{n,m} v_z}{v \sqrt{\beta_z^2 \varepsilon - 1}} \right) \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 - \frac{\lambda_{n,m}^2 v_z^2}{v^2 (\beta_z^2 \varepsilon - 1)} \right]^2}, \quad (16)$$

$$S_{n,m}^{(TE)} = T_{n,m} \frac{\pi N_{n,m}^2 v_z^2}{(\beta_z^2 \varepsilon - 1)} \cdot \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi m}{a} - \frac{\lambda_{n,m} v_z}{v \sqrt{\beta_z^2 \varepsilon - 1}} \right) \frac{a}{2}}{\left[\left(\frac{\pi m}{a} \right)^2 - \frac{\lambda_{n,m}^2 v_z^2}{v^2 (\beta_z^2 \varepsilon - 1)} \right]^2}.$$

Для мод волноводных волн, индексы которых удовлетворяют условию

$$\left(\frac{n}{m} \right)^2 \cos^2 \alpha = \left(\frac{b}{a} \right)^2 (\beta_z^2 \varepsilon \cos \alpha - 1),$$

«продольное» и «поперечное» излучения Вавилова—Черенкова синфазны, и полная энергия излучения равна

$$S_{\text{чер. } n, m}^{(TM)} = \frac{q^2 \pi N a v_z}{v^2 b (\beta_z^2 \varepsilon - 1)} \sin^2 \left(\frac{\pi n y_0}{b} \right), \quad (17)$$

$$S_{\text{чер. } n, m}^{(TE)} = \frac{q^2 \pi^3 N a n v_z}{c^2 b^2 \lambda_{n,m}^2} \sin^2 \left(\frac{\pi n y_0}{b} \right).$$

Интенсивность черенковских линий здесь оказывается пропорциональной a и $N \cos \alpha$, т. е. длине траекторий частиц при поперечном и эффективном продольном движении.

Авторы выражают благодарность Б. М. Болотовскому, Э. М. Лазиеву и К. А. Барсукову за обсуждение работы.

Ереванский физический

институт

Дагестанский педагогический

институт

Поступила 27.IV.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. С. В. Афанасьев, Б. М. Болотовский. Краткие сообщения по физике, ФИАН, № 10, 29 (1972).
2. К. А. Барсуков, Э. Д. Газазян, Э. М. Лазиев. Изв. вузов, Радиофизика, 15, 192 (1972).
3. Л. Г. Нарышкина, К. А. Барсуков. ЖТФ, 33, 444 (1963).
4. С. В. Афанасьев. Изв. вузов, Радиофизика, 18, 1520 (1975).

ԳԵՐԼՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅՔՈՂ ԱՂԲՅՈՒՐԸ ԱԼԻՔԱՏԱՐՈՒՄ

Է. Ա. ԲԵՂՈՅԱՆ, Ս. Խ. ԲԵԿՈՎԱ

Առաջարկված է գերլուսային ճառագայթող աղբյուրի ճառագայթման տեսությունը կամայական կտրվածք ունեցող ալիքատարում: Ստացված և հետազոտված են դաշտերի և էներգիայի արտահանությունները ճուշդ է արված, որ գերլուսային աղբյուրը կարող է արձակել վավերով-Չերենկովի ճառագայթում նաև դատարկ ալիքատարում:

THE SUPERLUMINAL SOURCE IN A WAVEGUIDE

E. A. BEGLOYAN, S. Kh. BEKOVA

The theory of radiation from a superluminal radiator is proposed for a regular waveguide of an arbitrary cross-section. The expressions for the fields and the energy of radiation are obtained and investigated. It was shown, that the Vavilov-Cherenkov radiation from the superluminal source may arise even in an empty waveguide.

К ТЕОРИИ ОТРАЖЕНИЯ МЕДЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ОТ ТОНКОЙ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ

Э. С. ЮЗБАШЯН, Э. А. КАСАМАНЯН

Рассматривается вопрос об отражении или дифракции медленных электронов в случае неприменимости теории возмущений. В предположении о наличии трансляционной инвариантности системы вдоль плоских границ пленки, но в отсутствие разделения переменных для кристаллического потенциала, в достаточно хорошем приближении задача сведена к квазиодномерной. Показано, что интенсивности дифракционных максимумов зависят также от условий сшивания на границах, что иллюстрируется на модели полупроводникового кристалла с узкой запрещенной зоной.

Исследование контактных задач методом функций Грина (ФГ) имеет ряд преимуществ по сравнению со стандартным методом волновых функций (ВФ) (см. обзор [1]). В частности, при исследовании дифракции медленных электронов (ДМЭ) от полубесконечного кристалла легко выявляется связь интенсивностей дифракционных максимумов с поверхностными электронными состояниями (ПЭС) [2, 3]. Поскольку положения последних чувствительно зависят от условий на границе (возможных искажений потенциала решетки вблизи поверхности, длины падения и формы потенциала поверхности и т. п. [4—7]), то эти факторы могут оказаться существенными и при исследовании ДМЭ. В связи с этим необходимо сформулировать задачу таким образом, чтобы иметь возможность варьировать граничные условия в широких пределах. Такая возможность сравнительно легко осуществляется в методе ФГ. Однако при этом необходимо иметь дело и с производными от ФГ при совпадающих координатах. С целью упрощения вычислений обычно выбирают такие граничные условия, когда эти производные исчезают. Между тем известные общие аналитические свойства как ФГ, так и их производных позволяют исследовать ПЭС [4, 7] и ДМЭ [3] в случае более общих граничных условий.

При падении медленных электронов на тонкий кристаллический образец дифракционные максимумы могут проявлять также зависимость от его толщины, что непосредственно связано с размерным квантованием в тонкой пленке. При построении общей теории ДМЭ необходимо учитывать как упругую часть, так и неупругую часть, связанную с электронными переходами внутри кристалла, с возбуждением поверхностных плазмонов и т. п. Тем не менее упруго отраженная часть является доминирующей при рассмотрении медленных электронов, а для нахождения неупругой части необходимо корректно вычислить ВФ упруго отраженных медленных электронов, когда теория возмущений становится неприменимой.

В настоящей работе развивается теория ДМЭ от тонких кристаллов, обобщаются результаты [3] на случай трех взаимодействующих подсистем.

Общий метод вычисления ФГ при взаимодействии произвольного числа подсистем развивается в [8], но для наших целей проще непосредственно построить ВФ двухконтактной задачи через ФГ отдельных подсистем.

Допустим, что плоскости $z = z_1$ и $z = z_2$ ($z_2 > z_1$) являются границами раздела исследуемой системы II, на которую падает электрон из области $z < z_1$ (подсистема I). Для решения задачи необходимо записать ВФ, удовлетворяющие условиям сшивания, через ФГ трех подсистем G_i ($i = 1, 2, 3$) и ВФ на границах.

Ниже исследование системы уравнений для ВФ и их производных проводится в случае, когда в подсистемах I и III (т. е. вне тонкой пленки) возможно разделение переменных, а именно, в любой плоскости, параллельной границам пленки, предполагается свободное движение с двумерным волновым вектором \mathbf{k} , но в перпендикулярном направлении одномерный потенциал считается произвольным. В области кристалла предполагается двумерная трансляционная инвариантность вдоль границ раздела. Кроме этого необходимо представить трехмерные ФГ G_1 и G_2 через соответствующие одномерные ФГ и учесть наличие разрыва у производных ФГ ($\hbar = 2m_0 = 1$):

$$G'(\rho, z; \rho', z_1) \Big|_{z \rightarrow z_1 \mp 0} = \mp \frac{1}{2} \delta(\rho - \rho') + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z_1} G(\rho, z_1; \rho', z_1), \quad (1)$$

где $\mathbf{r} = \{\rho, z\}$, а штрих у функций означает производную по z_1 и z_2 .

Это позволяет по аналогии с [3] записать ВФ в следующем виде ($z_1 < z_1$, \mathbf{k}_0 — двумерный волновой вектор падающего электрона):

$$\psi(\rho, z) = e^{i\mathbf{k}_0 \rho} G_1(z, z_1; E - E_{\mathbf{k}}) + \sum_{\mathbf{k}_1} A_{\mathbf{k}_1} \frac{G_1'(z, z_1; E - E_{\mathbf{k}_1})}{G_1(z_1, z_1; E - E_{\mathbf{k}_1})} e^{i\mathbf{k}_1 \rho}, \quad z < z_1, \quad (2a)$$

$$\begin{aligned} \psi(\rho, z) = & -G_1'(z_1 + 0, z_1; E - E_{\mathbf{k}_0}) G_2(\rho, z; \mathbf{k}_0, z_1) + \\ & + G_1(z_1, z_1; E - E_{\mathbf{k}_0}) G_2(\rho, z; \mathbf{k}_0, z_1 - 0) - \end{aligned} \quad (2b)$$

$$\begin{aligned} - \sum_{\mathbf{k}_1} A_{\mathbf{k}_1} \left[\frac{G_1'(z_1 - 0, z_1; E - E_{\mathbf{k}_1})}{G_1(z_1, z_1; E - E_{\mathbf{k}_1})} G_2(\rho, z; \mathbf{k}_1, z_1) - G_2(\rho, z; \mathbf{k}_1, z_1 - 0) \right] + \\ + \sum_{\mathbf{k}_2} C_{\mathbf{k}_2} \left[\frac{G_3'(z_2 + 0, z_2; E - E_{\mathbf{k}_2})}{G_3(z_2, z_2; E - E_{\mathbf{k}_2})} G_2(\rho, z; \mathbf{k}_2, z_2) - G_2(\rho, z; \mathbf{k}_2, z_2 + 0) \right], \end{aligned}$$

$z_1 < z < z_2,$

$$\psi(\rho, z) = \sum_{\mathbf{k}_2} C_{\mathbf{k}_2} \frac{G_3'(z, z_2; E - E_{\mathbf{k}_2})}{G_3(z_2, z_2; E - E_{\mathbf{k}_2})} e^{i\mathbf{k}_2 \rho}, \quad z > z_2. \quad (2b)$$

Коэффициенты $A_{\mathbf{k}_1}$ и $C_{\mathbf{k}_2}$ определяются из дискретной системы неоднородных алгебраических уравнений, получаемой из (2) при замене $z \rightarrow z_1$ и $z \rightarrow z_2$ ($z_2 - z_1 = d$ — толщина пленки):

$$\begin{aligned} G_1(z_1, z_1; E - E_{\mathbf{q}_0 + \mathbf{n}_0}) (J_{\mathbf{q}_0 + \mathbf{n}_0}^- + \delta_{\mathbf{n}_0}) \delta_{\mathbf{k}_0} = \\ = \sum_{\mathbf{n}_1} A_{\mathbf{q}_0 + \mathbf{n}_1} (-J_{\mathbf{q}_0 + \mathbf{n}_1}^+ + \delta_{\mathbf{n}_1}) + \end{aligned}$$

$$+ \sum_{n_1} C_{q+n_1} (-J_{q+n_1, q+n_1}^+ - \delta_{nn_1}) e^{iq_2 d}, \quad (3a)$$

$$\begin{aligned} G_1(z_1, z_{-1}; E - E_{q+n_0}) (J_{q+n_1, q_0+n_0}^- - \delta_{nn_0}) = \\ = \sum_{n_1} A_{q+n_1} (-J_{q+n_1, q+n_1}^+ + \delta_{nn_1}) + \\ + \sum_{n_1} C_{q+n_1} (-J_{q+n_1, q+n_1}^+ - \delta_{nn_1}) e^{-iq_2 d}. \end{aligned} \quad (3b)$$

Здесь приняты во внимание условия симметричности границ

$$\begin{aligned} G_1(z_1, z_1) = G_3(z_2, z_2), \quad G_1'(z_1, z_1) = -G_3'(z_2, z_2), \\ G_2(z_1, z_1) = G_2(z_2, z_2), \quad G_2'(z_1, z_1) = -G_2'(z_2, z_2) \end{aligned}$$

и введены обозначения

$$\begin{aligned} J_{q+n, q'+n'}^\pm = [\pm 1 + G_1'(z_1, z_1; E - E_{q'+n'})] \frac{G_2^{q+n, q'+n'}(z_1, z_1)}{G_1(z_1, z_1; E - E_{q'+n'})} - \\ - G_2^{q+n, q'+n'}(z_1, z_1), \end{aligned} \quad (4)$$

где $G_2^{kk'}(z, z)$ — квазиодномерная ФГ [3], $k = q + n$, q меняется в пределах первой двумерной зоны Бриллюэна, n — векторы двумерной обратной решетки.

Система уравнений (3) допускает точное решение, когда и в подсистеме II имеется разделение переменных.

В случае неразделяющихся переменных, как и в [3], здесь имеем ситуацию, когда основным является двухволновое приближение ($n_1 = \{0, 0\}$). В этом случае амплитуды отражения в подсистему I и прохождения через подсистему II, задаваемые коэффициентами A_q и C_q , имеют вид

$$A_q = \frac{(J^- + 1)(J^+ + 1)e^{-iq_2 d} - (J^- - 1)(J^+ - 1)e^{iq_2 d}}{(J^+ - 1)(J^- - 1)e^{iq_2 d} - (J^- + 1)(J^+ + 1)e^{-iq_2 d}} G_1(z_1, z_{-1}; E - E_{k_0}) \delta_{kk_0}, \quad (5)$$

$$C_q = \frac{(J^- - 1)(J^+ + 1) - (J^- + 1)(J^+ - 1)}{(J^+ - 1)(J^- - 1)e^{iq_2 d} - (J^- + 1)(J^+ + 1)e^{-iq_2 d}} G_1(z_1, z_{-1}; E - E_{k_0}) \delta_{kk_0}. \quad (6)$$

Методом последовательных приближений можно найти также выражения для величин A_{q+n} и C_{q+n} в многоволновом приближении ($n_1 \neq \{0, 0\}$). Формулы (5) и (6) имеют такой же вид, что и в модельной одномерной теории [9]. Здесь вместо одномерных ФГ фигурируют квазиодномерные ФГ, зависящие от квазиволнового вектора k в качестве параметра.

Важным преимуществом полученных формул является то, что исходя из простой структуры и аналитических свойств квазиодномерных или поверхностных ФГ можно провести общее качественное рассмотрение без конкретизации кристаллического поля. Прежде всего, фигурирующие в (3), (4) квазиодномерные ФГ в рамках одночастичной постановки зада-



чи являются действительными для запрещенных участков спектра и чисто мнимыми для разрешенных*. Далее, квазиодномерная ФГ $G^{kk}(z_0, z_0; E)$ имеет простые аналитические свойства: если внутри пленки потенциал является идеально периодическим, то при фиксированном значении k она является монотонной знакопеременной функцией энергии E в пределах каждой запрещенной зоны. На ее краях ФГ имеет, вообще говоря, корневую особенность типа $E^{-1/2}$, $E \rightarrow 0$, как в одномерной теории [4, 10]. Если принимать во внимание нарушение периодичности кристалла в направлении, перпендикулярном к плоскости пленки, то возникают дополнительные разрывные точки в пределах одной запрещенной зоны с сохранением вышеуказанных свойств ФГ между этими разрывными точками. Все эти вопросы непосредственно связаны с возникновением ПС на границах раздела пленки с внешней средой и проявляются в поведении коэффициентов отражения и прохождения.

Для простоты рассмотрим случай, когда внутри пленки учитывается лишь идеальное периодическое поле. Поскольку интенсивности дифракционных максимумов зависят также от условий сшивания периодического потенциала с потенциалом вакуума, то мы рассмотрим два предельных случая, соответствующих сшиванию на экстремумах периодического потенциала. Очевидно, что остальные случаи являются промежуточными.

На экстремумах периодического потенциала производная от соответствующей ФГ обращается в нуль, вследствие чего $J^- = J^+ = J$. Тогда коэффициенты отражения и прохождения принимают следующий вид:

$$R = \frac{4r \sin^2 q_z d}{(1-r)^2 \cos^2 q_z d + (1+r)^2 \sin^2 q_z d}, \quad (7)$$

$$T = \frac{(1-r)^2}{(1-r)^2 \cos^2 q_z d + (1+r)^2 \sin^2 q_z d}, \quad (8)$$

где r — зависящий от проекции волнового вектора вдоль плоскости коэффициент отражения при падении электрона на полубесконечный кристалл [3].

Для применения полученных результатов к конкретным кристаллам необходимо вычислить соответствующую квазиодномерную ФГ. Вычисление трехмерной ФГ для идеального кристалла в настоящее время, как правило, осуществляется методом псевдопотенциалов с применением ЭВМ. Исключения составляют некоторые частные модели, в которых удается задачу решить аналитически. В качестве примера мы рассмотрим модель полупроводникового кристалла с узкой запрещенной зоной, когда квазиодномерную ФГ можно вычислить явно в двухзонном приближении $k \cdot p$ -метода. При $k_{\perp} = 0$, $n = 0$ и $E > 0$ имеем

$$G_z(z_0, z_0; E) = i \frac{a}{2\pi} \left(\frac{E}{\Delta} + \cos \frac{2\pi}{a} z_0 \right), \quad (9)$$

* Обратим особое внимание на это обстоятельство. В многочисленных применениях метода ФГ в разрешенном участке спектра ФГ, как правило, имеет как мнимую, так и действительную части.

где a — постоянная решетки в направлении z , Δ — полуширина запрещенной зоны. Квазиволновое число есть $q_z = \sqrt{2m \frac{E^2 - \Delta^2}{2\Delta}}$, где m — эффективная масса.

В рассматриваемой модели коэффициент R имеет вид

$$R = \left| \frac{\sqrt{E \mp \Delta} - \varphi \sqrt{E \pm \Delta}}{\sqrt{E \mp \Delta} + \varphi \sqrt{E \pm \Delta}} \right|, \quad \varphi = \frac{a}{2\pi} \frac{i}{G_1}, \quad (10)$$

где верхний знак соответствует случаю сшивания на максимуме периодического потенциала, а нижний — на минимуме. Величина φ в случае падения медленных электронов обычно порядка единицы, но зависит от энергии и формы падения потенциала поверхности. Например, в модели скачкообразного изменения потенциала поверхности $\varphi = \frac{a}{2\pi} \sqrt{E - V_0}$, где V_0 — потенциал вакуума. Поскольку в принятой модели полупроводника $\Delta \ll E \sim |V_0|$, в формуле (10) можно ограничиться первым членом разложения по малому параметру $\frac{\Delta}{E}$:

$$R_{\pm} = \frac{|1 - \varphi|^2}{|1 + \varphi|^2} \left(1 \mp \frac{4\varphi}{1 - \varphi^2} \frac{\Delta}{E} \right). \quad (11)$$

В заключение отметим, что формулы (7) и (8) остаются справедливыми и при учете отклонения потенциала решетки от периодичности вблизи границ. Тогда величина d есть толщина той области, где потенциал является идеально периодическим, а область искажения можно учесть в коэффициенте r , вычисляя его с помощью ФГ двухконтактной задачи [11].

