

ՀԱՄԱՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿԱ
ФИЗИКА

1978

Издается с 1966 г.
Периодичность — 6 номеров в год.

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒԵԳԻԱ

Ա. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հարությունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղազիրյան (պատասխանատու խմբագիր), Է. Գ. Միրզաբեկյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Յու. Գ. Շահնազարյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շահյան, Գ. Ս. Սահակյան, Հ. Հ. Վաղապետյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Амагунни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Э. Г. Мирзабекян, М. Е. Мовсесян, 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, Барикамунян, 24г,
тел. 56-08-31

ФИЗИЧЕСКАЯ КАРТИНА БРЭГГОВСКОГО ОТРАЖЕНИЯ В ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

О. С. ЕРИЦЯН

Проведено дальнейшее исследование отмеченных ранее [1] поляризационных свойств электромагнитных волн в спиральных средах с учетом наличия границы.

Пусть электромагнитная волна

$$E(z, t) = E(z) \exp(-i\omega t) \quad (1)$$

распространяется вдоль оси среды (ось z), главные направления диэлектрической и магнитной проницаемостей которой равномерно поворачиваются с изменением z -координаты [2, 3]. Выберем системы координат x', y', z' и x'', y'', z'' так, чтобы оси z' и z'' совпали с осью z лабораторной системы координат, оси x' и y' совпали с главными направлениями тензора диэлектрической проницаемости в любой плоскости xy , а оси x'' и y'' — с главными направлениями тензора магнитной проницаемости в той же плоскости. Обозначим угол между осями x' и x'' через φ , шаг спирали — через σ , а проекции на оси x' и y' электрического и магнитного полей волны, распространяющейся в среде, — соответственно через E'_x, E'_y и H'_x, H'_y .

Из волнового уравнения приходим к следующей системе уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\omega}{c} (\epsilon_x \cos^2 \varphi + \epsilon_y \sin^2 \varphi) E'_x + \frac{\omega}{c} \Delta \epsilon \psi E'_y - i a H'_x - k H'_y &= 0, \\ -\frac{\omega}{c} \Delta \epsilon \psi E'_x - \frac{\omega}{c} (\epsilon_y \cos^2 \varphi + \epsilon_x \sin^2 \varphi) E'_y - k H'_x + i a H'_y &= 0, \\ i a E'_x + k E'_y + \frac{\omega}{c} (\mu_x \cos^2 \varphi + \mu_y \sin^2 \varphi) H'_x - \frac{\omega}{c} \Delta \mu \psi H'_y &= 0, \\ k E'_x - i a E'_y + \frac{\omega}{c} \Delta \mu \psi H'_x - \frac{\omega}{c} (\mu_y \cos^2 \varphi + \mu_x \sin^2 \varphi) H'_y &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где ϵ_x, ϵ_y и μ_x, μ_y — главные значения тензоров диэлектрической и магнитной проницаемостей, $a = 2\pi/\sigma$, $k = 2\pi/\lambda'$, λ' — пространственный период поля в системе x', y', z' , $\Delta \epsilon = \epsilon_x - \epsilon_y$, $\Delta \mu = \mu_x - \mu_y$, $\psi = \sin \varphi \cos \varphi$.

Из (2) можно получить соотношения между компонентами полей, определяющие поляризацию волн, а условие равенства нулю определителя этой системы приводит к дисперсионному уравнению в системе x', y', z' , т. е. к уравнению, определяющему зависимость k от ω . Система (2), таким об-

разом, описывает оптические свойства сред, обладающих спиральной структурой как в отношении диэлектрических свойств, так и магнитных. При $\mu_x = \mu_y$, $\epsilon_x \neq \epsilon_y$ получаем диэлектрическую спиральную структуру, а при $\mu_x \neq \mu_y$, $\epsilon_x = \epsilon_y$ — магнитную. Отличным от нуля значением угла φ учитывается возможность несовпадения главных направлений тензоров ϵ_{ij} и μ_{ij} .

Рассмотрим частный случай $\varphi = 0$. Для k получаем

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_x \mu_y + \epsilon_y \mu_x}{2} + a^2 \pm \sqrt{\frac{1}{4} \frac{\omega^4}{c^4} (\epsilon_x \mu_y - \epsilon_y \mu_x)^2 + a^2 \frac{\omega^2}{c^2} (\epsilon_x + \epsilon_y) (\mu_x + \mu_y)}. \quad (3)$$

Границы (ω_1, ω_2) дихроичной области определяются из условия $k=0$, которое дает

$$\frac{\omega_1}{c} \sqrt{\epsilon_x \mu_x} = a, \quad \frac{\omega_2}{c} \sqrt{\epsilon_y \mu_y} = a. \quad (4)$$

Подставив в (2) $\varphi=0$ и $k=0$, получаем

$$\frac{\omega}{c} \epsilon_x E'_x - ia H'_x = 0, \quad ia E'_x + \frac{\omega}{c} \mu_x H'_x = 0, \quad (5)$$

$$-\frac{\omega}{c} \epsilon_y E'_y + ia H'_y = 0, \quad ia E'_y + \frac{\omega}{c} \mu_y H'_y = 0. \quad (6)$$

При $\omega = \omega_1$ система уравнений (5) и (6) имеет нетривиальное решение $E'_x = H'_x = 0$, $E'_y \neq 0$, $H'_y \neq 0$, а при $\omega = \omega_2$ — решение $E'_y = H'_y = 0$, $E'_x \neq 0$, $H'_x \neq 0$. В обоих случаях электрическое и магнитное поля параллельны друг другу, так как одновременно обращаются в нуль одни и те же их компоненты (отметим, что параллельность полей имеет место и в совершенно другой ситуации — в гироизотропной среде [4]). Можно убедиться, что в обычных гиротропных средах также (ЕВ) и (НД) отличны от нуля, а именно, пропорциональны параметрам гирации.

Пусть теперь среда занимает область $z \geq 0$, а из области $z \leq 0$ на границу $z=0$ падает волна

$$E_{\text{пад.}}(z, t) = E_0 \exp i \left(\frac{\omega}{c} n_0 z - \omega t \right), \quad (7)$$

где n_0 — показатель преломления среды, занимающей область $z \leq 0$. Поле в среде будет иметь вид

$$E'(z, t) = \sum_{m=1}^4 E'_m \exp i(k_m z - \omega t), \quad (8)$$

где k_m — значения величины k , определяемые из (3). Подставив в (3)

$\mu_x = \mu_y = 1$, $\frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_x} = a$, получаем

$$k_1 = k_2 = 0, k_3 = -k_4 = \left[2 \left(\frac{\omega^2}{c^2} \frac{\varepsilon_x + \varepsilon_y}{2} + a^2 \right) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

Для сшивки полей на границе мы должны из двух волн с $k = k_3$ и $k = k_4$ выбрать ту, которая затухает (а не нарастает) при распространении в глубь среды. Пусть для конкретности это будет волна с $k = k_3$. Тогда, пренебрегая в амплитудах членами порядка $\frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon_x + \varepsilon_y}$, приходим к следующим соотношениям для амплитуд:

$$\begin{aligned} E'_{1x} &= \frac{2(E_{0x} - iE_{0y})}{1+n}, \quad H'_{1x} = -iE'_{1x}, \\ E'_{1y} &= H'_{1y} = 0, \\ E'_{3x} &= \frac{2(nE_{0x} + iE_{0y})}{(1+n)^2}, \quad E'_{3y} = -iE'_{3x}, \\ H'_{3x} &= inE'_{3x}, \quad H'_{3y} = nE'_{3x}, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$n = \sqrt{\frac{\varepsilon_x + \varepsilon_y}{2n_0}}.$$

Из (10) следует, что при $nE_{0x} + iE_{0y} = 0$ электрическое и магнитное поля волны, возбужденной в среде, параллельны друг другу. Отсутствие потока энергии в ситуации брэгговского отражения объясняется указанной параллельностью полей, так как при этом вектор Пойнтинга обращается в нуль. Заметим, что при наличии отражений на границе спиральной среды ($n \neq 1$) брэгговское полное отражение достигается не при круговой поляризации падающей волны, как обычно считается, а при эллиптической поляризации, определяемой соотношениями (для двух направлений закручивания)

$$nE_{0x} \pm iE_{0y} = 0. \quad (11)$$

Положения полюсов эллипса поляризации падающей волны определяются тем, что на границе $z=0$ спиральной среды оси x' и y' совпадают с соответствующими осями лабораторной системы координат.

Из (5) и (6) и соотношений $D'_x = \varepsilon_x E'_x$, $D'_y = \varepsilon_y E'_y$, $B'_x = \mu_x H'_x$, $B'_y = \mu_y H'_y$ следует, что в волне с $k = 0$ все четыре вектора (векторы индукций и полей) параллельны друг другу. Параллельность этих векторов явствует также из соотношений (10), согласно которым при $nE_{0x} + iE_{0y} = 0$ в среде возбуждается именно волна с параллельным расположением упомянутых векторов. Это означает также, что перпендикулярность $\mathbf{H}$ и $\mathbf{D}$, $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$, обычно имеющая место, в рассматриваемых средах нарушается.

Можно убедиться, что направления обхода эллипса поляризации в падающей и отраженной волнах в ситуации брэгговского отражения совпадают (если смотреть, как обычно, навстречу лучу). Действительно, подста-

вив, для простоты, $n = 1$, при $nE_{ox} + iE_{oy} = 0$ из (10) получаем $E_x^{(1)} - iE_y^{(1)} = 0$, где $E^{(1)}$ — амплитуда поля отраженной волны. Поэтому если представить параллельные друг другу две пластинки, то в ситуации брэгговского отражения волны от одной из них отраженная волна получает такую поляризацию, что, достигнув второй пластинки, также испытывает брэгговское отражение. Нарушения таких многократных отражений можно достичь дополнительным изменением поляризации луча или изменением параметров пластинок.

В заключение заметим, что при учете двух типов спиральности появляются новые свойства среды в отношении избирательного отражения: смещение границ дихроичной области и изменение ее ширины. Так, при $\varphi = 0$ и $\epsilon_x \mu_x = \epsilon_y \mu_y$ частоты ω_1 и ω_2 совпадают, т. е. ширина дихроичной области равна нулю.

Выражаю глубокую благодарность Б. М. Болотовскому за весьма ценные замечания и обсуждение результатов.

Ереванский государственный
университет

Поступила 5.I.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. О. С. Ерицян. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 344 (1976).
2. R. Dreher, G. Meyer. Phys. Rev., A8, 1616 (1973).
3. О. С. Ерицян. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 30 (1974).
4. М. И. Казанов, Р. П. Янкевич. ФТТ, 10, 2771 (1968).

ՔՐԵԳՅԱՆ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՄԱՆ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՊԱՏԿԵՐԸ ԽՈՒԼԵՍԵՐԻՆԱՅԻՆ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Հ. Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ

Քննարկված է լույսի տարածումը խոլեստերիկային հեղուկ բյուրեղներում: Քննարկված է ահմանային խնդիրը և վերլուծված է էլեկտրամագնիսական դաշտի ստորկտորան բրեգյան անդրադարձման պայմաններում՝ բեկված և անդրադարձած ալիքներում:

THE PHYSICAL PICTURE OF BRAGG REFLECTION IN CHOLESTERIC LIQUID CRYSTALS

O. S. ERITSYAN

The propagation of an electromagnetic wave in a cholesteric structure along the optical axis is considered. The boundary problem for a non-magnetic helical medium is discussed. Some features in the picture of the induced electromagnetic field and in the polarization of the reflected wave were revealed.

РАВНОМЕРНАЯ КОРОТКОВОЛНОВАЯ АСИМПТОТИКА ПОЛЯ ПАРАБОЛИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ

Э. Д. ГАЗАЗЯН, М. И. ИВАНЯН, Б. Е. КИНБЕР

С помощью приближения геометрической теории дифракции, приближения Кирхгофа и фокального разложения по функциям Бесселя сконструирована равномерная асимптотика для поля параболической антенны, содержащая вклад от неравномерной части тока.

Введение

Работа посвящена построению равномерной асимптотики поля, уточняющей выражения, полученные в приближении Кирхгофа для параболической антенны, облучаемой электрическим диполем, момент которого перпендикулярен оси зеркала. Равномерность полученного асимптотического разложения при этом достигается учетом поля, индуцируемого неравномерной частью тока, обычно не рассматриваемого в приближении теории дифракции Кирхгофа (ПК) [1, 2]. В приближении физической теории дифракции [3] поле от неравномерной части тока представляет собой разность асимптотики поля (создаваемого как равномерной, так и неравномерной частями тока) точного решения задачи рассеяния плоской волны на полуплоскости и асимптотики того же поля (создаваемого только равномерной частью тока) в приближении Кирхгофа.

В частном случае параболической антенны имеется сравнительно простая возможность непосредственного расчета вклада от неравномерной части тока. Асимптотическим значением поля антенны, создаваемого полным током, является в данном случае краевое поле в приближении геометрической теории дифракции (ГТД), а поле, излучаемое равномерной частью тока, описывается в рамках обычной теории дифракции Кирхгофа [1]. На границах света и тени первичного (поле облучателя) и отраженного полей ПК дает качественно верное описание поля, а в асимптотиках приближения Кирхгофа и ГТД, имеющих лучевой характер, расходимости в указанных направлениях имеют одинаковый порядок.

В выражениях для краевых полей ГТД и асимптотики ПК имеется расходимость также на оси зеркала, обусловленная фокусировкой лучей на ней. Природа этой расходимости исследовалась ранее в работе [4], где указывалось, что в этом случае расходящиеся выражения могут быть перенормированы асимптотической сшивкой с фокальным разложением [5].

1. Геометрическая теория дифракции и асимптотика приближения Кирхгофа при расчете полей параболической антенны

В рамках геометрической теории дифракции, развитой Келлером [6], поля, обусловленные рассеянием на кромках, связываются с первичным (падающим) полем посредством дифракционной матрицы, получаемой из

асимптотики точного решения задачи Зоммерфельда (рассеяние плоской волны на полуплоскости). Ввиду локальности процесса дифракции в приближении ГТД поле, рассеянное в данной точке кромки, принимается таким же, как на полуплоскости, касательной к поверхности в этой точке. В случае осесимметричной антенны в каждую точку пространства (за исключением оси системы) будут направлены два дифракционных луча, исходящих из двух диаметрально-противоположных точек кромки зеркала, находящихся в плоскости, образованной осью зеркала и точкой наблюдения [4].

Асимптотика ПК также имеет лучевую структуру, а именно, оказывается, что при $ka \sin \theta \gg 1$ также, как и в приближении ГТД, в каждую точку пространства приходят два луча, как бы исходящих из двух «светящихся» точек, расположенных в двух диаметрально-противоположных точках кромки зеркала. Асимптотика ПК строится с помощью подстановки в интегралы [1] вместо функций Бесселя их асимптотик, справедливых для больших аргументов. Последовательное их интегрирование по частям дает разложение выражений ПК по обратным степеням $ka \sin \theta$. Для наших целей достаточно ограничиться нулевым членом этого разложения.

Таким образом из-за сходной лучевой структуры асимптотик ПК и ГТД для полей осесимметрической параболической антенны можно записать одинаковые по форме асимптотические выражения

$$E_{\parallel} = \frac{e^{i\alpha(\psi_M)}}{\sqrt{2\pi ka \sin \theta}} \left\{ G^H e^{i\left(ka \sin \theta - \frac{\pi}{4}\right)} + G^B e^{-i\left(ka \sin \theta - \frac{\pi}{4}\right)} \right\} \frac{e^{ikR}}{R} \cos \varphi, \quad (1)$$

$$E_{\varphi} = \frac{e^{i\alpha(\psi_M)}}{\sqrt{2\pi ka \sin \theta}} \left\{ g^H e^{i\left(ka \sin \theta - \frac{\pi}{4}\right)} + g^B e^{-i\left(ka \sin \theta - \frac{\pi}{4}\right)} \right\} \frac{e^{ikR}}{R} \sin \varphi.$$

Амплитуды $G^{H,B}$ и $g^{H,B}$ в случае облучения электрическим диполем, момент которого перпендикулярен оси параболы, имеют вид

$$G^{H,B} = L^{H,B} = \left(\frac{1}{\cos \frac{\psi_M \mp \theta}{2}} \pm \frac{1}{\sin \frac{\theta}{2}} \right) \frac{\cos \psi_M \sin \psi_M}{2}, \quad (2)$$

$$g^{H,B} = S^{H,B} = - \left(\frac{1}{\cos \frac{\psi_M \mp \theta}{2}} \mp \frac{1}{\sin \frac{\theta}{2}} \right) \frac{\sin \psi_M}{2}$$

для краевого поля в приближении ГТД, и

$$G^{H,B} = L^{H,B} = \mp \frac{\cos \left(\frac{\psi_M}{2} \mp \frac{\theta}{2} \right) \cos \psi_M \sin \psi_M}{2 \cos \frac{\psi_M \mp \theta}{2} \sin \frac{\theta}{2}},$$

$$g^{n, v} = s^{n, v} = \pm \frac{\cos \frac{\psi_M}{2} \sin \psi_M}{2 \cos \frac{\psi_M \mp \theta}{2} \sin \frac{\theta}{2}}$$

для асимптотики ПК;

$$\alpha(\psi) = k\rho(\psi)(1 + \cos \psi \cos \theta), \quad \rho(\psi) = \frac{p}{1 + \cos \psi},$$

p — фокальный параметр параболы, $2\psi_M$ — угол, под которым виден диаметр раскрыва из фокуса параболы. Индексы «н» и «в» соответствуют лучам, исходящим от нижней и верхней кромок зеркала. Начало системы координат, используемой нами, совпадает с фокусом параболы, θ и φ — соответственно полярный (отсчитываемый от оси z , совпадающей с осью параболы) и азимутальный (отсчитываемый от оси x , совпадающей с направлением дипольного момента) углы.

Как видно из (2), амплитуды $G^{n, v}$ и $g^{n, v}$ в обоих случаях расходятся при $\theta = 0$ и $\mp \theta = \pi - \psi_M$, что обуславливает расходимость полей (1) в этих направлениях (границы света и тени падающего и отраженного полей).

Теперь можно получить выражение для поля, индуцированного неравномерной частью тока, если из поля, обусловленного полным током (приближение ГТД), вычесть поле, обусловленное равномерной частью тока (асимптотика ПК):

$$\Delta E_\theta = \frac{e^{i\alpha(\psi_M)}}{\sqrt{2\pi k a \sin \theta}} \left\{ \alpha^n e^{i \left(k a \sin \theta - \frac{\pi}{4} \right)} + \alpha^v e^{-i \left(k a \sin \theta - \frac{\pi}{4} \right)} \right\} \frac{e^{ikR}}{R} \cos \varphi, \quad (3)$$

$$\Delta E_\varphi = \frac{e^{i\alpha(\psi_M)}}{\sqrt{2\pi k a \sin \theta}} \left\{ \beta^n e^{i \left(k a \sin \theta - \frac{\pi}{4} \right)} + \beta^v e^{-i \left(k a \sin \theta - \frac{\pi}{4} \right)} \right\} \frac{e^{ikR}}{R} \sin \varphi,$$

$$\alpha^{n, v} = L^{n, v} - l^{n, v} = - \frac{\sin \frac{\theta}{2} \pm \left(\cos \frac{\psi_M \mp \theta}{2} \right) - \cos \left(\frac{\psi_M}{2} \mp \theta \right)}{2 \cos \frac{\psi_M \mp \theta}{2} \sin \frac{\theta}{2}} \cos \psi_M \sin \psi_M, \quad (4)$$

$$\beta^{n, v} = S^{n, v} - s^{n, v} = - \frac{\sin \frac{\theta}{2} \mp \left(\cos \frac{\psi_M \mp \theta}{2} \right) - \cos \frac{\psi_M}{2}}{2 \cos \frac{\psi_M \mp \theta}{2} \sin \frac{\theta}{2}} \sin \psi_M.$$

Выражения для ΔE_θ и ΔE_φ , имеющие также лучевую структуру, оказываются конечными везде, кроме $\theta = 0$. Полюса, содержащиеся в амплитуде асимптотических разложений ГТД и ПК и имеющие одинаковый порядок, при вычитании сокращаются. Таким образом в выражениях для ΔE_θ и ΔE_φ сохраняется расходимость, обусловленная фокусировкой лучей на оси (фактор фокусировки — $(2\pi k a \sin \theta)^{-1}$).

2. Применение фокального разложения

Устранение расходимости в выражениях (3), обусловленной фактором фокусировки, достигается с помощью их асимптотической сшивки с фокальным разложением осесимметричных полей по функциям Бесселя и их первым производным [5]. Это разложение асимптотически удовлетворяет уравнениям Максвелла и при достаточно больших значениях аргументов функций Бесселя имеет лучевую структуру, сходную с (3):

$$\Delta E = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \{A_m(\rho, \xi) J_m(k\rho) - i B_m(\rho, \xi) \rho J'_m(k\rho)\} e^{i(m\varphi + k\xi)}. \quad (5)$$

Амплитуды A_m и B_m , а также координатные функции ρ и ξ подлежат определению из условия асимптотической сшивки (3) и (5). Переход от (3) к (5), как и любой переход от выражений типа

$$\sqrt{\frac{2}{\pi k a \sin \theta}} \sin \left(k a \sin \theta - \frac{\pi}{4} \right)$$

к функциям Бесселя, неоднозначен. Он зависит, в частности, от того, в ортах какой системы координат записано поле (3). Для того, чтобы выражение для вклада от неравномерной части тока было конечным и однозначным, поля (3) следует сравнивать с (5) в декартовой системе координат:

$$\begin{aligned} \Delta E_x &= \frac{e^{i\alpha(\psi_M)}}{\sqrt{2\pi k a \sin \theta}} \{U^n e^{i(k a \sin \theta - \frac{\pi}{4})} + U^B e^{-i(k a \sin \theta - \frac{\pi}{4})} + \\ &+ (V^n e^{i(k a \sin \theta - \frac{\pi}{4})} + V^B e^{-i(k a \sin \theta - \frac{\pi}{4})}) \cos 2\varphi\} \frac{e^{ikR}}{R}, \\ \Delta E_y &= \frac{e^{i\alpha(\psi_M)}}{\sqrt{2\pi k a \sin \theta}} \{V^n e^{i(k a \sin \theta - \frac{\pi}{4})} + V^B e^{-i(k a \sin \theta - \frac{\pi}{4})}\} \sin 2\varphi \frac{e^{ikR}}{R}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\Delta E_z = \frac{e^{i\alpha(\psi_M)}}{\sqrt{2\pi k a \sin \theta}} \{W^n e^{i(k a \sin \theta - \frac{\pi}{4})} + W^B e^{-i(k a \sin \theta - \frac{\pi}{4})}\} \cos \varphi \frac{e^{ikR}}{R},$$

где

$$U^{n, B} = \frac{\alpha^{n, B} \cos \theta - \beta^{n, B}}{2}, \quad V^{n, B} = \frac{\alpha^{n, B} \cos \theta + \beta^{n, B}}{2}, \quad W^{n, B} = -\sin \theta \alpha^{n, B}.$$

С другой стороны, после подстановки в (5) асимптотических выражений для функций Бесселя, имеем

$$\begin{aligned} \Delta E &= \frac{1}{\sqrt{2\pi k}} \sum_{n=0}^{\infty} \lambda_n \left\{ \left(\frac{A_n + (-1)^n A_{-n}}{\sqrt{\rho}} + \sqrt{\rho} (B_n + (-1)^n B_{-n}) \right) \cos m\varphi + \right. \\ &+ i \left(\frac{A_n - (-1)^n A_{-n}}{\sqrt{\rho}} + \sqrt{\rho} (B_n - (-1)^n B_{-n}) \right) \sin m\varphi \left. \right\} e^{i(k\rho - \frac{m\pi}{2} - \frac{\pi}{4})} + \end{aligned}$$

$$+ \left[\left(\frac{A_m + (-1)^m A_{-m}}{\sqrt{\rho}} - \sqrt{\rho} (B_m + (-1)^m B_{-m}) \right) \cos m\varphi + \right. \\ \left. + \left(\frac{A_m - (-1)^m A_{-m}}{\sqrt{\rho}} - \sqrt{\rho} (B_m - (-1)^m B_{-m}) \right) \times \right. \\ \left. \times \sin m\varphi \right] e^{-i \left(k\rho - \frac{m\pi}{2} - \frac{\pi}{4} \right)} e^{ik\xi}, \quad (7)$$

$$A_0 = A_{-0}, B_0 = B_{-0}, \lambda_m = \begin{cases} 1/2 & \text{при } m = 0 \\ 1 & \text{при } m \neq 0. \end{cases}$$

Из сравнения (7) с (6) получаем для координатных функций:

$$\xi = R, \rho = a \sin \theta,$$

и для амплитуд:

$$A_{0x} = \frac{U^u + U^b}{2}, B_{0x} = \frac{U^u - U^b}{2a \sin \theta}, \\ A_{2x} = A_{-2x} = -\frac{V^u + V^b}{2}, B_{2x} = B_{-2x} = -\frac{V^u - V^b}{2a \sin \theta}, \\ A_{2y} = -A_{-2y} = i \frac{V^u + V^b}{2}, B_{2y} = -B_{-2y} = i \frac{V^u - V^b}{2a \sin \theta}, \\ A_{1z} = -A_{-1z} = i \frac{W^u - W^b}{2}, B_{1z} = -B_{-1z} = i \frac{W^u + W^b}{2a \sin \theta}; \\ A_m = B_m \equiv 0 \quad \text{при } m \neq 0, \pm 1, \pm 2. \quad (8)$$

После подстановки амплитуд (8) в (5) для полей, обусловленных неравномерной частью тока, окончательно имеем

$$\Delta E = \{i(U' + V' \cos 2\varphi) + j V' \sin 2\varphi + k W' \cos \varphi\} \frac{e^{ikR}}{R} e^{ia(\psi_M)}, \quad (9)$$

$$U' = \frac{1}{2} [(U^u + U^b) J_0(k\rho) + i(U^u - U^b) J_1(k\rho)], \\ V' = \frac{1}{2} [(V^u + V^b) J_2(k\rho) - i(V^u - V^b) J_2'(k\rho)], \\ W' = -\frac{1}{2} [i(W^u - W^b) J_1(k\rho) - (W^u + W^b) J_1'(k\rho)]. \quad (10)$$

Полное поле параболической антенны можно записать в виде разложения, нулевым (главным) членом которого является поле в ПК, [2], а следующим членом — поправка (9), обусловленная неравномерной частью тока:

$$E = -\{i[(ikU_1 - U' e^{ia(\psi_M)}) + (ikV_1 - V' e^{ia(\psi_M)}) \cos 2\varphi] + \\ + j(ikV_1 - V' e^{ia(\psi_M)}) \sin 2\varphi + k(ikW_1 - W' e^{ia(\psi_M)}) \cos \varphi\} \frac{e^{ikR}}{R}. \quad (11)$$

Здесь [2]

$$\begin{aligned} iU_1 &= \frac{1}{2} V \sin^2 \theta - U \left(1 - \frac{1}{2} \sin^2 \theta \right) + \frac{1}{2} W \sin \theta \cos \theta, \\ iV_1 &= \frac{1}{2} W \sin \theta \cos \theta + \frac{1}{2} U \sin^2 \theta - \frac{1}{2} V (1 + \cos^2 \theta), \\ iW_1 &= V \sin \theta \cos \theta - W \sin^2 \theta + U \sin \theta \cos \theta, \end{aligned} \quad (12)$$

где, в свою очередь [1, 2],

$$\begin{aligned} U &= \frac{p}{2} \int_0^{\psi_m} \sin \psi J_0(kp \sin \psi \sin \theta) e^{ia(\psi)} d\psi, \\ V &= \frac{p}{2} \int_0^{\psi_m} \operatorname{tg}^2 \frac{\psi}{2} \sin \psi J_2(kp \sin \psi \sin \theta) e^{ia(\psi)} d\psi, \\ W &= -ip \int_0^{\psi_m} \operatorname{tg}^2 \frac{\psi}{2} \cos \psi J_1(kp \sin \psi \sin \theta) e^{ia(\psi)} d\psi. \end{aligned} \quad (13)$$

Выражение (11) записано для переднего полупространства. В заднем полупространстве полное поле определяется полями ГТД. Для устранения расходимости при $\theta = \pi$ в асимптотике ГТД к ней также применяется асимптотическая сшивка с фокальным разложением (5). В области заднего фокального пятна, где оба краевых луча не затенены, полное поле выражается формулой (9), в которой следует положить $l^{u, v} = s^{u, v} = 0$. Область, в которой один из краевых лучей затеняется, нами не рассматривается. Эта область совпадает с задними боковыми лепестками, не имеющими существенного практического значения.

