

бывало время  $t_0$ , то, для того чтобы решетка за пятном выросла до той же величины, потребовалось бы дополнительное время  $(3 \div 5)t_0$ . С более медленным ростом ПС за пятном, по-видимому, и связано отсутствие экспериментальных данных по рассматриваемому вопросу. Образование микрократеров и оплавление краев парапии за пределами лазерного пятна давно известны [6]; там же указывалось, что наиболее вероятная причина этого — выделение на поверхностных дефектах энергии упругих колебаний. Наше рассмотрение показывает, что другим механизмом может быть рассеяние ПЭВ на дефектах.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность С. И. Анисимову за советы и полезное обсуждение.

### Литература

- [1] *Ахманов С. А., Емельянов В. И., Коротеев Н. И., Семиногов В. Н.* УФН, 1985, т. 147, № 4, с. 675—745.
- [2] *Бонч-Бруевич А. М., Коченгина М. К., Либенсон М. Н.* и др. Изв. АН СССР. Сер. физ., т. 46, № 6, с. 1186—1193.
- [3] *Кондратенко П. С., Орлов Ю. Н.* ЖЭТФ, 1987, т. 92, № 2, с. 616—624.
- [4] *Бонч-Бруевич А. М., Либенсон М. Н., Макин В. С.* Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, № 1, с. 3—8.
- [5] *Визант Ю. В., Ковалев А. А., Куликов О. Л.* и др. ЖЭТФ, 1986, т. 91, № 1, с. 213—219.
- [6] *Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В.* Действие излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970. 272 с.

Поступило в Редакцию  
11 февраля 1987 г.

В окончательной редакции  
14 июля 1987 г.

## ОБЪЕМНЫЙ ЗАХВАТ — ДИФРАКЦИЯ ПРОТОНОВ НА ИЗОГНУТЫХ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИХ ПЛОСКОСТЯХ

*Е. А. Мазур*

Эффект объемного захвата (ОЗ) широкого пучка быстрых заряженных частиц в монокристалле был обнаружен группой сотрудников ЛИЯФ АН СССР [1]. Эксперимент [1] базировался на гипотезе одного из авторов работы (О. И. Сумбаева). Эффект представляет значительный интерес с точки зрения увеличения эффективности поворота пучка и коллимации широких пучков быстрых частиц. Тем не менее до настоящего момента теоретическая интерпретация эффекта отсутствует. Рассмотрим возможные механизмы ОЗ: 1) потери поперечной энергии вследствие возбуждения кристалла быстрой заряженной частицей (БЗЧ) (протоном), 2) некогерентное многократное рассеяние БЗЧ в изогнутом кристалле, 3) когерентное упругое рассеяние БЗЧ в изогнутом кристалле.

Для локальных поперечных потерь энергии БЗЧ в резко неоднородном профиле электронной плотности в области зависания БЗЧ над изогнутой кристаллографической плоскостью (ИКП) в формализме, учитывающем неоднородность электронной плотности [2], и, следовательно, недиагональные по импульсу элементы диэлектрической проницаемости, получено выражение

$$-\frac{dE_{\perp}}{dl}(r) = \frac{2\pi Ze^2}{v} \int \frac{d^3q}{q^2} d\omega(qv_{\perp}) \sum_G \text{Im} \epsilon^{-1}(q, q+G, \omega) \delta(\omega - qv) \exp(iGr). \quad (1)$$

Здесь  $\text{Im} \epsilon^{-1}$  — мнимая часть обратной матрицы диэлектрической проницаемости (ОМДП) кристалла,  $Ze$  — заряд быстрой частицы,  $v$  и  $v_{\perp}$  — полная скорость и перпендикулярная составляющая скорости,  $G$  — вектор обратной решетки.