Ереванский государственный
университет

Поступила 30.IV.1978.

ЛИТЕРАТУРА

1. *F. Garcia-Moliner*. Ann. Phys., 2, 179 (1977).
2. *I. Bartoš, B. Velický*. Czech. J. Phys., B24, 981 (1974); Surf. Sci., 47, 495 (1975).
3. *Э. А. Касаманян, Э. С. Юзбашян*. Тезисы докл. VI Всесоюзного совещания по физике поверхностных явлений в полупроводниках, Киев, 1977; Ученые записки ЕГУ, № 1, 52 (1979).
4. *Э. А. Касаманян*. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 436 (1976).
5. *B. Velický, I. Bartoš*. J. Phys., C4, L104 (1971).
6. *F. Flores, E. Louis, J. Rubio*. J. Phys., C5, 3469 (1972).
7. *А. А. Варданян, Э. А. Касаманян*. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 129 (1977).
8. *I. Bartoš*. Phys. St. Sol. (b), 85, K 127 (1978).
9. *Э. А. Касаманян, Э. С. Юзбашян*. Мол. научн. работник ЕГУ, 24, 59 (1976).
10. *Э. А. Касаманян*. ЖЭТФ, 69, 281 (1975).
11. *Э. А. Касаманян, Э. С. Юзбашян*. Ученые записки ЕГУ, № 3, 43 (1977).

ՔԱՐԱԿ ԲՅՈՒՐՆՂԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻՑ ԴԱՆԴԱՂ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ
ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Է. Ս. ՅՈՒԶԲԱՇՅԱՆ, Զ. Հ. ԿԱՍԱՄԱՆՅԱՆ

Ուսումնասիրված է դանդաղ էլեկտրոնների անդրադարձումը կամ դիֆրակցիան այն դեպքում, երբ խոտորումների տեսությունը իրավացի չէ: Ենթադրելով, որ թաղանթի հարթ սահմանների նրկայնքով համակարգը օժտված է ինվարիանտությամբ պարբերական տեղափոխման նկատմամբ, սակայն բյուրեղային պոտենցիալի փոփոխականների անջատում հնարավոր չէ, բավականին լավ մոտավորությամբ խնդիրը բերված է քվազիմիալափ դեպքին: Ցույց է տրված, որ դիֆրակցիոն մաքսիմումների ինտենսիվությունը կախված է նաև սահմանի վրա կարման պայմաններից, որը ցուցադրվում է նեղ արգելված գոտիով կիսահաղորդչային բյուրեղի մոդելի վրա:

ON THE THEORY OF SLOW ELECTRON REFLECTION
FROM THIN CRYSTAL STRUCTURE

E. S. YUZBASHYAN, Z. H. KASAMANYAN

The problem of the reflection or diffraction of slow electrons is considered in the case of inapplicability of perturbation theory approximation. Assuming the translational invariance of the system along the plane boundaries of the film, the problem is reduced to the quasi-one-dimensional. It is shown, that the intensities of diffraction maxima depend also on the matching conditions.

К ВОПРОСУ ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С КОНЕЧНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ ЦУГА В СОВЕРШЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Л. В. ЛЕВОНЯН, К. Г. ТРУНИ

Рассматривается дифракция рентгеновских лучей в совершенных кристаллах в плосковолновом приближении как в случае Лауэ, так и в случае Брэгга с учетом конечности длительности когерентного излучения падающего пучка.

В работе [1] динамическая теория дифракции рентгеновских лучей развита для случая падающего излучения в виде волнового цуга конечной длины. В настоящей работе исследуется решение полученных в [1] основных уравнений волнового поля*

$$(s_0 \cdot \text{grad}) \psi_0 + \frac{1}{c} \partial \psi_0 / \partial t = -i\bar{k} C \chi_h \psi_h, \quad (1)$$

$$(s_h \cdot \text{grad}) \psi_h + \frac{1}{c} \partial \psi_h / \partial t = -i\bar{k} C \chi_h \psi_0 - 2\pi i \bar{k} \beta_h \psi_h$$

как в случае Лауэ, так и в случае Брэгга, когда падающее излучение представляет собой плосковолновой цуг. Так как при брэгговской дифракции кристалл пропускает некоторый частотный интервал, который обычно уже, чем эффективная спектральная ширина характеристического рентгеновского излучения [2], то плосковолновое приближение достигается применением асимметричных монохроматоров [3].

Согласно [1], решение (1) для амплитуды отраженной волны ψ_h в точке наблюдения с координатами $(s_0^0; s_h^0)$ и началом координат в произвольной точке на входной поверхности кристалла записывается в виде

$$\psi_h(s_0^0; s_h^0; t) = -\frac{\bar{k} C \chi_h}{2} \int_{\alpha-l\infty}^{\alpha+l\infty} \exp \left[p \left(t - \frac{s_0^0 + s_h^0}{c} \right) \right] \left\{ \int_{AB} \left[V_h(s_0; s_h; s_0^0; s_h^0) \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \exp \left[\frac{p}{c} (s_0 + s_h) \right] F_l(s_0; s_h; p) \right]_{s_0 = -bs_h} ds_h \right\} dp, \quad (2)$$

где $V_h(s_0; s_h; s_0^0; s_h^0)$ — соответствующая функция Римана, $F_l(s_0; s_h; p)$ — преобразование Лапласа амплитуды падающей волны $\psi_l(s_0; s_h; t)$.

Пусть волновой фронт падающего цуга пересекает точку 0 в момент времени t_0 . Предполагается также, что все волновые цуги идентичны, имеют длительность τ_0 (время когерентности) и распространяются в направ-

*.Используемые обозначения те же, что и в работе [1].

лении s_0 . Тогда амплитуда цуга, как функция времени, запишется в виде

$$\psi_l(t) = A \left(\frac{t-t_0}{\tau_0} \right) \theta(t-t_0) \theta(\tau_0-t+t_0), \quad (3)$$

где $\theta(\tau)$ — ступенчатая функция, а функция $A(\tau)$ различна для разных видов цугов, например,

$$A(\tau) = A_0, \quad (4a)$$

когда в течение интервала времени τ_0 амплитуда цуга постоянна,

$$A(\tau) = A_0 e^{-\tau}, \quad (4б)$$

когда в интервале τ_0 амплитуда цуга экспоненциально затухает.

В точке с координатами $(s_0; s_h)$ (3) примет вид

$$\psi_l(s_0; s_h, t) = A \left(\frac{t-t_0-t_1}{\tau_0} \right) \theta(t-t_0-t_1) \theta(\tau_0-t+t_0+t_1), \quad (5)$$

где $ct_1 = s_0 + s_h \cos 2\theta$ — расстояние точки $(s_0; s_h)$ от волнового фронта в момент пересечения последней поверхности кристалла в точке 0.

Преобразование Лапласа $F_l(s_0; s_h, p)$ функции $\psi_l(s_0; s_h, t)$ для рассмотренных конкретных случаев соответственно будет

$$F_l(s_0; s_h, p) = A_0 \frac{1-e^{-\tau_0 p}}{p} \exp[-p(t_0+t_1)], \quad (6a)$$

$$F_l(s_0; s_h, p) = A_0 \frac{1-e^{-\left(p+\frac{1}{\tau_0}\right)\tau_0}}{p+\frac{1}{\tau_0}} \exp[-p(t_0+t_1)]. \quad (6б)$$

Рассмотрим в отдельности решение (2) в случаях Лауэ и Брэгга.

Решение в случае Лауэ

Соответствующая функция Римана имеет в этом случае вид [4]

$$V_h(s_0; s_h, s_0^0; s_h^0) = \exp[-2\pi i k \beta_h (s_h - s_h^0)] \times \\ \times J_0[2\pi \bar{k} C (\chi_h \chi_{\bar{h}})^{1/2} \sqrt{(s_0 - s_0^0)(s_h - s_h^0)}]. \quad (7)$$

Подставляя (7) и (6а, б) в (2), интегрируя по s_h в пределах от s_h^0 до $-s_h^0/b$ и применяя теорему о свертке [5], получаем

$$\psi_h(s_0^0; s_h^0, t) = \frac{i\pi \bar{v} C \chi_h}{2 \sin^2 \theta} A_0 \int \exp\left(\frac{i\pi \bar{v} \beta_h}{\sin^2 \theta} \tau\right) J_0\left[\frac{\pi \bar{v} C (\chi_h \chi_{\bar{h}})^{1/2}}{\sin^2 \theta} \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{\gamma_h}{\gamma_0}\right)^{1/2} \sqrt{\tau(\tau_d - \tau)}\right] \theta(\tau_d - \tau) \theta(\tau) \theta(t - t_0 - t_1 - \tau) \theta(\tau - t + t_0 + t_1 + \tau_0) d\tau. \quad (8a)$$

$$\psi_h(s_0^0; s_h^0, t) = \frac{i\pi \bar{v} C \chi_h A_0}{2 \sin^2 \theta} \int \exp\left(\frac{i\pi \bar{v} \beta_h}{\sin^2 \theta} \tau - \frac{t - t_0 - t_1 - \tau}{\tau_0}\right) \times$$

$$\times \int_0 \left[\frac{\pi \sqrt{C(\gamma_h \gamma_h)}^{1/2}}{\sin^2 \theta} \left(\frac{\gamma_h}{\gamma_0} \right)^{1/2} V(\tau_d - \tau) \right] \times \\ \times \theta(\tau_d - \tau) \theta(\tau) \theta(t - t_0 - t_1 - \tau) \theta(\tau - t + t_0 + t_1 + \tau_0) d\tau, \quad (8б)$$

где $c\tau_d = 2d \sin^2 \theta / \gamma_h$ — максимальная разность ходов интерферирующих пучков, $d = s_0^0 \gamma_0 + s_h^0 \gamma_h$ — глубина рассматриваемой точки (s_0^0 ; s_h^0) в кристалле.

Как видно из выражений (8а, б), пределы интегрирования в отличие от строго монохроматического случая зависят от времени и определяются произведениями θ -функций. $|\psi_h(s_0^0; s_h^0, t)|^2$ описывает мгновенное значение интенсивности, создаваемой одним волновым пучком, а за время наблюдения, которое значительно превышает интервал, имеющий в данном случае физический смысл масштаба времени (средний период $1/\nu$ и время когерентности $1/\Delta\nu$), нерегулярным образом через точку наблюдения проходит множество волновых пучков, испускаемых в различные моменты времени. Поэтому $|\psi_h(s_0^0; s_h^0, t)|^2$ следует усреднить по t_0 :

$$I_h(s_0^0; s_h^0) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_h(s_0^0; s_h^0, t)|^2 dt. \quad (9)$$

Из (8а, б) и (9) видно, что I_h зависит только от глубины в кристалле, и линии равной интенсивности волнового поля, как и для строго монохроматической плоской волны, есть прямые, параллельные поверхности входа кристалла.

Рассмотрим зависимость интенсивности I_h от глубины d в кристалле для разных значений длины дуга. Для симметричного отражения от семейства плоскостей (111) кремния при излучении CuK_α дифракционная полуширина составляет величину порядка $7''$, что соответствует такой спектральной ширине, какую имеет дуг с длиной $l_0 \approx 0,17$ мкм. Отметим, что для излучения CuK_α с естественной спектральной шириной длина дуга $l_0 \approx 0,1$ мкм [6]. Поэтому для получения плосковолновых интерференционных линий следует излучение предварительно монохроматизировать с помощью асимметричных монохроматоров. Такой эксперимент проведен в работе [7], где монохроматизированный пучок имел длину когерентности порядка 2 мкм. На рис. 1а приведена зависимость I_h от d для этого случая как для прозрачного, так и для поглощающего кристалла*. Для сравнения на рис. 2а приведена также зависимость I_h от d для строго монохроматического излучения в поглощающем кристалле. Явление аномального прохождения приводит, в основном, к значительному уменьшению максимумов интерференционной картины и сравнительно мало изменяет минимумы этой картины, тогда как (см. рис. 1а) конечность длины дуга оказывает существенное влияние и на минимумы картины. Естественно, поэтому, что конечность длительности дуга падающего излучения

* Приведенные в статье графики построены на основе численного расчета на ЭВМ.

в данном случае оказывает более сильное влияние на видность $\gamma = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$ интерференционной картины, чем поглощение (рис. 1б и 2б).

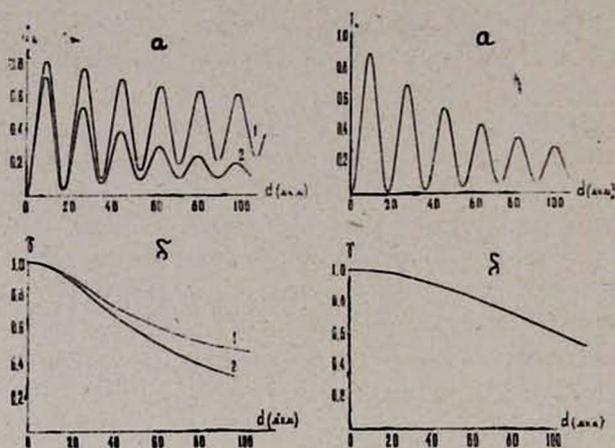


Рис. 1.

Рис. 2.

Рис. 1. Зависимости интенсивности (а) и видности (б) интерференционной картины от глубины в кристалле для падающего пучка с длиной когерентности 2 мкм; кривая 1—прозрачный кристалл, кривая 2—поглощающий кристалл.

Рис. 2. Зависимости интенсивности (а) и видности (б) интерференционной картины от глубины в поглощающем кристалле для строго монохроматического излучения.

На рис. 3а приведен случай, когда падающее излучение CuK_α послеасимметричного монохроматора имеет вдвое меньшую эффективную спектральную ширину, чем спектральная ширина пропускания кристалла (длина пучка порядка 0,34 мкм). Падение видности интерференционных полос значительно уже при незначительных толщинах (рис. 3б).

На рис. 4а показан случай, когда монохроматизация излучения имеет такую степень, что $l_0 \sim \Lambda_0$, где Λ_0 — экстинкционная глубина, равная для данного случая 18,4 мкм. При этом видность интерференционных полос по сравнению со строго монохроматическим случаем отличается незначительно (рис. 4б). Падение видности интерференционной картины в поглощающем кристалле является результатом различия интерференционных коэффициентов поглощения двух волновых полей, интерферирующих в кристалле (аномально сильно и слабо поглощающиеся поля). Функция видности интерференционных маятниковых полос зависит от разности этих коэффициентов и определяется следующим образом:

$$\gamma = 1/\text{ch}(sd), \quad (10)$$

где $2s = \sigma_1 - \sigma_2$ — разность интерференционных коэффициентов этих полей. Интенсивность волнового поля плосковолнового пучка, согласно (9), определяется следующим образом:

$$I_h = \int_{-\infty}^{\infty} F(l_0, \beta_h) G(d, \beta_h) d\beta_h,$$

где $F(l_0, \beta_h)$ — функция, зависящая от формы и структуры падающего пучка, а $G(d, \beta_h)$ имеет смысл коэффициента отражения совершенного кристалла при отклонении от условия Брэгга, определяемом параметром β_h .

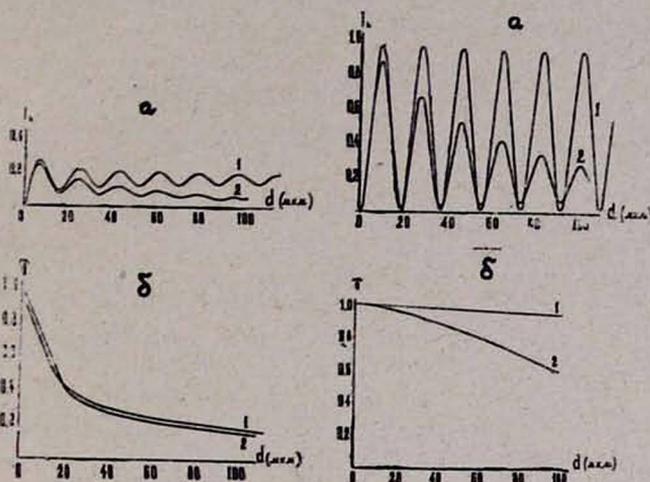


Рис. 3.

Рис. 4.

Рис. 3. То же самое, что и на рис. 1, для падающего пучка с длиной когерентности 0,34 мкм.

Рис. 4. То же самое, что и на рис. 1, для падающего пучка с длиной когерентности 18,4 мкм.

Таким образом, если $F(l_0, \beta_h)$ — достаточно медленно изменяющаяся функция (короткий пучок), спектральная ширина дифрагированного пучка определяется отражательной способностью кристалла, т. е. функцией $G(d, \beta_h)$, причем угловая полуширина пучка оказывается равной дифракционной полуширине совершенного кристалла. Если же функция $F(l_0, \beta_h)$, как функция β_h , меняется быстрее (длинный пучок), чем $G(d, \beta_h)$, то вклад в волновое поле дает некоторая малая область вокруг точки $\beta_h = 0$. В предельном случае бесконечно протяженного пучка $F(l_0, \beta_h) = \delta(\beta_h)$ и дифракционный пучок полностью определяется отражающей способностью кристалла. В промежуточных случаях спектральная и угловая структуры дифрагированного пучка зависят как от структуры падающего волнового пучка, так и отражающей способности кристалла. В соответствии с этим видность интерференционных явлений существенно зависит от формы и структуры падающего плосковолнового пучка. В предельном случае достаточно широкого в спектральном отношении падающего пучка функция видности, в основном, определяется падающим пучком. В другом предельном случае $F(l_0, \beta_h) = \delta(\beta_h)$ функция видности определяется по формуле (10) для совершенного кристалла.

Таким образом, при учете длины когерентности на видность интерференционных картин экстинкционная длина является характерным параметром: при $l_0 < \Lambda_0$ учет существенен, а при $l_0 > \Lambda_0$ он не существен. Так как экстинкционная длина обычно есть величина порядка 30 мкм, то в экспериментах мы имеем, как правило, $l_0 < \Lambda_0$.

В общем случае для дуга с произвольным спектральным распределением по положениям максимумов и минимумов интерференционной картины и с помощью функции видности полос $\gamma(d)$ можно воспроизвести спектральное распределение исходного пакета [8], если его ширина меньше спектральной ширины пропускания кристалла.