3. Частные случаи

Представляет интерес рассмотрение некоторых предельных переходов, при которых выражение (9) для вклада от неравномерной части тока сводится к результатам, полученным ранее другими авторами [3, 7].

а) *Предельный переход к зеркалу с малой кривизной (диск).*

Выражение для вклада от неравномерной части тока для зеркала с малой кривизной получается из (9) после перехода к малым ψ_m :

$$\begin{aligned} \Delta E_\theta &= \frac{1}{4} \left\{ -J_0 \frac{1 - \cos \theta}{\cos \frac{\theta}{2}} + J_2 \frac{1 + \cos \theta}{\cos \frac{\theta}{2}} - \right. \\ &\left. - i \left[\left(\frac{2}{\sin \frac{\theta}{2}} - \frac{4 \cos \theta}{\sin \theta} \right) J_1 - \left(\sin \theta - \sin \frac{\theta}{2} \right) \frac{4 J_2}{ka \sin \theta} \right] \sin \psi_m e^{ikp(\psi_m)} \frac{e^{ikR_1}}{R_1} \right\}, \end{aligned}$$

$$\Delta E_{\varphi} = \frac{1}{4} \left\{ -J_0 \frac{1 - \cos \theta}{\cos \frac{\theta}{2}} + J_2 \frac{1 + \cos \theta}{\cos \frac{\theta}{2}} + \right. \\ \left. + i \left[\left(\frac{2}{\sin \frac{\theta}{2}} - \frac{4}{\sin \theta} \right) J_1 - \left(\sin \theta - \sin \frac{\theta}{2} \right) \frac{4 J_2}{ka \sin \theta} \right] \right\} \sin \psi_m e^{ikr(\psi_m)} \frac{e^{ikR_1}}{R_1}. \quad (14)$$

Асимптотика выражений (14) при $ka \sin \theta \gg 1$ совпадает с результатами [3] для рассеяния плоской волны на диске (в случае нормального падения). Разница между (14) и результатами [3] заключается, как уже отмечалось ранее, в различии перехода от выражений типа $\sqrt{\frac{2}{\pi ka \sin \theta} \cos \left(ka \sin \theta - \frac{\pi}{4} \right)}$ к функциям Бесселя. В [3] этот переход основан на том, что значение полного поля на оси совпадает со значением рассеянного поля в ПК. В нашем случае это требование также соблюдается, и, кроме того, выполняется требование асимптотического удовлетворения уравнениям Максвелла во всех точках, включая точки на оси и вблизи нее ($0 \leq \theta < (ka)^{-1}$).

б) Вклад от неравномерной части тока вблизи оси зеркала.

Сравним (9) с результатами Ландсберга [7], полученными методом интегрирования вкладов от краевых токов для поля вблизи оси осесимметричной антенны. Воспользуемся разложением $\alpha^{n, \psi}$ и $\beta^{n, \psi}$ в ряд Тейлора для малых значений угла θ :

$$\alpha^{n, \psi} = \alpha_0 + \alpha_1 \sin \theta, \quad \beta^{n, \psi} = \beta_0 + \beta_1 \sin \theta, \\ \alpha_0 = \left(1 - \sin \frac{\psi_m}{2} \right) \cos \psi_m \sin \frac{\psi_m}{2}, \quad \beta_0 = \left(1 - \sin \frac{\psi_m}{2} \right) \sin \frac{\psi_m}{2}, \quad (15) \\ \alpha_1 = \frac{1}{2} \frac{1 - \sin \frac{\psi_m}{2}}{\cos^2 \frac{\psi_m}{2}} \cos \psi_m \sin \psi_m, \quad \beta_1 = \frac{1}{4} \frac{\left(1 - \sin \frac{\psi_m}{2} \right)^2}{\cos^2 \frac{\psi_m}{2}} \sin \psi_m.$$

Для поля излучения вблизи оси получаем следующие выражения:

$$E_x = -\frac{1}{2} \left(1 - \sin \frac{\psi_m}{2} \right) \sin \frac{\psi_m}{2} \left\{ \left[(1 - \cos \psi_m) J_0 + \right. \right. \\ \left. \left. + i \frac{2 \cos \psi_m + \sin \frac{\psi_m}{2} - 1}{\cos \frac{\psi_m}{2}} \sin \theta J_1 \right] - \left[(1 + \cos \psi_m) J_2 + \right. \right. \\ \left. \left. + i \frac{2 \cos \psi_m - \sin \frac{\psi_m}{2} + 1}{\cos \frac{\psi_m}{2}} J_2' \sin \theta \right] \cos 2\varphi \right\} e^{ia(\psi_m)} \frac{e^{ikR}}{R},$$

$$E_y = \frac{1}{2} \sin \frac{\psi_M}{2} \left(1 - \sin \frac{\psi_M}{2} \right) \left[(1 + \cos \psi_M) J_2 + \right. \\ \left. + i \frac{2 \cos \psi_M - \sin \frac{\psi_M}{2} + 1}{\cos \frac{\psi_M}{2}} J_2' \sin \theta \right] e^{i\alpha(\psi_M)} \frac{e^{ikR}}{R} \sin 2\varphi, \quad (16)$$

$$E_z = -\sin \frac{\psi_M}{2} \left(1 - \sin \frac{\psi_M}{2} \right) \cos \psi_M \left[i \frac{J_1}{\cos \frac{\psi_M}{2}} + J_1' \right] \sin \theta e^{i\alpha(\psi_M)} \frac{e^{ikR}}{R} \cos \varphi.$$

Совпадение с результатами [7] обнаруживается, если в (16) сохранить нулевые члены разложения функций α^n , β^n и β_0^n (α_0 , β_0). Заметим, что вблизи оси ($\theta \simeq 0$) основная и кросс-поляризационная составляющие совпадают с декартовыми компонентами полей (см. [2, 7]).

Таким образом, построенная равномерная асимптотика (11) поля параболической антенны уточняет результаты, полученные в приближении Кирхгофа [1, 2], и содержит, как частные случаи, результаты, полученные ранее [3, 7].

Поступила 3.III.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Е. Кинбер. Радиотехника и электроника, 5, 720 (1960).
2. П. М. Геруни, Э. Д. Газазян, Р. В. Тер-Антонян. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 301 (1973).
3. П. Я. Уфимцев. Метод краевых волн в физической теории дифракции, Изд. Советское радио, 1962.
4. Э. Д. Газазян, М. И. Иванян, Б. Е. Кинбер. Материалы XI Всесоюзной конференции по распространению радиоволн, Казань, т. 3, стр. 56, 1975.
5. Э. Д. Газазян, Б. Е. Кинбер. Изв. вузов, Радиофизика, 14, 1219 (1971).
6. J. B. Keller. J. Appl. Phys., 28, 426 (1957).
7. И. А. Ландсберг. Радиотехника и электроника, 19, 1817 (1974).

ՊԱՐԱՐՈՒԿԱՆ ԱՆՏԵՆԱՅԻ ԴԱՇՏԻ ՀԱՎԱՍԱՐԱԶՈՓ ԿԱՐՃԱԼԻՔԱՅԻՆ ՄՈՏԱՐԿՈՒՄԸ

Է. Դ. ԳԱԶԱՅԱՆ, Մ. Ի. ԻՎԱՆՅԱՆ, Բ. Ե. ԿԻՆԲԵՐ

Դիֆրակցիայի երկրաչափական տեսության, Կիրիսոֆի մոտավորության և ըստ Բեսելի ֆունկցիաների ֆոկալ վերլուծության միջոցով հաշված է առանցքական սիմետրիա ունեցող պարաբոլական անտենայի դաշտը։ Ստացված արտահայտությունները ճշգրտում են նախկինում հայտնի արդյունքները։ Դիտարկված են մի շարք մասնավոր դեպքեր։

THE UNIFORM SHORT-WAVE ASYMPTOTICS
OF THE PARABOLIC ANTENNA FIELD

E. D. GAZAZYAN, M. I. IVANYAN, B. E. KINBER

The uniform short-wave asymptotics for the field of an axially-symmetrical parabolic antenna is obtained by using geometrical theory of diffraction, the Kirchhoff approximation and the focal expansion of Bessel functions. Some simple limits on the problem are considered.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭКСИТОНОВ ВАННЬЕ-МОТТА С ВИНТОВЫМИ ДИСЛОКАЦИЯМИ

К. О. КЕЧЕЧЯН, А. А. КИРАКОСЯН

Рассчитан энергетический спектр экситона большого радиуса (Ваннье-Мотта) в поле винтовой дислокации. Задача решена в пределе сильного и слабого взаимодействий носителей с дислокацией. В первом случае расчет проведен на основе вариационного метода разделения переменных. Учет взаимодействия между носителями приводит к появлению квазинепрерывных экситонных подзон, «подвешенных» к дислокационным зонам. Во втором случае расчет с помощью теории возмущений в рамках адиабатического приближения указывает на возможность образования экситонно-дислокационного комплекса.

1. Структурные дефекты кристаллической решетки могут оказывать существенное и весьма своеобразное влияние на поведение квазичастиц в твердых телах и тем самым на физические свойства последних, а также на различные процессы, происходящие в них. Экспериментальные данные последних лет свидетельствуют о наличии выраженного воздействия деформации среды, обусловленной, в частности, структурными дефектами, на комплексы квазичастиц. Так, например, в работах [1, 2] экспериментально было показано, что в неоднородно-деформированном германии при гелиевых температурах электронно-дырочные капли способны проходить значительные расстояния, накапливаясь в узкозонной части кристалла. Более того, имеются прямые экспериментальные доказательства того, что зародыши электронно-дырочных капель образуются преимущественно на дислокациях [1].

Вопрос о взаимодействии свободных носителей—электронов и дырок—с дислокациями в полупроводниках обсуждался во многих работах (см., например, [3—6]). Целью настоящей работы является исследование взаимодействия простого квазичастичного комплекса—экситона большого радиуса—с винтовой дислокацией. Как известно, деформации, порождаемые последней, представляют собой чистый сдвиг. Основную роль во взаимодействии как со свободными носителями, так и с экситонами играет потенциал деформации в виде, данном Бонч-Бруевичем [4]. Для свободных носителей этот потенциал есть

$$V = \frac{\alpha_i}{r}, \quad (1)$$

где r —расстояние от оси дислокации, α_i —феноменологическая постоянная, вообще говоря, различная для электронов и дырок.

Нами рассмотрены два, по-видимому, наиболее интересных предельных случая:

а) взаимодействие электрона и дырки с дислокацией сильнее, чем кулоновское взаимодействие их между собой;

б) взаимодействие электрона с дыркой сильнее их взаимодействия с дислокацией.

Обе задачи решаются в приближении эффективной массы в предположении параболичности энергетических зон.

2. Рассмотрим случай (а), т. е. предположим, что выполняется условие

$$\frac{e^2}{\varepsilon} \ll |\alpha_i| \quad (i = n, p), \quad (2)$$

где ε — диэлектрическая проницаемость среды, n и p обозначают соответственно электрон и дырку (для Те, например, $\alpha = 5 \cdot 10^{-20}$ ед. CGSE, $\varepsilon \approx 30$). Будем полагать здесь обе α_i отрицательными, поскольку только в этом случае могут возникать связанные электронно-дырочные состояния. При пренебрежении взаимодействием электрона с дыркой для них получается спектр энергии двумерной квантовомеханической кеплеровой задачи [4]. Из-за трансляционного движения носителя по направлению оси дислокации возникает находящаяся в запрещенной зоне образца дислокационная зона. Учет взаимодействия между носителями, как будет показано ниже, приводит к появлению экситонных уровней, «подвешенных» к дислокационным зонам.

Уравнение, описывающее движение электрона и дырки в поле винтовой дислокации, имеет следующий вид:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_n} \nabla_n^2 - \frac{\hbar^2}{2m_p} \nabla_p^2 + \frac{\alpha_n}{\rho_n} + \frac{\alpha_p}{\rho_p} - \frac{e^2}{\varepsilon r_{np}} \right) \Psi = W \Psi, \quad (3)$$

где m_n, m_p — эффективные массы электрона и дырки, ρ_n, ρ_p — их расстояния от оси дислокации, $r_{np} = |\mathbf{r}_n - \mathbf{r}_p|$, ось z направлена вдоль вектора Бюргерса b . Введем обозначения

$$Z = \frac{m_n z_n + m_p z_p}{M}, \quad z = z_n - z_p, \quad (4)$$

$$M = m_n + m_p, \quad \mu^{-1} = m_n^{-1} + m_p^{-1}$$

и представим решение уравнения (3) в виде

$$\Psi = \exp(iZK_z) \chi(\rho_n, \rho_p, z), \quad E = W - \frac{\hbar^2 K_z^2}{2M}, \quad (5)$$

что соответствует выделению трансляционного движения экситона как целого вдоль оси дислокации.

Подставив (5) в (3), для χ получим уравнение

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_n} \nabla_{\rho_n}^2 - \frac{\hbar^2}{2m_p} \nabla_{\rho_p}^2 - \frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_z^2 + \frac{\alpha_n}{\rho_n} + \frac{\alpha_p}{\rho_p} - \frac{e^2}{\varepsilon r_{np}} \right) \chi = E \chi. \quad (6)$$

Для его решения воспользуемся вариационным методом разделения переменных. Выбрав функцию χ в виде

$$\chi(\rho_n, \rho_p, z) = \varphi(z) F(\rho_n, \rho_p), \quad (7)$$

для $\varphi(z)$, описывающей относительное движение носителей вдоль оси z , получим уравнение

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_z^2 + V_{n_1 l_1 n_2 l_2}(z) \right] \varphi(z) = \Lambda_{n_1 l_1 n_2 l_2} \varphi(z), \quad (8)$$

$$V_{n_1 l_1 n_2 l_2}(z) = \int F_{n_1 l_1 n_2 l_2}(\rho_n, \rho_p) \frac{e^2}{\varepsilon r_{np}} F_{n_1 l_1 n_2 l_2}(\rho_n, \rho_p) d\rho_n^2 d\rho_p^2, \quad (9)$$

где

$$F_{n_1 l_1 n_2 l_2}(\rho_n, \rho_p) = \Phi_{n_1 l_1}(\rho_n) \Phi_{n_2 l_2}(\rho_p) \quad (10)$$

есть произведение волновых функций носителей, описывающих связанные состояния в поле винтовой дислокации. Уравнение (8) напоминает полученное Эллиотом и Лоуденом [7] эффективное одномерное уравнение для диамагнитных экситонов.

Вычислим эффективный потенциал $V_{n_1 l_1 n_2 l_2}$ для наиболее важного случая $n_1 = l_1 = n_2 = l_2 = 0$, т. е. когда электрон и дырка находятся в дислокационных зонах основных состояний. Соответствующие волновые функции имеют вид [4]

$$\Phi_{00}(\rho_i) = (2/\pi)^{1/2} \beta_i \exp(-\beta_i \rho_i) \quad (i=n, p), \quad (11)$$

$$\beta_i = \frac{2}{a_i}, \quad (12)$$

где $a_i = \hbar^2/m_i|\alpha_i|$ — «боровский» радиус свободного носителя в поле дислокации.

После довольно громоздких преобразований эффективный потенциал $V_0(z) \equiv V_{0000}(z)$ можно представить в следующей интегральной форме:

$$V_0 = -\frac{2e^2}{\varepsilon} \beta_p \xi \int_0^\infty \exp(-yx) (x^2 + 1)^{-3/2} (x^2 + \xi)^{-3/2} dx, \quad (9')$$

$$\xi = \left(\frac{\beta_p}{\beta_n} \right)^2 = \left(\frac{m_p a_p}{m_n a_n} \right)^2, \quad y = 2\beta_n |z|.$$

Интеграл (9') для различных значений параметра ξ вычислен на ЭВМ

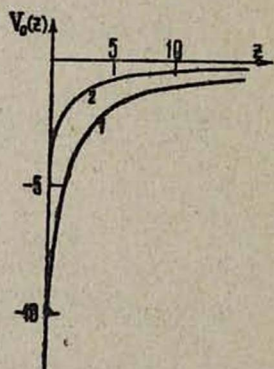


Рис. 1. Вид зависимости потенциала V_0 (в ед. $2e^2 \beta_p \xi / \varepsilon$) от z (в ед. $2\beta_n$):
1) $\xi = 100 (V_0 \times 10^4)$; 2) $\xi = 25 (V_0 \times 2 \cdot 10^3)$.

(см. рис. 1). Нетрудно показать, что при $|z| \rightarrow \infty$

$$V_0 \simeq -\frac{e^2}{\varepsilon |z|}. \quad (9'')$$

Таким образом, потенциал V_0 по аналогии с [7] можно заменить выражением

$$V_{eff} = -\frac{e^2}{\epsilon|z| + a}, \quad (9''')$$

где $a(\alpha_n, \alpha_p) > 0^*$. Уравнение Шредингера с таким потенциалом рассматривалось Лоудоном [8] в задаче об одномерном атоме водорода. Из инвариантности потенциала V_{eff} относительно преобразования $z \rightarrow -z$ следует, что волновые функции должны иметь определенную четность.

Спектр находится из следующих двух уравнений:

$$W_{\nu, 1/2}(2a/\nu a_{ex}) = 0 \quad (13)$$

для нечетных состояний, и

$$\frac{d}{dz} W_{\nu, 1/2}[2(a+z)/\nu a_{ex}]|_{z=0} = 0 \quad (14)$$

для четных состояний, где $W_{\nu, 1/2}(z)$ — функция Уиттекера, $a_{ex} = \epsilon \hbar^2 / \mu e^2$ — боровский радиус экситона в среде, $\nu(\alpha_n, \alpha_p)$ определяется выражением $\Delta_0^{\nu} = \hbar^2 / 2 \mu \alpha_{ex}^2 \nu^2$ и принимает дискретные значения.

Полная энергия системы „экситон—дислокация“ дается выражением

$$E_{K_z}^0 = \frac{\hbar^2 K_z^2}{2M} + \Delta + E_n^0 + E_p^0 + \Delta_0^{\nu}. \quad (15)$$

Здесь Δ — ширина запрещенной зоны, E_n^0 , E_p^0 — энергии носителей в экстремальных точках дислокационных зон, Δ_0^{ν} — энергия относительного движения электрона и дырки в поле дислокации. Как следует из (15), учет взаимодействия между электроном и дыркой приводит к увеличению числа разрешенных состояний в запрещенной зоне, т. е. к сгущению дислокационной «вуали» непрерывного спектра (по образному выражению В. А. Бонч-Бруевича).

3. Предположим теперь, что имеет место неравенство

$$\frac{e^2}{\epsilon} \gg |a|, \quad (16)$$

т. е. кулоновское взаимодействие между носителями превалирует над дислокационным взаимодействием. Для решения уравнения (3) воспользуемся адиабатическим приближением, полагая отношение $m_n/m_p \ll 1$. Следует заметить, что в действительности $m_n/m_p \gtrsim 0,1$, однако член неадиабатичности в уравнении для тяжелой дырки, вычисленный с помощью электронных волновых функций нулевого приближения, является не зависящей от координат дырки постоянной, которая приводит лишь к изменению начала отсчета энергии и потому не влияет на условие применимости приближения.

* Указанную аппроксимацию можно применить и для $V_{n_1 l_1 n_2 l_2}$, когда $n_1, \dots, l_2 \neq 0$, с различными характерными длинами a для различных наборов $(n_1 l_1 n_2 l_2)$.

Перейдем к вычислению энергии взаимодействия экситона с дислокацией. Уравнение, описывающее движение электрона в поле неподвижной дырки и дислокации, запишется в виде

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_n} \nabla^2 - \frac{e^2}{\epsilon r_1} + \frac{\alpha_n}{\rho} + \frac{\alpha_p}{R}\right) \varphi(R, r) = E(R) \varphi(R, r), \quad (17)$$

где для большей наглядности проведено переобозначение переменных: $\rho_n \equiv \rho$, $\rho_p \equiv R$, $r_1 = |r - R|$, r — радиус-вектор электрона; ось x направлена по оси дислокации, а дырка находится на оси z . Согласно (16) член α_n/ρ можно считать малой поправкой к экситонному гамильтониану.

Воспользовавшись результатами нулевого приближения

$$E_0^0(R) = \frac{\alpha_p}{R} - \frac{m_n e^4}{2 \epsilon^2 \hbar^2}, \quad (18)$$

$$\varphi_0^0 = (\beta^3/\pi)^{1/2} \exp(-\beta r_1), \quad \beta = \frac{m_n e^2}{\hbar^2 \epsilon},$$

с учетом поправки первого порядка теории возмущений для энергии взаимодействия экситона с дислокацией получим выражение

$$E_0(R) = \beta[(\alpha_n + \alpha_p)/\beta R - \alpha_n \exp(-2\beta R)(1 + 1/\beta R)]. \quad (19)$$

Здесь за начало отсчета энергии выбрана энергия основного состояния экситона. Анализируя это выражение для различных α_i , приходим к следующим выводам:

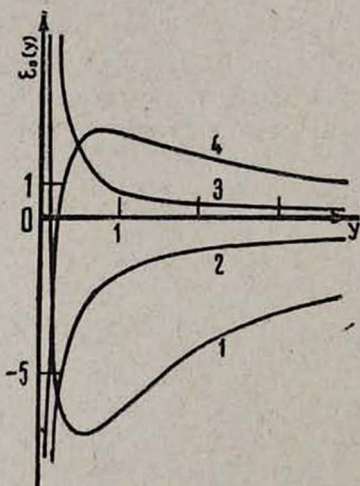


Рис. 2. Энергия взаимодействия $E_0(y)$ (в ед. $\beta |\alpha_p|$, $y = \beta R$) для следующих значений α_i : 1) $\alpha_n < 0$, $\alpha_p = 0,1 |\alpha_n|$; 2) $\alpha_n < 0$, $\alpha_p = \alpha_n$; 3) $\alpha_n < 0$, $\alpha_p = 2 |\alpha_n|$; 4) $\alpha_n > 0$, $\alpha_p = -0,2 \alpha_n$.

а) при $\alpha_n < 0$ и $\alpha_p < |\alpha_n|$, а также при $\alpha_n > 0$, $\alpha_p < 0$ экситон как целое притягивается к дислокации и возможно образование связанных состояний экситона, движущегося вокруг дислокации, т. е. образование экситонно-дислокационного комплекса;

б) при $\alpha_n < 0$, $\alpha_p \geq |\alpha_n|$, а также при $\alpha_n > 0$, $\alpha_p > 0$ происходит рассеяние экситона на отталкивающем потенциале.

Графики $E(R)$ для некоторых значений параметров приведены на рис. 2. Заметим, что при наличии двумерной потенциальной ямы произвольной глубины, в отличие от трехмерной, всегда существуют связанные состояния [9]; при этом имеет место инфинитное движение экситона вдоль дислокации в полном соответствии с общей симметрией задачи.

Полученные результаты справедливы в случае пренебрежения экситонным взаимодействием, что предполагает относительно небольшую концентрацию экситонов.

Ереванский государственный
университет

Поступила 3.II.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Багаев и др. Письма ЖЭТФ, 10, 309 (1969).
2. А. С. Алексеев, В. С. Багаев, Т. И. Галкина. ЖЭТФ, 63, 1020 (1972).
3. В. Л. Бонч-Бруевич, В. Б. Гласко. ФТТ, 3, 36 (1961).
4. В. Л. Бонч-Бруевич. ФТТ, 3, 47 (1961).
5. Э. А. Канер, Э. П. Фельдман. ЖЭТФ, 61, 419 (1971).
6. J. L. Forvacque, E. Gerlach. Phys. Stat. Sol. (b), 77, 651 (1976).
7. R. J. Elliott, R. Loudon. J. Phys. Chem. Sol., 15, 196 (1960).
8. R. Loudon. Amer. J. Phys., 27, 649 (1959).
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика, Изд. Наука, М., 1974.