Аналогичное выражение, но с заменой  $qv_{\perp}$  на  $qv_{\parallel}$  имеет место для продольных потерь энергии. Анализ формул для

$$\frac{dE_{\perp}}{dl}(r), \quad \frac{dE_{\parallel}}{dl}(r)$$

показывает, что в области зависания отношение скоростей поперечных и продольных потерь существенно увеличивается по сравнению с отношением  $E_{\perp}/E_{\parallel}$  и по порядку величины равно

$\text{Im } \epsilon_{\text{диаг}}^{-1} / \text{Im } \epsilon_{\text{длаг}}^{-1}$ , т. е. отношению недиагональных элементов ОМДП к диагональным. Тем не менее такой скорости потерь энергии недостаточно для сброса разности потенциалов двух соседних плоскостей вследствие изгиба

$$\Delta U_{\perp} = (M^2/2R^3) a = p^2 R^2 a / 2mR^3 \approx K_0 a / R \approx 1 \text{ эВ}$$

в условиях [1], т. е. недостаточно для ОЗ, поскольку величина сброса поперечной энергии БЗЧ, рассчитанная по (1) для кинетической энергии частицы  $K_0 = 1 \text{ ГэВ}$ , составит на радиальном расстоянии  $a = 3 \text{ \AA}$  всего лишь  $\Delta E_{\perp} \sim 2 \cdot 10^{-4} \text{ эВ}$ . Здесь  $p$ ,  $m$ ,  $M$  — импульс, масса и момент импульса БЗЧ относительно центра кривизны кристалла;  $R$  — радиус кривизны;  $a$  — межплоскостное расстояние кристалла. Для оценки влияния некогерентного многократного рассеяния БЗЧ на эффективность ОЗ оценим величину диффузионного расплывания поперечной энергии  $\Delta E_{\perp \text{диф}} \sim (D_{\perp} a)^{1/2}$ . В области зависания, где  $E_{\perp} \leq 20 \text{ эВ}$ ,  $D_{\perp} \approx 0.2 \text{ эВ}^2/\text{мкм}$  [3], так что  $\Delta E_{\perp \text{диф}} \leq 6 \cdot 10^{-3} \text{ эВ}$ , что также совершенно недостаточно для ОЗ. Таким образом, следует признать, что за эффект ОЗ отвечают процессы когерентного упругого рассеяния протонов на изогнутом кристалле.

Для протона с энергией  $K_0 \sim 1 \text{ ГэВ}$  [1] размерами волнового пакета в продольном направлении можно полностью пренебречь (движение в высокой степени классично), так как его продольный волновой вектор составит при этом  $k_0 = p/\hbar = (K_0 (K_0 + 2m_0 c^2))^{-1/2} \approx 10^{16} \text{ 1/м}$ , а соответствующая длина волны  $\lambda_{0\parallel} \approx 6 \cdot 10^{-16} \text{ м}$ . Поперечная же по отношению к ИКП длина волны меняется по мере продвижения протона в кристалле от  $\lambda_{0\perp} = \lambda_{0\parallel} p_{0\perp} / p_{\parallel} \approx \lambda_{0\parallel} / \theta_{\text{вх}} \approx 10^{-13} \text{ м}$  при влете в кристалл до  $\lambda_{\perp} \sim \lambda_{0\parallel} / \theta_{\text{х}} \approx 10^{-12} \text{ м}$  в области зависания и отражения БЗЧ от ИКП (т. е. в области ОЗ). Здесь  $\theta_{\text{вх}}$  — угол влета частицы относительно ИКП кристалла;  $\theta_{\text{х}}$  — угол подлета к ИКП в области объемного захвата, при мерно равный углу Линдхарда  $\theta_{\text{х}} = \sqrt{U_0/K_0} \sim 0.15 \text{ мрад}$ ;  $U_0 \sim 20 \text{ эВ}$  — глубина потенциальной ямы, описывающей ИКП в кремнии. Заметим, что эффекты подхода протонов строго по касательной к ИКП в данной ситуации отсутствуют. Таким образом, эффектами дифракции протонов на ИКП вдали от области захвата можно пренебречь, поскольку длина волны протона существенно меньше характерной толщины ИКП  $R_0 \sim 0.3 \text{ \AA}$ , например, в кремнии. В области же захвата, т. е., например, за 10 и менее ИКП до отражающей ИКП,  $\lambda_{\perp}$  соизмерима с  $R_0$ , что приводит к эффектам дифракции протонов на отдельных ИКП, причем взаимодействие быстрого протона с атомами отдельной ИКП происходит когерентно. Отметим попутно, что длина, на которой становятся существенными эффекты дифракции, в несколько раз меньше соответствующей длины для неупругих процессов. Рассмотрим сначала дифракцию при отражении протона от ИКП. Угол подлета протонов к такой плоскости может лежать в пределах от  $\theta_0 = \sqrt{(U_0 - \Delta U_{\perp})/K_0}$  до  $\theta_2 = \sqrt{U_0/K_0}$ . Условием захвата явилось бы уменьшение угла при отражении протона от плоскости до значений  $\theta < \theta_0$ . В частности, в наиболее благоприятном случае протонов, падающих под углом  $\theta \geq \theta_0$ , отклонение от зеркального угла при отражении должно составлять  $\Delta\theta_0 \approx \Delta U_{\perp} / 2\sqrt{K_0} \sqrt{U_0} = \overline{U_1} \approx 3 \cdot 10^{-6}$ . Для дальнейшего существенно, что в пренебрежении эффектами некогерентного рассеяния отражение быстрых частиц от бесконечной прямой плоскости или оси происходит зеркально [4], т. е. по существу эффекты когерентной дифракции отсутствуют. Факт изгиба плоскости позволяет эффективно заменить ее конечной прямой плоскостью длиной  $L$ , оцениваемой из условия отклонения плоскости вследствие изгиба на расстояние, равное своей толщине  $R_0$ , так что  $R_0 \sim L^2/R$ , а  $L \sim \sqrt{R_0 R} \sim 4 \cdot 10^{-8} \text{ м}$  (при  $R = 0.5 \text{ м}$  [1]), что составит для кремния примерно  $10^4$  атомных слоев. Поскольку  $\theta_0 \approx 1.5 \cdot 10^{-4} \gg 1/pR_0 \approx 3 \cdot 10^{-5}$  (в условиях [1]), то угловое распределение отраженных частиц сильно анизотропно в зависимости от угла отражения [4]. Имея в виду учесть и дискретную (цепочечную) структуру ИКП, воспользуемся результатами исследования рассеяния быстрых положительно заряженных частиц цепочкой атомов, представленными в [4, § 2.3]. Для амплитуды рассеяния можем записать