Решение в случае Брэгга

Функция Римана для случая Брэгга имеет вид [9]

$$V_h(s_0; s_h, s_0^0; s_h^0) = \exp[-2\pi i \bar{k} \beta_h (s_h - s_h^0)] \left\{ J_0 [2\pi \bar{k} C (\chi_h \chi_{\bar{h}})^{1/2} \times \right. \\ \left. \times \sqrt{(s_0 - s_0^0)(s_h - s_h^0)}] + \frac{\gamma_0}{|\gamma_h|} \frac{s_0 - s_0^0}{s_h - s_h^0} J_2 [2\pi \bar{k} C (\chi_h \chi_{\bar{h}})^{1/2} \sqrt{(s_0 - s_0^0)(s_h - s_h^0)}] \right\}. \quad (11)$$

Рассмотрим случай полубесконечного кристалла. Аналогично случаю Лауэ подставляя (11) и (6а, б) в (2), интегрируя по s_h в пределах от $-\infty$ до s_h^0 и применяя теорему о свертке, получаем

$$\psi_h(s_0^0; s_h^0, t) = -\frac{i\pi \bar{v} C \chi_h}{2 \sin^2 \theta} A_0 \int \exp\left(\frac{i\pi \bar{v} \beta_h}{\sin^2 \theta} \tau\right) \times \\ \times \left\{ J_0 \left[\frac{\pi \bar{v} C (\chi_h \chi_{\bar{h}})^{1/2}}{\sin^2 \theta} \left(\frac{|\gamma_h|}{\gamma_0}\right)^{1/2} \sqrt{\tau(\tau + \tau_d)} \right] + \right. \\ \left. + \frac{\tau + \tau_d}{\tau} J_2 \left[\frac{\pi \bar{v} C (\chi_h \chi_{\bar{h}})^{1/2}}{\sin^2 \theta} \left(\frac{|\gamma_h|}{\gamma_0}\right)^{1/2} \sqrt{\tau(\tau + \tau_d)} \right] \right\} \times \\ \times \theta(\tau) \theta(t - t_0 - t_1 - \tau) \theta(\tau - t + t_0 + t_1 + \tau_0) d\tau, \quad (12a)$$

$$\psi_h(s_0^0; s_h^0, t) = -\frac{i\pi \bar{v} C \chi_h}{2 \sin^2 \theta} A_0 \int \exp\left(\frac{i\pi \bar{v} \beta_h}{\sin^2 \theta} \tau - \frac{t - t_1 - t_0 - \tau}{\tau_0}\right) \times \\ \times \left\{ J_0 \left[\frac{\pi \bar{v} C (\chi_h \chi_{\bar{h}})^{1/2}}{\sin^2 \theta} \left(\frac{|\gamma_h|}{\gamma_0}\right)^{1/2} \sqrt{\tau(\tau + \tau_d)} \right] + \right. \\ \left. + \frac{\tau + \tau_d}{\tau} J_2 \left[\frac{\pi \bar{v} C (\chi_h \chi_{\bar{h}})^{1/2}}{\sin^2 \theta} \left(\frac{|\gamma_h|}{\gamma_0}\right)^{1/2} \sqrt{\tau(\tau + \tau_d)} \right] \right\} \times \\ \times \theta(\tau) \theta(t - t_0 - t_1 - \tau) \theta(\tau - t + t_0 + t_1 + \tau_0) d\tau, \quad (12б)$$

где $\tau_d = 2d \sin 2\theta / |\gamma_h|$, $d = s_0^0 \gamma_0 - s_h^0 |\gamma_h|$ — глубина рассматриваемой точки ($s_0^0; s_h^0$) в кристалле. Как и в случае Лауэ, пределы интегрирования в отличие от строго монохроматического случая зависят от времени и определяются произведением θ -функций, т. е. когерентно освещенный уча-

сток входной поверхности кристалла, дающий вклад в рассматриваемой точке, меняется со временем. Наблюдаемой величиной на эксперименте является

$$I_h(s_0^0; s_h^0) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T |\psi_h(s_0^0; s_h^0, t)|^2 dt.$$

На рис. 5 приведены значения интенсивности отраженной волны I_h на входной поверхности кристалла кремния при симметричном отражении от плоскостей (111) при излучении CuK_α с разными длинами когерентности в зависимости от параметра β_h . Для сравнения приведена также кривая отражения для строго монохроматического излучения CuK_α . В отличие от случая Лауэ интенсивность дифрагированного пучка не является осцилли-

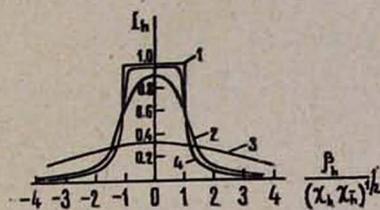


Рис. 5. Зависимость интенсивности отраженного пучка от параметра угла падения в прозрачном кристалле: строго монохроматическое излучение (1), излучение с длиной когерентности 2 мкм (2); 0,34 мкм (3); 18,4 мкм (4).

рующей функцией. Но теперь угловое распределение коэффициента отражения определяется спектральной структурой падающего волнового пучка. Угловая полуширина дифрагированного пучка, служащая характерным параметром отражающей способности кристалла и являющаяся основой многих практических применений (коллимация и монохроматизация рентгеновских пучков, определение структурных амплитуд различных отражений), существенным образом зависит от спектральной структуры падающего пучка. Как и в случае Лауэ учет этой структуры несущественен лишь тогда, когда длина когерентности падающего пучка больше экстинкционной длины и учет конечности длины когерентности необходим при $l_0 < \Lambda_0$.

Авторы выражают благодарность проф. П. А. Безирганяну за проявленный интерес к работе и ценные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

Поступила 2.X.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Левонян, К. Г. Труни. Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 108 (1978).
2. Э. Г. Пинскер. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах, Изд. Наука, М., 1974.
3. S. Kikuta, K. Kohra. J. Phys. Soc. Japan, 29, 1322 (1970).
T. Matsushita, S. Kikuta, K. Kohra. J. Phys. Soc. Japan, 30, 1135 (1970).
4. A. Authier, D. Simon. Acta Cryst., A24, 517 (1968).
5. Г. Деч. Руководство к практическому применению преобразования Лапласа и Z-преобразования, Изд. Наука, М., 1971.
6. L. G. Parratt. Rev. Mod. Phys., 31, 616 (1959).
7. H. Hashizume, H. Ishida, K. Kohra. Jap. J. Appl. Phys., 10, 514 (1971).

8. М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики, Изд. Наука, М., 1970.
9. T. Uragami. J. Phys. Soc. Japan, 27, 147 (1969).

ԿԱՏԱՐՅԱԼ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ՑՈՒԳԻ ՎԵՐՋԱՎՈՐ ՏԵՎՈՂՈՒԹՅԱՄԲ
ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ԴԻՖՐԱԿՑԻԱՆԻ ՀԱՐՑԻ ՄԱՍԻՆ

Լ. Վ. ԼԵՎՈՆՅԱՆ, Կ. Գ. ԹՐՈՒՆԻ

Քննարկված է կատարյալ բյուրեղներում ունեցողական ճառագայթների դիֆրակցիան հարթալիքային մոտավորությամբ ինչպես Լաուեի, այնպես էլ Բրեգի դեպքում՝ ընկնող ճառագայթի կոհերենտ ճառագայթման տեղումբյան վերջավոր լինելու հաշվառմամբ:

ON THE PROBLEM OF X-RAY DIFFRACTION FOR FINITE,
DURATION OF WAVE TRAIN IN PERFECT CRYSTALS

L. V. LEVONYAN, K. G. TROUNI

The X-ray diffraction in perfect crystals is considered in the plane wave approximation for both the Laue case and the Bragg case taking into account the finite duration of coherent radiation of an incident beam.

ДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ВОЛНОВЫХ ПАКЕТОВ В РЕНТГЕНОВСКОМ МОНОХРОМАТОРЕ

А. М. ЕГИАЗАРЯН, П. А. БЕЗИРГАНЯН

В приближении входящего в монохроматор узкого рентгеновского пакета приведены графики зависимостей поляризации и интенсивности выходящего пучка от координат точек на поверхности его поперечного сечения. Получены выражения для волновых функций рентгеновских волновых пакетов, выходящих из рентгеновского монохроматора.

В связи с появлением рентгеновских резонаторов и монохроматоров [1] в качестве своеобразных источников рентгеновского излучения в последнее время интенсивно исследуются перспективы применения их излучения в рентгеноголографической микроскопии. Теоретические расчеты [2, 3] показали, что пространственная и временная когерентности резонированного излучения достаточны для его применения в голографии.

Однако в разработанной теории резонаторов и монохроматоров не учтены динамические эффекты, возникающие при дифракции некогерентного излучения в идеальном кристалле, что может привести к ошибкам при определении степени поляризации их излучения, выходящего из резонатора и монохроматора. Для выбора световой волны, восстанавливающей увеличенное изображение микрообъекта, необходимо определить геометрическую форму поверхности постоянной фазы резонированной волны, учитывая при этом интерференционные эффекты при рассеянии излучения в рентгеновском резонаторе и монохроматоре.

В настоящей работе рассматривается последовательная дифракция узкого рентгеновского волнового пакета в рентгеновском монохроматоре. Исследуется пространственное распределение интенсивности выходящих волновых пакетов и приводится оценка коэффициента поляризации этих волновых пакетов.

Рассмотрим рентгеновский монохроматор [1] с полубесконечными стенками, поверхности которых составляют между собой угол, равный 90° , а отражающие по Брэггу плоскости параллельны поверхностям стенок (рис. 1).

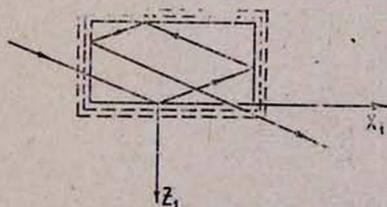


Рис. 1. Схема дифракции волновых пакетов в рентгеновском монохроматоре в плоскости их падения.

Допустим, что рентгеновский волновой пучок попадает в монохроматор и затем, дифрагируя на его стенках, выходит наружу. Падающий волновой пакет можно записать в следующем общем виде:

$$\psi_0(\mathbf{r}) = \Phi_0(\mathbf{r}) \exp(-2\pi i k_0 r). \quad (1)$$

Волновое поле $\psi_h(\mathbf{r})$, отраженное после дифракции на первой стенке монохроматора, описывается решением уравнения распространения для поля в недеформированных монокристаллах [4—6]:

$$\psi_h(x_1, z_1) = -\frac{i\pi k c x_h \gamma_{01}}{\sin 2\theta_{B1}} \int_0^{x_1} G^1(x_1 - x, z_1) \Phi_0(x) dx. \quad (2)$$

Здесь координатные оси x и z_1 выбраны соответственно параллельно поверхности первой стенки χ в направлении внутренней нормали к ней, $G^1(x, z)$ — функция Римана вышеупомянутого уравнения для первой стенки монохроматора [5], x , z_1 — координаты точек на первой стенке, $k = |k_0|$ — волновое число в вакууме, $\gamma_{01} = \sin \theta_{B1}$ (θ_{B1} — угол Брэгга), c — поляризационный фактор, равный единице для σ -поляризации и $\cos 2\theta_{B1}$ — для π -поляризации, x_h — фурье-компонента поляризуемости монокристалла монохроматора для прямого вектора дифракции и, наконец, индекс 1 указывает номер стенки.

Если на поверхность $z_1 = 0$ первой стенки падает узкий пучок единичной интенсивности

$$\psi_0(x, 0) = \delta(x), \quad (3)$$

то дифрагированное поле описывается функцией

$$\psi_h(x_1, 0) = (x_h/x_h^-)^{1/2} J_1(\beta_1 x_1)/x_1, \quad (4)$$

где x_h^- — фурье-компонента поляризуемости монокристалла монохроматора для обратного вектора дифракции, $J_1(x)$ — функция Бесселя первого порядка, а $\beta_1 = 2\pi k c \sqrt{x_h x_h^-} / \gamma_{01} \gamma_{h1} / \sin 2\theta_{B1}$, $\gamma_{01} = \gamma_{h1}$.

Дифрагированное волновое поле на поверхности второй стенки определяется сверткой

$$\psi_h(x_2, 0) = (x_h/x_h^-)^{1/2} \int_0^{x_2} \frac{J_1(\beta_1 x)}{x} \cdot \frac{J_1[\beta_2(x_2 - x)]}{x_2 - x} dx; \quad (5)$$

как и выше, индекс u параметров указывает номер стенки монохроматора.

Нетрудно убедиться в том, что h -компонента волнового поля на поверхности четвертой стенки монохроматора описывается функцией

$$\begin{aligned} \psi_h(x_4, 0) = & (x_h/x_h^-)^{1/2} \int_0^{x_4} \frac{J_1[\beta_2(x_4 - z)]}{x_4 - z} \int_0^z \frac{J_1[\beta_1(z - y)]}{z - y} \int_0^y \frac{J_1(\beta_1 x)}{x} \times \\ & \times \frac{J_1[\beta_2(y - x)]}{y - x} dx dy dz. \end{aligned} \quad (6)$$

Согласно теореме о свертке для двухстороннего преобразования Фурье [7], амплитуду выходящего из монохроматора волнового пакета можно представить в виде

$$\psi_h(x_4, 0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(ipx_4) F(ip) dp, \quad (7)$$

где

$$F(p) = [F_1(p)]^2 \cdot [F_2(p)]^2,$$

$F_1(p)$ и $F_2(p)$ — соответственно лапласианы функций $J_1(\beta_1 x)/x$ и $J_1(\beta_2 x)/x$. Лапласиан функции $J_1(\beta_1 x)/x$ имеет вид [7]

$$F_1(p) = [p - \sqrt{p^2 - \beta_1^2}] / \beta_1. \quad (8)$$

Подставив выражение (8) в (7), после ряда упрощений находим

$$\psi_h(x_4, 0) = -\frac{1}{\pi} \left(\frac{z_h}{z_h} \right)^{1,2} \int_0^{\infty} \cos(px_4) \cdot \left[\frac{p - \sqrt{p^2 - \beta_1^2}}{\beta_1} \right]^2 \cdot \left[\frac{p - \sqrt{p^2 - \beta_2^2}}{\beta_2} \right]^2 dp. \quad (9)$$

Очевидно, что квадрат модуля выражения

$$F(p) = [p - \sqrt{p^2 - \beta_1^2}]^2 \cdot [p - \sqrt{p^2 - \beta_2^2}]^2 / \beta_1^2 \beta_2^2$$

описывает угловое распределение интенсивности в выходящем пучке. Численное интегрирование для определения пространственного распределения интенсивности

$$J(x_4) = |\psi_h^{\parallel}(x_4, 0)|^2 + |\psi_h^{\perp}(x_4, 0)|^2$$

и коэффициента поляризации

$$S(x_4) = [|\psi_h^{\parallel}|^2 - |\psi_h^{\perp}|^2] / J(x_4)$$

излучения проводилось на ЭВМ «Наири-2».

Кривые зависимостей $J(x_4)$ и $S(x_4)$ излучения Ge-монохроматора с

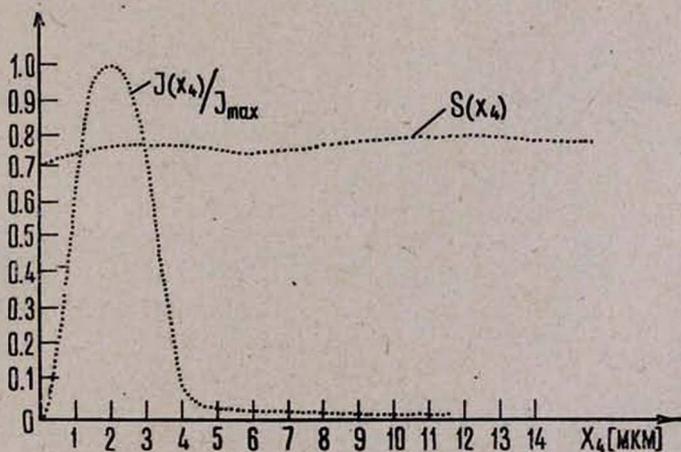


Рис. 2. Кривые зависимостей $J(x_4)$ и $S(x_4)$ для Ge-монохроматора; J_{max} — максимальное значение $J(x_4)$.

отражающими плоскостями (440) и (220) для спектральной линии CoK_{α_1} ($\lambda_0 = 3,788965 \text{ \AA}$) приведены на рис. 2. Из этих кривых следует, что волновые пакеты, выходящие из монохроматоров, частично поляризованы со средним коэффициентом поляризации, большим 0,7. Поперечный размер пространственной области, где сосредоточена значительная часть интенсивности этих пакетов, — порядка 1 мкм.

Авторы выражают благодарность К. Г. Труни за ценные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

Поступила 27.IV.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Ростомян, П. А. Безиргянян. ДАН АрмССР, 64, 228 (1977).
2. А. М. Егiazарян, А. Г. Ростомян, П. А. Безиргянян. Материалы Всесоюзного межвузовского совещания по многоволновому рассеянию рентгеновских лучей, Изд. ЕГУ, 1978, стр. 104.
3. А. М. Егiazарян, А. Г. Ростомян, П. А. Безиргянян. ДАН АрмССР, 66, 228 (1978).
4. А. Афанасьев, V. Kop. Acta Cryst., A27, 421 (1971).
5. К. Г. Труни и др. Препринт ЕГУ, 1973.
6. Т. Uragami. J. Phys. Soc. Japan, 27, 147 (1969).
7. Ф. Морс, Г. Феибих. Методы теоретической физики, Изд. ИЛ, М., 1960.
8. Г. Н. Ватсон. Теория бесселевых функций, Изд. ИЛ, М., ч. 1, 1949.

ՈՆԵՏԳԵՆՅԱՆ ՄՈՆՈԽՐՈՄԱՏՈՐՆԵՐՈՒՄ ԱԼԻՔԱՅԻՆ ՓԱԹԵԹՆԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ԴԻՆԱՄԻԿ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա. Մ. ԵԳԻԱԶԱՐՅԱՆ, Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԳՅԱՆՅԱՆ

Մոնոխրոմատոր մտնող նեղ ալիքային փաթեթի մոտավորությամբ բերված են դուրս ելած փնջի բեկնացման և ինտենսիվության կախումների գրաֆիկները փնջի լայնական կտրվածքի կետերի կորոզինատներին: Հաշվված են դուրս ելած ալիքային փաթեթների ալիքային ֆունկցիաները:

THE DYNAMIC THEORY OF WAVE PACKETS POLARIZATION IN X-RAY MONOCHROMATORS

A. M. EGHAZARYAN, P. H. BEZIRGANYAN

In the approximation of incoming narrow wave packet of unit intensity the wave functions of outgoing wave packets are calculated.