ՎԱՆՆԵ-ՄՈՏԻ ԷՔՍԻՏՈՆՆԵՐԻ ՓՈՆԵԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՊՏՈՒՏԱԿԱՅԻՆ ԴԻՍԼՈԿԱՑԻԱՆԵՐԻ ՀԵՏ

Կ. Օ. ԲԵՉԵՉՅԱՆ, Ա. Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ

Հաշվված է պտտադաշտային դիսլոկացիայի դաշտում գտնվող մեծ շառավղով (Վանյե-Մոտի) էքսիտոնի էներգետիկ սպեկտրը: Խնդիրը լուծված է դիսլոկացիայի հետ լիցքակիրների ուժեղ և թույլ փոխազդեցության սահմանային դեպքերում: Առաջին դեպքում հաշվարկը կատարված է փոփոխականների բաժանման վարիացիոն մեթոդի հիման վրա: Լիցքակիրների միջև փոխազդեցության հաշվառումը բերում է քվադրանընդհատ էքսիտոնային ենթազոտիների ձևավորման, որոնք «կախված» են դիսլոկացիոն գոտիներից: Նրկերով դեպքում հաշվարկը կատարված է զրգուռման տեսությամբ, ադիաբատիկ մոտավորության շրջանակներում և ցույց է տրված էքսիտոն-դիսլոկացիա կոմպլեքսի առաջացման հնարավորությունը:

INTERACTION OF WANNIER-MOTT EXCITONS WITH SCREW DISLOCATIONS

K. O. KECHECHYAN, A. A. KIRAKOSSYAN

The energy spectrum of large-radius (Wannier-Mott) excitons in the field of a screw dislocation is calculated. The problem is solved in the limit of strong and weak interactions of charge-carriers with the dislocation. In the first case the calculation is performed using the variational method for the separation of variables. The consideration of the interaction between charge-carriers leads to the formation of quasi-continuous excitonic subbands "suspended" to the dislocation bands. In the second case the perturbation theory calculation made within the framework of adiabatic approximation indicates to the possibility of the formation of an exciton-dislocation complex.

КИНЕТИКА ДВУХУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЫ ПРИ ЛОКАЛЬНОМ
ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СЛУЧАЙНО-ДВИЖУЩИХСЯ ЧАСТИЦ

И. В. АЛЕКСАНДРОВ, А. Г. КАРАМЯН

Исследовано временное поведение релаксационной функции $\langle G(t) \rangle =$
 $= \langle \exp [i \int_0^t \Omega(t') dt'] \rangle$ двухуровневой системы с гамильтонианом

$$H = \frac{\hbar}{2} \Omega(t) \sigma_z, \text{ когда движение локально-взаимодействующих частиц}$$

моделируется диффузионным случайным процессом. Из полученных результатов следует, что ни при каких условиях не реализуется простая экспоненциальная релаксация.

Как известно, в теории магнитной релаксации в жидкой фазе кинетическое поведение двухуровневой системы с адиабатическим гамильтонианом

$$H = \frac{\hbar}{2} \Omega(t) \sigma_z, \quad (1)$$

у которой расщепление термов $\Omega(t)$ модулируется некоторым случайным процессом, определяется так называемой релаксационной функцией

$$\langle G(t) \rangle = \langle \exp [i \int_0^t \Omega(t') dt'] \rangle, \quad (2)$$

где угловые скобки означают усреднение по всем реализациям случайного процесса $\Omega(t)$, а σ_z — матрица Паули.

Во всех классических работах по магнитному резонансу [1, 2] для вычисления формы линии, которая является фурье-образом релаксационной функции, для $\Omega(t)$ предполагалась модель нормального случайного процесса или модель дискретного марковского процесса с конечным числом состояний. Однако эти результаты ограничены теми моделями, которые не служат адекватной моделью случайной временной зависимости $\Omega(t)$ при внешней магнитной релаксации в жидкостях. И прежде всего это относится к важному случаю взаимодействий, возникающих при «столкновениях» частиц, совершающих диффузионное движение.

В настоящей статье мы будем рассматривать релаксационные свойства двухуровневой системы с гамильтонианом (1), принимая диффузионную модель хаотического движения частиц. Взаимодействие, обуславливающее уширение линии данной частицы, определяется суммой полей, индуцированных другими частицами в образце,

$$\Omega(t) = \omega_0 + \sum_j \omega_j(r_j(t)), \quad (3)$$

где ω_0 — постоянное расщепление во внешнем поле, $\mathbf{r}_j$ — радиус-вектор, соединяющий интересующую нас частицу с частицей с номером j , а зависимость $\mathbf{r}_j$ от времени определяется процессом поступательной диффузии, условная вероятность которого удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial P(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}; t)}{\partial t} = D \Delta P(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}; t). \quad (4)$$

В качестве физического примера можно рассмотреть взаимодействие ядерного спина $1/2$, относящегося к ядру молекулы, не обладающей электронным спином, со случайным локальным полем, возникающим при диффузионных столкновениях данной молекулы с имеющимися в образце радикалами, при пренебрежении диполь-дипольным взаимодействием по сравнению с контактным. В нашей ранней работе [3] при довольно общем виде $\Omega(r(t))$ (для широкого класса изотропных взаимодействий) была рассмотрена кинетика такой двухуровневой системы.

Ниже проводятся аналогичные расчеты для случая так называемых локальных взаимодействий во время акта столкновения, которые в пределе могут быть представлены δ -образными функциями. В модели одномерного случайного движения имеем

$$\Omega(x) = \omega_0 + \sum_j \omega_j(x_j) = \omega_0 + \sum_j \gamma_j \delta(x_j). \quad (5)$$

Эта зависимость может быть получена предельным переходом в модели одномерной прямоугольной ямы

$$\Omega(x) = \begin{cases} \omega_0 & \text{при } |x| > \frac{a}{2} \\ \omega_0 + \omega_e & \text{при } |x| < \frac{a}{2}, \end{cases}$$

когда $\omega_e \rightarrow \infty$, $a \rightarrow 0$, т. е. при $\lim_{\substack{\omega_e \rightarrow \infty \\ a \rightarrow 0}} (\omega_e a) = \gamma$.

Что касается процесса движения, то он будет представлен моделью одномерной диффузии, когда условная вероятность $P(x_0, x, t)$ подчиняется уравнению

$$\frac{\partial P(x_0, x, t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 P(x_0, x, t)}{\partial x^2}, \quad (6)$$

где D — коэффициент диффузии.

Прежде всего заметим, что в случае трехмерного движения локальное взаимодействие δ -образного типа (когда $\omega_e \rightarrow \infty$, $a \rightarrow 0$) вообще не будет вызывать процесса релаксации. Этот вывод следует из формулы для релаксации $1/T_2 = 4\pi D a C$ при сильных взаимодействиях [3], откуда видно, что при устремлении радиуса взаимодействия к нулю ($a \rightarrow 0$) скорость релаксации $1/T_2$ стремится к нулю. Этот результат физически понятен, поскольку для сильных взаимодействий, как видно из выражения для $1/T_2$, вероятность переходов не зависит от величины взаимодействия, а зависит только от частоты диффузионных столкновений $D a C$. Естественно, что для

локальных взаимодействий, когда радиус взаимодействия $a \rightarrow 0$, частота столкновений, а следовательно и скорость релаксации $1/T_2$ обращается в нуль.

При одномерном движении ситуация качественно иная. Как бы ни был мал радиус взаимодействия, частота столкновений не обращается в нуль (специфика одномерного движения). Поэтому вероятность релаксационных переходов должна быть отличной от нуля и в предельном случае δ -образного взаимодействия. Релаксационную функцию (2) можно представить в виде [3]

$$\langle G(t) \rangle = \langle \exp[i \int_0^t \Omega(x(t')) dt'] \rangle = e^{i\omega_0 t} [G_V(t)]^N, \quad (7)$$

где $V=2L$, N — число частиц (в полной аналогии с трехмерным случаем [3] мы будем вначале рассматривать диффузионное движение в макроскопически-большом замкнутом объеме, т. е. в данном случае на конечном отрезке $-L \leq x \leq L$, а затем перейдем к пределу $V=2L \rightarrow \infty$, $N \rightarrow \infty$, $N/V = C$, C — концентрация частиц).

Величина $G_V(t)$ выражается через неполное среднее от величины $\exp[i \int_0^t \omega(x(t')) dt']$, т. е.

$$G_V(t) = \langle \exp[i \int_0^t \omega(x(t')) dt'] \rangle = \frac{1}{V} \int dx_1 \int dx_2 Q_V(x_1, x_2, t), \quad (8)$$

где неполное среднее $Q_V(x_1, x_2, t) = \langle \exp[i \int_0^t \omega(x(t')) dt'] \rangle_{x_1, x_2}$

удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial Q_V}{\partial t} = i\omega(x_2) Q_V + D \frac{\partial^2 Q_V}{\partial x_2^2} \quad (9)$$

с начальным условием

$$Q_V(x_1, x_2, 0) = \delta(x_1 - x_2) \quad (9a)$$

и граничным условием

$$\left. \frac{\partial Q_V}{\partial x} \right|_{x=\pm L} = 0. \quad (9b)$$

Решение уравнения (9) можно представить в виде

$$Q_V(x_1, x_2, t) = \sum_p e^{-k_p^2 D t} \psi_p(x_1) \tilde{\psi}_p^*(x_2), \quad (10)$$

где k_p^2 и $\psi_p(x)$ — собственные значения и собственные функции уравнения

$$\frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} + i \frac{\gamma}{D} \delta(x) \psi(x) + k^2 \psi(x) = 0 \quad (11)$$

с граничным условием

$$\left. \frac{d\psi(x)}{dx} \right|_{x=\pm L} = 0. \quad (11a)$$

Решение уравнения (11), как известно [4], есть

$$\psi_p(x) = A(k_p) \left(\cos k_p x - i \frac{k_0}{2k_p} \sin k_p |x| \right), \quad (12)$$

где

$$k_0 = \frac{\gamma}{D}.$$

Граничное условие (11a) при этом принимает вид

$$\operatorname{ctg} k_p L = -\frac{2ik_p}{k_0}. \quad (13)$$

Пользуясь нормировкой $\psi_p(x)$ на конечном отрезке $V = 2L$,

$$\int_{-L}^L \psi_p(x) \tilde{\psi}_{p'}^*(x) dx = \delta_{pp'},$$

для нормировочного множителя получим

$$A_{kp} \tilde{A}_{kp}^* = \frac{1}{L} \frac{k_p^2}{(k_p^2 - q_0^2) - \frac{iq_0}{L}}, \quad q_0 = \frac{k_0}{2}. \quad (14)$$

Подставляя величину Q_V из (10) в (8) и пользуясь при этом начальным условием $\sum_p \psi_p(x_1) \tilde{\psi}_p^*(x_2) = \delta(x_1 - x_2)$, преобразуем величину $G_V(t)$ к виду

$$G_V(t) = 1 - \frac{1}{2L} \sum_p \int \int dx_1 dx_2 (1 - e^{-k_p^2 D t}) \psi_p(x_1) \tilde{\psi}_p^*(x_2). \quad (15)$$

Подставляя сюда (12) и (13) и затем интегрируя по x_1 и x_2 в пределах $(-L, L)$, находим

$$G_V(t) = 1 - \frac{1}{4L^2} \sum_p (1 - e^{-k_p^2 D t}) \frac{1}{k_p^2 - q_0^2 - i \frac{q_0}{L}} \frac{4}{k_p^2} [k_p \sin k_p L + \\ + iq_0 (\cos k_p L - 1)]^2.$$

При больших L совершив переход $\sum_p \rightarrow \frac{L}{2\pi} \int dk$ с помощью уравнения для собственных значений (13), получим для $G_V(t)$ выражение

$$G_V(t) = 1 + \frac{2}{\pi V} q_0^2 \int (1 - e^{-k^2 D t}) \frac{dk}{k^2 (k^2 - q_0^2)}, \quad (16)$$

где в интеграле обход полюса $-q_0$ выполняется снизу, а обход полюса $+q_0$ — сверху. Заметим, что при этом обеспечивается выполнение начального условия $\int_C \psi_k(x_1) \bar{\psi}_k^*(x_2) dk = \delta(x_1 - x_2)$.

После интегрирования по k в (16), подстановки $G_V(t)$ в (7) и перехода к пределу $V = 2L \rightarrow \infty$, $N \rightarrow \infty$, $N/2L = C$ для релаксационной функции окончательно получаем следующее выражение:

$$\langle G(t) \rangle = e^{i\omega_0 t} \exp \left[-\frac{2}{\pi} C \sqrt{4\pi D t} + \frac{2i}{q_0} C (1 - e^{-q_0^2 D t}) + \right. \\ \left. + \frac{4C}{\sqrt{\pi} q_0} e^{-q_0^2 D t} \int_0^{\sqrt{q_0^2 D t}} e^{z^2} dz \right]. \quad (17)$$

При больших временах, т. е. при $q_0^2 D t \gg 1$ (вблизи равновесия) релаксационная функция системы имеет вид

$$\langle G(t) \rangle = e^{i\omega_0 t} \exp \left[-\frac{2}{\pi} C \sqrt{4\pi D t} \right]. \quad (18)$$

Это означает, что релаксация системы в таких временных интервалах происходит не по простому экспоненциальному закону. При малых временах, т. е. при $q_0^2 D t \ll 1$, разлагая в экспоненте второй и третий члены в ряд по степеням $q_0^2 D t$, находим

$$\langle G(t) \rangle = e^{i\omega_0 t} \exp \left[2iCq_0 D t - \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \frac{C}{q_0} (q_0^2 D t)^{3/2} \right]. \quad (19)$$

В этом временном интервале функция $\langle G(t) \rangle$ имеет релаксационный сдвиг $\Delta\omega = 2Cq_0 D$ и спад во времени происходит по закону

$$\exp \left[-\frac{4}{3\sqrt{\pi}} \frac{C}{q_0} (q_0^2 D t)^{3/2} \right].$$

Таким образом, в модели локального взаимодействия при одномерной диффузии ни при каких условиях не реализуется случай простой экспоненциальной релаксации двухуровневой системы.

Институт химической физики
АН СССР
Ереванский государственный
университет

Поступила 2.II.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Anderson, P. Weiss. Rev. Mod. Phys., 25, 269 (1953).
2. P. Anderson. J. Phys. Soc. Japan, 9, 316 (1954).
3. I. V. Alexandrov, L. G. Karamjan. Mol. Phys., 24, 1313 (1972).
4. И. В. Александров, Н. Н. Корст. ЖЭТФ, 62, 2243 (1972).

ԵՐԿՄԱԿԱՐԴԱԿԱՆԻ ՍԻՍՏԵՄԻ ԿԻՆԵՏԻԿԱՆ ԴԻՖԴՐԵՆՑԻԱԼ ԿԵՐՊՈՎ
ՇԱՐԺՎՈՂ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԼՈԿԱԼ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Ի. Վ. ԱԼԵՔՍԱՆԴՐՈՎ, Լ. Շ. ԳԱՐԱՄՅԱՆ

Ուսումնասիրված է $H = \frac{\hbar}{2} \Omega(t) \sigma_z$ համիլտոնյանով երկմակարդականի սխտեմի ռելաքսացիոն ֆունկցիայի $\langle G(t) \rangle = \langle \exp [i \int_0^t \Omega(t') dt'] \rangle$ ժամանակային վարքը, երբ լոկալ փոխազդող մասնիկների շարժումը հեղուկում նկարագրվում է դիֆուզիոն մոդելի միջոցով: Ստացված արդյունքներից հետևում է, որ մի պայմաններում պարզ էքսպոնենցիալ ռելաքսացիոն օրենքը տեղի չունի:

KINETICS OF A TWO-LEVEL SYSTEM AT DIFFUSION MODULATED LOCAL INTERACTIONS

I. V. ALEKSANDROV, L. G. KARAMYAN

The time behaviour of the relaxation function $\langle G(t) \rangle = \langle \exp [i \int_0^t \Omega(t') dt'] \rangle$ of a two-level system with the Hamiltonian $H = \frac{\hbar}{2} \Omega(t) \sigma_z$ was investigated when the motion of locally interacting particles was modelled by a diffusional random process. It follows from the results that under not any condition the simple exponential relaxation is realized.

ДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ РАССЕЯНИЯ В КРИСТАЛЛАХ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С КОНЕЧНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТЬЮ ЦУГА

Л. В. ЛЕВОНЯН, К. Г. ТРУНИ

Рассмотрена задача дифракции рентгеновских лучей в кристаллах с учетом конечной длительности когерентного излучения. В интегральной форме приведено наиболее общее выражение для амплитуды отраженной волны.

Теория дифракции рентгеновских пучков в кристаллах, основанная на уравнениях Такаги [1], определила повышенный интерес к динамическому рассеянию. Эта теория, применимая как к идеальным, так и деформированным кристаллам, позволила полностью решить проблему дифракции пространственно-неоднородных рентгеновских волновых пакетов в идеальных кристаллах [2], а также многочисленные задачи дифракции рентгеновских пучков в кристаллах с различными искажениями пространственной решетки [3] (дефекты упаковки, упругие деформации, некоторые виды дислокаций).

Однако предположение о строгой монохроматичности первичного излучения (бесконечно-протяженный дуг волн), лежащее в ее основе, практически не оправдано. Неучет конечной длительности когерентного излучения может привести в некоторых случаях к ошибочному истолкованию дифракционной картины.

Цель настоящей работы — общая постановка задачи дифракции рентгеновских лучей в кристаллах с учетом конечной длительности когерентного излучения и нахождение решения этой задачи для любой формы пространственно-неоднородных рентгеновских пучков квазимонохроматического излучения.

Основные уравнения волнового поля

Предполагается, что падающее излучение представляет собой совокупность дугов со средней частотой $\bar{\nu}$ и эффективной спектральной шириной $\Delta\nu$, которая различна в зависимости от предварительной монохроматизации, но всегда ограничена значением естественной спектральной ширины $(\Delta\nu)_{\text{ест.}}$:

$$\Delta\nu \leq (\Delta\nu)_{\text{ест.}} \quad (1)$$

Условие квазимонохроматичности волнового цуга записывается в виде

$$\Delta\nu/\bar{\nu} \ll 1. \quad (2)$$

Волновые дуги характеризуются либо временем когерентности τ_0 , либо длиной когерентности l_0 :

$$l_0 = c\tau_0, \quad \tau_0 \sim (\Delta\nu)^{-1},$$

где c — скорость света в вакууме.

Вектор электрической индукции $\mathbf{D}$ волнового поля в кристаллической среде с периодической по координатам эффективной поляризуемостью $\chi(\mathbf{r})$ удовлетворяет волновому уравнению

$$\Delta \mathbf{D} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} = -\text{rot rot } (\chi \mathbf{D}). \quad (3)$$

Для деформированного кристалла поляризуемость представляется фурье-рядом вида [1]

$$\chi(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{g}} \chi_{\mathbf{g}} e^{-2\pi i (\mathbf{g}\mathbf{r} - \mathbf{g}\mathbf{u})}, \quad (4)$$

где $\mathbf{g}$ — вектор обратной решетки кристалла, $\mathbf{u}$ — вектор локального смещения атома в деформированном кристалле.

Для квазимонохроматического излучения, в отличие от случая строго-монохроматического излучения, решение уравнения (3) можно представить в виде модулированных не только по координатам, но и по времени блоховских волн:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{g}} \mathbf{D}_{\mathbf{g}}(\mathbf{r}, t) e^{-2\pi i (\mathbf{k}_{\mathbf{g}}\mathbf{r} - \mathbf{g}\mathbf{u} - \bar{\nu}t)}, \quad (5)$$

где $\mathbf{k}_{\mathbf{g}}$ — волновые векторы, соответствующие векторам обратной решетки $\mathbf{g}$ и связанные с волновым вектором $\mathbf{k}_0$ соотношением

$$\mathbf{k}_{\mathbf{g}} = \mathbf{k}_0 + \mathbf{g}, \quad |\mathbf{k}_0| = \frac{\bar{\nu}}{c} n,$$

где n — средний показатель преломления кристалла.

Предполагается, что квазиамплитуды $\mathbf{D}_{\mathbf{g}}(\mathbf{r}, t)$ в (5) являются макроскопическими функциями координат и в областях порядка размеров элементарной ячейки кристалла изменяются незначительно. Как функции времени $\mathbf{D}_{\mathbf{g}}(\mathbf{r}, t)$, согласно условию (2), в любом интервале, малом по сравнению со временем когерентности τ_0 , изменяются сравнительно мало. Так как длина когерентности характеристического рентгеновского излучения есть величина порядка $(l_0)_{\text{ест.}} \sim 10^{-5} + 10^{-6}$ см [4] и как минимум на два порядка превышает размеры элементарной ячейки кристалла, то с учетом (1) условие макроскопического изменения амплитуд $\mathbf{D}_{\mathbf{g}}(\mathbf{r}, t)$ в областях, малых по сравнению с l_0 , не нарушается. Поэтому подставляя выражения (4) и (5) в уравнение (3) и пренебрегая членами второго порядка малости и выше, получаем

$$\sum_{\mathbf{g}} \left\{ (\mathbf{k}'_{\mathbf{g}} \cdot \text{grad}) \mathbf{D}_{\mathbf{g}} + i\pi (\bar{k}^2 - k_{\mathbf{g}}'^2) \mathbf{D}_{\mathbf{g}} + i\pi k_{\mathbf{g}}'^2 \sum_{\mathbf{g}'} \chi_{\mathbf{g}-\mathbf{g}'} [\mathbf{D}_{\mathbf{g}'}]_{\mathbf{g}} + \right. \\ \left. + \frac{\bar{k}}{c} \frac{\partial \mathbf{D}_{\mathbf{g}}}{\partial t} \right\} e^{-2\pi i (\mathbf{k}_{\mathbf{g}}\mathbf{r} - \mathbf{g}\mathbf{u})} = 0, \quad (6)$$

где $\mathbf{k}'_{\mathbf{g}} = \mathbf{k}_{\mathbf{g}} - \text{grad}(\mathbf{g}\mathbf{u})$, $\bar{k}$ — среднее значение волнового вектора пакета в вакууме, $\bar{k} = \bar{\nu}/c$, $[\mathbf{D}_{\mathbf{g}'}]_{\mathbf{g}}$ — компонента $\mathbf{D}_{\mathbf{g}'}$, нормальная $\mathbf{k}_{\mathbf{g}}$.

Умножив обе части уравнения (6) на $\exp[2\pi i(\mathbf{k}_h \mathbf{r} - \hbar \omega)]$ и проинтегрировав по объему элементарной ячейки кристалла с учетом макроскопического изменения $\mathbf{D}_g$, получим

$$(\mathbf{s}_h \cdot \text{grad}) \mathbf{D}_h + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}_h}{\partial t} = 2\pi i \bar{k} \beta_h \mathbf{D}_h - i\pi \bar{k} \sum_{h' \neq h} \chi_{h-h'} [\mathbf{D}_{h'}]_h, \quad (7)$$

где $\mathbf{s}_h$ — единичный вектор в направлении $\mathbf{k}_h$, β_h — параметр, определяющий локальное отклонение падающего пучка от условия Брэгга,

$$\beta_h = [k_h'^2 - (n\bar{k})^2]/(2\bar{k}^2).$$

Система дифференциальных уравнений (7) и есть система основных уравнений для нахождения амплитуд $\mathbf{D}_h$ для квазимонохроматического волнового поля.

Решение основных уравнений

В двухволновом приближении из уравнений (7) получаем

$$(\mathbf{s}_0 \cdot \text{grad}) \psi_0 + \frac{1}{c} \frac{\partial \psi_0}{\partial t} = -i\pi \bar{k} C \chi_h \psi_h, \quad (8)$$

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

где ψ_0 и ψ_h — скалярные компоненты $\mathbf{D}_0$ и $\mathbf{D}_h$ для двух независимых направлений поляризации, C — фактор поляризации, равный 1 и $\cos 2\theta$ (θ — угол Брэгга) соответственно для σ - и π -поляризаций.

Применяя интегральное преобразование Лапласа

$$F_{0,h}(s_0; s_h, p) = \int_0^\infty e^{-pt} \psi_{0,h}(s_0; s_h, t) dt, \quad (9)$$

из системы уравнений (8) с нулевыми начальными условиями* получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial F_0}{\partial s_0} + \frac{p}{c} F_0 &= -i\pi \bar{k} C \chi_h F_h, \\ \frac{\partial F_h}{\partial s_h} + \frac{p}{c} F_h &= -i\pi \bar{k} C \chi_h F_0 + 2i\pi \bar{k} \beta_h F_h. \end{aligned} \quad (10)$$

В (10) материальные константы заменены их значениями при $\bar{k} = \sqrt{\epsilon}/c$.

Вместо F_h введем функцию

$$F'_h = e^{\frac{p}{c}(s_0 + s_h)} F_h.$$

* Это ограничение не нарушает общности результатов и приводит лишь к неопределенности решений в начальный момент времени [5].

Из (10) для F'_h получаем уравнение

$$\frac{\partial^2 F'_h}{\partial s_0 \partial s_h} - 2\pi i \bar{k} \beta_h \frac{\partial F'_h}{\partial s_0} + \left(\pi^2 \bar{k}^2 C^2 \chi_h \chi_{\bar{h}} - 2\pi i \bar{k} \frac{\partial \beta_h}{\partial s_0} \right) F'_h = 0. \quad (11)$$

Общее решение дифференциального уравнения (11) в рассматриваемой точке с координатами (s_0^0, s_h^0) с помощью функций Римана V_h записывается в интегральном виде [6]

$$F'_h(s_0^0, s_h^0, p) = -i\pi \bar{k} C \chi_h \int_{s_0 = -L s_h} \left[V_h(s_0, s_h; s_0^0, s_h^0) e^{\frac{p}{c}(s_0 + s_h)} F_t(s_0, s_h, p) \right] ds_h, \quad (12)$$

где интегрирование проводится по участку входной поверхности кристалла, образованному пересечением характеристик, проведенных из точки наблюдения, с входной поверхностью кристалла, уравнение которой есть $s_0 = -b s_h$, $b = \gamma_h / \gamma_0$, где γ_0 и γ_h — соответственно направляющие косинусы s_0 и s_h , $F_t(s_0, s_h, p)$ — изображение амплитуды падающей волны $\psi_i(s_0, s_h, t)$.

Функция V_h для уравнения (11) удовлетворяет сопряженному уравнению

$$\frac{\partial^2 V_h}{\partial s_0 \partial s_h} + 2\pi i \bar{k} \frac{\partial (\beta_h V_h)}{\partial s_0} + \left(\pi^2 \bar{k}^2 C^2 \chi_h \chi_{\bar{h}} - 2\pi i \bar{k} \frac{\partial \beta_h}{\partial s_0} \right) V_h = 0.$$

Аналитический вид функции V_h известен для ряда случаев. Например, для идеального кристалла при геометрии Лауэ V_h имеет вид

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

а при геометрии Брэгга—

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

где J_0 и J_2 — функции Бесселя нулевого и второго порядка.