$$f_{\theta_0}(\theta) \approx \sqrt{\frac{2i^3 p}{\pi \theta_0}} 4L\theta_0 \left\{ \exp \left[ \frac{i p L}{2} (\theta^2 - \theta_0^2) - 1 \right] \right\} / pL (\theta^2 - \theta_0^2). \quad (2)$$

Поскольку  $1/p\theta_0 R_0 \gg 1$  в наших условиях, зависимостью амплитуды рассеяния от азимутального угла вылета  $\varphi$  можно пренебречь. Дифференциальное сечение рассеяния  $|f|^2 d\Omega$  при этом осциллирует в зависимости от  $\theta$  с уменьшающейся по мере увеличения  $\theta$  амплитудой. Края центрального пика интенсивности определяются из условия  $\theta = \theta_0 (\theta_0^2 + 4\pi/pL)^{1/2}$ , так что при условии  $4\pi/pL\theta_0^2 \ll 1$  полуширина центрального пика  $\delta\theta \sim 2\pi/pL\theta_0$ . Эффективность объемного захвата определяется соотношением между полушириной центрального дифракционного пика и требуемым для эффективного ОЗ углом отклонения  $\Delta\theta_0$  отраженного

протона от зеркального угла, поскольку доля частиц, дифрагированных вне области центрального пика, составляет всего лишь 8.2 % для закона дифракции (2). В условиях [1]  $4\pi/pL\theta_0^2 \sim 10^{-2}$ , считая, что  $\delta\theta \geq \Delta\theta_0$ , получаем следующий критерий эффективного ОЗ:

$$[2\pi/(pa)] \sqrt{R/R_0} \geq 1. \quad (3)$$

Прямая подстановка параметров из (1) в левую часть неравенства (3) дает 1/4, т. е. меньше единицы. Однако и в таком случае — на самом оптимальном для эффективного ОЗ — 21 % частиц переходит в режим каналирования. Произведем с помощью амплитуды рассеяния (2) прямой расчет доли частиц, рассеянных на угол  $\Delta\theta_0$  и более в благоприятную сторону при отражении от ИКП. С помощью (2) получаем

$$\eta = \Delta\sigma/\sigma = \int_0^{\theta_0 - \Delta\theta_0} \frac{|f|^2 d\theta \cdot 2\pi}{c} \approx \int_{pL\theta_0 \Delta\theta_0/2}^{\infty} \sin^2 x/x^2 dx/\pi \approx \int_0^{\infty} dx \sin^2 x/x^2 \approx 0.046. \quad (4)$$

Аналогично для вероятности ОЗ при дифракции протона на ИКП, предшествующих отражательной, получаем 3.3, 1.4 % и т. д. Полное суммирование вероятностей БЗЧ приводит к итоговому значению  $\eta \sim 21$  %.