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ВЕЩЕСТВ НА ХАРАКТЕР И ИНТЕНСИВНОСТЬ РЕНТГЕНИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОЙ КАРТИНЫ

М. А. НАВАСАРДЯН, В. К. МИРЗОЯН, В. В. АРУТЮНЯН

Показано, что неоднородные материалы, помещенные на пути интерферирующих пучков внутри интерферометра, могут как уменьшить интенсивность всех рефлексов интерферометра, так и полностью исказить муаровую картину. Искажение муаровой картины объясняется появлением неоднородного фазового сдвига у интерферирующих пучков. Уменьшение интенсивности объясняется отклонением некоторой части пучка от точного условия динамического отражения.

Интерферометрические методы изучения веществ дают возможность выявлять такие их характеристики, которые обуславливают изменения фаз интерферирующих волн при их прохождении через вещество или при их отражении от поверхности раздела двух сред.

Сдвиги фаз, возникающие между интерферирующими пучками в случае прохождения, определяются отношением разности оптических путей этих пучков к длине волны данного излучения. Несмотря на то, что длины волн рентгеновских лучей на три порядка меньше длин волн видимого диапазона света, вышеупомянутое отношение для рентгеновских лучей оказывается меньше, чем аналогичное отношение для видимого диапазона длин волн.

В настоящей работе изучено влияние неоднородностей веществ на интерференционную картину рентгенинтерферометра с целью выяснения возможности применения метода рентгенинтерферометрии для определения микронеоднородностей и их распределения в объеме вещества.

Постановка эксперимента и результаты

Плоские образцы исследуемого материала помещались на пути одного из пучков (или обоих пучков одновременно) рентгенинтерферометра, как показано на рис. 1. Образец помещался либо после блока расщепите-

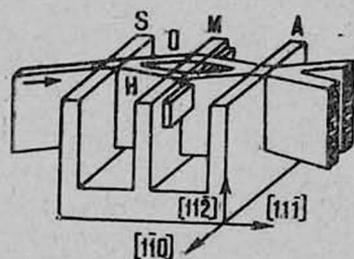


Рис. 1. Рентгенинтерферометр с образцом.

ля S, либо после зеркального блока M. Толщина образцов менялась от 20 до 1000 мкм. Часть образцов имела явно выраженную неоднородную

волокнистую структуру (бумага, бериллий и др.), в которой волокна имели как хаотическое, так и текстурированное распределение. Применялись образцы со структурой, характерной для мутных сред (тефлон). Изучались также порошки кристаллических или некристаллических веществ (LiF, оргстекло и др.).

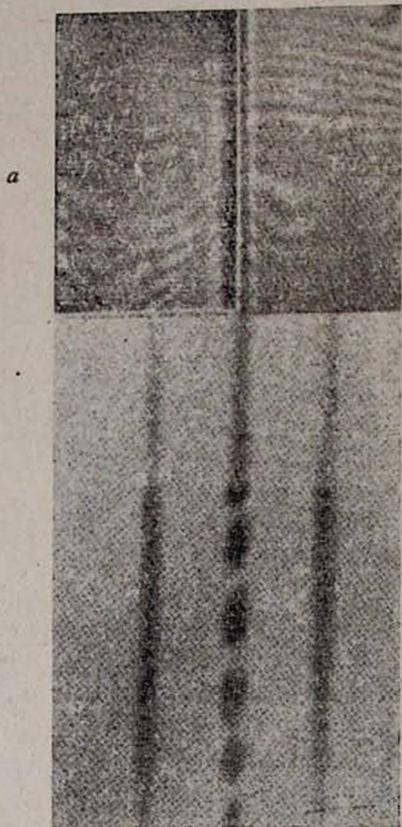


Рис. 2. Рентгенинтерферограммы: а) при отсутствии образца внутри интерферометра; б) при помещении на пути лучей образца бумаги в виде полосы и треугольника ($d = 30$ мкм); в) рефлексы ст интерферометра, на которых видна граница бумаги, помещенной внутри интерферометра ($d = 70$ мкм).

однородного вещества (образцов бумаги толщиной 30 мкм). В средней и нижней частях рис. 2б видны следы фигур (полоса и треугольник) из бумаги.

Интересно, что интерференционная картина искажается также, если на пути лучей поместить шлифованную однородную пластинку оргстекла. Прозрачная и плоско-параллельная пластинка (оргстекла) не искажает интерференционную картину, так как везде имеется одинаковый сдвиг фаз [1]. Нарушение интерференционных полос наблюдается также, если

Прежде всего отметим, что все образцы с волокнистым строением и порошки сильно искажают интерференционную картину. Некоторые из веществ искажают картину при довольно малых толщинах. К примеру, для полного искажения интерференционной картины достаточно было поместить на пути лучей бумагу толщиной 30 мкм.

Если этот же образец поместить вне интерферометра перед входом или после выхода пучка за интерферометром, то он не оказывает влияния на картину интерференции. Встречается и такая ситуация: при просматривании образца с помощью видимого света материал (тефлон) оказывается неоднородным (изображение предмета через него не передается без искажения), а при помещении его на пути когерентных рентгеновских лучей образец не нарушает интерференционную картину, т. е. ведет себя как однородное вещество. Таким образом, интерференционную картину искажают не все образцы с явным признаком неоднородности.

На рис. 2 представлены три рентгенинтерферометрические картины. Рис. 2а получен при отсутствии образца внутри интерферометра, рис 2б получен при помещении на путь лучей внутри интерферометра неоднородного вещества.

на пути лучей поместить одномерную сетку, сделанную из прозрачного (капронового) волокна с толщиной волокон 30 мкм.

Кроме нарушения интерференционной картины неоднородный образец сравнительно большой толщины, помещенный внутри интерферометра, может сильно (до 50% и более) уменьшить также интенсивность всех рефлексов (интерферирующих и неинтерферирующих, см. рис. 2в). На этом рисунке видно воздействие на интенсивность рефлексов только той бумаги, которая помещена внутри интерферометра в его верхней части, — она сильно уменьшила интенсивность верхней части рефлексов. Бумага перекрывает одновременно и нижнюю часть рефлексов, но с наружной стороны интерферометра.

Обсуждение и выводы

Рентгенинтерференционная картина может искажаться по ряду причин, а именно: от неоднородного фазового сдвига между интерферирующими волнами, от неодинакового отклонения пучков в разных точках, от разного изменения состояния поляризации интерферирующих волн или от неоднородного поглощения вещества в разных участках образца.

Последние два фактора в данном случае не дают существенного вклада, так как, во-первых, коэффициенты поглощения использованных веществ для CuK_{α} -излучения малы (см. таблицу), во-вторых, при измене-

Таблица
Некоторые параметры исследованных веществ для CuK_{α} -излучения ($\lambda = 1,54 \text{ \AA}$)

Вещество	Плотность ρ ($г/см^3$)	Толщина d (см)	Лин. коэф. погл. μ ($см^{-1}$)	μd	Дек. пок. прел. $\delta \cdot 10^6$
Бумага (целлюлоза)					
$C_6H_{12}O_5$	1.5	0,005	11,4	0,06	4,78
Бериллий (Be)	1.85	0,05	3	0,15	—
Плексиглас					
$C_5H_8O_2$	0.96	0,05	6	0,3	3,47
Глицерин					
$(CH_2OH)_2$	1,26	0,1	9,6	0,96	4,41

нии толщины плоского однородного образца четкость изображения полос не меняется. Это говорит о том, что поляризация существенно не меняется при прохождении излучения через вещество. Основными причинами искажения следует считать неоднородный фазовый сдвиг и неоднородное отклонение пучков от первоначального направления. Различие в фазах между двумя интерферирующими волнами возникает из-за того, что падающий пучок в определенных участках образца проходит сквозь волокна, а в других — через промежутки между волокнами. Так как области с отличающимися плотностями материала имеют малые размеры, то малыми будут и участки, значительно изменяющие фазы волн. В пределах одной интерференционной полосы скачки фаз будут меняться несколько десятков раз,

по-разному в разных местах. Понятно, что это может привести к потере устойчивой интерференционной картины. Разность фаз, возникающая между соседними точками внутри образца с отличающимися плотностями, рассчитывается по известной формуле

$$\varphi = 2\pi \frac{n_1 d_1 - n_2 d_2}{\lambda} \quad (1)$$

Поскольку использовались плоские образцы (одинаковые d), то различие в оптических путях nd можно отнести к различию в показателях преломления n соседних участков в объеме образца, а это различие, в свою очередь, при данной длине волны λ зависит от различия плотностей ρ веществ (плотностей электронов) этих участков [2], т. е.

$$n = 1 - \delta = 1 - \frac{e^2 N}{2\pi m c^2} \frac{Z}{A} \rho i^2, \quad (2)$$

где δ — декремент показателя преломления вещества, N — число Авогадро, e и m — заряд и масса электрона, c — скорость света, Z и A — соответственно атомный номер и атомный вес составляющих данное вещество атомов.

Максимальная разность фаз, рассчитанная нами по формуле (1), при которой все еще полностью не нарушается интерференционная картина, равна 30° . Неодинаковое отклонение также может привести к некоторому искажению интерференционной картины, так как в данную точку будут попадать некогерентные друг с другом пучки.

Уменьшение интенсивности всех дифрагированных пучков объясняется отклонением некоторого процента излучения от точного условия динамического отражения внутри интерферометра. При угле отклонения излучения более чем на $10''$ они будут сильно поглощаться в объеме следующего блока интерферометра, так как пучки являются аномально-проходящими [3]. Такие же отклонения претерпевают дифрагированные пучки и при помещении образца вне интерферометра (нижняя часть рис. 2в), но эти отклонения не влияют на их интенсивность, так как отклоненные излучения остаются в общем потоке дифрагированного пучка. Отклонение излучения может происходить как из-за преломления пучка на границах неоднородностей (волокно, зерно), так и из-за полного внешнего отражения. В обоих случаях интенсивности неотклоненного и отклоненного излучений — сравнимые величины.

Для выяснения роли факторов неоднородного фазового сдвига и отклонения пучка в искажении интерференционной картины и в уменьшении интенсивности дифрагированных пучков нами были поставлены дополнительные эксперименты. Кювета, внутренние поверхности которой были отшлифованы, помещалась на пути лучей внутри интерферометра. При этом интерференционная картина исчезала. При заполнении кюветы глицерином, т. е. веществом, показатель преломления которого близок к показателю преломления оргстекла (см. таблицу), искаженная картина восстанавливалась.

Наличие отклоненного пучка, вызванного неоднородностью вещества, и наличие преломленного пучка проверялось прямым способом с помощью двухкристального спектрометра, собранного по схеме Л-Л, см. рис. 3 (в качестве монохроматора *m* и анализатора *n* использовались пластинки Ge толщиной 0,45 мм, отражения получались от плоскости (220)). Для этого неоднородный образец ставился на пути лучей между монохроматором и анализатором в положение 1 (рис. 3). Поворачивая анализатор во-

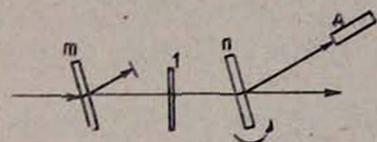


Рис. 3. Схема двухкристального спектрометра по Л-Л.

круг оси [112] (нормали к плоскости чертежа), детектором *D* регистрировалась интенсивность отраженного пучка и с помощью ЭПП-09 снимался график углового распределения падающего на анализатор рентгеновского пучка (см. рис. 4а, б, в).

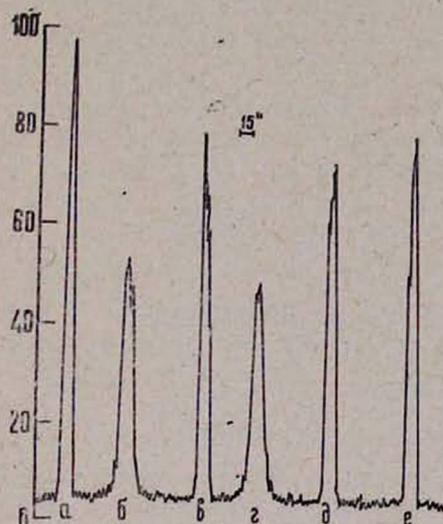


Рис. 4. Угловое распределение падающего на анализатор пучка: а) без образца на пути лучей; б) образец (бумага) в положении 1; в) образец (бумага) перед входом детектора; г) волокна капроновой сетки перпендикулярны к плоскости падения в положении 1; д) волокна параллельны плоскости падения в положении 1; е) сетка перекрывает вход детектора; по вертикальной оси отложена интенсивность в произвольном масштабе.

Как видно из графиков, угловая ширина пучка при помещении образца (бумаги толщиной 0,3 мм) на пути лучей (рис. 4б) почти в два раза больше, чем аналогичная ширина при отсутствии образца (рис. 4а). Уменьшение интенсивности при помещении образца перед детектором (рис. 4 в, е) обусловлено обычным поглощением. Картина, аналогичная рис. 4б, получается при использовании в качестве образца порошка кристаллического или аморфного вещества. Если в качестве образца использовать одномерную многослойную сетку из прозрачного для рентгеновского луча волокна, то влияние сетки на угловую ширину пучка различно при разной ориентации нитей относительно плоскости падения, а именно, если нити сетки перпендикулярны к плоскости падения, то ширина отклоненного пучка больше (рис. 4г), а при параллельности нитей сетки этой плоскости ширина отклоненного пучка меньше (рис. 4д) (высота графика соответствен-

но выше и ниже). Малая ширина (большая высота графика пучка, рис. 4д) при помещении нитей в плоскости падения обусловлена тем, что отклоненные пучки находятся в вертикальной плоскости, и такое отклонение не нарушает динамического условия отражения.

Вышесказанное говорит о том, что нити действуют как цилиндрические линзы. При большом угле падения угловая ширина преломленных лучей настолько увеличивается, что превосходит наибольшую угловую область динамического отражения, и пучок сильно поглощается в последующем кристалле (блоке). Такой механизм действует и тогда, когда неоднородные участки образца являются зернами.

Ненарушение интерференционной картины мутной средой (тефлоновой лентой) объясняется малым отличием показателей преломления рентгеновских лучей в смежных участках в объеме тефлона (для видимого света показатели преломления этих участков больше отличаются друг от друга), и это малое отличие оказывается недостаточным для создания большого сдвига фаз и поэтому не происходит нарушения интерференционной картины.

Ереванский физический
институт

Поступила 30.III.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Hart. Proc. Roy. Soc., A346, 1 (1975).
2. М. А. Блохин. Физика рентгеновских лучей, Гостехиздат, М., 1957.
3. G. Vogtman. Z. Phys., 127, 297 (1950).

ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌՈՒԹՅԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՌԵՆՏԳԵՆԻՆԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑԻՈՆ ՊԱՏԿԵՐԻ ՏԵՍՔԻ ԵՎ ԴԻՖՐԱԿՑՎԱՍ ՓՆՋԵՐԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Մ. Ա. ՆԱՎԱՍԱՐԴՅԱՆ, Վ. Դ. ՄԻՐԶՈՅԱՆ, Վ. Վ. ԱՐԱՒԻԹՅՈՒՆՅԱՆ

Աշխատանքում ցույց է տրված, որ եթե ունենանք ինտերֆերոմետրի մեջ ինտերֆերող փնջերի ճանապարհին տեղադրվում է անհամասեռություն ունեցող որևէ միջավայր, ապա մինչ այդ լավ արտահայտված ինտերֆերենցիոն շերտերը անհետանում են: Փոքրանում է նաև դիֆրակցիոն փնջերի ինտենսիվությունը: Ինտերֆերենցիոն շերտերի անհետացումը և ինտենսիվության փոքրացումը բացատրվում է նրանով, որ նմուշի տարրեր մասերը, տարրեր բեկման ցուցիչներ ունենալու պատճառով, առաջացնում են փնջի տարրեր չափի խտորումներ և ֆազային շեղումներ: Բեկման ցուցիչ անհամասեռությունը վերացնելիս վերականգնվում են և ինտերֆերենցիոն պատկերը, և փնջերի ինտենսիվությունը:

THE INFLUENCE OF MEDIUM INHOMOGENEITIES ON THE NATURE AND INTENSITY OF AN X-RAY INTERFERENCE PATTERN

M. A. NAVASARDYAN, V. K. MIRZOYAN, V. V. ARUTYUNYAN

It was shown, that the inhomogeneities of material in the path of interfering beams inside the interferometer can both reduce the intensity of all the interferometer reflexes and completely distort the moire pattern. The distortion of the moire pattern could be explained by the appearance of an inhomogeneous phase shift in interfering beams, while the reduction is due to the deviation of a beam part from the exact Bragg condition.

ЗАВИСИМОСТЬ КОНТРАСТА КИКУЧИ-ЭЛЕКТРОНОГРАММ КРЕМНИЯ ОТ ЭНЕРГИИ ПЕРВИЧНОГО ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ

Р. К. КАРАХАНЯН, П. А. ГРИГОРЯН

Исследован контраст разрешенных и запрещенных кикучи-линий в зависимости от энергии первичного пучка электронов. Обнаружено ослабление и усиление соответственно контраста разрешенных и запрещенных линий с уменьшением величины ускоряющего напряжения электронов. Выявлена также большая ширина запрещенных линий по сравнению с разрешенными. Полученные экспериментальные результаты объяснены на основе механизмов образования разрешенных и запрещенных кикучи-линий.

В теории дифракции электронов [1] известны брэгговские отражения, наблюдаемые на электронограммах вопреки тому, что соответствующие им по кинематической теории структурные факторы, а значит и интенсивности, равны нулю. Вследствие этого отражения такого типа принято называть запрещенными.

При дифракции электронов на относительно толстых пленках с высокой степенью совершенства образуются кикучи-картины [2], представляющие собой, в частности, пары черных и белых линий. Согласно геометрическому принципу построения кикучи-картин по известной точечной электронограмме [3], все те линии, чьи индексы равны индексам запрещенных брэгговских отражений, являются запрещенными, т. е. не должны наблюдаться на электронограмме.

Вместе с тем впервые в [4] нами было сообщено о существовании на кикучи-электронограммах кремния запрещенных линий избытка и недостатка с индексом 222. Эти линии являются запрещенными потому, что отражение 222 запрещено для структуры кремния. В настоящей работе проведено исследование зависимости контраста кикучи-электронограмм кремния с запрещенными и разрешенными линиями от энергии падающего пучка электронов.