Для кристалла с квадратичным полем деформации локальное отклонение от условия Брэгга определяется соотношением

$$2\pi i \bar{k} \beta_h = q s_0 + \text{const}$$

и в случае Лауэ V_h выражается следующим образом:

$$V_h = \exp[-q s_0^0 (s_h - s_h^0)] F \left[-\frac{\pi^2 \bar{k}^2 C^2 \chi_h \chi_{\bar{h}}}{q}, 1, q(s_0 - s_0^0)(s_h - s_h^0) \right],$$

а при геометрии Брэгга—

$$V_h = \exp[-qs_0^0(s_h - s_h^0)] \sum_{n=0}^{\infty} A_{2n}(s_0^0 - s_0)^{2n} \times \\ \times F\left[-\frac{\pi^2 k^2 C^2 \lambda_h \lambda_h}{q}, 2n+1, q(s_0 - s_0^0)(s_h - s_h^0)\right],$$

где $F(a, c, z)$ — вырожденная гипергеометрическая функция, а коэффициенты A_{2n} удовлетворяют рекуррентным соотношениям [7].

Выражение для определения амплитуды отраженной волны получается из (12) с помощью обратного преобразования Лапласа

$$\psi_h(s_0^0; s_h^0, t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\alpha-i\infty}^{\alpha+i\infty} e^{p\left(t - \frac{s_0^0 + s_h^0}{c}\right)} F'_h(s_0^0; s_h^0, p) dp. \quad (13)$$

Решение (13) является интегральной формулировкой принципа Гюйгенса—Френеля для дифракции пространственно-временных неоднородных рентгеновских пучков. При известной функции Римана оно позволяет полностью решить проблему динамического рассеяния квазимонохроматических рентгеновских волновых пакетов с произвольной пространственной и временной структурой как для идеальных, так и деформированных кристаллов. Подробное рассмотрение с применением развитой здесь теории к некоторым конкретным задачам будет приведено в последующих работах. Приведем лишь некоторые качественные результаты, полученные этим методом. Рассмотрение в случае Лауэ явления маятникового эффекта в прозрачном кристалле выявило существенную зависимость контраста этого интерференционного явления от длительности когерентного излучения. Спадание контраста зависит от длительности когерентного излучения и оно тем больше, чем меньше длительность. В случае Брэгга для прозрачного полубесконечного кристалла конечная длительность когерентного излучения приводит к уменьшению максимума с одновременным увеличением полуширины кривой отражения.

Авторы выражают благодарность проф. П. А. Безирганяну за постановку задачи и ценные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

Поступила 10.VII.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Takagi. J. Phys. Soc. Japan, 26, 1239 (1969).
2. В. Л. Инденбом, Ф. Н. Чуховский. УФН, 107, 229 (1972).
3. A. Authier, D. Simon. Acta Cryst., A24, 517 (1968).
F. Balibar, A. Authier. Phys. Stat. Sol., 21, 413 (1967).
A. Afanasev, V. Kon. Acta Cryst., A27, 421 (1971).
F. Chukhovski, A. Sctolberg. Phys. Stat. Sol., 41, 815 (1970).
4. А. В. Колпаков, Р. Н. Кузьмин. ДАН СССР, 180, 63 (1968).

5. Г. Деч. Руководство к практическому применению преобразования Лапласа и Z-преобразования, Изд. Наука, М., 1971.
6. С. А. Соболев. Уравнения математической физики, Изд. Наука, М., 1966.
7. П. В. Петрашень. ФТТ, 15, 3131 (1973).

ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ՎԵՐՋԱՎՈՐ ՏԵՎՈՂՈՒԹՅԱՄԲ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ
ՀԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՑՈՒԳԻ ԴԻՆԱՄԻԿ ՑՐՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

Լ. Վ. ԼԵՎՈՆՅԱՆ, Կ. Գ. ԹՐՈՒՆԻ

Քննարկված է բյուրեղներում ունեցողական ճառագայթների դիֆրակցիայի խնդիրը կոհերենտ ճառագայթման տեղումբյան վերջավոր լինելու հաշվառմամբ: Անդրադարձած ալիքի ամպլիտուդի համար բերված է ինտեգրալ տեսքով ընդհանուր արտահայտություն:

THE DYNAMICAL THEORY OF SCATTERING OF A FINITE
LENGTH X-RAY WAVE TRAIN IN CRYSTALS

L. V. LEVONYAN, K. G. TRUNI

The problem of the diffraction of a finite length X-ray wave train is considered. The most general expression for the diffracted wave amplitude in the integral form is obtained.

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ РЕГУЛИРОВАНИЯ И ПОДАВЛЕНИЯ РЕЗОНАНСНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

А. Р. МКРТЧЯН, Л. А. КОЧАРЯН

Экспериментально исследовано влияние внешних (ультразвуковых) возмущений, возбуждаемых в образце, на прохождение резонансного гамма-излучения. Показана возможность регулирования и подавления резонансного взаимодействия гамма-излучения с веществом с помощью акустических возмущений.

Модулирование мёссбауэровского гамма-излучения внешними возмущениями [1, 2] дает возможность вести исследования в области подавления резонансного взаимодействия гамма-излучения при прохождении через вещество. В настоящей работе исследуется возможность регулирования и подавления резонансного взаимодействия γ -квантов с энергией 14,4 кэв, образующихся при распаде Co^{57} , при прохождении через фольгу нержавеющей стали толщиной 0,02 мм, активированной изотопом железа-57 (~60%).

Ультразвуковые колебания с частотой 12,5 МГц возбуждались в образце в виде продольных волн перпендикулярно к плоскости фольги с помощью кварцевых преобразователей Х-среза. Снятые при комнатной температуре мёссбауэровские спектры γ -квантов анализировались на спектрометре электродинамического типа.

При отсутствии в поглотителе акустических колебаний падающее на него резонансное γ -излучение вызывает ядерные переходы между стационарным и первым возбужденным уровнями и интенсивность мёссбауэровской линии поглощения составляет ~ 58%. Когда в поглотителе возбуждаются акустические колебания, то число резонансных γ -квантов, прошедших через образец без участия в резонансном поглощении ядрами железа-57, увеличивается с увеличением амплитуды A_0 ультразвукового (УЗ) возбуждения (A_0 пропорциональна эффективному напряжению на кварцевом преобразователе [3]). Как видно из рис. 1, при некотором значении амплитуды ультразвукового возбуждения поглотитель становится почти прозрачным (в пределах экспериментальной ошибки) для γ -квантов, участвовавших ранее в резонансном поглощении ядрами железа-57.

Изменение интенсивности γ -квантов, прошедших через поглотитель, регистрировалось также путем измерения числа γ -квантов в зависимости от A_0 . При этом скорость механического вибратора поддерживалась постоянной так, чтобы энергии γ -квантов совпадали со значением энергии на минимуме спектра поглощения. Изменение вероятности эффекта Мёссбауэра (или числа γ -квантов) в зависимости от амплитуды ультразвуковых колебаний A_0 (см. рис. 2) можно объяснить следующим образом. Вероятность резонансного рассеяния γ -квантов на ядрах в случае, когда отсут-

ствуется внешнее возмущение, определяется фактором Дебая-Валлера [4] $W \sim \exp(-4\pi^2 \langle x^2 \rangle / \lambda^2)$, где $\langle x^2 \rangle$ — среднеквадратичная амплитуда колебания ядра в направлении вылета γ -кванта, λ — длина волны γ -кванта.

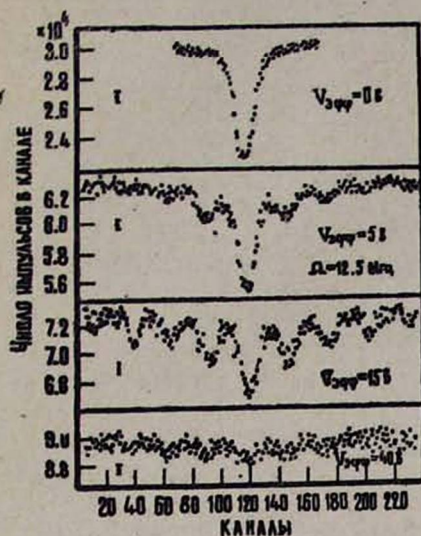


Рис. 1.

Рис. 1. Мёссбауэровский спектр поглощения в нержавеющей стали в зависимости от эффективного напряжения $V_{эфф.}$ на кварцевом преобразователе. Рис. 2. Зависимость относительного пропускания резонансных γ -квантов с энергией 14,4 кэВ от амплитуды ультразвуковых колебаний A_0 (эффективного напряжения $V_{эфф.}$ на преобразователе) в нержавеющей стали.

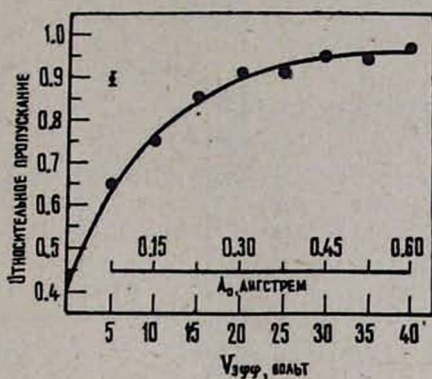


Рис. 2.

При наличии внешнего возмущения (акустических колебаний)

$$\langle x^2 \rangle = \langle x^2 \rangle_{\text{тепл.}} + \langle A_0^2 \rangle_{\text{уз}},$$

$$W \sim \exp\left(-\frac{\langle x^2 \rangle_{\text{тепл.}}}{\lambda^2}\right) \cdot \exp\left(-\frac{\langle A_0^2 \rangle_{\text{уз}}}{\lambda^2}\right), \quad k = \lambda/2\pi.$$

Отсюда видно, что при $\langle A_0^2 \rangle_{\text{уз}} \rightarrow \infty$ $W \rightarrow 0$, т. е. возбуждение ультразвука в веществе, через которое проходит резонансное γ -излучение, приводит к подавлению резонансного рассеяния, и коэффициент подавления зависит от амплитуды ультразвуковых колебаний.

Это явление можно использовать для регулирования числа резонансных γ -квантов, прошедших через вещество, т. е. для создания attenuатора резонансного γ -излучения. Преимущества предложенного attenuатора резонансного (мёссбауэровского) γ -излучения по сравнению с обычными методами, взятыми из нейтронной спектроскопии (методы механического монохроматора, механического селектора, мигающего ускорителя и т. д. [5]), заключаются в следующем: а) можно производить высокочастотную (определяемую частотой ультразвука) частотно-амплитудную модуляцию γ -излучения, б) можно задавать форму модуляционной кривой (определяемую формой ультразвукового возбуждения) (см. рис. 3),

На рис. 3 по оси абсцисс отложена длительность времени, в течение которой поддерживалась амплитуда УЗ на преобразователе, а по оси ординат — скорость счета импульсов с данной амплитудой в течение данного промежутка времени. Треугольные точки соответствуют результатам из-

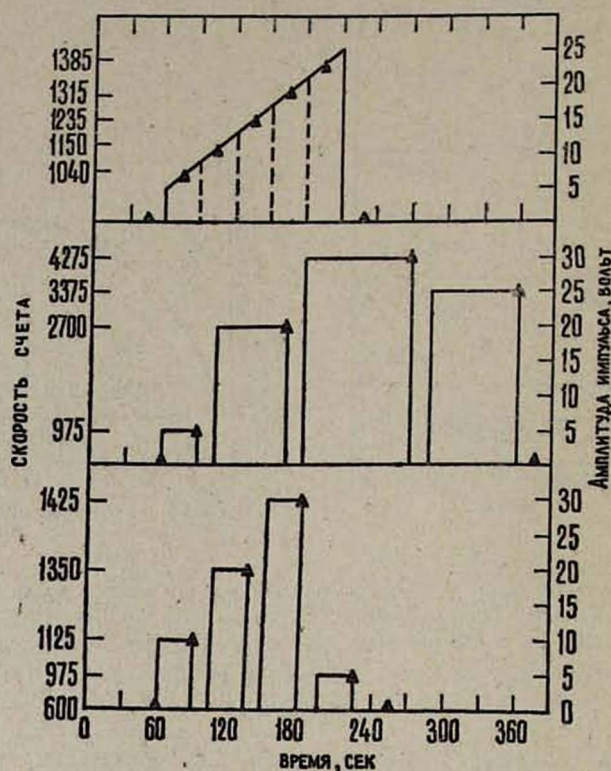


Рис. 3. Зависимость формы модуляционной кривой от формы ультразвукового возбуждения.

мерений. Из рисунка видно, что при одинаковом времени измерения с повышением амплитуды УЗ число счета растет. Число счета растет также при увеличении времени регистрации (время действия УЗ). Отсюда следует, что варьируя время экспозиции и амплитуду (форму амплитуды по времени) УЗ волны, можно менять число γ -квантов в данном направлении.

Ереванский государственный
университет

Поступила 17.1.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. М. Айвазян и др. Письма ЖЭТФ, 13, 543 (1971).
2. J. Mithory, D. I. Bolef. In Mössbauer effect methodology, Plenum, New York, 1968
3. Физическая акустика, Под ред. У. Мэзона, Изд. Наука, М., т. 4, часть А, 1970.
4. В. С. Шпинель. Резонанс гамма-лучей в кристаллах, Изд. Наука, М., 1969.
5. К. Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика, т. 1, Атомиздат, М., 1974.

ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ ՀԵՏ ԳԱՄՄԱ-ՃԱՌԱԳԱՅԹՆԵՐԻ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ
ՓՈՆԵԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ԿԱՐԳԱՎՈՐՄԱՆ ԵՎ ՓՈՔՐԱՑՄԱՆ
ՄԻ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա. Ռ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Լ. Ա. ՔՈՉԱՐՅԱՆ

Աշխատանքում փորձնական ճանապարհով ուսումնասիրված է միջավայրում արտաքին (զերձայնային) զրգոտման ռադիացիայի տարածման ճանապարհների վերաբերյալ հարցերը, որոնք առաջանում են ճանապարհների ռեզոնանսային անցման դեպքում, որի դեպքում ճանապարհների ռեզոնանսային փոխազդեցությունը միջավայրի հետ

ON ONE POSSIBILITY OF THE CONTROL AND SUPPRESSION
OF THE RESONANT INTERACTION OF GAMMA-
RADIATION WITH MATTER

A. R. MKRTCHYAN, L. A. KOCHARYAN

The results of experimental studies of the effect of ultrasonic vibrations in a sample on the resonant gamma-radiation propagation are given. The control and suppression of the resonant interaction of gamma-radiation with matter is shown to be possible by means of acoustic excitations.

О МЕХАНИЗМАХ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $In_{1-x}Ga_xP$

Г. М. АВАКЬЯНЦ, А. И. ВАГАНЯН, М. Л. ДИМАКСЯН

Измерены эффект Холла и электропроводность в твердых растворах $In_{1-x}Ga_xP$ в интервале температур $120 \div 500^\circ K$. Проанализировано влияние различных механизмов рассеяния на подвижность электронов. Установлен характер изменения подвижности электронов в Γ - и X -минимумах. В свете рассмотренных механизмов рассеяния наблюдается хорошее согласие экспериментальных данных для коэффициента Холла и электропроводности с расчетными кривыми.

Твердый раствор $In_{1-x}Ga_xP$ в настоящее время привлекает внимание многих исследователей, так как является одной из наиболее интересных и перспективных систем. Имеется ряд работ, посвященных зонному строению, оптическим и люминесцентным свойствам этой системы [1—3]. Однако кинетические явления в этой системе изучены еще явно недостаточно. Для интерпретации экспериментальных данных по явлениям переноса необходимо знать основные механизмы рассеяния, ограничивающие подвижность носителей тока.

В настоящей работе рассматривается влияние различных механизмов рассеяния на подвижность электронов в $n-In_{1-x}Ga_xP$ в зависимости от температуры. С этой целью измерены эффект Холла и электропроводность различных составов твердых растворов в интервале температур от 120 до $500^\circ K$. Образцы приготавливались описанным в работе [4] методом. Концентрация электронов составляла $1 \cdot 10^{17} \div 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Положение Γ -, X - и L -минимумов данного твердого раствора построено на основе [5]. При этом считается, что критическая точка x_c , в которой энергии Γ - и X -минимумов становятся одинаковыми, равна 0,68. Простая оценка с учетом плотности состояний соответствующих минимумов показала, что в слабых электрических полях в измеряемом интервале температур систему $In_{1-x}Ga_xP$ можно разделить на три области по составу. В первой области составов от фосфида индия примерно до $x=0,5$ практически все электроны находятся в Γ -минимуме. Во второй области составов при $x>0,7$ практически все электроны находятся в X -минимумах. Для третьей промежуточной области составов электроны находятся как в Γ -, так и в X -минимумах. Влияние L -минимумов в указанных условиях несущественно.

Этот факт отражается на рис. 1, где по характеру зависимости коэффициента Холла от температуры наблюдаются три группы кривых. Для образцов первой группы в данном интервале температур примесные уровни практически полностью ионизованы. Небольшой наклон кривых 1 и 2, как показали расчеты, в основном обусловлен изменением холловского фактора рассеяния. Наклон кривых второй группы образцов является следствием

изменения концентрации электронов. Оценка энергии ионизации донорных уровней по наклону прямолинейного участка кривой

$$\ln \left[\frac{n(n+N_d)}{N_d - N_d - n} T^{3/2} \right] = f(1/T) \text{ для случая частичной компенсации пока-}$$

зала, что она почти не изменяется от состава и составляет величину порядка 0,04 эв. Температурная зависимость коэффициента Холла третьей группы образцов (кривые 3 и 4) имеет более сложный характер ввиду двухзонного строения зоны проводимости этих составов.

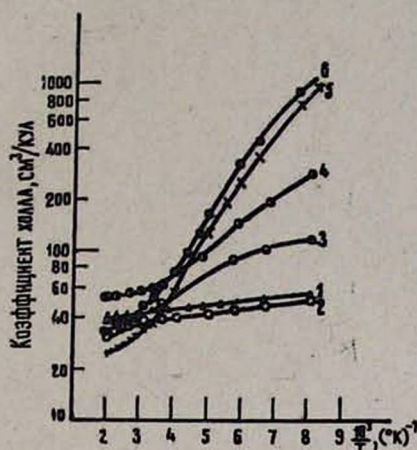


Рис. 1. Температурная зависимость коэффициента Холла: 1— $x=0$; 2— $x=0,40$; 3— $x=0,65$; 4— $x=0,70$; 5— $x=0,85$; 6— $x=1$.

Для оценки вклада различных механизмов рассеяния в подвижность электронов построены теоретические кривые температурной зависимости подвижности электронов при каждом отдельном типе рассеяния некоторых составов исследуемой системы (рис. 2). Подвижность определялась по формуле

$$\mu = \frac{e \langle \tau \rangle}{m^*},$$

где

$$\langle \tau \rangle = \frac{\int_0^\infty \tau(\varepsilon) \varepsilon^{3/2} e^{-\varepsilon} d\varepsilon}{\Gamma(5/2)},$$

$\varepsilon = E/kT$ — энергия электронов в единицах kT . Суммарные подвижности рассчитаны в приближении $1/\mu = \sum_i 1/\mu_i$. Все расчеты проведены в предположении, что имеется полупроводник с одним типом доноров и акцепторов, однократно ионизованных, и изоэнергетические поверхности зоны проводимости обладают сферической симметрией. Число эквивалентных X-минимумов принято равным трем. Параметры, используемые в расчетах, взяты в линейной аппроксимации по имеющимся в литературе наиболее достоверным данным для исходных соединений (см. таблицу) в пренебрежении их температурной зависимостью.

Таблица

Параметры	Фосфид индия	Фосфид галлия
$E_{\Gamma}, \text{ эВ}$	1,35	2,81
$E_X, \text{ эВ}$	2,17	2,26
$E_L, \text{ эВ}$	1,95	2,17
m_{Γ}	0,073 m	0,13 m
m_X	0,40 m	0,34 m
$\hbar\omega_0, \text{ эВ}$	0,0424	0,0486
$\hbar\omega_{\Gamma X}, \text{ эВ}$	0,0293	0,0335
$D_{\Gamma X}, \text{ эВ/см}$	$1 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^8$
ε_0	12,35	10,80
ε_{∞}	9,52	9,20
$E_1, \text{ эВ}$	14,5	12,0
$v_{14}, \frac{\text{эл.ед.з.}}{\text{см}^2}$	$1,05 \cdot 10^4$	$3,0 \cdot 10^4$
$U_l, \text{ см/сек}$	$5,2 \cdot 10^5$	$6,2 \cdot 10^5$

Хорошее согласие с экспериментальными данными получается при учете электрон-электронного взаимодействия, которое, согласно Спитцеру и Херму [7], приводит к тому, что величина ионной подвижности умножается на фактор взаимодействия 0,6. Как видно из рис. 2, при низких температурах (примерно до комнатных) основным механизмом, ограничивающим подвижность электронов, является рассеяние на ионизованных примесях с учетом электрон-электронного взаимодействия.

При рассеянии электронов на нейтральных примесях время релаксации, согласно Эрджинсоу [8], имеет вид

$$\frac{1}{\tau_N} = \frac{20 \varepsilon_0 \hbar^3 n_N}{(m^*)^2 e^2} (\text{сек}^{-1}), \quad (2)$$

где $n_N = N_d - N_a - n$.

Так как в измеряемом интервале температур для составов, прилегающих к фосфиду индия, примесные уровни полностью ионизованы, рассеяние на нейтральных примесях практически отсутствует. Для составов же, прилегающих к фосфиду галлия, рассеяние на нейтральных примесях может играть существенную роль, особенно при низких температурах (рис. 2д и е). Вклад этого типа рассеяния при одинаковых концентрациях нейтральных примесей от состава к составу изменяется незначительно, так как эффективные массы электронов в X-минимумах в данном интервале составов почти не изменяются. Следует отметить, что для электронов Г-минимума промежуточных составов роль рассеяния на нейтральных примесях может стать не только значительной, но и в некоторых случаях, как и в данном случае (рис. 2в), преобладающей. Для указанных механизмов рассеяния особенно важно точное определение раздельных концентраций доноров и акцепторов. Использование известных методов расчета N_d и

N_a , особенно в двухзонной области составов, может привести к существенным ошибкам. Поэтому мы воспользовались предложенным в работе [9] методом, который, на наш взгляд, дает возможность более точно определить эти величины.

При рассеянии электронов на деформационном потенциале акустических колебаний решетки время релаксации имеет вид [10]

$$\frac{1}{\tau_{dp}} = \frac{\sqrt{2} E_1^2 (m^* k T)^{3/2}}{\pi c_l \hbar^4} \varepsilon^{1/2} (\text{сек}^{-1}). \quad (3)$$

Величина упругой постоянной c_l определялась на основе работы [11] по имеющимся экспериментальным данным [4] для параметра решетки каждого состава твердых растворов $\ln_{x-1} Ga_x P$. Этот тип рассеяния сильнее сказывается на электронах X-минимумов, причем при высоких температурах он является одним из главных механизмов рассеяния.

Расчеты, проведенные на основе формулы [12]

$$\frac{1}{\tau_{pz}} = \frac{3 \alpha \pi^{3/2} (m^*)^{1/2} e^2 e_{14}^2}{8 \sqrt{2} \hbar^2 \rho u_l^2 \varepsilon_0^2} (k T)^{1/2} (\text{сек}^{-1}), \quad (4)$$

показали, что вклад рассеяния на пьезоэлектрическом потенциале акустических волн в подвижность электронов незначителен, хотя его влияние несколько больше в X-минимумах, чем в Γ -минимуме.

Для времени релаксации при рассеянии электронов полярными оптическими колебаниями из формулы Эйренрайха [13] можно получить

$$\frac{1}{\tau_{pol}} = 1,0404 \cdot 10^{14} \left(\frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{\varepsilon_0 \varepsilon_\infty} \right) \left(\frac{m^*}{m} \right)^{1/2} \left(\frac{\theta_l}{T} \right)^r \left(\exp \frac{\theta_l}{T} - 1 \right)^{-1} \varepsilon^{-r} (\text{сек}^{-1}), \quad (5)$$

где r — параметр, зависящий от температуры. Следуя соображениям, приведенным в работе [14], при усреднении времени релаксации для простоты расчетов мы приняли $r = -0,5$. Как видно из рис. 2, для всех составов при высоких температурах этот тип рассеяния значительно ограничивает подвижность электронов, особенно в X-минимумах. С понижением температуры его влияние экспоненциально падает.

Неполярное оптическое рассеяние рассчитано по формуле, приведенной в работе [15],

$$\frac{1}{\tau_{op}} = \frac{I^2 (m^*)^{3/2}}{\sqrt{2} \pi \hbar^2 \rho \omega_0} \frac{1}{e^{\hbar \omega_0 / k T} - 1} [(E + \hbar \omega_0)^{1/2} + e^{\frac{\hbar \omega_0}{k T}} (E - \hbar \omega_0)^{1/2}] (\text{сек}^{-1}). \quad (6)$$

Энергия электронов в данном случае принята равной $3kT/2$. Хотя этот тип рассеяния во всем исследуемом интервале температур в центральной долине не играет существенной роли, однако в боковых долинах при высоких температурах его влиянием пренебрегать нельзя.

В твердых растворах значительную роль играет рассеяние носителей на разупорядоченностях сплава. На основе теории Брукса в работе [16] приводится формула для расчета подвижности при данном типе рассеяния, имеющая вид

$$\mu_{\text{dis}} = \frac{(2\pi)^{1/2} e \hbar^4 N_0}{3 (m^*)^{5/2} (kT)^{1/2} x (1-x) (E_0 - E_1)^2} \left(\frac{\text{см}^2}{\text{в сек}} \right). \quad (7)$$

Как показали расчеты, рассеяние на разупорядоченностях сплава сильнее сказывается на электронах Γ -минимума, чем X -минимумов. С другой стороны, влияние этого рассеяния заметно ослабевает с приближением к исходным соединениям. Для последних оно исчезает.

Кроме рассмотренных внутридолинных типов рассеяния расчеты выполнены также для междолинного рассеяния [15]:

$$\frac{1}{\tau_{ij}^{(f)}} = \sum_j \frac{D_{ij}^2 (m_x^j)^{1/2} (m_y^j)^{1/2} (m_z^j)^{1/2}}{V \sqrt{2} \pi \hbar^2 \rho \omega_{ij}} \times \\ \times [N_q (E - \delta E + \hbar \omega_{ij})^{1/2} + (N_q + 1) (E - \delta E - \hbar \omega_{ij})^{1/2}].$$

Энергия фононов $\hbar \omega_{ij}$, требуемая для междолинного перехода, согласно селективному правилу [17] для данной системы бралась равной энергии продольных акустических фононов.

Ясно, что для прилегающих к фосфиду индия составов, где δE достаточно велико, междолинное рассеяние не имеет места. Для составов с $x > 0,7$ имеет место рассеяние между эквивалентными X -минимумами, влияние которого подобно оптическому рассеянию становится заметным лишь при высоких температурах. Для промежуточных составов междолинное рассеяние происходит как между эквивалентными X -минимумами, так и между Γ - и каждым из X -минимумов и сильнее сказывается при высоких температурах (рис. 2), причем в зависимости от состава с уменьшением δE влияние междолинного рассеяния может сильно увеличиться.