На рис. 1 приводится кикучи-электронограмма кремния, полученная на электронографе ЭГ-100М при падении электронного пучка с ускоряющим напряжением $E=100$ кВ. При съемке внешний пучок электронов лежал вблизи оси зоны {112}. Электронограмма, снятая при такой ориентации образца, как видно из рис. 1, содержит кикучи-линии типа $h\bar{h}h$. При этом на снимке кроме обычных (разрешенных) пар линий наблюдаются запрещенные кикучи-линии 222 и 666.

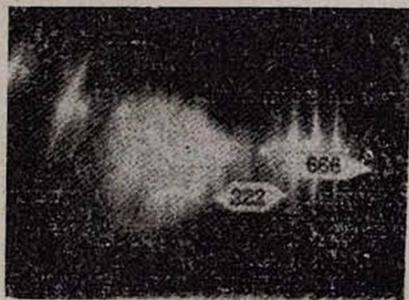


Рис. 1. Кикучи-электронограмма кремния с запрещенными линиями 222 и 666.

Отметим, что электронограммы нами были получены при ускоряющих напряжениях 40, 60, 80 и 100 кВ. При напряжениях в 40 и 60 кВ вследствие сильного поглощения электронов дифракционные картины получились со слабым контрастом и плохого качества. По этой причине в дальнейшем нами были использованы лишь снимки при 80 и 100 кВ. На рис. 2 приведены микрофотометрированные профили интенсивностей наиболее сильных кичуци-линий недостатка при указанных ускоряющих напряжениях и выполнении точного условия Вульфа—Брэгга для плоскостей 555 ($\Delta\theta_{555} = 0$). Из этих кривых хорошо видно, что контраст запрещенной линии недостатка 222 с уменьшением величины ускоряющего напряжения от 100 до 80 кВ улучшается — профиль этой линии относительно окружающего фона становится резче, острее. Одновременно это же уменьшение ускоряющего напряжения приводит, как видно из рис. 2, к ослаблению контраста разрешенных линий недостатка 333 и 444.

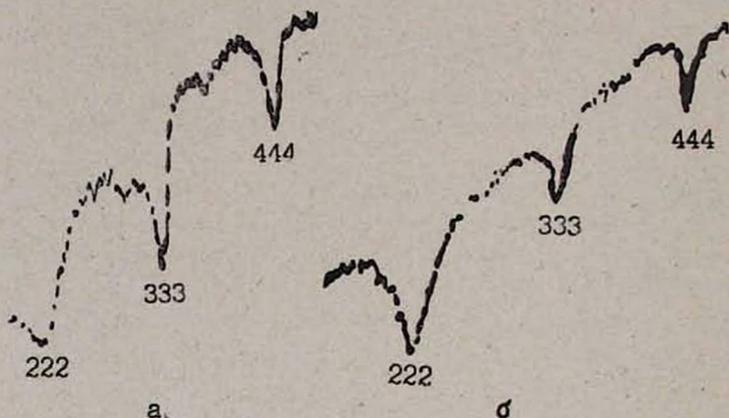


Рис. 2. Микрофотометрированные профили интенсивностей кичуци-линий при ускоряющем напряжении 100 (а) и 80 (б) кВ.

На рис. 2 профили линий избытка 222, 333 и 444 отсутствуют вследствие того, что при использованной ориентации кристалла ($\Delta\theta_{555} = 0$) эти линии выходят за пределы экрана и на фотопластинке, естественно, не наблюдаются. Вместе с тем съемки при других ориентациях (например, при $\Delta\theta_{555} = 0$) показали справедливость сделанных выше заключений и относительно линий избытка 222, 333 и 444.

Таким образом, можно утверждать, что даже относительно небольшое изменение ускоряющего напряжения от 80 до 100 кВ приводит к заметному изменению контраста кичуци-линий. Иными словами, контраст кичуци-линий весьма чувствителен к изменениям ускоряющего напряжения. Из микрофотометрированных профилей интенсивностей (рис. 2) видно также, что запрещенная линия недостатка 222 как при 80 кВ, так и при 100 кВ шире и более размыта, чем линии недостатка 333 и 444. Укажем, что линии 111, 555, 666 и 777 на электронограммах и микрофотометрических кривых относительно слабые и поэтому нами здесь не рассматриваются.

Приведенные выше экспериментальные результаты можно объяснить следующим образом. Появление запрещенных кикучи-линий 222 и 666 становится понятным, если, основываясь на явлении вторичной (двойной) дифракции [1, 3], учесть, что сильные дифракционные пучки могут играть роль первичного пучка. При рассмотрении процессов образования кикучи-картин учет вторичной дифракции будет означать принятие того обстоятельства, что сильные дифрагированные пучки, поскольку они играют роль первичного пучка, будут подвергаться тем же процессам неупругого рассеяния, что и падающий на кристалл извне пучок электронов. В результате на экране (фотопластинке) получается суперпозиция двух идентичных кикучи-картин, сдвинутых друг относительно друга на определенное расстояние, что и приводит, как и в случае запрещенных брэгговских отражений [1, 3], к появлению запрещенных кикучи-линий.

Исходя из предложенного нами выше механизма образования запрещенных кикучи-линий становится ясным улучшение контраста запрещенной линии 222 с понижением величины ускоряющего напряжения. Действительно, для образования запрещенной кикучи-линии необходимо, чтобы сформировался и затем неупруго рассеялся сильный дифрагированный пучок. А это значит, что если для образования разрешенных (обычных) кикучи-линий толщина образца должна быть не менее 1000 Å [2], то для появления запрещенных кикучи-линий будут необходимы более толстые кристаллы. Но, как известно [1], уменьшение ускоряющего напряжения эквивалентно увеличению толщины кристалла. В силу этого уменьшение величины ускоряющего напряжения, как и возрастание толщины кристалла, должно приводить к усилению контраста запрещенных линий, что и наблюдается в нашем эксперименте. Отметим, что запрещенные брэгговские отражения также обычно наблюдаются в толстых образцах [1].

При уменьшении ускоряющего напряжения до 60 кВ поглощение электронов начинает преобладать, вследствие чего контраст запрещенных линий, как и всей дифракционной картины, существенно ухудшается. Очевидно, что поглощение электронов ответственно также за ослабление контраста разрешенных линий недостатка 333 и 444 (рис. 2) при уменьшении ускоряющего напряжения от 100 до 80 кВ, хотя контраст запрещенной линии 222 при этом улучшается. Как отмечалось выше, образование разрешенных линий 333 и 444 вызвано неупругим рассеянием в кристалле внешнего электрического пучка, а запрещенные линии возбуждаются при неупругом рассеянии сильных дифрагированных пучков, появлению которых благоприятствуют относительно большие толщины кристалла. Все это приводит к тому, что возрастающее поглощение электронов при уменьшении энергии электронов в первую очередь влияет на контраст разрешенных линий, и лишь при дальнейшем понижении ускоряющего напряжения (до 60 кВ) поглощение электронов начинает сказываться и на контрасте запрещенных кикучи-линий.

Следует отметить, что запрещенные кикучи-линии могут наблюдаться, как и запрещенные брэгговские отражения, при определенных ориентациях исследуемого образца относительно падающего пучка электронов.

Запрещенные кикучи-линии наблюдаются лишь при тех ориентациях, когда могут наблюдаться запрещенные брэгговские отражения. Это обстоятельство соответствует геометрическому принципу построения кикучи-картин [3], согласно которому при данной ориентации кристалла присутствуют лишь те кикучи-линии, для которых могут возбудиться брэгговские отражения. Понятно, что, как и в случае обычных (разрешенных) кикучи-линий, запрещенные линии могут выявляться на электронограмме и в случае, когда соответствующие им запрещенные брэгговские отражения на электронограмме не наблюдаются. Для структуры кремния (тип алмаза) в качестве ориентации, при котором наблюдаются запрещенные линии, кроме использованной в настоящей работе ориентации [112] можно использовать образцы с осью [110], параллельной падающему пучку. В этом случае на электронограмме могут наблюдаться, например, запрещенные кикучи-линии типа 002, 222 и т. д.

Отмеченная выше большая ширина запрещенной линии 222 по сравнению с разрешенными линиями 333 и 444, вероятно, обусловлена следующим обстоятельством. Известно [4, 5], что ширина кикучи-линий сильно зависит от степени совершенства кристаллической структуры образца — с ее ухудшением кикучи-линии размываются. Так как запрещенная линия 222 образована в более толстых слоях кристалла, чем линии 333 и 444, то можно полагать, что в более толстых слоях кристалла структурных дефектов больше, чем в тонких. А это, в свою очередь, приводит к уширению линии 222.

Таким образом, в работе показано, что изменение величины ускоряющего напряжения от 80 до 100 кВ приводит к различному поведению контраста разрешенных и запрещенных кикучи-линий, что ясно объясняется на основе геометрического механизма образования этих линий. Большая ширина запрещенной линии 222 по сравнению с разрешенными кикучи-линиями также следует из указанного механизма.

Авторы выражают благодарность проф. П. А. Безирганяну за ценные советы и внимание к работе.

Ереванский государственный
университет

Поступила 20.XII.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. К. Вайнштейн. Структурная электронография, Изд. АН СССР, М., 1956.
2. Э. Г. Пинскер. Дифракция электронов, Изд. АН СССР, М.—Л., 1949.
2. Э. Г. Пинскер. Дифракция электронов, Изд. АН СССР, М.—Л., 1949.
4. Р. К. Караханян, П. А. Григорян. Кристаллография, 24, 159 (1979).
5. Р. Хейндрайх. Основы просвечивающей электронной микроскопии, Изд. Мир, М., 1966.
6. Л. А. Жукова, М. А. Гуревич. Электронография поверхностных слоев и пленок полупроводниковых материалов, Изд. Металлургия, М., 1971.

ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԻ ՄԻԱՔՅՈՒՐԵՂԻՑ ՍՏԱՅՎՈՂ ԿԻԿՈՒՉԻ-
ԷԼԵԿՏՐՈՆԱԳՐԱՄԱՆԵՐԻ ԿՈՆՏՐԱՍՏԻ ԿԱԽՈՒՄԸ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ
ԱՌԱՋՆԱՅԻՆ ՓՆՁԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻՑ

Ռ. Կ. ԿԱՐԱԽԱՆՅԱՆ, Պ. Ա. ԳՐԻԴՈՐՅԱՆ

Աշխատանքում ուսումնասիրված է թույլատրված և արգելված կիկուչի-գծերի կոնտրաստը կախված էլեկտրոնների առաջնային փնջի էներգիայից: Դիտված է թույլատրված և արգելված կիկուչի-գծերի համապատասխանարար կոնտրաստի թուլացումն ու ուժեղացումը էլեկտրոնների արագացնող լարման մեծությունը փոքրացնելիս: Գտնված է նաև, որ արգելված գծերի լայնությունը ավելի մեծ է, քան թույլատրվածներինը: Ստացված արդյունքները բացատրված են թույլատրված և արգելված կիկուչի-գծերի առաջացման մեխանիզմի հիման վրա:

DEPENDENCE OF THE CONTRAST OF KIKUCHI PATTERNS
OF Si CRYSTAL ON THE ENERGY OF PRIMARY
ELECTRON BEAM

R. K. KARAKHANYAN, P. A. GRIGORYAN

The contrast of allowed and forbidden kikuchi-lines was studied in dependence on the energy of primary electron beam. The weakening and intensification of the contrast of forbidden and allowed lines respectively were observed with increasing acceleration voltage. The obtained experimental results were explained on the basis of mechanisms of forbidden and allowed kikuchi-lines formation,

ОРИЕНТАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФОТООАКУСТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В КРИСТАЛЛАХ ГЕРМАНИЯ И СУЛЬФИДА КАДМИЯ

А. А. ДУРГАРЯН, Р. С. ГАРДИЛЯН, Р. П. ВАРДАПЕТЯН, Ас. А. ДУРГАРЯН

Исследован фотоакустический эффект в Ge ($110 \div 150$ кГц) и CdS ($0,7 \div 3$ мГц) при комнатной температуре. В кристаллах Ge обнаружена сильная анизотропия эффекта. В CdS обнаружена определенная корреляция между величиной эффекта и акустоэлектрической эдс.

Несмотря на то, что в последние годы поглощение и усиление ультразвука, а также акустоэлектрический эффект были детально изучены во многих кристаллах, явление уменьшения поглощения ультразвука при освещении полупроводников в отсутствие дрейфового электрического поля (фотоакустический эффект) исследовано явно недостаточно [1—3]. Фотоакустический эффект (ФАЭ) — это один из видов акустических явлений, наблюдаемых как в элементарных полупроводниковых кристаллах Si и Ge с электронной проводимостью, так и в пьезополупроводниках (например, в CdS) на звуковых и ультразвуковых частотах (от 1 кГц и выше) при малых мощностях освещения и звука и в отсутствие дрейфового электрического поля.

В настоящей работе исследована ориентационная зависимость ФАЭ в кристаллах $n-Ge$ на частотах $110 \div 150$ кГц и в CdS на частотах $0,7 \div 3$ мГц. В первом диапазоне частот исследования проводились методом затухания свободных продольных колебаний составного стержня, а во втором — методом бегущих волн (в непрерывном режиме). Плотность дислокаций в обоих кристаллах составляла $6 \cdot 10^3$ см⁻². Образцы освещались лампой накаливания мощностью 30 вт. Акустоэлектрическая эдс в кристаллах CdS снималась с серебряных электродов, нанесенных на противоположные грани образцов.

Исследования показали наличие в кристаллах германия сильной анизотропии ФАЭ. Так, для образца ориентации $[121]$ эффект составляет 15%, для ориентации $[\bar{1}12]$ — только 9%, а у образца ориентации $[1\bar{1}0]$ ФАЭ вообще отсутствует (все образцы были вырезаны из одного слитка). Таким образом, при повороте осей образцов (совпадающих с направлением распространения ультразвука) в плоскости (111) от оси $[\bar{1}\bar{1}2]$ к оси $[\bar{1}10]$ ФАЭ проходит через максимум (рис. 1).

Из кривой зависимости поглощения ультразвука в $n-Ge$ от продолжительности освещения (рис. 2) видно, что при включении света поглощение сначала резко уменьшается, а затем постепенно стремится к своему минимальному (для данной освещенности) значению. Точно так же после выключения света поглощение резко растет, а затем стремится к своему

прежнему, темневому значению. Эти вторые участки на кривых временной зависимости ФАЭ уменьшаются с понижением температуры и почти исчезают при $T = 80^\circ\text{K}$.

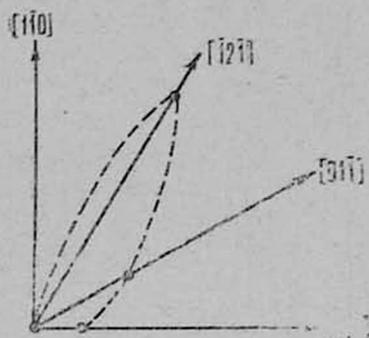


Рис. 1.

Рис. 1. Ориентационная зависимость фотоакустического эффекта в кристаллах Ge.

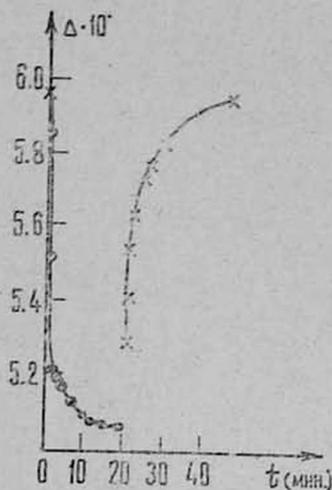


Рис. 2.

Рис. 2. Временная зависимость фотоакустического эффекта в кристаллах Ge с ориентацией $[1\bar{1}2]$: ● — при освещении, × — после выключения света.

Значительный ФАЭ наблюдается и в кристаллах CdS с удельным сопротивлением $\rho \sim 10^4$ ом см, причем в диапазоне $0,7 \div 1,3$ мГц при изменении частоты ультразвука ФАЭ несколько раз меняет свой знак, т. е. под действием света поглощение при одних частотах растет, а при других — уменьшается. Например, при распространении ультразвука частоты 800 кГц вдоль оси C_6 кристалла наблюдается отрицательный ФАЭ (рост поглощения) порядка $7,6\%$, тогда как на частоте 831 кГц ФАЭ положительный и достигает $16,3\%$. Положительный ФАЭ наблюдается также на частоте 945 кГц, а на частоте 990 кГц эффект отрицательный. Однако закономерность в чередовании положительного и отрицательного ФАЭ обнаружить не удалось. Отжиг при 500°C в течение 6 часов не приводит к существенному изменению величины или знака ФАЭ.

В кристаллах CdS ФАЭ сопровождается акустоэлектрическим эффектом. В отсутствие освещения акустоэдс направлена против распространения ультразвука, но при включении света меняет свое направление на противоположное. Исследования показали, что в то время, как ФАЭ не зависит от амплитуды ультразвука (при малых мощностях), акустоэдс существенно зависит от амплитуды. Так, при увеличении амплитуды ультразвука в 6 раз (положительный ФАЭ на частоте 865 кГц) в неосвещенном кристалле акустоэдс увеличивается в 14 раз, а в освещенном — в 22 раза. В случае же отрицательного ФАЭ на частоте $100,6$ кГц — увеличивается соответственно в 38 и 15 раз (рис. 3). Таким образом, величина акустоэдс

чувствительна к знаку ФАЭ, но его направление не зависит от знака ФАЭ. Аналогичные результаты получаются и при распространении ультразвука перпендикулярно к оси C_4 кристалла CdS .

ФАЭ на частотах $4 \div 100$ кГц в кристаллах Si и Ge был впервые обнаружен в работах [1—3]. Найн [4] на частотах $10 \div 200$ мГц наблюдал в освещенных кристаллах CdS как увеличение, так и уменьшение поглощения пьезоактивных волн. В нашей же работе изменение поглощения при освещении наблюдалось как для пьезоактивных, так и для неактивных волн.

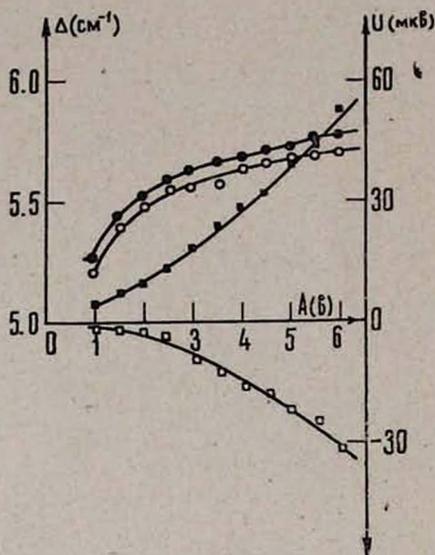


Рис. 3а.