Исходя из конкретных параметров для каждого образца и приведенного анализа кривых подвижности электронов, нами рассчитаны удельная электропроводность

$$\sigma = e (n_1 \mu_1 + n_2 \mu_2)$$

и коэффициент Холла

$$R = \frac{1}{en} \frac{r_1 c_1 b^2 + r_2 c_2}{(c_1 b + c_2)^2}.$$

Холловские факторы рассеяния при каждой температуре вычислялись по сумме

$$r = \sum_i r_i \alpha_i,$$

где

$$r_i = \frac{\Gamma(5/2 - 2s_i) \Gamma(5/2)}{[\Gamma(5/2 - s_i)]^2}, \quad \alpha = \frac{1}{\mu_l} : \frac{1}{\mu}.$$

Оценка положения уровня Ферми по приближению Эренберга—Блекмора показала, что для фосфида индия и близких к нему составов данной концентрации электронов при низких температурах имеет место частичное вырождение. В этих случаях холловский фактор определялся по более общему выражению.

На рис. 3 и 4 представлены расчетные кривые (сплошные линии) и экспериментальные данные (точки) для температурной зависимости коэффициента Холла и удельной электропроводности некоторых типичных составов твердых растворов $In_{1-x}Ga_xP$. Наблюдается хорошее качественное и количественное согласие. Это указывает на то, что рассмотренные механизмы рассеяния электронов включают в себя определяющие механизмы для данной системы. Некоторое расхождение при низких температурах, по-видимому, можно объяснить неучетом других возможных при этих температурах механизмов.

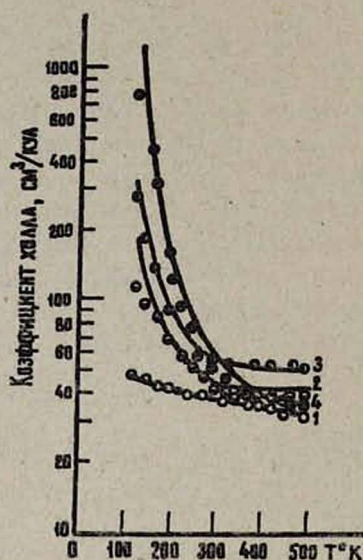


Рис. 3.

Рис. 3. Сравнение экспериментальных данных для коэффициента Холла с теоретическими кривыми:

- $x = 0,40$, кривая 1 ($N_d = 3,08 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 0,83 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$);
- $x = 0,65$, кривая 2 ($N_d = 6,08 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 3,02 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$);
- ◐ $x = 0,70$, кривая 3 ($N_d = 5,40 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 3,20 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$);
- ◑ $x = 1$, кривая 4 ($N_d = 11,66 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 8,57 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$).

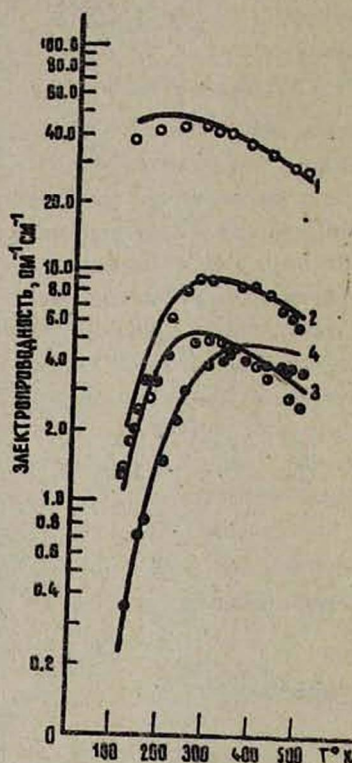


Рис. 4.

Рис. 4. Сравнение экспериментальных данных для электропроводности с теоретическими кривыми (обозначения те же, что и на рис. 3).

Таким образом, обобщая проведенный анализ, можно сделать следующий вывод. Почти для всех составов системы $In_{1-x}Ga_xP$ при низких температурах определяющим является рассеяние на ионах примеси с

учетом электрон-электронного взаимодействия. Исключение составляют промежуточные составы, где электроны центральной долины в значительной степени рассеиваются также и нейтральными примесями. Отметим, что область температур, где преобладают указанные типы рассеяния, зависит от чистоты материала и степени компенсации. При высоких температурах доминирующим механизмом для электронов Γ -минимума является рассеяние на полярных оптических колебаниях, а для электронов X -минимумов полярные оптические фононы и деформационный потенциал акустических волн вносят почти одинаковый вклад. Внутри твердых растворов во всем интервале температур рассеяние на разупорядоченностях сплава может играть существенную роль в Γ -минимуме. Помимо указанных типов рассеяния в Γ - и X -минимумах для составов с малыми δE при высоких температурах накладывается также влияние междолинного рассеяния.

Укажем также, что так как в двухзонной области составов в явлениях переноса участвуют электроны двух долин ($\mu = c_1\mu_1 + c_2\mu_2$), то наблюдаемая температурная зависимость подвижности зависит не только от характера изменения подвижности в каждой из долин, но и от изменения относительной заселенности этих долин. С другой стороны, относительная заселенность долин меняется с изменением состава, т. е. энергетического зазора между минимумами. Этим обусловлено резкое изменение подвижности электронов в зависимости от состава в двухзонной области системы $In_{1-x}Ga_xP$, которое наблюдалось в работах [3, 4, 18].

Ереванский государственный
университет

Поступила 4.IV.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Alibert et al. Phys. Rev., B 6, 1301 (1972).
2. Ж. И. Алфёров и др. ФТП, 7, 624 (1973).
3. H. M. Macksey et al. J. Appl. Phys., 44, 1333 (1973).
4. Г. М. Авакьянц, А. И. Ваганян, М. А. Безларян. ДАН АрмССР, 50, 273 (1970).
5. A. Sulyokwaishi. Trans. Mining and Met., 17, 293 (1972).
6. H. Brooks. Advan. Electron. Phys., 7, 158 (1955).
7. L. Spitzer, R. Harm. Phys. Rev., 89, 977 (1953).
8. C. Erglinsay. Phys. Rev., 79, 1013 (1950).
9. А. И. Ваганян. Ученые записки ЕГУ, № 2 (1978).
10. J. Bardeen, W. Shockley. Phys. Rev., 80, 72 (1950).
11. R. W. Keyes. J. Appl. Phys., 33, 3371 (1962).
12. W. A. Harrison. Phys. Rev., 101, 903 (1956).
13. H. Ehrenreich. J. Phys. Chem. Sol., 8, 130 (1959); Phys. Rev., 120, 1951 (1960).
14. А. Ф. Кравченко, Б. В. Морозов, Э. М. Скок. ФТП, 6, 2163 (1972).
15. Э. Конуэлл. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях, М., 1970.
16. L. Makowski, M. Glicksman. J. Phys. Chem. Sol., 34, 487 (1973).
17. J. L. Birman, M. Lax, R. Loudon. Phys. Rev., 145, 620 (1966).
18. T. Kato, A. Shimizu, T. Inshida. Jap. J. Appl. Phys., 13, 1481 (1974).

$In_{1-x}Ga_xP$ ՊԻՆԴ ԼՈՒՄԻՆԵՍԵՐՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՏՐՄԱՆ
ՄԵԽԱՆԻԶՄՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ, Ա. Ը. ՎԱՀԱՆՅԱՆ, Մ. Լ. ԴԻՄԱԿՍՅԱՆ

Չափված են $In_{1-x}Ga_xP$ պինդ լուծույթների տարբեր բաղադրության նմուշների էլեկտրա-հաղորդականությունն ու Հոլի էֆեկտը $120-500^\circ K$ ջերմաստիճանային միջակայքում: Վերլուծության է ենթարկված ցրման տարբեր մեխանիզմների ազդեցությունը էլեկտրոնների շարժունակության վրա: Պարզաբանված է էլեկտրոնների շարժունակության փոփոխության բնույթը Γ - և X - միներմոմենտում: Քննարկված ցրման մեխանիզմների հաշվառման պայմաններում նկատվում է լավ համաձայնություն էլեկտրահաղորդականության և Հոլի գործակիցի փոքրմեկան տվյալների և հաշվարկային կորերի միջև:

ON THE MECHANISMS OF ELECTRONS SCATTERING
IN SOLID $In_{1-x}Ga_xP$ SOLUTIONS

G. M. AVAK'YANTZ, A. I. VAHANYAN, M. L. DIMAKSYAN

The Hall effect and the electrical conductivity of n -type $In_{1-x}Ga_xP$ solid solutions were measured for temperatures ranging from 120 to $500^\circ K$. Several scattering mechanisms limiting the mobility of electrons in Γ - or X -minima were considered. The measurements well agree with calculations.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ СВЕТОВОГО ОБЛУЧЕНИЯ И ТЕРМООБРАБОТКИ НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПЛЕНОК $Ge-As-Se$

К. А. ЕГИЯН, Р. А. КАДЖОЯН, В. С. МИНАЕВ, Э. П. САГАТЕЛЯН,
В. Р. ДОРОШКЕВИЧ

Рассмотрено влияние светового и теплового воздействий на положение края оптического поглощения пленок системы $Ge-As-Se$ с целью выявления роли концентрационных соотношений компонентов и структурных единиц. По характеру поведения края оптического поглощения под влиянием светового или теплового воздействия вся стеклообразная система разделена на четыре области.

К числу перспективных материалов для оптической записи информации относятся пленки стеклообразных полупроводников системы $Ge-As-Se$. В [1—4] рассматриваются вопросы записи и стирания оптической информации на отдельных соединениях или группах соединений этой системы, а также влияние светового и теплового воздействий на их оптические свойства. Целью настоящей работы является рассмотрение влияния указанных факторов на всю данную стеклообразующую систему.

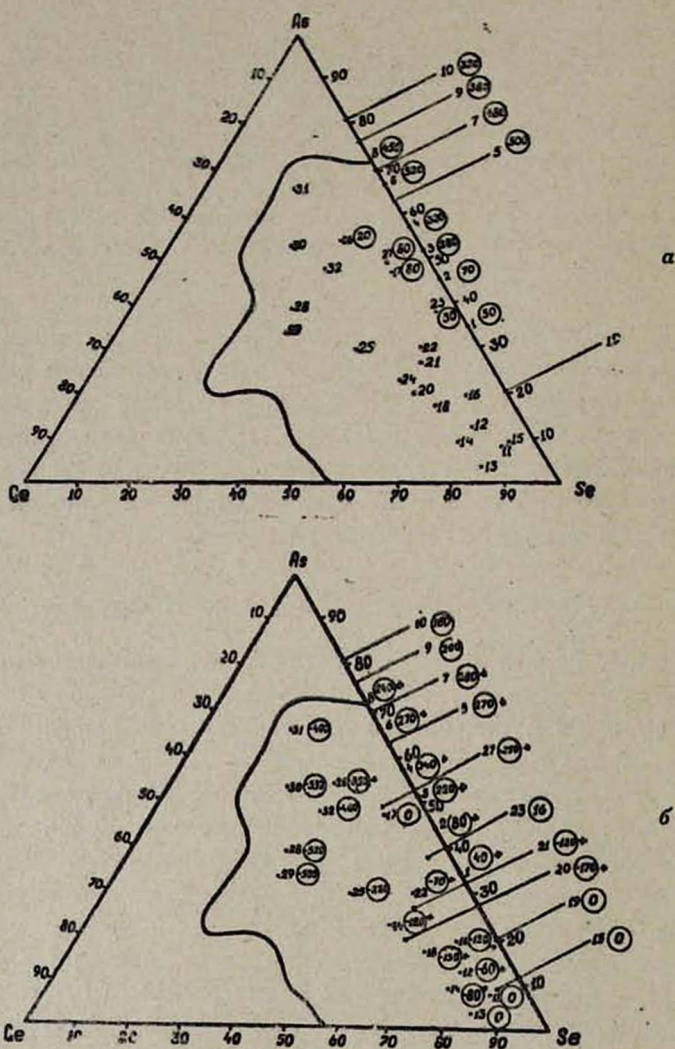
Методика эксперимента и результаты

Пленки наносились на стеклянные подложки термическим вакуумным испарением из кварцевой лодочки при давлении 10^{-5} тор со скоростью осаждения $70 \div 100$ Å/сек. Химический состав пленок определялся рентгенофлуоресцентным методом. Пленки подвергались 15-минутному облучению от ртутной лампы типа ДРШ-250 с удельной мощностью $0,05$ ватт/см². Термообработка производилась на воздухе в течение 15 минут при температуре порядка температуры размягчения объемного стекла (см. таблицу). Спектральные характеристики снимались на спектрофотометре СФ-10. Сдвиг края оптического поглощения (КОП) $\Delta\lambda$ определялся на уровне 25% пропускания. Составы исследованных пленок приводятся в таблице.

Данные по световому и термическому воздействиям приводятся на рисунке, где на диаграмме стеклообразования системы $Ge-As-Se$ отмечены номера исследованных образцов и величины $\Delta\lambda$ (в кружочках). В случае светового облучения сдвиг КОП у всех исследованных образцов происходил в длинноволновую область спектра ($\Delta\lambda > 0$), термообработка же по-разному влияла на КОП в зависимости от области на диаграмме стеклообразования, где расположена пленка.

Пленки дополнительно подвергались чередующимся световому и тепловому воздействиям, важным с точки зрения перезаписи оптической информации (реверсивность). Данные приводятся на рисунке (б), где крестиками отмечены составы, подверженные реверсу. У стекол подсистемы $As-Se$ и примыкающей к ней области с малым содержанием Ge (№ 1—8,

17, 26, 27) термообработка, произведенная после светового облучения, приводила к обратному сдвигу КОП, причем КОП не возвращался в исходное состояние, а занимал положение, примерно соответствующее положению после только термообработки. У другой группы стекол, расположен-



Изменение КОП под действием светового облучения (а) и термообработки (б). Толщина пленок: а — $0,3 \div 0,4$ мкм; б — $0,6 \div 0,8$ мкм; сплошная линия — граница стеклообразования [6].

ных в средней части области стеклообразования (№ 12, 14, 16, 18, 20—22, 24). у которых под действием только света не наблюдался сдвиг КОП, после термообработки под действием света происходил небольшой сдвиг КОП. Для всех образцов после нескольких циклов наблюдалось уменьшение амплитуды изменения КОП, затем процесс становился необратимым.

№ п/п	Состав пленки	Содержание структурных единиц	Тем-ра терм-ки
11	$\text{Ge}_{10}\text{As}_{20}\text{Se}_{70}$	$215(\text{GeSe}_4)_{1/2}$ $26(\text{AsSe}_3)_{3/2}$ $52,5 \text{ Se Se } 2/2$	100
13	$\text{Ge}_{12,5}\text{As}_{27,5}\text{Se}_{60}$	$45,4(\text{GeSe}_4)_{1/2}$ $13,2(\text{AsSe}_3)_{3/2}$ $41,4 \text{ Se Se } 2/2$	130
15	$\text{Ge}_{15}\text{As}_{30}\text{Se}_{55}$	$46,2(\text{GeSe}_4)_{1/2}$ $27,3(\text{AsSe}_3)_{3/2}$ $56,5 \text{ Se Se } 2/2$	100
19	$\text{Ge}_{20}\text{As}_{40}\text{Se}_{40}$	$71(\text{GeSe}_4)_{1/2}$ $71(\text{AsSe}_3)_{3/2}$ $28,3 \text{ Se Se } 2/2$	100
1	$\text{As}_{35}\text{Se}_{65}$	$71,4(\text{AsSe}_3)_{3/2}$ $28,6(\text{AsSe}_3)_{3/2}$	130
2	$\text{As}_{45}\text{Se}_{55}$	$61,5(\text{AsSe}_3)_{3/2}$ $38,5(\text{AsSe}_3)_{3/2}$	180
3	$\text{As}_{55}\text{Se}_{45}$	$96 \text{ As}_2 \text{ Se } 4/2$ $4 \text{ As As } 3/3$	180
4	$\text{As}_{61,6}\text{Se}_{38,4}$	$73,6 \text{ As}_2 \text{ Se } 4/2$ $26,4 \text{ As As } 3/3$	170
5	$\text{As}_{68,5}\text{Se}_{31,5}$	$57,5 \text{ As}_2 \text{ Se } 4/2$ $42,5 \text{ As As } 3/3$	170
6	$\text{As}_{66,8}\text{Se}_{33,2}$	$49,7 \text{ As}_2 \text{ Se } 4/2$ $50,3 \text{ As As } 3/3$	160
7	$\text{As}_{70,1}\text{Se}_{29,9}$	$42,4 \text{ As}_2 \text{ Se } 4/2$ $57,6 \text{ As As } 3/3$	150
8	$\text{As}_{72,5}\text{Se}_{27,5}$	$37,9 \text{ As}_2 \text{ Se } 4/2$ $62,1 \text{ As As } 3/3$	140
9	$\text{As}_{76,5}\text{Se}_{23,5}$	$30,7 \text{ As}_2 \text{ Se } 4/2$ $69,3 \text{ As As } 3/3$	140
10	$\text{As}_{81,3}\text{Se}_{18,7}$	$22,9 \text{ As}_2 \text{ Se } 4/2$ $77,1 \text{ As As } 3/3$	130
23	$\text{Ge}_{41}\text{As}_{59}\text{Se}_{57,6}$	$11,8(\text{GeSe}_2)_{1/2}$ $64,5(\text{AsSe}_3)_{3/2}$ $23,7 \text{ As}_2 \text{ Se } 4/2$	200
17	$\text{Ge}_{17}\text{As}_{47,3}\text{Se}_{35,7}$	$24,6(\text{GeSe}_2)_{1/2}$ $47,2 \text{ As}_2 \text{ Se } 4/2$ $28,2 \text{ As As } 3/3$	130
26	$\text{Ge}_{14,4}\text{As}_{54,5}\text{Se}_{31,1}$	$34,3(\text{GeSe}_2)_{1/2}$ $2,7 \text{ As}_2 \text{ Se } 4/2$ $63 \text{ As As } 3/3$	200
27	$\text{Ge}_{8,2}\text{As}_{61,8}\text{Se}_{30}$	$25,2(\text{GeSe}_2)_{1/2}$ $39,6 \text{ As}_2 \text{ Se } 4/2$ $35,2 \text{ As As } 3/3$	200
12	$\text{Ge}_{18,5}\text{As}_{51,5}\text{Se}_{30}$	$13,6(\text{GeSe}_2)_{1/2}$ $29,8(\text{GeSe}_2)_{1/2}$ $26,8(\text{AsSe}_3)_{3/2}$ $29,8(\text{AsSe}_2)_{1/2}$	120
14	$\text{Ge}_{14,1}\text{As}_{59,3}\text{Se}_{26,6}$	$59,6(\text{GeSe}_2)_{1/2}$ $1,2(\text{GeSe}_3)_{1/2}$ $11,4(\text{AsSe}_3)_{3/2}$ $27,8(\text{AsSe}_2)_{1/2}$	130
16	$\text{Ge}_{12}\text{As}_{58}\text{Se}_{30,2}$	$11,6(\text{GeSe}_2)_{1/2}$ $16,3(\text{GeSe}_3)_{1/2}$ $59,7(\text{AsSe}_2)_{1/2}$ $12,4(\text{AsSe}_2)_{1/2}$	130
18	$\text{Ge}_{14,3}\text{As}_{57,5}\text{Se}_{28,2}$	$40,6(\text{GeSe}_2)_{1/2}$ $50(\text{GeSe}_2)_{1/2}$ $35(\text{AsSe}_2)_{1/2}$ $19,4(\text{AsSe}_3)_{3/2}$	180
20	$\text{Ge}_{17,3}\text{As}_{52,5}\text{Se}_{30,2}$	$50(\text{GeSe}_2)_{1/2}$ $41(\text{AsSe}_3)_{3/2}$ $9 \text{ As}_2 \text{ Se } 4/2$	200
21	$\text{Ge}_{12,6}\text{As}_{52,7}\text{Se}_{34,7}$	$36,8(\text{GeSe}_2)_{1/2}$ $47,4(\text{AsSe}_3)_{3/2}$ $15,8 \text{ As}_2 \text{ Se } 4/2$	200
22	$\text{Ge}_{18,9}\text{As}_{53,3}\text{Se}_{27,8}$	$33(\text{GeSe}_2)_{1/2}$ $43,6(\text{AsSe}_3)_{3/2}$ $23,4 \text{ As}_2 \text{ Se } 4/2$	200
24	$\text{Ge}_{18,7}\text{As}_{52,2}\text{Se}_{29,1}$	$60,5(\text{GeSe}_2)_{1/2}$ $33,6 \text{ As}_2 \text{ Se } 4/2$ $59 \text{ As As } 3/3$	200
25	$\text{Ge}_{23}\text{As}_{52,8}\text{Se}_{24,2}$	$60,7(\text{GeSe}_2)_{1/2}$ $1,6 \text{ As}_2 \text{ Se } 4/2$ $37,7 \text{ As As } 3/3$	200
28	$\text{Ge}_{30,8}\text{As}_{53,2}\text{Se}_{16}$	$60,4(\text{GeSe}_2)_{1/2}$ $1,6 \text{ As}_2 \text{ Ge}$ $38 \text{ As As } 3/3$	200
29	$\text{Ge}_{34,9}\text{As}_{53,1}\text{Se}_{12}$	$65,5(\text{GeSe}_2)_{1/2}$ $6,6 \text{ As}_2 \text{ Ge}$ $27,9 \text{ As As } 3/3$	200
30	$\text{Ge}_{23,9}\text{As}_{53,1}\text{Se}_{23}$	$7,6(\text{GeSe}_2)_{1/2}$ $39,7(\text{GeSe}_2)_{1/2}$ $52,7 \text{ As As } 3/3$	200
31	$\text{Ge}_{11,7}\text{As}_{66}\text{Se}_{22,3}$	$33,7(\text{GeSe}_2)_{1/2}$ $0,8 \text{ As}_2 \text{ Ge}$ $65,5 \text{ As As } 3/3$	200
32	$\text{Ge}_{20}\text{As}_{68}\text{Se}_{12}$	$27,3(\text{GeSe}_2)_{1/2}$ $18,2(\text{GeSe}_2)_{1/2}$ $54,5 \text{ As As } 3/3$	200

Обсуждение результатов

Для пленок системы $Ge-As-Se$ предполагается несколько механизмов светового воздействия: фоторазложение, фотоструктурные превращения, композиционное разделение [3—5], причем в большинстве случаев нет прямых экспериментальных доказательств протекания того или другого конкретного процесса. Тем не менее не вызывает сомнения тот факт, что эти процессы связаны с перестройкой структуры стеклообразного состояния и, в частности, структурных единиц (СЕ) [6]. Ниже наши экспериментальные результаты будут рассмотрены с этой точки зрения.

Все стеклообразные пленки системы $Ge-As-Se$ по их отношению к световому и термическому воздействиям можно разделить на четыре группы.

К первой группе относятся составы с большим (больше 79 ат%) содержанием Se (№ 11, 13, 15, 19), не реагирующие ни на световое, ни на тепловое воздействие. Физико-химически эту область можно охарактеризовать как обладающую низкой кристаллизационной способностью, что связано с близостью по составу к точке тройной некристаллизующейся эвтектики, в которой сходятся ветви совместного выделения Se и As_2Se_3 и Se и $GeSe_2$ [7]. Для этой области характерно наличие полностью насыщенных халькогеном тригональных и тетраэдрических СЕ $(AsSe_3)_{3/2}$ и $(GeSe_4)_{4/2}$, а также цепей из СЕ $(SeSe)_{2/2}$. Здесь используются обозначения и понятие о степени насыщенности структурных единиц $A^V B_{3/2}^{VI}$ и $A^{IV} B_{4/2}^{VI}$, введенные в [8].

Ко второй группе (II) относятся пленки двойной системы $As-Se$ и прилегающие к ним составы с небольшим содержанием германия (№ 1—10, 23). Их можно характеризовать как составы, обладающие сдвигом КОП в длинноволновую область при обоих видах воздействий. Все они, кроме образцов № 9 и 10, отличаются реверсивностью сдвига КОП. Физико-химически эту область можно характеризовать наличием у всех составов химической связи $As-Se$. В этой области имеются участки, которым соответствуют небольшие поля кристаллизации соединений As_2Se_3 и As_2Se_2 и поля кристаллизации твердых растворов на основе мышьяка [7]. Характерным для этой группы является наличие ненасыщенных халькогеном тригональных СЕ $(AsSe_3)_{3/2}$ и $(AsSe_{1.5})_{3/2}$, переходящих с ростом содержания As в квазитетраэдрические СЕ $As_2Se_{4/2}$. В образцах, содержащих германий, добавляются тетраэдрические СЕ $(GeSe_4)_{4/2}$. По-видимому, действие светового и теплового излучений в этой группе связано с перестройкой СЕ $As_2Se_{4/2}$ и $AsAs_{3/3}$. Связи $Ge-Se$ резко препятствуют этому процессу.

К третьей группе (№ 12, 14, 16, 18, 20—22, 24, 25) относятся составы, не реагирующие на световое воздействие; термообработка же приводит к сдвигу КОП в коротковолновую область. Эта группа лежит в области полей кристаллизации $GeSe_2$ с переходом в область кристаллизации твердых растворов на основе мышьяка. По мере увеличения концентрации мышьяка, а также германия в тетраэдрических и тригональных СЕ этой группы уменьшается степень насыщения халькогеном.

Таким образом, основным отличием области III от II является наличие в этой области большой концентрации связей Ge-Se, и, видимо, именно их перестройкой определяется сдвиг КОП в коротковолновую область при термообработке. Из-за связей As-Se составы, лежащие в области III, должны были бы обладать и определенной фоточувствительностью, как это наблюдается в области II. Действительно, как указывалось выше, после термообработки световое облучение приводит к небольшому обратному смещению КОП. На правильность предположения о взаимосвязи поведения КОП и СЕ для составов, находящихся в областях II и III, указывает также наличие небольшой группы «промежуточных» стекол (№ 17, 26, 27), по световому воздействию относящихся ко II области, а по тепловому — к III. Такое поведение объясняется наличием достаточной концентрации квазитетраэдрических СЕ $As_2Se_{4/2}$ по отношению к СЕ $(GeSe_2)_{4/2}$.