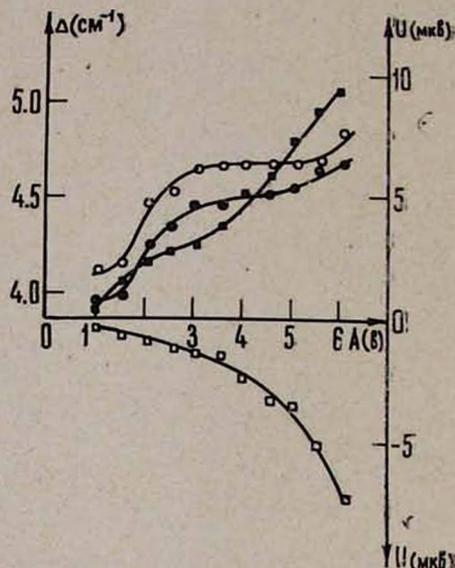


Рис. 3б.

Рис. 3. а) Амплитудная зависимость (A — напряжение на преобразователях в единицах Вольт) фотоакустического эффекта и акустоэлектрической эдс на частоте 865 кГц в кристаллах CdS : поглощение ультразвука в темноте (●) и при освещении (○); фотоакустическая эдс в темноте (■) и при освещении (□).

Рис. 3. б) Амплитудная зависимость отрицательного фотоакустического эффекта и акустоэлектрической эдс на частоте $1008,6$ кГц в кристаллах CdS : (●, ○) — поглощение ультразвука соответственно в темноте и при освещении; (■, □) — фотоакустическая эдс соответственно в темноте и при освещении.

Из полученных нами экспериментальных результатов следует, что в кристаллах CdS освещение приводит к изменению знака акустоэдс. Таким образом, световое поле включает некий механизм, приводящий к усилению ультразвука в отсутствие дрейфового электрического поля.

На кривой временной зависимости ФАЭ при комнатной температуре в кристалле CdS второй участок (медленный спад, восстановление поглощения) не наблюдается. Уменьшение времени установления ФАЭ при охлаждении кристаллов Si и Ge до $80^\circ K$ и отсутствие временной зависимости установления ФАЭ в кристаллах CdS указывает на то, что временная зависимость поглощения связана, по всей видимости, с глубиной проникно-

вения света в кристалл [3]. При понижении температуры глубина проникновения света в кристаллы *Si* и *Ge* растет, что приводит к увеличению числа «горячих» электронов, а следовательно, растет вероятность индуцированного испускания фононов [5]. При понижении температуры уменьшается также рассеяние на акустических фононах, что, в свою очередь, приводит к увеличению ФАЭ [1, 3]. Из этого следует, что время установления (насыщения) эффекта действительно должно уменьшаться с понижением температуры.

Таким образом, полученные результаты подтверждают высказанное ранее предположение [3], что ФАЭ обязан стимулированному излучению когерентных фононов «горячими» электронами при их взаимодействии с ультразвуковым полем в кристалле.

Ереванский государственный
университет

Поступила 24.I.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Дургарян, М. С. Саканян, Р. С. Гардильян. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 441 (1974).
2. А. А. Дургарян. М. Фахем. ФТТ, 18, 600 (1976).
3. А. А. Дургарян, М. Фахем. ФТТ, 19, 90 (1977).
4. H. D. Naine. Phys. Rev. Lett., 4, 359 (1950).
5. Э. М. Эпштейн. Изв. вузов, Радиопизика, 18, 785 (1975).

ՖՈՏՈԱԿՈՒՍՏԻԿ ԷՖԵԿՏԻ ՕՐԻԵՆՏԱՑԻՈՆ ԿԱՆՈՒՄԸ Ge եւ CdS ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Ա. Ա. ԴՈՒՐԳԱՐՅԱՆ, Ռ. Ս. ԳԱՐԴԻԼՅԱՆ, Ր. Պ. ՎԱՐԴԱՊԵՏՅԱՆ,
Հ. Ա. ԿՈՒՐԳԵՐՅԱՆ

Ուսումնասիրվել է ֆոտոակուստիկ էֆեկտը Ge (110÷150 կՀց) և CdS (0,7÷3 մՀց) բյուրեղներում սենյակի շերտաստիճանում: Ge բյուրեղում հալոնարբրված է այդ էֆեկտի արտաձայնով: անկյառոպիա, իսկ CdS-ում գիտվել է որոշակի կորելյացիա ֆոտոակուստիկ էֆեկտի մեծության և ախտաէլեկտրական էլշու-ի միջև

THE ORIENTATIONAL DEPENDENCE OF PHOTOACOUSTIC EFFECT IN *Ge* AND *CdS* CRYSTALS

A. A. DURGARYAN, R. S. GARDILYAN, R. P. VARDAPETYAN,
As. A. DURGARYAN

The effect of light on the ultrasound absorption in *Ge* (110÷150 kHz) and *CdS* (0,7÷3 MHz) single crystals was studied. In *Ge* crystals a strong anisotropy of the effect was observed, while in *CdS* a certain correlation existed between the photoacoustic effect and acousto-electric current.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРЕМНИЕВЫХ ПЛАНАРНЫХ МАГНИТОДИОДОВ

Г. А. ЕГИАЗАРЯН, С. А. АЛТУНЯН, А. С. САРКИСЯН,
М. С. БАРХУДАРЯН

Определены области слабой температурной зависимости вольт-амперных характеристик магнитодиодов, чувствительных к направлению магнитного поля. Исследованы их магниточувствительность, сопротивление на постоянном токе и температурный коэффициент сопротивления в широком диапазоне магнитных полей, температур и токов.

Исследование влияния магнитного поля на характеристики полупроводниковых приборов представляет определенный интерес с точки зрения выяснения их стабильности в магнитном поле и создания датчиков магнитного поля. Некоторые работы, выполненные в этом направлении, закончились разработкой магнитодиодов [1, 2]. Магнитодиод представляет собой полупроводниковый прибор с $p-n$ -переходом и невыпрямляющим контактом, между которыми находится область высокоомного полупроводника толщиной в несколько диффузионных длин носителей тока.

В работе [3] в качестве высокочувствительного датчика магнитного поля предложен «длинный» кремниевый диод планарной конструкции с магниточувствительностью, зависящей от направления магнитного поля. Для проектирования и разработки различных схем с магнитодиодами большой практический интерес представляют их температурные характеристики.

В настоящей работе представлены результаты по определению и изучению области слабой температурной зависимости вольт-амперных характеристик магнитодиодов, исследованию их магниточувствительности, сопротивления на постоянном токе и температурного коэффициента сопротивления в широком диапазоне магнитных полей, температур и токов.

Исходным материалом для изготовления планарных магнитодиодов служил полуизолирующий кремний p -типа с удельным сопротивлением до 10^5 ом см и временем жизни носителей тока $600 \div 800$ мксек. Кремниевые пластины были ориентированы по плоскости III. Магнитодиоды изготавливались методом планарно-сплавной технологии и методом ионного легирования и имели $n-p-p^+$ -структуру.

Методом сплавления p^+-p -контакт создавался алюминием, а $p-n$ -переход — сплавом золота с сурьмой. Методом ионного легирования p^+-p -контакт и $p-n$ -переход создавались легированием соответственно бора и фосфора. Статические вольт-амперные характеристики магнитодиодов, изготовленных этими двумя методами, практически были идентичны.

Вольт-амперные характеристики магнитодиодов снимались на установке ЖК-78 при различных температурах с помощью самописца ПДС-021.

и характеристики ПНХТ-1 без приложения магнитного поля и в полях равных направлений с магнитной индукцией до 8 кГс.

Магнитодиод помещался в криостат, который устанавливался в магнитном поле и был рассчитан на работу от азотных температур до 200°С. Для получения максимального сигнала магнитодиод в криостате устанавливался таким образом, чтобы магнитные силовые линии были перпендикулярны к его боковым граням. Температура образца измерялась с помощью термодпары медь-константан, касающейся непосредственно магнитодиода.

На основе измерения и исследования вольт-амперных характеристик были рассчитаны электрические параметры U_F , γ_U , R при различных температурах, магнитных полях и токах. Температурные характеристики параметров магнитодиодов определяются несколькими факторами: подвижностью носителей, равновесной концентрацией, эффективным временем жизни неравновесных носителей, барьерами p^+-p - и p - n -контактов. По своим температурным характеристикам кремниевый магнитодиод значительно уступает обычным кремниевым приборам. Это обусловлено используемым кремнием (близким к собственному), в котором изменение температуры приводит к заметному изменению равновесной концентрации носителей. В то же время кремниевые планарные магнитодиоды обладают большой температурной стабильностью параметров и значительно большим температурным рабочим диапазоном по сравнению с германиевыми магнитодиодами.

а) Прямое напряжение U_F . Зависимость прямого напряжения магнитодиода от температуры при $B=0$ имеет сложный характер. При малых уровнях инжекции ($J \leq 1$ мА) U_F с ростом температуры уменьшается, при больших уровнях инжекции ($J > 1$ мА) — оно увеличивается. Для каждого значения U_F существует область магнитных полей со слабой температурной зависимостью. Так, например, для магнитодиодов с $U_F = 6 \div 7$ В эта область расположена вблизи $B=1,1$ кГс.

Уменьшение U_F с ростом температуры при малых уровнях инжекции обусловлено увеличением равновесной концентрации носителей тока. При больших уровнях инжекции увеличение U_F с ростом температуры обусловлено, в основном, подвижностью носителей, приводящих к уменьшению диффузионной длины и средней концентрации носителей в базе магнитодиода. В магнитном поле в обоих случаях U_F с ростом температуры уменьшается. При определенных значениях U_F происходит инверсия температурной зависимости тока (смена знака dI/dT). Аналогичные закономерности наблюдаются и при противоположном направлении магнитного поля ($B < 0$).

При применении магнитодиодов необходимо учитывать наблюдающиеся изменения напряжения на магнитодиоде при постоянном токе в зависимости от температуры (1,5 В в диапазоне —60÷100°С). Поскольку это изменение, в основном, определяется подвижностью носителей, то его можно нейтрализовать введением в базу магнитодиода примесей, создающих центры прилипания, не меняя при этом удельное сопротивление кремния и время жизни носителей.

б) *Вольтовая магниточувствительность γ_U* . Вольтовая магниточувствительность, определяемая как изменение напряжения на магнитодиоде при изменении индукции магнитного поля на 1 Гс (при постоянном токе), является основным параметром магнитодиодов. С увеличением температуры для двух направлений магнитной индукции наблюдалось уменьшение γ_U , что связано с изменением длины диффузионного смещения носителей тока (рис. 1). Эта зависимость особенно ярко выражалась при больших значениях магнитной индукции. С ростом магнитного поля (при двух направлениях) γ_U возрастала по нелинейному закону, с дальнейшим насыщением.

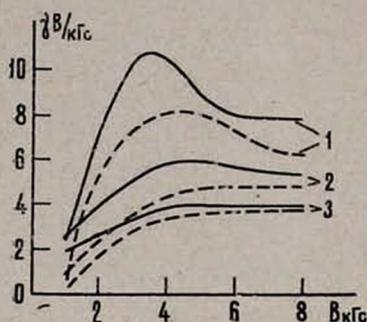


Рис. 1.

Рис. 1. Зависимость магниточувствительности от величины и направления магнитной индукции при токе 3 мА и температурах: 1 — (-60°), 2 — ($+25^\circ$), 3 — ($+100^\circ\text{C}$); сплошные линии соответствуют направлению B^+ ($B > 0$), пунктирные — направлению B^- ($B < 0$).

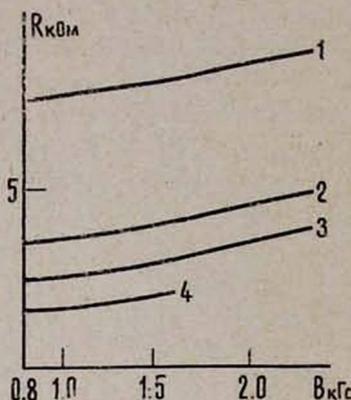


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость сопротивления магнитодиода от величины магнитной индукции при постоянных токах: 1 — 1 мА, 2 — 3 мА, 3 — 5 мА, 4 — 10 мА.

в) *Сопротивление R* . На рис. 2 приведены кривые зависимости сопротивления магнитодиодов R от величины магнитной индукции при различных значениях тока. При всех исследуемых значениях тока наблюдающаяся слабая зависимость R от магнитной индукции ($B < 1$ кГс) вызвана малым значением силы Лоренца, под действием которой лишь незначительное количество инжектированных носителей отклоняется к поверхности магнитодиода, где происходит их рекомбинация.

Из проведенных температурных исследований выяснилось, что в области малых значений магнитных полей наблюдается инверсная температурная зависимость R , а в области больших магнитных полей — прямая температурная зависимость (рис. 3). С увеличением температуры ($B=0$) R сначала растет, достигает максимума, а затем убывает, т. е. инверсная температурная зависимость сменяется на прямую температурную зависимость. Для магнитных полей ± 3 кГс наблюдается только прямая температурная зависимость, причем для магнитного поля с $B = +3$ кГс эта зависимость более сильная, чем при $B = -3$ кГс.

Установлено, что для каждого значения тока через магнитодиод существуют значения магнитных индукций, при которых температурная зависимость R меняется на обратную. Назовем зону этих значений областью

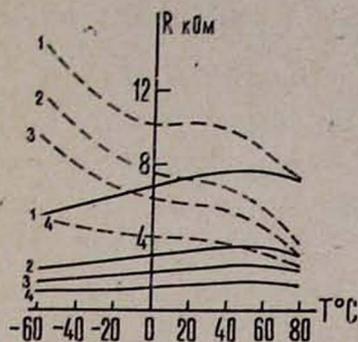


Рис. 3. Зависимость сопротивления магнитодиода от температуры без магнитного поля (сплошная кривая) и в поле $+3$ кГс (пунктирная кривая) при постоянных токах: 1—1 мА, 2—3 мА, 4—10 мА.

«реверсии». Области «реверсии» с увеличением тока через магнитодиод смещаются в область малых магнитных полей. Они характеризуются слабой температурной зависимостью вольт-амперной характеристики и параметров магнитодиодов и сосредоточены в достаточно узком диапазоне магнитных полей. Так, например, при токе 1 мА область $R(T) \approx \text{const}$ расположена в интервале $B \approx 1,1 \div 1,3$ кГс. Аналогичная зависимость наблюдается и при противоположном направлении магнитного поля ($B < 0$).

Для количественной характеристики температурной зависимости проводился расчет температурного коэффициента сопротивления магнитодиодов по формуле

$$K_{TR} = \frac{R_T - R_0}{R_0},$$

где R_T — сопротивление магнитодиода при температуре T , R_0 — сопротивление магнитодиода при комнатной температуре.

Температурный коэффициент сопротивления K_{TR} при фиксированном магнитном поле в зависимости от температуры может быть как положительным, так и отрицательным, что, согласно вышеуказанной формуле, соответствует возрастанию и убыванию сопротивления магнитодиода по сравнению с его значением при комнатной температуре. Для каждого значения магнитной индукции $|B|$ при постоянном значении температуры величина K_{TR} различна. Из исследования зависимости K_{TR} от магнитной индукции при различных температурах также видна инверсная и прямая температурная зависимость.

Большой практический интерес представляет также максимальное относительное изменение сопротивления R в определенном интервале температур ΔT при фиксированных значениях токов и магнитной индукции. Это изменение R можно характеризовать максимальным значением по модулю положительных и отрицательных значений K_{TR} в данном ΔT интервале температур для тока I и магнитной индукции B . Из рис. 4а, б видно, что $K_{TR \max}$ для каждого из указанных интервалов температур уменьшается до нуля практически при одном и том же значении магнитной индукции B_R

для фиксированного тока. Исходя из вышесказанного, назовем B_R точкой «реверсии» ВАХ магнитодиодов по магнитной индукции (или точкой «реверсии» для данного интервала температур ΔT). С увеличением тока через магнитодиод при обих направлениях магнитной индукции B_z уменьшается (рис. 5).

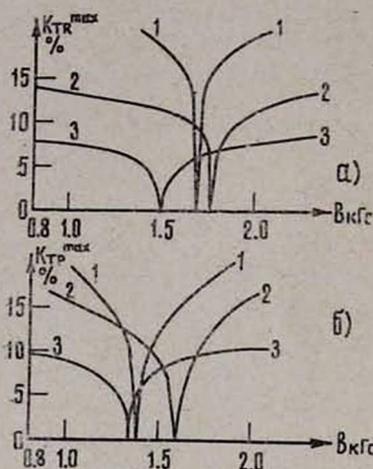


Рис. 4.

Рис. 4. Зависимость максимального значения температурного коэффициента от величины магнитной индукции при токах 1 мА (а) и 3 мА (б) для трех интервалов температур: 1— ΔT_1 ($-60 \div 90$)°С; 2— ΔT_2 ($-20 \div 70$)°С; 3— ΔT_3 ($10 \div 60$)°С.

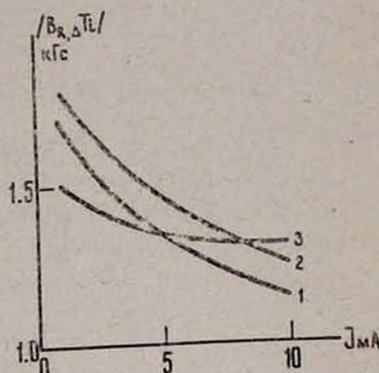


Рис. 5.

Рис. 5. Зависимость точки реверсии от величины тока через магнитодиод для трех интервалов температур: 1— ΔT_1 ($-60 \div 90$)°С; 2— ΔT_2 ($-20 \div 70$)°С; 3— ΔT_3 ($10 \div 60$)°С.

Для выяснения функциональных возможностей применения магнитодиодов были исследованы также интервалы магнитной индукции ΔB_R со слабой температурной зависимостью вольт-амперных характеристик магнитодиода. Для определения ΔB_R можно воспользоваться рис. 4 и 5. Анализ показывает, что величина интервала ΔB_R для всех токов уменьшается при возрастании температурного диапазона. Результаты исследований показывают, что целесообразнее применять магнитодиоды с постоянным смещением по магнитной индукции, величина которого должна лежать в интервале ΔB_R . В этом случае обеспечивается более слабая температурная зависимость ВАХ и параметров магнитодиодов по сравнению со случаем $B = 0$.

Поступила 13.XI.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Стафеев. Полупроводниковый прибор, авторское свидетельство СССР № 213194 с приоритетом от 24.12.58, опубл. 12.3.68, бюлл. № 10.
2. Е. П. Паринов, Ю. С. Кружанов. Электронная промышленность, 3, 44 (1973).

ԿՐԵՄՆԻՈՒՄԱՅԻՆ ՊԼԱՆԱՐ ՄԱԳՆԵՒՍԱԴԻՈԴԵՆՆԵՐԻ
ՋԵՐՄԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԸ

Հ. Հ. ԵՂԻԱԶԱՐՅԱՆ, Ս Ա. ԱԼԹՈՒՆՅԱՆ, Ա. Ս. ՍԱՐԿԻՍՅԱՆ,
Մ. Ս. ԲԱՐԽՈՒԴԱՐՅԱՆ

*Երոշման են մագնիսական դաշտի ուղղության նկատմամբ զգայուն մագնիսագիտական
դիր-անդերալին բնութագրերի շերտաստիճանից թույլ կախվածության տիրույթները: Հետա-
զոտված են նրանց մագնիսազգայունությունը, դիմադրությունը և դիմադրության շերտալին
զործակիցը մագնիսական դաշտերի, շերտաստիճանների և հոսանքների լայն տիրույթում:*

TEMPERATURE CHARACTERISTICS OF SILICON
PLANAR MAGNETODIODES

G. A. EGHIAZARYAN, S. A. ALTUNYAN, A. S. SARKISYAN,
M. S. BARKHUDARYAN

Regions with weak temperature dependences of volt-ampere characteristics of magnetodiodes sensitive to the direction of magnetic field were defined. Their magnetosensitivity, the d. c. resistance and the temperature coefficient of resistance were investigated in the wide range of magnetic field intensities, temperatures and currents.

МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ СИСТЕМЫ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $Nd_xY_{1-x}Zn$ В ИНТЕРВАЛЕ ТЕМПЕРАТУР $77 \div 600^\circ K$

В. Е. АДАМЯН, В. В. АЛЕКСАНДРЯН, М. А. МЕЛИКЯН,
Р. И. БАГДАСАРЯН

Синтезирована система $Nd_xY_{1-x}Zn$, проведен рентгенофазовый анализ и измерена температурная зависимость магнитной восприимчивости. Показано, что рассматриваемая система в области температур $77 \div 600^\circ K$ парамагнитна и эффективные магнитные моменты близки к ожидаемым значениям.

В настоящей работе исследуются магнитные свойства интерметаллических твердых растворов системы $NdZn - YZn$. Образцы синтезировались из элементов по методу, описанному ранее в работе [1]. Рентгенофазовый анализ, проведенный методом Дебая—Шеррера, показал, что образцы практически однофазны и имеют кубическую структуру типа $CsCl$. Магнитная восприимчивость измерялась методом Фарадея на весах с полуавтоматической компенсацией действующей силы, со стабилизацией температуры и магнитного поля (с напряженностью $7 \div 13$ кэ) в атмосфере газообразного гелия на образцах с массой $5 \div 10$ мг. Установка калибровалась с помощью соли Мора.

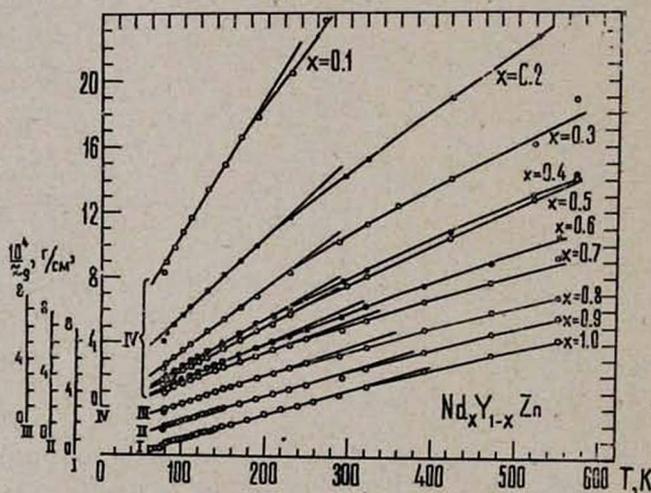


Рис. 1. Температурная зависимость обратной магнитной восприимчивости $Nd_xY_{1-x}Zn$: ось I — для состава $x=1$; II — $x=0,9$; III — $x=0,8$; IV — $x=0,7 \div 0,1$.

Температурные зависимости магнитной восприимчивости для различных образцов приведены на рис. 1. Из рисунка видно, что зависимость обратной восприимчивости от температуры — $\gamma^{-1}(T)$ — линейна в до-

вольно узком интервале в области низких температур, т. е. в этом интервале температур χ подчиняется закону Кюри—Вейсса $\chi = \frac{C}{T - \theta_p}$, где C — постоянная Кюри, а θ_p — парамагнитная температура Кюри. С повышением температуры χ уменьшается медленнее, чем это следует из закона Кюри—Вейсса, в результате чего график отклоняется от первоначально выбранной линейной части в сторону оси температур.

Такое поведение может быть объяснено вкладом, вносимым в магнитную восприимчивость более высокими уровнями мультиплета иона Nd^{3+} . Имеется, однако, и другая причина, приводящая к такому поведению магнитной восприимчивости. Поскольку образцы исследованной системы являются мегаллами, то можно полагать, что электроны проводимости дают вклад χ_0 в магнитную восприимчивость, причем этот вклад, как известно, слабо зависит от температуры. При этом магнитная восприимчивость может быть описана законом $\chi = \frac{C}{T - \theta_p} + \chi_0$. С учетом того, что χ_0 зависит от концентрации электронов проводимости, которая во всей исследованной системе одна и та же, следовало ожидать, что χ_0 для всех образцов этой системы должна иметь величину одного и того же порядка. Действительно, оценка величины χ_0 дала значение $\sim 10^{-6}$ для всех образцов.

В таблице приведены значения эффективных магнитных моментов ($\mu_{эфф}^x$) сплавов состава x , парамагнитных температур Кюри (θ_p), а так-

Таблица
Магнитные и кристаллографические данные системы $Nd_xY_{1-x}Zn$

x	a (Å)	Интервал температур	θ_p (K)	$\mu_{эфф}^x$
0	3,535	—	—	—
0,1	3,601	100—170	—31,2	1,25
0,2	3,576	100—190	—20,01	1,67
0,3	3,610	80—170	10,1	1,88
0,4	3,611	80—170	15,1	2,20
0,5	3,624	80—190	17,8	2,31
0,6	3,629	80—170	27,3	2,58
0,7	3,640	80—170	21,2	2,85
0,8	3,654	80—190	28,5	3,05
0,9	3,581	80—190	27,3	3,23
1,0	3,661	100—200	32,01	3,34

же параметры решеток (a) исследованных образцов. Зависимости перечисленных выше величин, а также эффективного магнитного момента иона Nd^{3+} в сплаве и ожидаемого значения эффективного магнитного момента сплава, рассчитанного в предположении отсутствия взаимодействия между магнитоактивными ионами Nd^{3+} , от состава x приведены на рис. 2.

Ожидаемое значение эффективного магнитного момента рассчитывалось в соответствии с правилом аддитивности Паскаля по формуле

$$\frac{(\mu_{эфф}^{ожид.})^2}{3kT} = \frac{x(\mu_{эфф.}^{Nd^{3+}})^2}{3kT} + \frac{(1-x)(\mu_{эфф.}^{Y^{3+}})^2}{3kT}, \quad (1)$$

где $\mu_{\text{эфф}}^{Nd^{3+}} = g |J(J+1)| \mu_B = 3,52 \mu_B$ — эффективный момент иона Nd^{3+} , g — фактор Ланде, J — квантовое число полного момента, μ_B — магнетон Бора, $J_{\text{эфф}}^{3+} = 0$ (так как трехвалентный ион имеет замкнутую электронную оболочку), k — постоянная Больцмана.

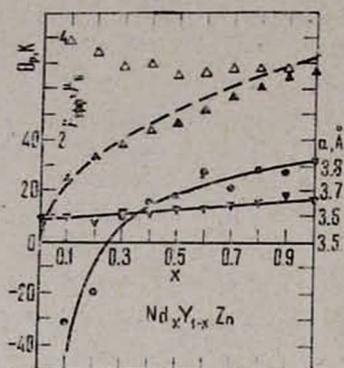


Рис. 2. Зависимости от состава эффективного магнитного момента сплава (\blacktriangle), ожидаемого эффективного момента сплава (пунктирная линия), эффективного магнитного момента Nd^{3+} в сплаве (Δ), парамагнитной температуры Кюри (\odot) и параметра решетки (\blacktriangledown).

Из рис. 2 видно удовлетворительное согласие между экспериментальными значениями и ожидаемыми величинами. Из того же рисунка видно, что парамагнитные температуры Кюри при уменьшении x монотонно падают, что свидетельствует об уменьшении взаимодействий между атомами Nd вследствие их магнитного разбавления.

Укажем на некоторые особенности зависимости $\chi^{-1}(T)$. У образца $NdZn$, как видно из рис. 1, в температурном интервале $130 \div 140^\circ K$ наблюдается незначительное отступление от закона Кюри—Вейсса, отмеченное ранее в работе [2], которое, как показано в [3], ошибочно приписывалось антиферромагнитному упорядочению. Антиферромагнитный порядок действительно наблюдается в $NdZn$ при температурах ниже $70^\circ K$, что подтверждается данными по измерению восприимчивости, намагниченности, теплосемкости и магнитной нейтронографией [3, 4]. В работе [4] измерения восприимчивости проводились в относительно слабых полях и на зависимости $\chi^{-1}(T)$ наблюдался минимум.

В случае наших измерений внешние поля H_0 являются более сильными, и при температурах ниже T_N восприимчивость практически не зависит от температуры. Как известно, в полях, превосходящих некое критическое поле $H_{кр}$, подрешетки антиферромагнетика ориентируются перпендикулярно к внешнему магнитному полю и ниже точки перехода наблюдается χ_{\perp} , которое не зависит от температуры. В этом случае можно рассчитать верхний предел поля анизотропии H_A данного соединения по формуле $H_0 > H_{кр} = \sqrt{2} H_A \overline{H_E}$; здесь H_E — обменное поле, равное σ , где $\lambda = (1/\chi)_{T < T_N}$ — постоянная молекулярного поля, $\sigma_n = g \mu_B N_0 / 2M$ — намагниченность подрешеток, N_0 — число Авогадро, M — молекулярный вес. В нашем случае $\lambda = 5000 \text{ г/см}^3$, $\sigma_n = 42,5 \text{ гс см}^3/\text{г}$, $H_E = \lambda \sigma_n = 212,5 \text{ кэ}$ и, следовательно, при $H_0 = 7 \text{ кэ} > H_{кр}$ получаем $H_A < 116 \text{ э}$.

Заметим также, что у всех образцов при температурах ниже $80^\circ K$ наблюдается резкое возрастание магнитной восприимчивости. На первый

взгляд, резкое возрастание восприимчивости можно было бы приписать магнитному упорядочению, но так как оно наблюдается и у составов, богатых Y, то более вероятно, что такое поведение связано с эффектами кристаллического поля. Для выяснения этого вопроса предполагается проведение исследований при более низких температурах.

Ереванский государственный
университет

Послупила 20.II.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Адамян и др. ФТТ, 20, 578 (1978).
2. К. Kanematsu, J. T. Aljieri, E. Banks. J. Phys. Soc. Japan, 26, 224 (1969).
3. P. Morin, A. de Cernatien. Solid St. Comm., 17, 975 (1975).
4. P. Morin, J. Pierre. Phys. Stat. Sol., (a) 30, 549 (1975).

$Nd_xY_{1-x}Zn$ ՊԻՆԴ ԼՈՒՄՈՒՅԹՆԵՐԻ ՍԻՍՏԵՄԻ ՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ
ԸՆԿԱԼՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆԸ $77 \div 600^\circ K$ ԶԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ
ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ

Վ. Ե. ԱԴԱՄՅԱՆ, Վ. Վ. ԱԼԵՔՍԱՆԴՐՅԱՆ, Մ. Մ. ՄԵԼԻԿՅԱՆ,
Ռ. Ի. ԲԱԳԴԱՍԱՐՅԱՆ

Սինթեզված է $Nd_xY_{1-x}Zn$ սիստեմը, կատարված է ունտգենֆազային անալիզ և չափված է մագնիսական ընկալունակությունը: Ցույց է տրված, որ դիտարկվող համակարգը $77 \div 600^\circ K$ շերտատիճանային տիրույթում պարամագնիսական է և էֆեկտիվ մագնիսական մոմենտները մոտիկ են սպասվող արժեքներին:

THE MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF SOLID SOLUTION SYSTEM $Nd_xY_{1-x}Zn$ IN THE ($77 \div 600^\circ K$) RANGE

V. E. ADAMYAN, V. V. ALEXANDRYAN, M. M. MELIKYAN,
R. I. BAGDASARYAN

A $Nd_xY_{1-x}Zn$ system has been prepared. An X-ray analysis of this system has been carried out and the temperature dependence of the magnetic susceptibility has been measured. The measurements indicate, that this system is paramagnetic in the temperature range $77 \div 600^\circ K$. In this range the effective magnetic moments agree with the expected values.

ВЛИЯНИЕ ПЛОЩАДИ УПРУГОГО ЭЛЕМЕНТА НА РЕЛЬЕФ ПОВЕРХНОСТИ ИЗОГНУТОГО КРИСТАЛЛ-МОНОХРОМАТОРА

З. Ф. ЗАЗЯН, А. А. ХАНОНКИН

Экспериментально показано, что существует определенная зависимость между размером окна в стальной пластине, предназначенного для доступа рентгеновских лучей к отражающей поверхности изогнутого кристалла хлористого натрия, и числом циклов изгиба монокристалла между двумя упругими стальными пластинами, при котором на его открытой поверхности возникает складчатый деформационный рельеф.

Щелочногалоидные кристаллы нашли применение в качестве кристалл-монокроматоров и кристалл-анализаторов рентгеновского излучения [1]. Для повышения светосилы рентгенооптических схем плоско-параллельные пластины хлористого натрия [1] и фтористого лития [2, 3] подвергаются обычно пластическому изгибу. Однако пластическая деформация указанных кристаллов может быть применена фактически только для их однократного изгиба, так как упрочненная пластическим изгибом кристаллическая пластина при выпрямлении и повторном искривлении неизбежно приобретает трещины.

В то же время эксплуатация рентгеновских фокусирующих устройств требует многократной циклической деформации кристаллического цилиндрического зеркала в связи с необходимостью, например, изменения длины волны фокусируемого излучения при сохранении фокусного расстояния рентгеноспектральной линии. Поэтому для обеспечения долговечности кристалл-анализатора целесообразно осуществление упругой, а не пластической деформации щелочногалоидных кристаллов. В принципе, монокристаллы могут деформироваться упруго, если создать условия, при которых тормозятся элементарные акты пластической деформации [4]. Так, в работе [5] реализация ресурса упругости кристаллов хлористого натрия стала возможной благодаря их размещению при изгибе между двумя гладкими упругими стальными пластинами, плотно обжимающими монокристаллический образец. Было показано, что в области сравнительно небольшого окна в передней пластине, необходимого для доступа рентгеновских лучей к отражающей поверхности кристалла хлористого натрия, в последнем возникает упругий изгиб субзерен, искривление которых меньше искривления макроскопического образца в целом. Такого рода «вогнутые» субзерна не вносят существенного уширения в фокальную линию кристаллического цилиндрического зеркала [6]. Гораздо большее геометрическое уширение рентгеноспектральной линии в фокусе кристалла возникает при образовании на его поверхности складчатого рельефа [6]. Этот рельеф легко возникает в ионных кристаллах, подвергаемых циклической деформации [7]. Следует подчеркнуть, что при многократном изгибе кристаллоз-

между стальными пластинами возникновение гофров, например, в алюминии [8] или кремнистом железе [9] происходит на более поздних стадиях циклического нагружения. Правда, в указанных работах [8, 9] площади окон в передних пластинках так же, как и в [7], составляли менее 10% от площади большой грани соответствующей пластины.

Следовательно, представляло интерес определить оптимальную величину площади окна в передней пластине, так как эта конструктивная характеристика кристаллодержателя «продольного изгиба» в значительной мере определяет его «вегосилу». Целью настоящей работы было экспериментальное изучение влияния соотношения между «открытой» и «закрытой» частями поверхности монокристалла хлористого натрия на число циклов, при котором на его поверхности возникает складчатый деформационный рельеф.

Для проведения эксперимента из листа пружинной стали толщиной 1 мм были изготовлены плоско-параллельные пластины с размерами $60 \times 12 \times 1$ мм³ с различными по величине прямоугольными окнами. Если площадь большой грани стальной пластины принять за 100%, то площади больших граней пластин с различными окнами составляли соответственно 44, 58, 72 и 86% от площади большой грани пластины, не имевшей окна. Ширина окон во всех пластинках была одинаковой и составляла 50 мм. Высота окон в указанных пластинках была соответственно равна 2, 4, 6 и 8 мм. Размеры изгибаемых образцов монокристаллов хлористого натрия составляли $60 \times 12 \times 0,5$ мм³. Изгиб кристаллов до радиуса кривизны 200 мм и разгибание их до радиуса изгиба 100 мм производились многократно. Указанная циклическая деформация кристаллических образцов продолжалась до появления на поверхности монокристалла, ограниченной контуром окна в стальной пластине, первых признаков складчатого рельефа.

Всего циклической деформации было подвергнуто 40 идентичных кристаллических пластин — по 10 пластин на каждый вид окна. Полученные экспериментальные данные иллюстрирует график, представленный на рис. 1. Здесь по оси абсцисс отложено среднее число циклов до появления

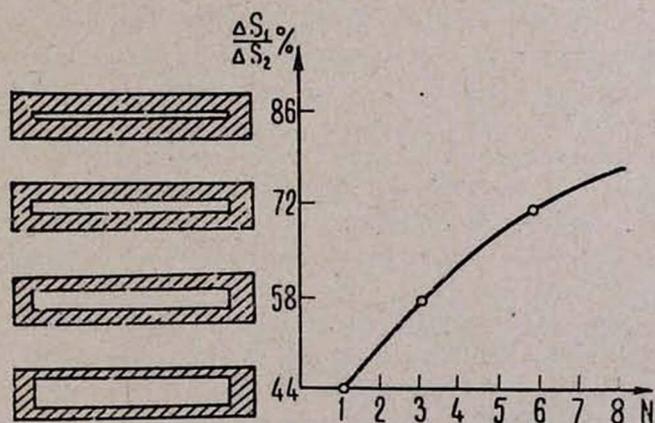


Рис. 1. Иллюстрация торможения процесса образования гофров на поверхности кристалла, ограниченной контуром окна, в зависимости от высоты окна в стальной пластине.