К IV группе относятся пленки (№ 28—32), не реагирующие на световое воздействие, обладающие при термообработке большим сдвигом КОП в коротковолновую область и не проявляющие реверсивности. Эти составы находятся в области полей кристаллизации твердых растворов на основе As и химического соединения GeAsSe и характеризуются содержанием СЕ $(GeSe_2)_{1/2}$, $(GeSe)_{2/2}$ и $AsAs_{3/2}$. Как и в случае III группы, тепловое воздействие, видимо, определяется связями Ge-Se. Полное отсутствие связей As-Se определяет нечувствительность этой группы к световому воздействию как непосредственному, так и после термообработки.

Ереванский НИИММ

Поступила 6.I.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. Igo. IEE Jap. Electron Eng., № 67, 24 (1972).
2. К. А. Елиан и др. Тезисы докладов Всесоюзного научно-технического симпозиума по разработке и применению оптоэлектронных голографических ЗУ, Пенза, 1974, стр. 21.
3. С. Б. Гуревич и др. Совещание «Аморфные полупроводники-74», Рейнхардсбрун, ГДР, 1974, Сб. докладов, часть 2, стр. 445.
4. О. А. Яковук, С. К. Новоселов. Там же, часть 3, стр. 490.
5. Р. Suptitz. Там же, часть 1, стр. 123.
6. Э. У. Борисова. Химия стеклообразных полупроводников, Л., 1972.
7. Г. З. Виноградова. Автореферат кандидатской диссертации, М., 1968.
8. В. С. Минаев. Стеклообразные полупроводниковые материалы. Синтезы, свойства, применение. Обзоры по электронной технике, серия «Материалы», вып. 15 (252). ЦНИИ «Электроника», М., 1974.

ԼՈՒՅՍԱՅԻՆ ՀԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԵՎ ԶԵՐՄԱՄՇԱԿՄԱՆ
ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ Ge-As-Se ՀԱՄԱԿԱՐԳԻ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ
ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՎՐԱ

Կ. Ա. ԵԼԻԱՆ, Ռ. Հ. ՂԱԶՈՏԱՆ, Վ. Ս. ՄԻՆԱԵՎ, Է. Պ. ՍԱՂԱԹԵԼԻՍԱՆ,
Վ. Ռ. ԴՈՐՈՇԿԵՎԻՉ

Բաղադրիչների տարրեր քանակային հարաբերությունների և ստրուկտուր միավորների դերը պարզելու համար ուսումնասիրվել է Ge-As-S համակարգի խալկոգենիդային կիսահաղորդչային թաղանթի օպտիկական կլանման եզրի դիրքի փոփոխությունը ջերմային և լույսային

ազդեցություններից կախված: Ելնելով ստացված արդյունքներից $Ge-As-Se$ համակարգը բա-
ժանված է չորս տիրույթների:

INVESTIGATION OF THE EFFECT OF LIGHT AND HEAT ON OPTICAL PROPERTIES OF $Ge-As-Se$ FILMS

K. A. EGIYAN, R. A. KADZHOYAN, V. S. MINAEV,
E. P. SAGATELYAN, V. R. DOROSHKEVICH

The effects of light irradiation and heat treatment on the position of optical absorption edge of $Ge-As-Se$ films were considered with a view to find out the role played by concentration ratios of components and by structural units. Definite relationship was observed between the behaviour of optical absorption edge of glass-like semiconductors and the structures of glasses.

ВЛИЯНИЕ ПОЛОС РОСТА НА ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ В БЕЗДИСЛОКАЦИОННОМ КРЕМНИИ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ОПЕРАЦИЙ

С. А. ШАБОЯН, Н. А. РОГАНЯН

В работе приведены результаты исследования кремния марки *БД, Г1* и кремния, выращенного на установке «Кристалл-106», после высокотемпературных обработок с целью определения влияния «вихревых» дефектов на возникновение и развитие несовершенств в кристаллах кремния.

В последние годы бездислокационные кристаллы кремния стали основным материалом в полупроводниковом приборостроении. Поэтому изучение зарождения и развития дефектов в бездислокационных кристаллах играет большую роль в разработке и изготовлении полупроводниковых приборов.

В бездислокационных кристаллах кремния важное значение имеют неоднородности, которые более часто определяются как полосы точечных дефектов, «полосы роста» и «вихри» [1—5]. Вихревые дефекты являются важнейшей проблемой для бездислокационных кристаллов кремния. Вдоль полос роста в процессе оксидирования генерируются мелкие дефекты и, кроме того, полосы роста являются причиной гетерогенности электрофизических свойств.

В настоящей работе исследовалось влияние вихревых дефектов, обнаруженных на исходных пластинах, на интенсивность генерации дефектов в процессе термообработки кремния. Объектом исследования были бездислокационные монокристаллы кремния марки *БД, Г1* и кремния, выращенного на установке «Кристалл-106».

Образцы ориентировались по плоскости (111). После идентичной механической и химической обработок толщина образцов доводилась до 500 мкм. Выявление дефектов кристаллов осуществлялось методом рентгеновской топографии после высокотемпературной обработки, диффузии и оксидирования. Для подтверждения результатов, полученных рентгенофотографическим методом, образцы исследовались и металлографическим методом.

Методом рентгеновской топографии исследовалось выделение второй фазы и возникновение дислокационных петель в исходных кристаллах с вихревыми дефектами, наблюдаемых в кремнии после диффузии $Al+B$ и оксидирования образцов.

Исследования проводились методом Ланга. Отражающей плоскостью служила плоскость (220). Образцы кремния подвергались трем стадиям высокотемпературных обработок. На первой стадии осуществлялась диффузия $Al+B$ при температуре 1320°C, на второй стадии проводилось оксидирование в парах воды при температуре 1250°C, на третьей стадии — диффузия и долегирование бором при температуре 1250°C.

Для сравнения изменения структуры до и после каждой технологической операции снимались топограммы. На рис. 1 приведена топограмма исходного образца марки *БД*, типичная для остальных марок — *ГІ* и кремния, выращенного на установке «Кристалл-106».

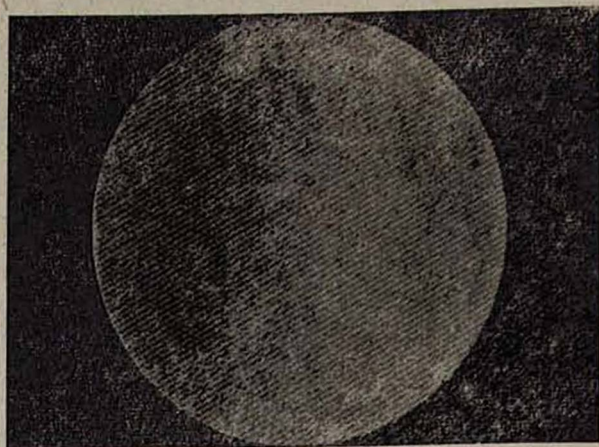


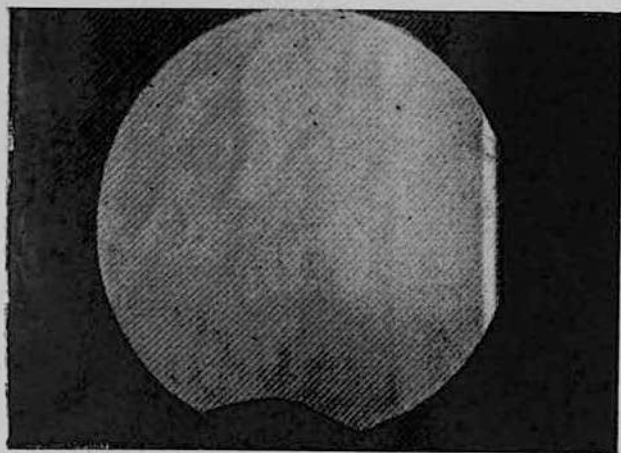
Рис. 1.

На рис. 2а, б и в приведены топограммы образца марки *ГІ* соответственно после операции диффузии $Al+B$, оксидирования и диффузии бора. На топограмме образца после операции окисления обнаружено существенное ухудшение совершенства кристалла. Операция окисления вызвала появление контраста в виде пары сегментов с линией нулевого контраста в определенном направлении, нормальном вектору отражения. Такой контраст присущ сферическим включениям, выделениям второй фазы, имеющим сферические поля деформации. Скопления этих пар сегментов образуют различные конфигурации эллипсов, окружностей, геликоид, но при этом направленность линий нулевого контраста сохраняется. Эти дефекты распределены почти равномерно по площади пластины, за исключением периферийного кольца, где их плотность больше. Это объясняется механическими повреждениями во время вырезки кристалла и плохой дальнейшей химической обработкой. Такие механические повреждения ведут к генерации дефектов во время последующей высокотемпературной операции окисления.

Операция диффузии бора приводит к развитию дефектов, возникающих во время операции окисления. Петли возросли в размере, а их плотность увеличилась.

Аналогичные результаты были получены на кристаллах марки *БД* и на кристаллах, выращенных на установке «Кристалл-106».

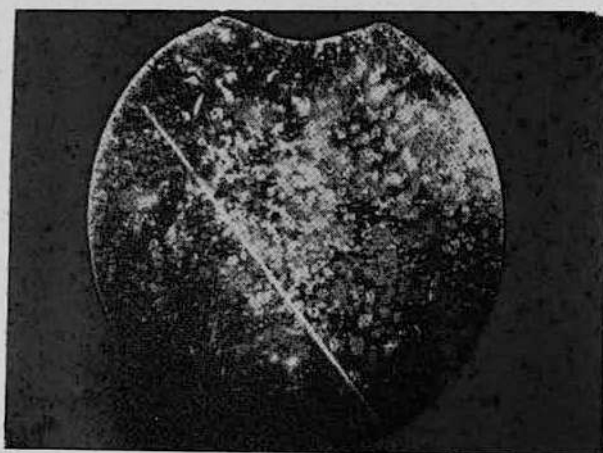
Из сравнения топограмм всех образцов можно заключить, что во всех без исключения кристаллах с «полосами роста» в исходных образцах после операции окисления возникают дефекты с контрастом в виде пары сегментов с линией нулевого контраста, нормальной вектору отражения,— выде-



а

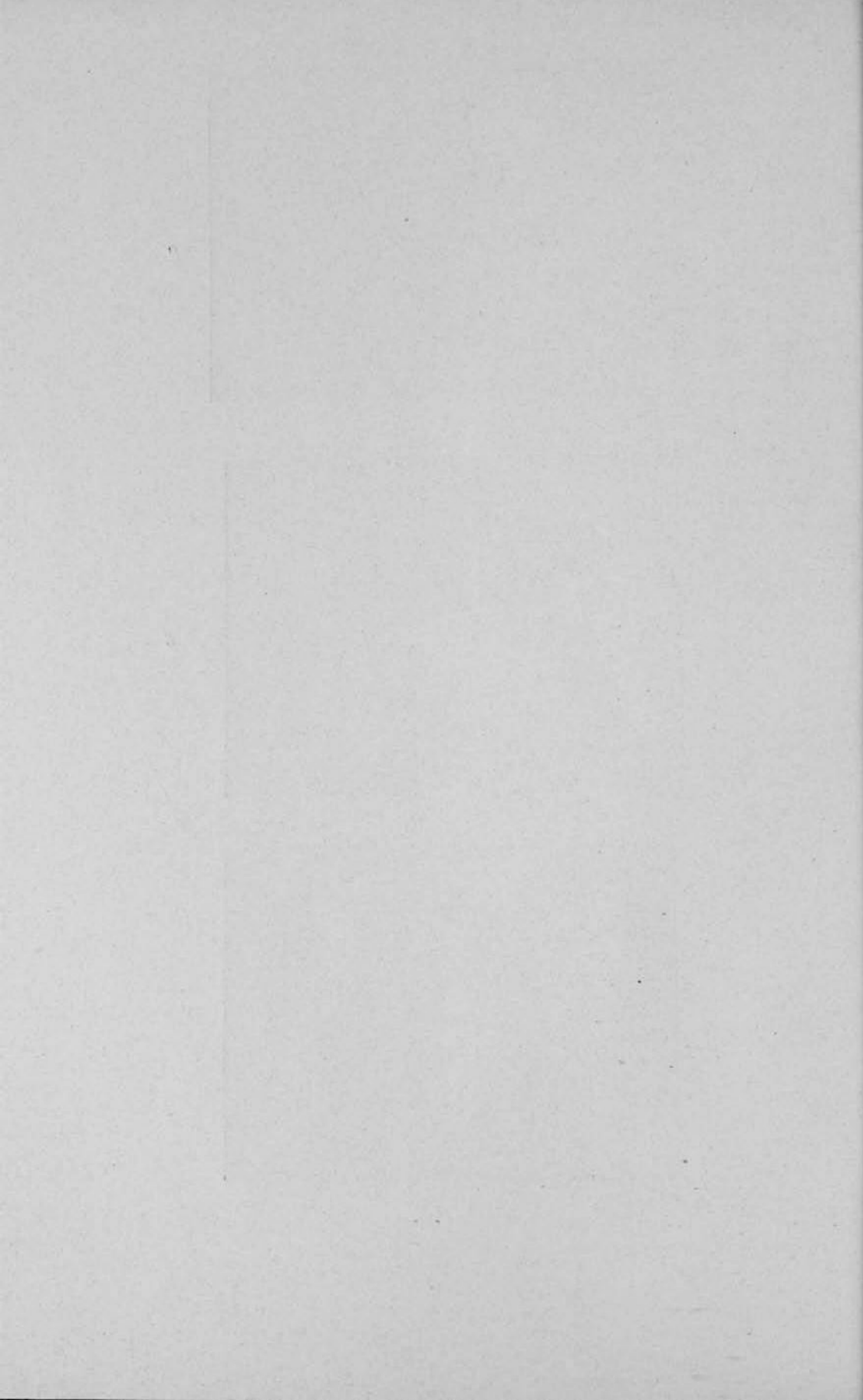


б



в

Рис. 2.



ления второй фазы. При этом большим по размерам выделениям соответствует и большая ширина линии нулевого контраста, причем величина выделения равна полуширине линии нулевого контраста. Выделения, находящиеся внутри кристалла, оставляют более сильный контраст, чем выделения, находящиеся на поверхности. Таким образом, сопоставляя ширину нулевого контраста, силу и слабость контраста, можно определить размеры выделения.

Сравнивая топограммы после оксидирования образцов различных марок, приходим к выводу, что большее количество выделений второй фазы и линий скольжения после этой операции наблюдается в БД. Даже после удаления дефектного слоя после первой диффузии операция оксидирования снова вызывает сильное дефектообразование. Сравнивая топограммы исходных кристаллов, нетрудно видеть, что наиболее ярко выражены «полосы роста» у кристаллов марки БД.

Таким образом, в кристаллах с «полосами роста» в исходных образцах после технологических операций окисления и долегирования возникают дефекты большой плотности типа выделений второй фазы и линий скольжения.

Поступила 19.XI.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. K. V. Ravi, C. J. Varker. "Semiconductor Silicon 1973", Princeton, N. Y., 1973, pp. 136—149.
2. A. J. R. de Kock, P. J. Roksnoor, P. G. T. Boonen. "Semiconductor Silicon 1973", Princeton, N. Y., 1973, pp. 83—94.
3. Takao Abe, Jashiko Abe, Jun-ichi Chikawa. "Semiconductor Silicon 1973", Princeton, N. Y., 1973, pp. 95—106.
4. Shigeo Yoshikawa, Jun-ichi Chikawa. Appl. Phys. Lett., 23, 635 (1973).
5. P. M. Petroff, A. J. R. de Kock. J. Crystal Growth, 30, 117 (1975).

ՔԱՐԶՐ ԶԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ ՏԵԽՆՈԼՈԳԻԱԿԱՆ ԳՈՐԾՈՂՈՒ-
ԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՀԵՏԵՎԱՆԲՈՎ ԱՃԻ ՇԵՐՏԵՐԻ ԱԶԳԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ
ԴԻՍԼՈԿԱՑԻԱՆԵՐԻՑ ԱԶՍՏ ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԻ ՄԵՋ
ԱՐԱՏՆԵՐԻ ԱՌԱՋԱՑՄԱՆ ՎՐԱ

Ս. Ա. ՇԱԲՈՅԱՆ, Ն. Ա. ՌՈՅԱՆՅԱՆ

Աշխատանքում բերված են ԲԴ, ԴԻ և «Կրիստալ—106» սարքի օգնությամբ աճեցված և բարձր չեքմաստիճանային մշակման ենթարկված սիլիցիումի բյուրեղների հետազոտությունները բյուրեղների մեջ ոչ-կատարելությունների առաջացման և զարգացման վրա «մրրկային» արատների ազդեցության որոշման նպատակով:

THE INFLUENCE OF GROWTH-BAND ON DEFECT FORMATION IN DISLOCATION-FREE SILICON AS A RESULT OF HIGH TEMPERATURE TREATMENTS

S. A. SHABOYAN, N. A. ROZANYAN

To determine the influence of "swirl" defects on the formation and development of imperfections in silicon crystals, some dislocation-free silicon types were tested after the high temperature treatment.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК КАНАЛЬНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ ПРИ РЕГИСТРАЦИИ ПРОТОНОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

Б. В. МАРЬИН, Л. С. НОВИКОВ, А. Г. ПОЛАНДОВ, М. В. ТЕЛЬЦОВ

На протонном ускорителе при энергиях $10 \div 80$ кэВ исследованы характеристики спиральных канальных электронных умножителей (КЭУ) типа ВЭУ-6, выпускаемых промышленностью. Изучены формы амплитудных распределений выходного заряда КЭУ при разных напряжениях питания и измерен коэффициент усиления КЭУ; его величина составляет, в среднем, $5 \cdot 10^7 \div 1 \cdot 10^8$. Определена абсолютная эффективность регистрации протонов с помощью КЭУ. В указанном диапазоне энергий она изменяется от 0,81 до 0,92. Получены кривые относительного изменения коэффициента усиления КЭУ и эффективности регистрации при перемещении точечного пучка по диаметру входной воронки КЭУ и кривые пропускания электростатического анализатора при различных энергиях протонов. Полоса пропускания анализатора $\sim 3\%$ для центрального осевого пучка.

В работе [1] при регистрации протонов с энергиями от 20 до 100 кэВ кремниевыми поверхностно-барьерными детекторами получено энергетическое разрешение ~ 7 кэВ. Детекторы с таким разрешением позволяют успешно проводить многие эксперименты по изучению рассеяния протонов на кристаллических структурах. Однако имеется широкий круг задач, связанных с исследованием поверхностных свойств кристаллов, для решения которых необходимо иметь разрешение $\sim 0,5 \div 1,5$ кэВ в указанном диапазоне энергий и в диапазоне энергий меньше 20 кэВ [2]. Эти задачи могут быть решены с помощью спектрометра, в котором селекция частиц по энергии осуществляется электростатическим анализатором с отклоняющим полем [3], а регистрация частиц производится детектором открытого типа — канальным электронным умножителем (КЭУ) [4].

В настоящей работе приведены результаты испытаний такого спектрометра на протонном ускорителе [5] при энергиях от 10 до 80 кэВ. Основное внимание уделено исследованию характеристик канальных электронных умножителей, которые пока сравнительно мало изучены, в особенности при регистрации тяжелых частиц, и существенным образом зависят от геометрии и технологии изготовления КЭУ. В спектрометре использовался цилиндрический электростатический анализатор со следующими параметрами: средний радиус $R_0 = 80$ мм, расстояние между пластинами $d = 4$ мм, центральный угол $\theta = 90^\circ$, постоянная анализатора $C_a = 0,1$ кв/кэВ, входная щель имела размеры 10×1 мм², расчетная полоса пропускания для широкого изотропного пучка составляла 9%, а для центрального осевого пучка — 5%.

На ускорителе были сняты кривые пропускания анализатора для центрального осевого пучка при разных энергиях протонов. Эти кривые в относительных единицах приведены на рис. 1. Видно, что определенная экспериментально полоса пропускания составляет $\sim 3,1\%$, т. е. энергетиче-

ское разрешение, обеспечиваемое анализатором, оказалось несколько выше расчетного. Дальнейшее сужение полосы пропускания анализатора возможно за счет уменьшения размеров входной щели. При ширине щели $0,2 \div 0,3$ мм в случае центрального осевого пучка использовавшийся анализатор обеспечивает разрешение $\sim 1\%$.

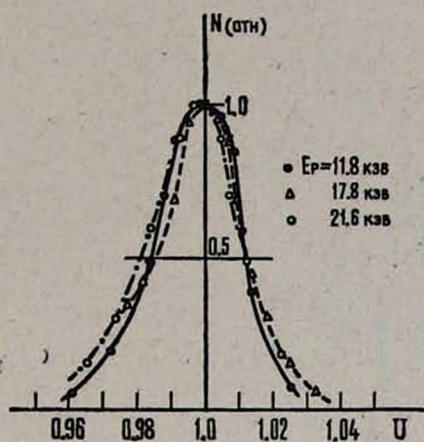


Рис. 1. Кривые пропускания электростатического анализатора для центрального осевого пучка.

Для регистрации протонов применялись канальные электронные умножители типа ВЭУ-6, выпускаемые промышленностью [6]. Умножитель ВЭУ-6 — спирального типа с входной воронкой диаметром 8 мм и углом раствора 90° — изготовлен из свинцово-силикатного стекла. Эмиттирующий слой образован восстановлением стекла в водороде при прогреве. Сопротивление канала составляет около $5 \cdot 10^8$ ом.

Схема эксперимента по исследованию КЭУ показана на рис. 2. Узкий коллимированный пучок протонов (диаметр пучка $\sim 0,3$ мм) падал на

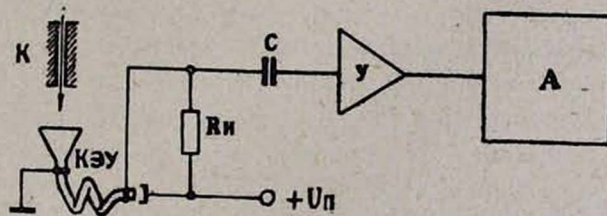


Рис. 2. Схема исследования КЭУ: К — коллиматор, У — усилитель, А — многоканальный амплитудный анализатор.

входную воронку КЭУ. Канальный умножитель мог перемещаться в двух взаимно перпендикулярных направлениях и поворачиваться относительно пучка на угол $\pm 45^\circ$. Импульсы с нагрузочного сопротивления КЭУ усиливались и поступали на многоканальный амплитудный анализатор.

На рис. 3 приведены амплитудные распределения выходного заряда КЭУ, полученные при регистрации протонов с энергией 20 кэВ при различных значениях напряжения питания ($+U_n$). Видно, что при напряжении питания 1,8 кВ амплитудное распределение имеет вид, близкий к экспоненциальному. При напряжении питания 2,0 кВ в распределении появляется

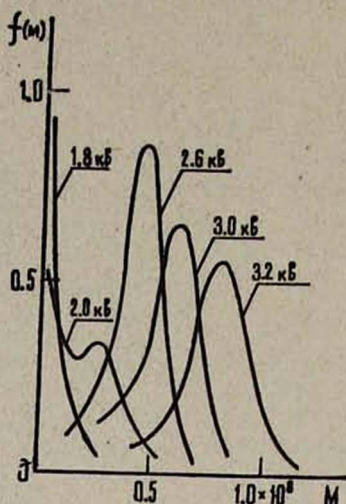


Рис. 3. Амплитудные распределения выходного заряда КЭУ при разных значениях напряжения питания; M — коэффициент усиления КЭУ.

максимум, который формируется и смещается вправо при дальнейшем повышении напряжения. Формирование пика в амплитудном распределении обусловлено увеличением пространственного заряда вблизи выходного конца канала и поверхностного заряда на стенках КЭУ, это — так называемый режим насыщения КЭУ.

В случае распределения заряда, близкого к экспоненциальному (ненасыщенный КЭУ), средний коэффициент усиления КЭУ есть $M = \bar{Q}/q$, где $\bar{Q}$ — амплитуда импульса, выраженная в единицах заряда, при которой скорость счета выходных импульсов падает в e раз по сравнению со скоростью счета импульсов с зарядом, равным нулю. Простой метод определения коэффициента усиления для этого случая описан в [7]. При наличии максимума в амплитудном распределении величина $\bar{Q}$ соответствует наиболее вероятной амплитуде в пике. Для умножителей ВЭУ-6, как видно из рис. 3, $M = 5 \cdot 10^7 \div 1 \cdot 10^8$.

Коэффициент усиления КЭУ не остается постоянным при попадании пучка в разные точки входной воронки, что необходимо учитывать при установке КЭУ относительно выходного отверстия электростатического анализатора и при интерпретации результатов измерений. На рис. 4 показано относительное изменение коэффициента усиления при перемещении пучка по диаметру входной воронки. По оси абсцисс отложено расстояние от центра воронки в мм. Пучок падал под углом 45° к поверхности воронки. Кривая снималась при напряжении 3,4 кВ, что обеспечивало сохранение режима насыщения КЭУ во всех точках. Провал усиления в центре воронки

объясняется сокращением эффективной длины канала при попадании пучка непосредственно в спираль КЭУ.

Вторым важным параметром КЭУ является эффективность регистрации частиц, определяемая отношением числа зарегистрированных импульсов КЭУ к числу попавших на его входную воронку частиц. Измерение абсолютной эффективности является наиболее сложной задачей при исследовании КЭУ. Так как максимально допустимая скорость счета КЭУ не превышает $5 \cdot 10^4$ имп/сек, используемая обычно методика измерения входного потока частиц с помощью цилиндра Фарадея дает погрешность $\sim 15 \div 20\%$.

В настоящей работе при измерении эффективности КЭУ в области энергий $40 \div 80$ кэв входной поток определялся путем дискретного счета протонов полупроводниковым детектором [1]. Исследуемый КЭУ и полупроводниковый детектор, имеющие одинаковую входную диафрагму, попеременно помещались под пучок и облучались одинаковой дозой протонов, которая контролировалась по показаниям мониторингового счетчика. Абсолютная эффективность КЭУ определялась как отношение результатов двух измерений. Погрешность измерения эффективности в данном случае обусловлена, в основном, нестабильностью интенсивности и пространственного положения пучка ускорителя и не превышает 5%.

При энергиях ниже 40 кэв абсолютная эффективность определялась расчетным путем на основании исследования формы амплитудных распределений выходного заряда КЭУ. Рассматривая процесс умножения в канале электронного умножителя как марковский процесс, непрерывный во времени и дискретный в пространстве [8], можно показать, что амплитудное распределение выходного заряда ненасыщенного КЭУ отвечает следующему соотношению:

$$\varphi(x) = abe^{-b} e^{-\alpha x} \frac{J_1(2\sqrt{abx})}{\sqrt{abx}}, \quad (1)$$

где α — постоянный параметр, определяемый напряжением питания КЭУ, b — математическое ожидание вторичных эмиссионных электронов, возникающих в результате соударения первичной частицы с воронкой КЭУ, J_1 — модифицированная функция Бесселя первого порядка.

Параметр b связан с эффективностью КЭУ соотношением

$$\varepsilon = 1 - e^{-b}. \quad (2)$$

Следовательно задача определения эффективности сводится к нахождению из экспериментальных данных параметра b . Для этого удобно переписать (1) в виде $\varphi(x)/\alpha = f(x/\alpha)$. Кривые этой функции, рассчитанные при изменении значения параметра b от 4,0 до 0,5, приведены на рис. 5а. Их вид хорошо согласуется с экспериментальными кривыми амплитудных распределений выходного заряда ненасыщенного КЭУ, снятыми при различных значениях энергии первичных частиц (рис. 5б). В связи с тем, что в исследуемом диапазоне энергий протонов ($10 \div 80$ кэв) параметр b меняется незначительно, для наглядности экспериментальные кривые сняты

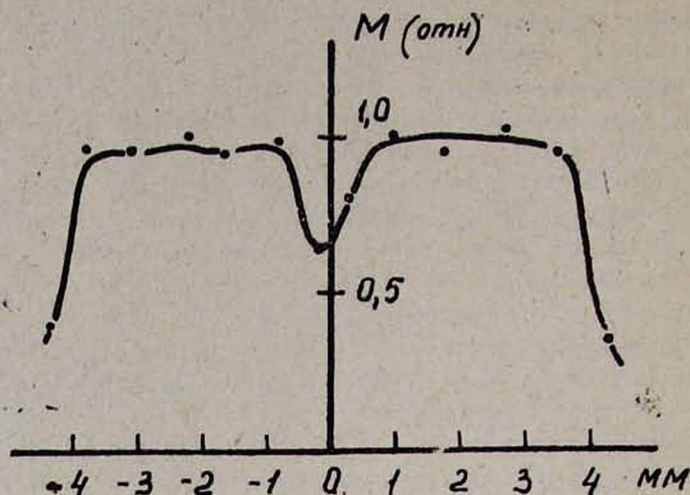


Рис. 4. Относительное изменение коэффициента усиления КЭУ при перемещении пучка по диаметру входной воронки.

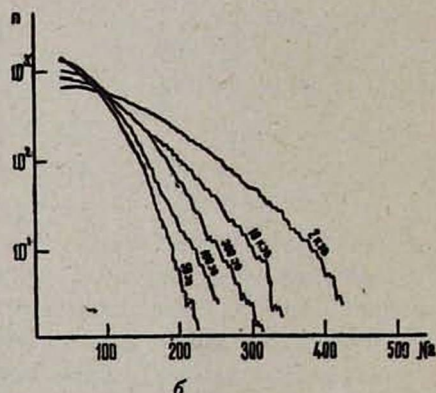
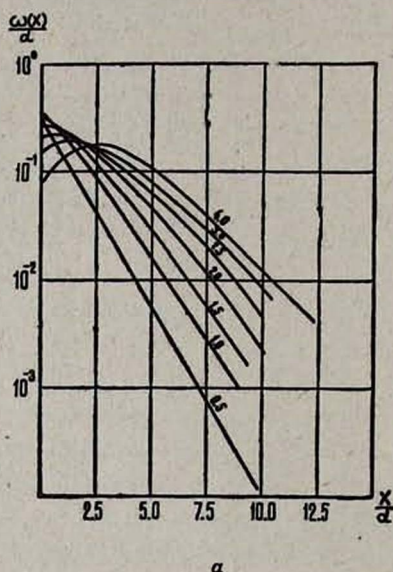


Рис. 5. Рассчитанные теоретически (а) и снятые экспериментально (б) амплитудные распределения выходного заряда ненасыщенного КЭУ.

при облучении КЭУ электронами в диапазоне энергий $0,05 \div 10$ кэв, т. е. в той области, где параметр b изменяется существенно.

Произведение среднего усиления КЭУ (среднего числа электронов на выходе канала $\bar{x} = b/\alpha$) на значение функции $\varphi(x)$ в этой точке есть монотонно-возрастающая функция

$$\xi(b) = be^{-2b} J_1(2b), \quad (3)$$

зависящая только от b . Таким образом, определив любым из известных способов математическое ожидание b/α по экспериментальной кривой

амплитудного распределения ненасыщенного КЭУ, можно найти значение функции $\xi(b)$ и далее с помощью (2) и (3) определить параметр b и эффективность ε .

Погрешность нахождения эффективности описанным методом определяется статистической ошибкой измерений и ошибкой, связанной с аппроксимацией начального участка амплитудного распределения, который не регистрируется анализатором. В проведенных измерениях суммарная ошибка составляла $2 \div 3\%$. В таблице приведены значения эффективности реги-

Таблица

Энергия протонов (кэв)	Эффективность регистрации	
	расчетный метод	измерение с помощью ППД
10	0,81	—
20	0,86	—
30	0,85	—
40	0,85	0,91
50	0,92	0,88
60	0,87	0,86
80	0,86	0,85

страции протонов, найденные расчетным методом для всего диапазона энергий $10 \div 80$ кэв, и значения эффективности, измеренные с помощью полупроводникового детектора для энергий протонов $40 \div 80$ кэв. Результаты, полученные двумя различными методами, хорошо согласуются.

На рис. 6 показано относительное изменение эффективности регистрации при перемещении пучка по диаметру входной воронки КЭУ. Условия

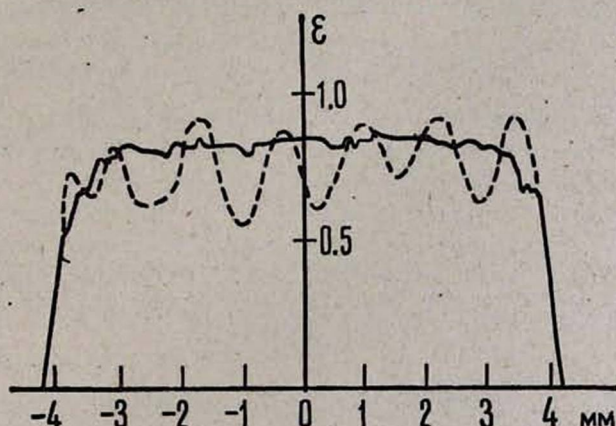


Рис. 6. Относительное изменение эффективности регистрации при перемещении пучка по диаметру входной воронки; пунктирная кривая получена при наличии сетки на входе КЭУ.

эксперимента были такие же, как при измерении относительного изменения коэффициента усиления (рис. 4). Сплошная кривая получена для КЭУ без входной сетки, пунктиром показана кривая при наличии входной сетки.

Минимумы на пунктирной кривой соответствуют попаданию пучка на рамку сетки.

Резюмируя изложенное можно отметить, что испытанный спектрометр обладает достаточно высоким энергетическим разрешением, что позволяет использовать его в экспериментах по изучению поверхностных свойств кристаллов при энергиях протонов $10 \div 80$ кэВ. Канальные электронные умножители ВЭУ-6 регистрируют протоны в указанном энергетическом диапазоне с эффективностью, близкой к единице. Полученные характеристики КЭУ позволяют выбрать оптимальную конструкцию спектрометра и режим его работы для конкретных условий эксперимента.

НИИЯФ МГУ

Поступила 15.II.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Т. Я. Белоусова и др. Геомагнетизм и аэрономия, 15, 24 (1975).
2. В. А. Архипович и др. Труды IV Всесоюзного совещания по физике взаимодействий заряженных частиц с монокристаллами, М., 1973.
3. G. C. Theodoridis, F. R. Paolini. Rev. Scient. Instr., 39, 326 (1968).
4. D. S. Evans. Rev. Scient. Instr., 36, 375 (1965).
5. А. Г. Поландов. Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 129 (1970).
6. М. Р. Айнбунд, В. Г. Коваленко, Б. В. Поленов. ПТЭ, № 4, 154 (1974).
7. Б. В. Марьян, М. В. Тельцов. ПТЭ, № 1, 164 (1976).
8. В. Феллер. Введение в теорию вероятностей и ее приложения, Изд. Мир, М., 1967, т. 2.

ԽՈՂՈՎԱԿԱՅԻՆ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԲԱԶՄԱՊԱՏԿԻՉՆԵՐԻ
ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ ՓՈՔՐ ԷՆԵՐԳԻԱՅՈՎ
ՕԺՏՎԱԾ ՊՐՈՏՈՆՆԵՐԻ ԳՐԱՆՅՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Բ. Վ. ՄԱՐՅԱՆ, Լ. Ս. ՆՈՎԻԿՈՎ, Ա. Գ. ՊՈԼԱՆԴՈՎ, Մ. Վ. ՏԵԼՅՈՎ

Պրոտոնային արագացուցիչի վրա, պրոտոնների $10 \div 80$ կէՎ էներգիաների դեպքում ուսումնասիրված են ВЭУ—6 տիպի պարուրակային խողովակային էլեկտրոնային բազմապատկիչների զանազան բնութագրերը:

INVESTIGATION OF CHANNEL ELECTRON MULTIPLIERS CHARACTERISTICS AT THE DETECTION OF LOW ENERGY PROTONS

B. V. MAR'IN, L. S. NOVIKOV, A. G. POLANDOV, M. V. TEL'TSOV

The characteristics of VEU-6 type helical channel electron multipliers were investigated on the proton accelerator at $10 \div 80$ keV. The shapes of pulse height distributions were studied at different supply voltages and the absolute efficiency of the multiplier for the detection of $10 \div 80$ keV protons was determined.

ОСОБЕННОСТИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ПОЛИБРОМОПРЕНА

З. Г. САРКИСЯН, Г. Т. ОВАНЕСОВ, Ю. К. КАБАЛЯН,
В. Г. БАРАНОВ

Изучены особенности морфологии и кинетики кристаллизации полибромопрена. Показано, что в полибромопрене наблюдаются два максимума валовой скорости кристаллизации в зависимости от температуры, обусловленных различием механизмов зародышеобразования и роста. Температура максимальной скорости кристаллизации и температура плавления полибромопрена больше соответствующих значений полихлоропрена—наирита НП. Термодинамический анализ результатов позволяет предположить сходство процессов образования первичных и вторичных зародышей кристаллизации.

Ряд эластомеров проявляют способность к кристаллизации [1—3]. К кристаллизующимся эластомерам относится также полибромопрен [4]. Изменение молекулярной структуры эластомера приводит к значительным изменениям морфологии, кинетики и термодинамических параметров кристаллизации. При этом свойства находятся в прямой связи как с изменением конфигурационной энтропии системы, так и с влиянием конформационной энтропии на процесс кристаллизации [5, 6].

Цель работы — изучение свойств полибромопрена, связанных с особенностями кинетики и морфологии при кристаллизации. Необходимость исследования особенностей кристаллизации полибромопрена диктуется возможностью его использования в качестве основы клеев, применяемых в резино-технической, судостроительной и авиастроительной промышленности.

Способ получения и характеристика молекулярной структуры полибромопрена приведены в работе [4]. Кинетика кристаллизации изучалась диэлектрическим методом [3], а морфология — методом поляризационной микроскопии. В работе для определения равновесной температуры плавления использовался микрокалориметрический метод [7]. Измерения проводились на дифференциальном сканирующем микрокалориметре DSK-1.

Термодинамический анализ будем проводить согласно теории, развитой Торнбаллом и Фишером [2]. При этом процесс образования первичных и вторичных зародышей описывается соотношениями

$$\dot{N} = N_0 \exp \left[-\frac{E_D}{RT} - \psi_1 \frac{T_{пл}^2}{T \Delta T^2} \right], \quad (1)$$

$$G = G_0 \exp \left[-\frac{E_D}{RT} - \psi_m \frac{T_{пл}}{T \Delta T^m} \right], \quad (2)$$

а валовая скорость кристаллизации, выраженная через $1/\tau_{0,2}$ ($\tau_{0,2}$ — время, необходимое для того, чтобы образец закристаллизовался на 20%), есть

$$\lg 1/\tau_{0,2} = \text{const} - \frac{E_D}{RT} - C_m \frac{T_{пл}^m}{T \Delta T^m}, \quad (3)$$

где $\dot{N}$ — скорость зародышеобразования, G — скорость роста, E_D — энергия переноса через поверхность раздела зародыш—расплав, ψ_m и C_m — константы, определяющие вклад свободной энергии поверхности раздела и теплоты плавления, $\Delta T = T_{пл} - T_{кр}$ — степень переохлаждения, $m = 1$ или 2 в зависимости от принятых механизмов зародышеобразования и роста, N_0 и G_0 — константы.

Результаты и обсуждение

Зависимость $\tau_{0,2}$ от температуры приведена на рис. 1. Из рисунка видно, что форма кривой отличается от колоколообразной, наблюдаемой

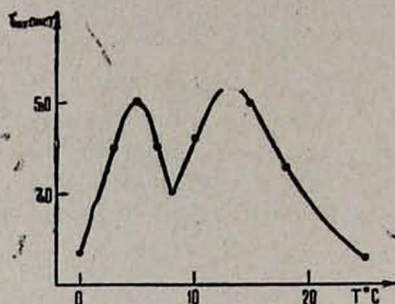


Рис. 1. Зависимость скорости кристаллизации полибромопрена от температуры ($t_{0,2}$ — время, необходимое для того, чтобы образец закристаллизовался на 20%).

для других кристаллизующихся полимеров [2, 8, 9]. В таблице приведены значения показателя степени n Колмогорова—Аврами и константы скоро-

Таблица

Значения показателя степени n и константы скорости k для изученных температур кристаллизации ($T_{кр}^{\circ}C$)

$T_{кр}^{\circ}C$	0	3	5	8	
n	3,0	2,8	2,8	3,1	
k	$7,57 \cdot 10^{-15}$	$1,35 \cdot 10^{-14}$	$2,69 \cdot 10^{-14}$	$1,18 \cdot 10^{-15}$	
$T_{кр}^{\circ}C$	10	15	18	21	26
n	3,0	2,0	2,0	1,95	2,1
k	$2,88 \cdot 10^{-15}$	$5,5 \cdot 10^{-11}$	$5 \cdot 10^{-11}$	$4,57 \cdot 10^{-11}$	10^{-10}

сти k для изученных температур изотермической кристаллизации. Показатель степени Колмогорова—Аврами рассчитывался из линейной зависимости [3]

$$\lg \left[-\ln \frac{C_t - C_k}{C_a - C_k} \right] \text{ от } \lg t.$$

Из таблицы видно, что показатель степени имеет значение $n \approx 3$ при температурах кристаллизации $T_{кр} \leq 10^{\circ}C$ и $n \approx 2$ при $T_{кр} \geq 15^{\circ}C$. При

$n = 3$ ($T_{кр} \leq 15^\circ\text{C}$) возможен как трехмерный рост кристаллитов при мгновенном зародышеобразовании, так и двухмерный рост при спорадическом зародышеобразовании [2]. Двухмерный рост при мгновенном зародышеобразовании и одномерный рост при спорадическом зародышеобразовании — возможные способы механизма зародышеобразования и роста, реализация которых соответствует $n = 2$. Из поляризационно-микроскопических исследований спорадическое зародышеобразование соответствует температурам изотермической кристаллизации, при которых $n \approx 2$. Поэтому $T_{кр} \geq 15^\circ\text{C}$ соответствует одномерный рост кристаллитов при спорадическом зародышеобразовании.

Зависимость константы скорости кристаллизации k от температуры имеет более сложный вид, что связано как с изменением показателя степени n с температурой, так и с наличием двух максимумов скорости кристаллизации (рис. 1). Однако из таблицы видно, что константа скорости k значительно отличается для $T_{кр} \leq 10^\circ\text{C}$ и $T_{кр} \geq 15^\circ\text{C}$.

На рис. 2 приведена зависимость скорости кристаллизации от температуры с учетом механизма роста и зародышеобразования для полибромопрена

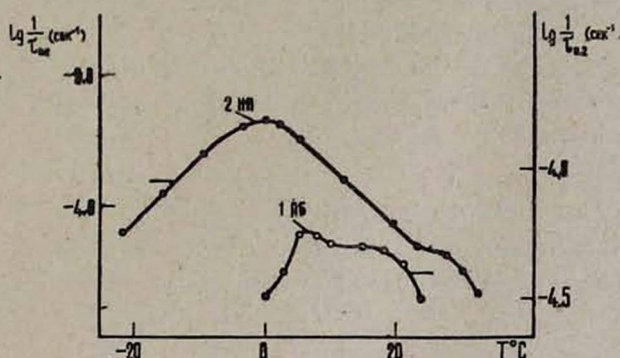


Рис. 2. Зависимость скорости кристаллизации полибромопрена (кривая 1) и полихлоропрена наирита НП (кривая 2) от температуры.

прена (кривая 1), рассчитанная согласно уравнению Колмогорова—Аврами $\tau_{0,2} = \left(\ln \frac{5}{4} k \right)^{1/n}$, и для полихлоропрена наирита НП (кривая 2), пересчитанная согласно данным работы [9]. Видно, что для полибромопрена кривая имеет выраженное плечо при температурах вблизи $T_{кр} = 15^\circ\text{C}$, а температура максимальной скорости кристаллизации равна $T_{\text{макс}} = 5^\circ\text{C}$. Из рис. 2 (кривая 2) видно также, что для наирита НП наблюдается менее выраженное плечо для малых переохлаждений при $T_{кр} = 23^\circ\text{C}$.

Зависимость скоростей зародышеобразования и роста сферолитов в полибромопрене от температуры приведена на рис. 3. Из рисунка видно, что температура максимальной скорости роста сферолитов равна $T'_{\text{макс}} = 23^\circ\text{C}$. Из характера изменения скорости зародышеобразования (рис. 3, кривая 2) следует, что температура максимальной скорости зародышеобразования находится при более низких температурах, чем $T'_{\text{макс}}$ (рис. 3, кривая 1).

Микрокалориметрически проведено изучение зависимости температуры плавления полибромопрена от температуры кристаллизации (изотермическая кристаллизация проводилась в интервале от 5° до 30°C). Экстраполяцией линейной зависимости температуры плавления от температуры кристаллизации к $T_{\text{пл}} = T_{\text{кр}}$ получено значение равновесной температуры плавления для полибромопрена $T_{\text{пл}} = 95^\circ\text{C}$.

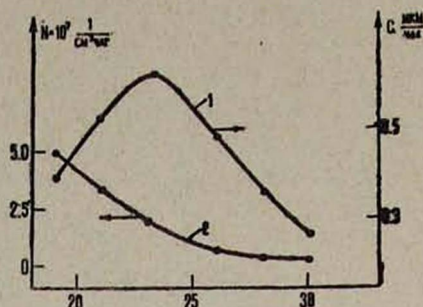


Рис. 3. Зависимость скорости роста (кривая 1) и зародышеобразования (кривая 2) от температуры кристаллизации.

На рис. 4а приведены зависимости скорости роста (кривые 1 и 2) и зародышеобразования (кривые 3 и 4) от $T_{\text{пл}}^m / T \Delta T^m$ ($m = 1$ и 2), рассчитанные соответственно по соотношениям (1) и (2) для $T_{\text{пл}} = 95^\circ\text{C}$. Скорость роста определялась методом поляризационной микроскопии по

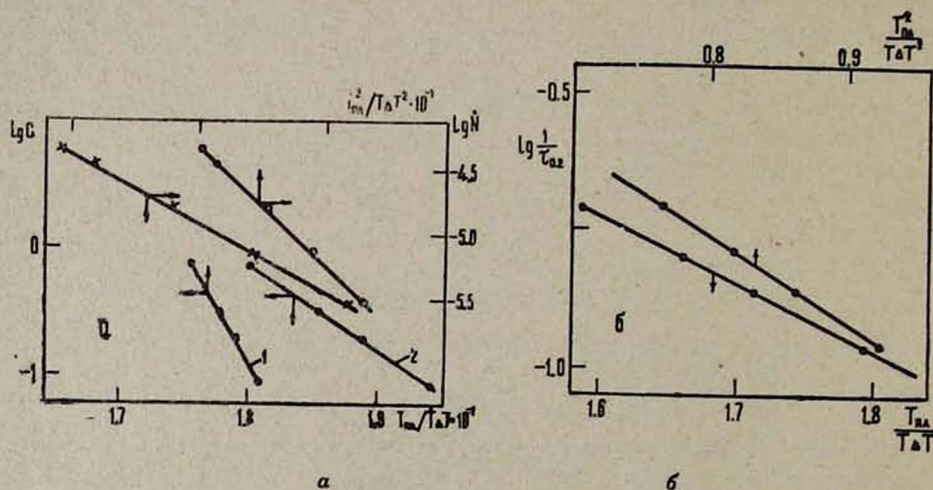


Рис. 4. а — зависимость $\lg G$ (кривые 1 и 2) и $\lg \bar{N}$ (кривые 3 и 4) от $T_{\text{пл}}/T \Delta T$ и $T_{\text{пл}}^2/T \Delta T^2$; б — зависимость $\lg 1/\tau_{0,2}$ для полибромопрена от $T_{\text{пл}}/T \Delta T$ и $T_{\text{пл}}^2/T \Delta T^2$.

изменению радиуса сферолита в процессе изотермической кристаллизации. Из рисунка видно, что углы наклона зависимостей скорости зародышеобразования и роста от $T_{\text{пл}}^m / T \Delta T^m$ при $m = 1$ и 2 отличаются незначительно. Согласно термодинамической теории Торнбалла и Фишера [2] угол наклона зависимостей $\lg \dot{N}$ и $\lg G$ от $T_{\text{пл}}^m / T \Delta T^m$ пропорционален поверхностной энергии соответственно первичных и вторичных зародышей

кристаллизации. Из равенства углов наклона следует, что поверхностная энергия первичных и вторичных зародышей кристаллизации отличается незначительно. На рис. 46 приведена рассчитанная согласно (3) зависимость валовой скорости кристаллизации для малых переохлаждений от $T_{пл}^m / T \Delta T^m$. При этом линейная зависимость для $T_{пл} = 95^\circ\text{C}$ подтверждает правильность экспериментально найденного значения температуры плавления.

Изменение конфигурационной энтропии при замене атома хлора бромом в мономере полибромопрена приводит к изменению морфологии по сравнению с полихлоропреном [2, 9] и возрастанию температуры плавления ($T_{пл} = 95^\circ\text{C}$). Для полибромопрена характерно возрастание как температуры плавления, так и температуры максимальной скорости кристаллизации (рис. 2). Термодинамический анализ кристаллизации позволяет предположить сходство процессов роста при первичном и вторичном зародышеобразовании в полибромопрене.

Следует отметить, что хотя температура плавления полибромопрена выше $T_{пл}$ наирита НП, однако скорость его кристаллизации значительно меньше во всем температурном интервале кристаллизации. Это также подтверждает ошибочность вывода Манделькерна, что более высокоплавким полимерам соответствуют большие скорости кристаллизации при одинаковых степенях переохлаждения [8]. Из известного эмпирического соотношения [8] $0,5 \cdot T_{пл} < T_c < 0,67 \cdot T_{пл}$ температура стеклования (T_c) полибромопрена заключена в интервале от -88 до -15°C . Так как возможный температурный интервал кристаллизации в этом случае составляет $\Delta T = T_{пл} - T_c = (0,5 \div 0,33) T_{пл}$, то для полибромопрена при $T_c = -32,5^\circ\text{C}$, полученной микрокалориметрическим методом, $\Delta T = 126,5^\circ$, что соответствует $\Delta T = 0,344 T_{пл}$.

Поступила 2.III.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Трелоар. Физика упругости каучука, Изд. ИЛ, М., 1953.
2. М. Ф. Бухина. Кристаллизация каучуков и резин, Изд. Мир, М., 1973.
3. Г. Т. Ованесов, Ю. К. Кабальян. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 64 (1972).
4. Г. Т. Ованесов и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 174 (1977).
5. Физическая химия полимеров за рубежом, Изд. Мир, М., 1970, стр. 9.
6. В. Г. Баранов, Р. С. Зурабян, С. Я. Френкель. ФТТ, 13, 2336 (1971).
7. Э. Кальве, А. Прат. Микрокалориметрия, Изд. ИЛ, М., 1963.
8. Ю. К. Годовский. Высокомолек. соед., 11А, 2129 (1969).
9. Г. Т. Ованесов, Д. А. Нерсисян, Ю. К. Кабальян. Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 297 (1973).

ՊՈԼԻԲՐՈՄՈՊՐԵՆԻ ԲՅՈՒՐԵՂԱՑՄԱՆ ԱՌԱՆՁԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ձ. Ձ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Գ. Թ. ՕՎԱՆԵՍՈՎ, ՑԱԼ. Կ. ԿԱՐԱՀԱՆ, Վ. Գ. ԲԱՐԱՆՈՎ

Ուսումնասիրված են պոլիբրոմոպրենի մորֆոլոգիայի և բյուրեղացման կինետիկայի առանձնահատկությունները Ցույց է տրված, որ պոլիբրոմոպրենում դիտվում են չիրմաստիճա-

եից կախված բյուրեղացման ընդհանուր արագության երկու մաքսիմումներ, պայմանավորված սաղմառաջացման և աճի մեխանիզմների տարբերությամբ: Պոլիբրոմոպրենի բյուրեղացման առավելագույն արագության շերմաստիճանը և հալման շերմաստիճանն ունեն ավելի մեծ արժեքներ, քան պոլիբլորոպրեն նախիրտ «НП»-ն: Արդյունքների թերմոդինամիկական վերլուծությունը թույլ է տալիս ենթադրել բյուրեղացման առաջնային և երկրորդական սաղմների առաջացման պրոցեսների նմանությունը:

THE FEATURES OF THE POLYBROMOPRENE CRYSTALLIZATION

S. H. SARKISYAN, G. T. OVANESOV, Yu. K. KABALYAN, V. G. BARANOV

The features of the morphology and kinetics of polybromoprene crystallization have been investigated. Two maxima in the temperature dependence of overall crystallization rate have been observed in polybromoprene due to the difference in the nucleation and growth mechanics. The temperature of the maximum crystallization rate and the melting temperature are higher than those for the polychloroprene "Nairit NP". The thermodynamical analysis of the results allowed us to assume similarity in the processes of the formation of initial and secondary crystallization nuclei.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О СВЯЗИ МЕЖДУ МУЛЬТИПЛИКАТИВНЫМИ СИММЕТРИЯМИ
И ПРАВИЛАМИ СУПЕРОТБОРА В АКСИОМАТИКЕ
ВАЙТМАНА

С. Г. ХАРАТЯН

Целью настоящей заметки является описание в рамках вайтмановой аксиоматики квантовой теории поля суперотборной группы как пересечения групп собственных мультипликативных симметрий всех членов класса Борхерса. Мы не приводим подробного изложения используемых определений и результатов, отсылая читателя по вопросам свойств мультипликативных симметрий к [1], общим аксиом теории поля и определения и свойств классов Борхерса — к монографиям [2—3] и правил суперотбора — к [4]. В [1—4] содержатся и подробные ссылки на оригинальные источники.