на поверхности монокристалла первой складки, а по оси ординат — отношение площади ΔS_1 упругого элемента, имеющего окно, к площади ΔS_2 пластины без окна, выраженное в процентах. Слева на рис. 1 для наглядности приведен схематический вид пластин с окнами. Горизонтальные оси окон пересекают ось ординат в точках 44, 58, 72 и 86% в соответствии с возрастанием площади упругого элемента за счет уменьшения высоты окна. Из графика рис. 1 видно, что при высоте окна 8 мм гофры появляются на поверхности кристалла уже после первого цикла. Если окно имеет высоту 6 мм, то кристалл каменной соли указанных размеров можно упруго сгибать и разгибать в среднем 3 раза. Если же высоту окна уменьшить до 4 мм, то плоско-параллельный образец кристалла хлористого натрия можно циклически изгибать 6 раз. Следует подчеркнуть, что при высоте окна менее 4 мм знакопеременная упругая деформация кристалла, изгибаемого между двумя гладкими упругими стальными пластинами, может производиться до 150 раз (экспериментальная точка, соответствующая высоте окна в пластине в 2 мм, на графике не поместилась из-за выбранного на рис. 1 масштаба).

Таким образом, пластинка кристалла хлористого натрия толщиной 0,5 мм, высотой 12 мм и длиной 60 мм допускает в кристаллодержателе «продольного изгиба» окно высотой 3 мм и длиной 50 мм. Указанный размер окна позволяет, согласно графику рис. 1, плавно изменять кривизну кристалла между радиусами изгиба 200 мм и 100 мм до 10 раз. Следует заметить, что при эксплуатации диспергирующего устройства в рентгено-спектральном приборе изменение кривизны кристалл-анализатора, как правило, производится редко. Поэтому высоту окна в стальной пластине в 3 мм можно считать оптимальной: при такой высоте окна достаточно большая площадь «открытой» поверхности монокристалла каменной соли, необходимая для обеспечения светосилы кристаллодержателя, сочетается с удовлетворительной долговечностью многократно деформируемого кристалл-анализатора.

Представляло интерес установить, могут ли гофры, возникающие на поверхности циклически деформируемого кристалла каменной соли, служить признаком усталости этого материала. Единственная работа по изучению явления усталости монокристаллов каменной соли была опубликована почти 30 лет назад [10]. Между тем вопрос этот в настоящее время является актуальным. Обычная усталостная кривая Велера строится на основании экспериментальных данных, полученных при разрушении образцов в результате их циклического деформирования. По оси ординат откладывается максимальное напряжение, при котором осуществляется циклическая деформация образца, а по оси абсцисс — число циклов, при котором образец разрушается от заданного циклического нагружения.

В настоящей работе признаком разрушения образца считается появление первой складки на его поверхности, так как согласно положению Степанова [4] пластическая деформация, в принципе, является одной из причин разрушения кристаллов. На рис. 2 показана «кривая Велера» для монокристалла каменной соли толщиной 1 мм (тот же кристаллодержатель).

По оси абсцисс отложено число циклов, при котором на поверхности кристалла появляется первая складка, а по оси ординат — величина, обратная

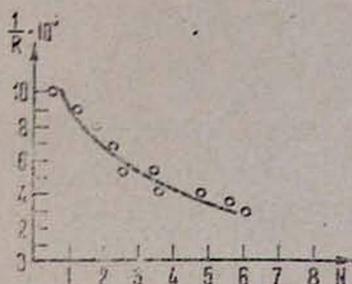


Рис. 2. Кривая „усталости“ кристаллов хлористого натрия.

радиусу изгиба, минимальному при данном циклическом нагружении. Максимальный радиус изгиба кристаллов в каждом цикле равен бесконечности, так как после изгиба кристаллы полностью разгибались. Сравнивая «кривую Велера» (рис. 2) с кривой, связанной с изменением высоты окна (рис. 1), можно установить у этих кривых общую тенденцию — монотонное уменьшение деформации с увеличением числа циклов. Дело в том, что

уменьшение окна, в известной мере, соответствует уменьшению деформации кристалла, а точнее, создает больше препятствий к возникновению деформационного рельефа (пластической деформации).

Ереванский политехнический институт
НИИ физики Одесского университета

Поступила 28.XII.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Блохин. Методы рентгеноспектральных исследований, ГИФМЛ, М., 1959, стр. 172.
2. L. S. Virks. Patent № 2, 835, 820, 1958, USA.
3. Л. С. Биркс. Приборы для научных исследований, № 8, 3(1970).
4. А. В. Степанов. Основы практической прочности кристаллов, Изд. Наука, М., 1975.
5. М. А. Барт и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 463 (1977).
6. А. А. Ханонкин. Автореферат кандидатской диссертации, Петрозаводский университет, 1967.
7. Э. Ф. Зазян и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 760 (1976).
8. Л. М. Моисеев, И. Б. Старый, А. А. Ханонкин. Физика металлов и металловедение, 27, 760 (1969).
9. Л. М. Моисеев, А. А. Ханонкин. Физика металлов и металловедение, 34, 658 (1972).
10. Д. Б. Гогоберидзе, Н. Д. Кирвалдзе. ЖТФ, 21, 1954 (1951).

ԱՌԱՋԳԱԿԱՆ ԹԻԹԵՂԻ ՄԱԿԵՐԵՍԻ ԱԶԻԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ
ՃԿՎԱԾ ԲՅՈՒՐԵՂՅԱ ՄՈՆՈԽՐՈՄԱՏՈՐԻ ԱՆԿՐԱԿԱՐՁՆՈՂ
ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ՌԵԼԵՖԻ ՎՐԱ

Զ. Ֆ. ԶԱԶՅԱՆ, Ա. Ա. ԽԱՆՈՆԿԻՆ

Առաջարկվում է մեթոդ, որի ղեկավարում են կիրառվում աղի միաբյուրեղը ցիկլիկ ճկման դեֆորմացիայի է ենթարկվում, նրա զոզավոր մակերևույթի վրա ղեֆորմացիոն ռելեֆ չի առաջանում:

INFLUENCE OF THE ELASTIC ELEMENT AREA ON THE REFLECTING SURFACE RELIEF OF CURVED CRYSTAL-MONOCHROMATOR

Z. F. ZAZYAN, A. A. KHANONKIN

The folded deformation reliefs, occurring on the bent surface of a sodium chloride crystal as a result of cyclic deformation were investigated in a "longitudinal flexure" holder.

СПЕКТРАЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ТЕЛЕВИЗИОННОЙ СИСТЕМЫ ДЛЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ДИФРАКЦИОННЫХ ТОПОГРАФИЧЕСКИХ КАРТИН

С. А. ШАБОЯН, А. Г. ГРИГОРЯН

Основной проблемой визуализации рентгеновских топографических картин является чувствительность телевизионной системы, что связано с малой интенсивностью дифрагированных волн [1—3]. Чувствительность рентгеновской телевизионной системы зависит от длины волны рентгеновского излучения (спектральная чувствительность). В видиконсодержащих рентгеновских телевизионных системах, как правило, спектральная чувствительность определяется чувствительностью видикона.

Детальное исследование показывает, что длина волны максимальной чувствительности видикона не совпадает с длиной волны максимальной чувствительности рентгеновской телевизионной (образец-видикон) системы. Следовательно, для нахождения оптимального условия визуализации необходимо учесть не только максимальную спектральную чувствительность видикона, но и зависимость интегральной интенсивности дифрагированных волн от длины волны и от поглощения в образце (толщины образца). Это и является целью настоящей работы.

Рассмотрим зависимость качества изображения дефектов, полученного на экране монитора, от длины волны изображающего рентгеновского монохроматического излучения, от поглощения этого излучения в кристалле и от спектральной чувствительности видикона.

Допустим, что рентгеновское монохроматическое излучение с длиной волны λ падает на кристаллическую пластинку, отражающие плоскости которой перпендикулярны к ее большим поверхностям. Для простоты рассмотрим случай, когда дислокации (дефекты) расположены у поверхности образца.

В рассматриваемом случае можно пользоваться кинематической теорией рассеяния рентгеновских лучей [4] и для расчета интегральной интенсивности волн, дифрагированных на дислокациях, воспользоваться формулой

$$J_{int} = F^2 \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{N^2 \lambda^3}{\sin 2\theta} \frac{1 + \cos^2 2\theta}{2} V. \quad (1)$$

Если за фактор поглощения принять множитель $\exp(-\mu t \sec \theta)$, где t — толщина образца, μ — коэффициент поглощения, то зависимость интегральной интенсивности (1) от длины волны и поглощения можно представить в виде

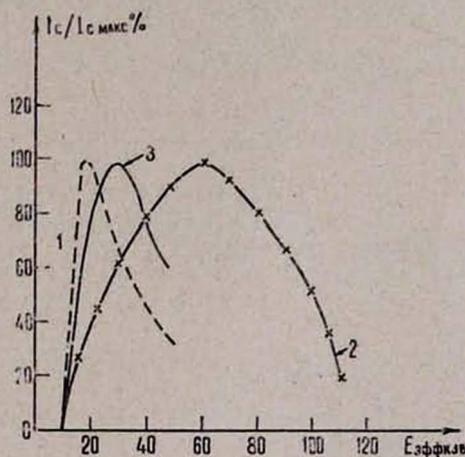
$$J_{int} \sim \frac{1 + \cos^2 2\theta}{\sin 2\theta} \lambda^3 \exp(-c \lambda^2 \sec \theta), \quad (2)$$

где c — постоянная для кристалла кремния с толщиной 500 мкм, равная $44,949 \text{ \AA}^{-2}$, $c \lambda^2 = \mu$.

Как видно из (2), интегральная интенсивность зависит от двух множителей, каждый из которых, в свою очередь, зависит от длины волны.

Множитель $\frac{1 + \cos^2 2\theta}{\sin 2\theta} \lambda^3$ с увеличением длины волны увеличивается, а множитель $\exp(-c \lambda^2 \sec \theta)$ — уменьшается. Следовательно, существует оптимальная длина волны, для которой интегральная интенсивность принимает максимальное значение.

Для отражения (220) кремния построена кривая зависимости интегральной интенсивности дифрагированных волн от длины волны или от энергии фотонов. Эта зависимость представлена графиком, приведенным на рисунке. Как видим, максимальная интенсивность получается для энергии 18 кэВ (кривая 1). Однако, как показано на том же рисунке, максимальная спектральная чувствительность видикона ЛИ-417 соответствует энергии 60 кэВ (кривая 2).



Следовательно, для нахождения оптимальной длины волны максимальной чувствительности необходимо построить кривую, выражающую произведение кривых 1 и 2. Такая кривая нами построена и приведена на рисунке. Эта кривая 3 показывает, что для телевизионной системы, содержащей видикон ЛИ-417 (максимальная спектральная чувствительность которого есть 60 кэВ), для образцов кремния с толщиной 500 мкм с отражением (220) при съемке по методу Ланга максимальный сигнал получается при излучении с энергией $E \approx 26 \text{ кэВ}$, что соответствует длине волны $\lambda = 0,475 \text{ \AA}$.

Поступила 5.IX.1977
После переработки 20.V.1979

1. J. Chikawa, J. Fuitmoto. NHK Technical Monograph, 23, 3 (1974).
2. N. Chester, C. Thomas, M. Loomis, M. Weiss. Bell. Sys. Tech., 48, 345 (1969).
3. A. Authier. Advances in X-ray Analysis, Plenum Press, 1967, vol. 10, p. 9.
4. Р. Джеймс. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей. Изд. ИЛ, М., 1950.

ՀԵՌՈՒՍՏԱՏԵՍԱՅԻՆ ՍԱՐՔԻ ՍՊԵԿՏՐԱԿԱԶԳԱՅՈՂՈՒԹՅՈՒՆԸ
ՌԵՆՏԳԵՆԱՏՈՊՈԳՐԱՖԻԿ ՆԿԱՐՆԵՐԻ ՎԻԶՈՒԱԼԻԶԱՑԻԱՅԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ս. Հ. ՇԱԲՈՅԱՆ, Ա. Գ. ԴՐԻԳՐՅԱՆ

Ստացված է դիֆրակցիայի ճառագայթման ինտեգրալ ինտենսիվության կախվածությունը ալիքի երկարությունից և կլանումից: Սիլիցիումի համար (220) անդրադարձման դեպքում կառուցված է ճառագայթման ինտենսիվության կախվածության կորը ֆոտոնների էներգիայից: Այս կորի և ՍՊ-417 վիդիոնի սպեկտրալ զգայողության կորի համադրումից ստացված է ռենտգենյան ճառագայթման ալիքի օպտիմալ երկարությունը, որը ապահովում է տեսանելիության մաքսիմալ զգայողությունը ՍՊ-417 վիդիոնի շտապորձման ժամանակ:

SPECTRAL SENSITIVITY OF TV SYSTEM FOR VISUALIZATION
OF X-RAY DIFFRACTION TOPOGRAPHIC PATTERNS

S. A. SHABOYAN, A. G. GRIGORYAN

The optimal conditions of visualization were determined taking into account the maximum sensitivity of vidicon in use and the optimal integral intensity of diffracted radiation.

On the basis of the dependence of integral intensity of diffracted radiation on the wave-length at the absorption of Si, the curve of diffracted radiation intensity versus the photon energy was constructed.

Բ Ո Վ Ա Ն Գ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Լ. Ա. Գևորգյան, Ն. Ա. Դորխմազյան. Լիցքավորված մասնիկների ճառագայթումը ոչ ռեզոնայար օնդուլյատորներում	235
Է. Ա. Բեդրյան, Ս. Խ. Բեկովա. Գերլուսային ճառագայթող աղբյուրը ալիքատարում	240
Է. Ս. Յուզբաշյան, Չ. Հ. Կասամանյան. Բարակ բյուրեղային կառուցվածքից դանդաղ էլեկտրոնների անդրադարձման տեսության մասին	247
Լ. Վ. Լեոնյան, Կ. Գ. Քրունի. Կատարյալ բյուրեղներում ցուզի վերջավոր տեղումից բննագենյան ճառագայթների դիֆրակցիայի հարցի մասին	253
Ա. Մ. Նդիագարյան, Պ. Հ. Բեզիրզանյան. Թենտգենյան մոնոխրոմատորներում ալիքային փաթեթների բննագեման դինամիկ տեսությունը	261
Մ. Ա. Նավասարդյան, Վ. Ղ. Միրզայան, Վ. Վ. Հարությունյան. Միջավայրի անհամասնոսության ազդեցությունը ռենտգենիտերֆերենցիոն պատկերի տեսքի ու դիֆրակցված փնջերի ինտենսիվության վրա	265
Ռ. Կ. Կարսլանյան, Պ. Ա. Գրիգորյան. Միլիցիոմի միաբյուրեղից ստացվող կիկլոլի-էլեկտրոնազրամանների կոնտրաստի կախումը էլեկտրոնների առաջնային փնջի էներգիայից	271
Ա. Հ. Գուրգարյան, Ռ. Ս. Գարդիլյան, Ռ. Պ. Վարդապետյան, Հ. Ա. Գուրգարյան. Ֆոտոակուստիկ էֆեկտի օրինակացիոն կախումը Ge և CdS բյուրեղներում	273
Հ. Հ. Նդիագարյան, Ս. Ա. Ալբունյան, Ա. Ս. Սարկիսյան, Մ. Ս. Բարխուդարյան. Կրեմնիումային պլանար մագնիսադիոդների ջերմային բնութագրերը	280
Վ. Ե. Աղամյան, Վ. Վ. Ալեքսանդրյան, Մ. Ա. Մեյիֆյան, Ռ. Ի. Բաղդասարյան. $Nd_x Y_{1-x} Z_n$ պինդ լուծույթների սխտեմի մագնիսական ընկալունակությունը $77 \div 600^\circ K$ ջերմաստիճանային տիրույթում	286
Զ. Յ. Զազյան, Ա. Ա. Խաճոնկիև. Առաձգական թիթեղի մակերեսի ազդեցությունը ճկված բյուրեղյա մոնոխրոմատորի անդրադարձնող մակերևույթի ուղեֆի վրա	290

Համառոտ հաղորդումներ

Ս. Հ. Շարյան, Ա. Գ. Գրիգորյան. Հեռուստատեսային սարքի սպեկտրալ զգալողությունը ռենտգենատոդոգրաֆիկ նկարների վիզուալիզացիայի դեպքում	291
--	-----

СО Д Е Р Ж А Н И Е

Л. А. Геворгян, Н. А. Корхмазян. Излучение заряженных частиц в нерегулярных модуляторах	235
Э. А. Беглоян, С. Х. Бекова. О сверхсветовом источнике в волноводе	240
Э. С. Юзбашян, З. А. Касаманян. К теории отражения медленных электронов от тонкой кристаллической структуры	247
Л. В. Левонян, К. Г. Труни. К вопросу дифракции рентгеновского излучения с конечной длительностью пуга в совершенных кристаллах	253
А. М. Елизарян, П. А. Безирганян. Динамическая теория поляризации рентгенов- ских волновых пакетов в рентгеновском монохроматоре	261
М. А. Навасардян, В. К. Мирзоян, В. В. Арутюнян. Влияние неоднородностей ве- ществ на характер и интенсивность рентгенинтерференметрической картины	265
Р. К. Караханян, П. А. Григорян. Зависимость контраста кикучи-электронограмм кремния от энергии первичного пучка электронов	271
А. А. Дургарян, Р. С. Гардиян, Р. П. Вардапетян, Ас. А. Дургарян. Оrien- тационная зависимость фотоакустического эффекта в кристаллах германия и сульфида кадмия	276
Г. А. Егиазарян, С. А. Алтунян, А. С. Саркисян, М. С. Бархударян. Температур- ные характеристики кремниевых планарных магнитодиодов	280
В. Е. Адамян, В. В. Александрян, М. А. Меликян, Р. И. Багдасарян. Магнитная восприимчивость системы твердых растворов $Nd_xY_{1-x}Zn$ в интервале тем- ператур $77 \div 600^\circ K$	286
З. Ф. Зазян, А. А. Ханонкин. Влияние площади упругого элемента на рельеф по- верхности изогнутого кристалл-монохроматора	290

К Р А Т К И Е С О О Б Щ Е Н И Я

С. А. Шабоян, А. Г. Григорян. Спектральная чувствительность телевизионной системы для визуализации рентгеновских дифракционных топографических картин	291
---	-----