В [1] было проведено детальное исследование коммутативной группы мультипликативных симметрий в аксиоматике Вайтмана. Унитарный оператор U является мультипликативной симметрией, если все гейзенберговы поля $\varphi_j(x)$ преобразуются по закону $U\varphi_j(x)U^{-1} = \alpha_j\varphi_j(x)$, где $\alpha_j \neq 0$ является s -числом. Как отмечалось в [1], суперотборная группа, т. е. группа, состоящая из единичного оператора и унитарных операторов вида $\exp(iP)$, где P — суперотборный оператор, является подгруппой мультипликативных симметрий. При этом на примере несобственных мультипликативных симметрий, т. е. мультипликативных симметрий, при которых разные компоненты одного спинорного поля преобразуются различным образом, было показано, что группа мультипликативных симметрий шире суперотборной группы. Действительно, несобственные мультипликативные симметрии не коммутируют с генераторами группы Лоренца, которые, согласно [2], присоединены к алгебре наблюдаемых и потому не входят в суперотборную группу.

Нами будет показано, что и не все собственные мультипликативные симметрии входят в суперотборную группу. Для этого рассмотрим простейший случай свободного скалярного нейтрального поля $\varphi(x)$, у которого все мультипликативные симметрии являются собственными. Поле $A(x) = \varphi(x) + \lambda:\varphi^2(x):$ принадлежит классу Борхерса свободного поля $\varphi(x)$. Пусть U — произвольная мультипликативная симметрия поля $\varphi(x)$, $U\varphi(x)U^{-1} = \alpha\varphi(x)$. Тогда U не принадлежит группе мультипликативных симметрий поля $A(x)$, поскольку очевидно, что $UA(x)U^{-1} \neq \beta A(x)$ ни при каком β . Таким образом, пересечение групп мультипликативных симметрий полей $\varphi(x)$ и $A(x)$ состоит только из кратных единичного оператора. Поскольку поля $\varphi(x)$ и $A(x)$ определяют одну и ту же алгебру наблюдаемых, то и правила суперотбора должны сов-

падать. Таким образом, собственные мультипликативные симметрии поля $\psi(x)$ не входят в суперотборную группу и не определяют правил суперотбора.

Рассмотрим теперь простейший случай с нетривиальным правилом суперотбора. Пусть $\psi(x)$ — свободное нейтральное поле с полуцелым спином. Класс Борхерса поля $\psi(x)$ состоит из полиномов Вика поля $\psi(x)$, которые преобразуются по тому же представлению группы Лоренца, что и $\psi(x)$. Следовательно, если $B(x)$ — полином Вика, входящий в класс Борхерса поля $\psi(x)$, то все мономы Вика, являющиеся слагаемыми поля $B(x)$, с необходимостью имеют нечетную степень по полю $\psi(x)$. Поэтому если U — мультипликативная симметрия поля $\psi(x)$, такая, что $U\psi(x)U^{-1} = -\psi(x)$, а $B(x)$ принадлежит классу Борхерса поля $\psi(x)$, то $UB(x)U^{-1} = -B(x)$. Следовательно унитарный оператор U , отличный от единичного, входит в пересечение групп мультипликативных симметрий всех членов класса Борхерса поля $\psi(x)$. Оператор U определяет хорошо известное правило суперотбора по унивалентности между векторами состояний с целым и полуцелым спинами.

Как отмечалось в [3], как в случае свободных, так и в случае взаимодействующих полей различным членам класса Борхерса должна соответствовать одна и та же алгебра наблюдаемых и, следовательно, одни и те же правила суперотбора. Поэтому каждый элемент суперотборной группы должен принадлежать группе мультипликативных симметрий каждого из членов класса Борхерса. Следовательно, естественно определить суперотборную группу как пересечение всех групп собственных мультипликативных симметрий различных членов класса Борхерса. Отсюда, в частности, следует, что лишь те заряды определяют правила суперотбора, которые совпадают для всех членов класса Борхерса.

Институт математики АН АрмССР

Поступила 25.III.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. E. Prugovecki. J. Math. Phys., 5, 442 (1964).
2. Н. Н. Боголюбов, А. А. Лозгунов, И. Т. Тодоров. Основы аксиоматического подхода в квантовой теории поля, Изд. Наука, М., 1969.
3. Р. Стритер, А. Вайтман. РСТ, спин, статистика и все такое, Изд. Наука, М., 1966.
4. С. Г. Харатян. ТМФ, 14, 306 (1973).

ՎԱՅՏՄԱՆԻ ԱՔՍԻՈՄԱՏԻԿԱՅՈՒՄ ՄՈՒԼՏԻՊԼԻԿԱՏԻՎ
ՍԻՄԵՏՐԻԱՆԵՐԻ ԵՎ ՍՈՒՊԵՐԸՆՏՐՈՒԹՅԱՆ ԿԱՆՈՆՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ
ԵՂԱՍ ԿԱՊԻ ՄԱՍԻՆ

Ս. Գ. ԽԱՐԱՏՅԱՆ

Ապացուցվում է, որ Վայտմանի արսիմատիկայում սուպերընտրության խումբը բնականորեն որոշվում է որպես Բորխերսի դասի տարրեր անդամների սեփական մուլտիպլիկատիվ սիմետրիաների խմբերի հատում:

ON THE CONNECTION BETWEEN THE MULTIPLICATIVE
SYMMETRIES AND SUPERSELECTION RULES
IN WIGHTMAN AXIOMATICS

S. G. KHARATYAN

It is shown, that in Wightman axiomatics the superselection group is the intersection of groups of proper multiplicative symmetries of all the members of Borchers' class.

К СООТНОШЕНИЮ МЕЖДУ ПАРАБОЛИЧЕСКИМИ И СФЕРИЧЕСКИМИ ВОЛНОВЫМИ ФУНКЦИЯМИ АТОМА ВОДОРОДА

М. Г. АРУТЮНЯН, Г. С. ПОГОСЯН, В. М. ТЕР-АНТОНЯН

В настоящей заметке предложен простой метод вычисления коэффициентов унитарного преобразования, связывающего между собой параболические и сферические волновые функции атома водорода. Впервые такое преобразование было получено в работе Парка [1] из теоретико-групповых соображений, существенно опирающихся на доказанную ранее Фокком [2] инвариантность гамильтониана атома водорода относительно группы вращений $O(4)$. В дальнейшем Тартер [3] без обращения к каким-либо симметричным аргументам показал, что эти коэффициенты лишь с точностью до фазового множителя совпадают с коэффициентами, полученными в работе Парка. Как выяснилось позже [4], возникновение дополнительного множителя обусловлено фазовым отличием парковских векторов состояния от общепринятых волновых функций атома водорода [5].

Здесь мы хотим заметить, что метод Тартера излишне громоздок, и собираемся показать, как соответствующие коэффициенты преобразования могут быть получены из простых асимптотических соображений [6].

Запишем интересующее нас унитарное преобразование в виде

$$\psi_{n_1 n_2 m}(\xi, \eta, \varphi) = \sum_{l'=0}^{n-1} W_{n_1 n_2 m}^{l'} \psi_{n l' m}(r, \theta, \varphi), \quad (1)$$

где $n = n_1 + n_2 + |m| + 1$, а нормированные волновые функции $\psi_{n_1 n_2 m}$ и $\psi_{n l m}$ соответствуют одному и тому же уровню энергии и выбраны следующим образом [5]:

$$\psi_{n_1 n_2 m}(\xi, \eta, \varphi) = \frac{2}{n^{|m|+2}(|m|!)^2} \sqrt{\frac{(n_1 + |m|)!(n_2 + |m|)!}{4\pi (n_1)! (n_2)!}} \exp\left(-\frac{\xi + \eta}{2n}\right) \exp(im\varphi) \times \\ \times (\xi\eta)^{\frac{|m|}{2}} F\left(-n_1, |m| + 1, \frac{\xi}{n}\right) F\left(-n_2, |m| + 1, \frac{\eta}{n}\right),$$

$$\psi_{n l m}(r, \theta, \varphi) = \frac{2}{(2l+1)l!(n)^{l+2}} \sqrt{\frac{(n+l)!}{(n-l-1)!}} (2r)^l \exp\left(-\frac{r}{n}\right) \times \\ \times F\left(-n + l + 1, 2l + 2, \frac{2r}{n}\right) Y_{lm}(\theta, \varphi).$$

Задачу можно существенно упростить, если перейти в (1) к пределу больших r . Действительно, учитывая, что при этом ξ и η стремятся к бесконечности, и пользуясь асимптотическим видом вырожденной гипергеометрической функции

$$F(-N, k, x) \xrightarrow{x \rightarrow \infty} (-1)^N \frac{(k-1)!}{(N+k-1)!} (x)^N,$$

легко показать, что зависимость от r в (1) выпадает. Поэтому умножая обе части получающегося таким образом асимптотического равенства на $Y_{lm}^*(\theta, \varphi)$ и интегрируя по телесному углу, получим:

$$W_{n_1 n_2 m}^l = \frac{(-1)^{|m|}}{2^{n+l} (l)!} \sqrt{\frac{(l+m)! (n+l)! (n-l-1)! (2l+1)}{(l-m)! (n_1)! (n_1+|m|)! (n_2)! (n_2+|m|)!}} \times \int_{-1}^1 (1-x)^{n_1} (1+x)^{n_2} \frac{d^{l-m}}{dx^{l-m}} \{(1-x)^l (1+x)^l\} dx. \quad (2)$$

Сравнивая (2) с известным интегральным представлением [7] для коэффициентов Клебша—Гордона

$$C_{a\alpha, b\beta}^{c\gamma} = \frac{(-1)^{a+\beta-\gamma}}{2^{a+b+c+1}} \times \sqrt{\frac{(c+\gamma)! (a+b-c)! (a+b+c+1)! (2c+1)}{(a+\alpha)! (a-\alpha)! (b+\beta)! (b-\beta)! (c-\gamma)! (b+c-\alpha)! (a+c-b)!}} \times \int_{-1}^1 (1-x)^{a-\alpha} (1+x)^{b-\beta} \frac{d^{c-\gamma}}{dx^{c-\gamma}} \{(1-x)^{b+c-\alpha} (1+x)^{a+c-b}\} dx,$$

сразу приходим к искомому результату

$$W_{n_1 n_2 m}^l = (-1)^{n_2-l} \left(\frac{m+n_1-n_2}{2}, \frac{m+n_2-n_1}{2} \middle| l, m \right).$$

Заметим, что при переходе от соотношения (1) к (2) в области интегрирования по телесному углу имеются направления, вдоль которых либо ξ , либо η обращаются в нуль. Строго говоря, эти точки при интегрировании преобразования (1) должны быть выделены с некоторыми малыми окрестностями. В оставшейся области интегрирования левую часть (1) можно заменить соответствующими асимптотиками. Так как вырожденные гипергеометрические функции в левой части (1) особенностей не имеют, то при дальнейшем сужении «опасных» областей их вклады исчезают.

Ереванский государственный
университет

Поступила 15.VI.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Park. *Zs. f. Phys.*, 159, 155 (1960).
2. V. A. Fock. *Zs. f. Phys.*, 98, 145 (1935).
3. C. B. Tarter. *J. Math. Phys.*, 11, 3192 (1970).
4. Г. Я. Коренман. Вестник МГУ, Физика, Астрономия, 3, 375 (1976).
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика, М., 1974.
6. Г. С. Погосян, В. М. Тер-Антонян, Г. Т. Торосян. Препринт ПАРФ-77-04, Ереван, 1977.

7. Д. А. Варшавский, А. Н. Москалев, В. К. Херсонский. Квантовая теория углового момента, Л., 1975.

**ՋՐԱՄԵՆԻ ԱՏՈՄԻ ՊԱՐԱԲՈԼԻԿ ԵՎ ՍՖԵՐԻԿ ԱԼԻԲԱՅԻՆ
ՖՈՒՆԿՑԻՆՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ ԵՂԱՄ ԱՌՆՋՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ**

Մ. Հ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Գ. Ս. ՊՈԳՈՍՅԱՆ, Վ. Մ. ՏԵՐ-ԱՆՏՈՆՅԱՆ

Առաջարկված է չրածնի ատոմի միևնույն էներգետիկ մակարդակին համապատասխանող պարաբոլիկ և սֆերիկ ալիբային ֆունկցիաները իրար հետ կապող ունիտար ձևափոխության գործակիցների հաշվման պարզ մեթոդը:

**TO THE CONNECTION BETWEEN PARABOLIC AND POLAR
WAVE FUNCTIONS OF THE HYDROGEN ATOM**

M. H. ARUTYUNYAN, G. S. POGOSYAN, V. M. TER-ANTONYAN

The simple method is proposed for the estimation of unitary transformation coefficients connecting parabolic and polar wave functions, corresponding to the same energy level of the hydrogen atom.

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ НЕМОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ НАКАЧКИ

Г. П. ДЖОТЯН

1. Исследования процесса вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) широкополосного излучения выявили ряд новых особенностей этого процесса, обусловленных временной некогерентностью накачки. Наличие критической интенсивности у шумовой накачки [1], уширение спектра узкополосного на входе в среду стокова сигнала и возможность повторения им спектрального распределения входной накачки в режиме усиления, сильная зависимость эффективности ВКР от корреляции спектров (огбающих) амплитуд стоковой затравки и входной накачки и возможность «интерференционного» подавления ВКР [2, 3] — вот неполный перечень эффектов, возникающих при ВКР немонахроматического (широкополосного) излучения.

В настоящей работе сообщается об одной новой особенности ВКР многомодовой накачки — эффекте «обратной перекачки». Он заключается в том, что в процессе взаимодействия широкополосной на входе в среду стоковой волны и узкополосной накачки происходит возбуждение отсутствующих на входе в среду мод накачки, что сопровождается уширением ее спектра. Отметим, что подобный эффект в принципе не может иметь места в случае монахроматических взаимодействующих волн.

2. Пусть комплексные амплитуды стоковой волны $A_c(\omega_c)$ и волны накачки $A_n(\omega_n)$ представимы в виде дискретного набора эквидистантных мод:

$$A_c(z, t) = \sum_n a_n(z) e^{i n \Omega t}, \quad A_n(z, t) = \sum_n A_n(z) e^{i n \Omega t}.$$

В приближении одномодовости волны молекулярных колебаний при выполнении условия $\Omega T_2 \gg 1$ (T_2 — время поперечной релаксации) для интенсивностей мод $|a_n|^2(z)$ и $|A_n|^2(z)$ (предполагается когерентный режим рассеяния) имеем [2]

$$\frac{d}{dz} |a_n|^2 = R_n(z), \quad \frac{d}{dz} |A_n|^2 = -\frac{\omega_n}{\omega_c} R_n(z), \quad (1)$$

где $R_n(z) = g \operatorname{Re} \{ A_n a_n^* \sum_m A_m^* a_m \}$ и суммирование производится по всем модам взаимодействующих волн. Из (1) видно, что направление преобразования мощности определяется знаком величины $R_n(z)$: при $R_n(z) > 0$ происходит преобразование мощности n -ой моды накачки в n -ую моду стоковой компоненты, при $R_n(z) < 0$ имеет место „обратная

перекачка" мощности моды стоксовой компоненты в соответствующую моду накачки.

Для интенсивностей мод накачки из (1) имеем

$$|A_n|^2(z) = |A_n^0|^2 \left[1 - \frac{\mu}{\gamma} \frac{(1 - e^{-\beta \sigma/2})^2}{B_0(z)} \right] + \frac{\omega_n}{\omega_c} |a_n^0|^2 \left[\left(1 - \mu \frac{(1 + \frac{1}{\gamma} e^{-\beta \sigma/2})^2}{B_0(z)} \right) - 2 \operatorname{Re} \left\{ a_n^{0*} A_n^0 \sqrt{\frac{\omega_n}{\omega_c} \frac{C}{C^*} \frac{1}{\gamma}} \right\} \frac{\mu (1 - e^{-\beta \sigma/2}) \left(1 + \frac{1}{\gamma} e^{-\beta \sigma/2} \right)}{B_0(z)} \right], \quad (3)$$

где

$$B_0(z) = 1 + \frac{1}{\gamma} e^{-\beta \sigma}, \quad G = \sum_n |A_n^0|^2 g z \left(1 + \frac{1}{\alpha} \right),$$

а значения постоянных β , γ , μ , α и C приведены в [2].

Из (3) следует, что при отсутствии на входе в среду какой-либо моды накачки (например, n -ой, $A_n^0 = 0$) она возбуждается при ВКР, если отлична от нуля амплитуда соответствующей моды стоксовой компоненты ($a_n^0 \neq 0$) и «интерференционное» подавление ВКР не имеет места [2].

При $A_n^0 = 0$ имеем

$$|A_n|^2(z) = \frac{\omega_n}{\omega_c} |a_n^0|^2 \left[1 - \mu \frac{\left(1 + \frac{1}{\gamma} e^{-\beta \sigma/2} \right)^2}{B_0(z)} \right], \quad (4)$$

где $0 \leq \mu \leq 1$. Отсюда в предельном случае больших длин рассеяния ($z \rightarrow \infty$) получаем

$$|A_n|^2(z \rightarrow \infty) = \frac{\omega_n}{\omega_c} |a_n^0|^2 (1 - \mu). \quad (5)$$

В случае, когда коэффициент корреляции спектров взаимодействующих волн есть

$$K = \frac{|\sum_n a_n^0 A_n^{0*}|^2 / (\sum_n |a_n^0|^2 \sum_n |A_n^0|^2)}{1} = 1,$$

постоянная $\mu = 0$ [2]. При этом из (5) следует полное предельное (при $z \rightarrow \infty$) преобразование (по числу квантов) мощности n -ой моды стоксовой компоненты в n -ую моду накачки.

В общем случае для реализации «обратной перекачки» мощности моды стоксовой компоненты в соответствующую моду накачки не обязательно, чтобы амплитуда этой моды накачки на входе в среду была равна нулю. Общее условие возможности существования рассматриваемого эффекта есть

$$|A_n^0|^2 < \frac{\omega_n}{\omega_c} |a_n^0|^2 - 2 \operatorname{Re} \left\{ a_n^{0*} A_n^0 \sqrt{\frac{\omega_n}{\omega_c} \frac{C}{C^*} \frac{1}{\gamma}} \right\}.$$

3. Рассмотренный выше эффект «обратной перекачки» может быть интерпретирован как процесс возбуждения отсутствующих на входе в сре-

ду антистоксовых компонент мод стоксовой волны ($\omega_{n(n)} = \omega_{c(n)} + \omega_0$, $\omega_{c, n(n)} = \omega_{c, n} + n\omega$). Возбуждение данной антистоксовой компоненты (т. е. моды накачки) происходит за счет рассеяния соответствующей моды стоксовой компоненты на молекулярных колебаниях, возбужденных биениями между остальными модами стоксовой волны и ее антистоксовой компоненты (накачки).

Автор благодарит Ю. Е. Дьякова за плодотворные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

Поступила 14.VII.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Е. Дьяков. Письма ЖЭТФ, 11, 362 (1970).
С. А. Ахманов, Ю. Е. Дьяков, Л. И. Павлов, ЖЭТФ, 66, 520 (1974).
И. Г. Зубарев, А. Б. Миронов, С. И. Михайлов. Письма ЖЭТФ, 23, 697 (1976).
2. Г. П. Джотян, Ю. Е. Дьяков. Вестник МГУ, Физика, 18, 68 (1977).
3. Г. П. Джотян и др. Квантовая электроника, 4, 1377 (1977).
Г. П. Джотян и др. ЖЭТФ, 73, 822 (1977).

ՈՉ ՄՈՆՈԿՐՈՄԱՍԻԿ ՄՂՈՒՄԻ ՀԱՐԿԱԴՐԱԿԱՆ ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ
ՑՐՄԱՆ ՈՐՈՇ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Գ. Պ. ԶՈԹՅԱՆ

Հաղորդվում է լայն հաճախականային սպեկտրով մղումի հարկադրական կոմբինացիոն ցրման մի նոր առանձնահատկության մասին, որը կայանում է նրանում, որ տեղի է ունենում մղումի որոշ մոդաների ուժեղացում առաջնային ալիքի համապատասխան մոդաների հզորության նվազելու հաշվին:

CN THE FEATURES OF STIMULATED RAMAN SCATTERING OF NON-MONOCROMATIC PUMP RADIATION

G. P. DZHOTYAN

The possibility of the inversion of power transformation at the stimulated Raman scattering of pump radiation is reported, when the amplification of the pump and the reduction of the power of corresponding Stokes modes take place.

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Հ. Ս. Երկցյան. Բրեզյան անդրադարձման ֆիզիկական պատկերը խոլեստերինային հեղուկ բյուրեղներում	83
Է. Գ. Դազազյան, Մ. Ի. Իվանյան, Բ. Ն. Կինքեր. Պարարուական անտենայի դաշտի հավասարաչափ կարճալիքային մոտարկումը	87
Կ. Հ. Փեչեշյան, Ա. Ա. Կիրակոսյան. Վանյե-Մոտի էքսիտոնների փոխազդեցությունը պտտատակային դիսյուկացիաների հետ	96
Ի. Վ. Ալեխանդրով, Լ. Հ. Փառամյան. Երկմակարդականի սխտեմի կինետիկան պատահական կերպով շարժվող մասնիկների լուկալ փոխազդեցության ժամանակ	102
Լ. Վ. Լեոնյան, Կ. Գ. Թրունի. Բյուրեղներում վերջավոր տեղություններում ռենտգենյան ճառագայթման ցուգի դինամիկ ցրման տեսություն	108
Ա. Ռ. Մկրտչյան, Լ. Ա. Փաշայան. Միջավայրի հետ դամմա-ճառագայթների ռեզոնանսային փոխազդեցության կարգավորման և փոքրացման մի հնարավորության մասին	114
Գ. Մ. Ավագյանց, Ա. Ը. Վանայան, Մ. Լ. Դիմախյան. $In_{1-x}Ga_xP$ պինդ լուծույթներում էլեկտրոնների ցրման մեխանիզմների մասին	118
Կ. Ա. Եղյան, Ռ. Հ. Ղաչոյան, Վ. Ս. Մինաև, Է. Պ. Սաղաբեկյան, Վ. Ռ. Դորոշկևիչ. Լույսային ճառագայթման և ջերմամշակման ազդեցությունը $Ge-As-Se$ համակարգի խաղանիվների օպտիկական հատկությունների վրա	127
Ս. Ա. Շարոյան, Ն. Ա. Թոգանյան. Բարձր ջերմաստիճանային տեխնոլոգիական դորմոդությունների հետևանքով աճի շերտերի ազդեցությունը դիսյուկացիաներից ազատ սիլիցիումի մեջ արատների առաջացման վրա	132
Բ. Վ. Մարյին, Լ. Շ. Նալիկով, Ա. Գ. Պելանցով, Մ. Վ. Տեյցով. Խողովակային էլեկտրոնային բազմապատկիչների բնութագրերի ուսումնասիրումը փոքր էներգիայով օժտված պրոտոնների զրանցման ժամանակ	136
Ջ. Հ. Սարգսյան, Գ. Թ. Օվանեսով, Յու. Կ. Կարապյան, Վ. Գ. Բաբանով. Պոլիբրոմպրենի բյուրեղացման առանձնահատկությունները	143

Համառոտ ճառագրումներ

Ս. Գ. Խաբաթյան. Վայտմանի արսիոմատիկայում մոլատիպլիկատիվ սիմետրիաների և սուպերբնտրություն կանոնների միջև եղած կապի մասին	149
Մ. Հ. Հաբոբյանյան, Գ. Ս. Պողոսյան, Վ. Մ. Տեր-Անտոնյան. Զրաձնի ատոմի պարարտիկ և սֆերիկ ալիքային ֆունկցիաների միջև եղած առնչության մասին	152
Գ. Պ. Զորյան. Ոչ մոնոքրոմատիկ մոլումի հարկադրական կոմբինացիոն ցրման որոշ առանձնահատկությունների վերաբերյալ	155

СОДЕРЖАНИЕ

О. С. Ерицян. Физическая картина брэгговского отражения в холестерических жидких кристаллах	83
Э. Д. Газазян, М. И. Иванян, Б. Е. Кинбер. Равномерная коротковолновая асимптотика поля параболической антенны	87
К. О. Кечечян, А. А. Кирикосян. Взаимодействие экситонов Ванье-Мотта с винтовыми дислокациями	96
И. В. Александров, Л. Г. Карамян. Кинетика двухуровневой системы при локальном взаимодействии случайно-движущихся частиц	102
Л. В. Левонян, К. Г. Труни. Динамическая теория рассеяния в кристаллах рентгеновского излучения с конечной длительностью пуга	108
А. Р. Мкртчян, Л. А. Кочарян. Об одной возможности регулирования и подавления резонансного взаимодействия гамма-излучения с веществом	114
Г. М. Авакьянц, А. И. Ваганян, Л. М. Димаксян. О механизмах рассеяния электронов в твердых растворах $In_{1-x}Ga_xP$	118
К. Е. Егиян, Р. А. Каджоян, В. С. Минаев, Э. П. Сагателян, В. Р. Дорошкевич. Исследование влияния светового облучения и термообработки на оптические свойства пленок $Ge-As-Se$	127
С. А. Шаболян, Н. А. Роганян. Влияние полос роста на дефектообразование в бездислокационном кремнии в результате высокотемпературных технологических операций	132
Б. В. Марьян, Л. С. Новиков, А. Г. Поландов, М. В. Тельцов. Исследование характеристик канальных электронных умножителей при регистрации протонов низких энергий	136
З. Г. Саркисян, Г. Т. Ованесов, Ю. К. Кабалян, В. Г. Баранов. Особенности кристаллизации полибромопрена	143

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

С. Г. Харатян. О связи между мультипликативными симметриями и правилами суперотбора в аксиоматике Вайтмана	149
М. Г. Арутюнян, Г. С. Погосян, В. М. Тер-Антонян. К соотношению между параболическими и сферическими волновыми функциями атома водорода	152
Г. П. Джотян. О некоторых особенностях вынужденного комбинационного рассеяния немонохроматической накачки	155



Технический редактор Л. А. АЗИЗБЕКЯН

ВФ 03368. Подписано к печати 22.06.1978 г. Тираж 580. Изд. 4826. Заказ 243.
 Формат бумаги 70×108¹/₁₆. Печ. л. 5,25+1 вкл. Бум. л. 2,69. Усл. печ. л. 7,52.
 Уч. изд. листов 5,52.

Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван, Барекамутян, 24.