Превышение этой цифры над наблюдаемыми экспериментально [1] объясняется эффектом деканалирования. Из (3), (4) следует также, что эффективность объемного захвата с возрастанием энергии частиц непрерывно падает, и, в частности, при энергии протона  $E \sim 1$  ТэВ эффект ОЗ за счет когерентного рассеяния практически будет отсутствовать. При уменьшении кинетической энергии протонов от  $10^3$  МэВ в [1] до более оптимального значения  $\sim 10^2$  МэВ левая часть (3) будет равна уже 1, а процент захватываемых отражающей плоскостью частиц увеличивается от 4.6 до 27. Уменьшение радиуса кривизны кристалла позволяет увеличивать расходимость падающего на кристалл пучка ОБЧ и в то же время для каждой из таких частиц вероятность ОЗ с уменьшением  $R$  падает в соответствии с (3), (4). Изменение температуры кристалла слабо влияет на дифракцию и, следовательно, на ОЗ БЗЧ. Выбор же системы ИКП кристалла-мишени существен для эффекта ОЗ. Для конкретного кристалла оптимальным является выбор системы плоскостей с минимальным межплоскостным расстоянием  $a$ . Отметим, что изменение межплоскостного расстояния в наиболее широких пределах в зависимости от ориентации кристалла можно осуществить в щелочно-галлоидных кристаллах или в кристаллах со структурой цинковой обманки, где каждая вторая ИКП может оказаться квазинейтральной. При прохождении широкого пучка ионов (пионов) с той же кинетической энергией эффективность ОЗ должна резко упасть (возрасти) вследствие уменьшения (увеличения) поперечных размеров волнового пакета такой частицы. Таким образом, явление ОЗ имеет дифракционную природу в отличие от эффекта захвата в режим каналирования в неизогнутом кристалле, где работают механизмы потерь поперечной энергии и многократного рассеяния. Эксперименты по ОЗ с вариацией массы частицы или энергии, а также с перебором системы ИКП кристалла (разные мишени и различные ориентации кристалла-мишени) являются критическими для идентификации механизма ОЗ.

Обсудим в заключение теоретические работы [5, 6], посвященные интерпретации явления ОЗ. В [5] протон полагался чисто классическим и квантовые когерентные эффекты учтены не были. Кроме того, угол влета в [6] полагался равным  $\theta_0 = 0.2$  мрад при критическом угле  $\theta_c = 0.175$  мрад [1], что не соответствует эксперименту [1], поскольку в [5] влетевший протон уже является надбарьерно-каналированным. Эксперимент же группы ЛИЯФ [1], когда  $\theta_0 \gg \theta_c$ , машинное моделирование [5] не описывает. Соответствующий [1] случай рассмотрен в работе [6], однако когерентное дифракционное рассеяние, важность которого отмечается в настоящей работе, в [6] не рассматривалось.

Автор благодарит О. И. Сумбаева, В. М. Самсонова, М. Н. Стриханова и участников семинара Лаборатории нейтронной и гамма-спектроскопии ЛИЯФ АН СССР за обсуждение проблемы интерпретации явления объемного захвата.

#### Литература

- [1] Андреев В. А., Баублис В. В., Дамаскинский Е. А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 36, № 9, с. 340—343; 1984, т. 39, № 2, с. 58—61; 1985, т. 41, № 9, с. 408—410; 1986, т. 44, № 2, с. 101—105.
- [2] Мазур Е. А. В кн.: Исследование поверхностных и объемных свойств твердых тел по взаимодействию частиц. М.: Энергоатомиздат, 1981, с. 53—65.
- [3] Оцуки Е. Х. Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами. М.: Мир, 1985.

- [4] *Калашников Н. П.* Когерентные взаимодействия заряженных частиц в монокристаллах. М.: Атомиздат, 1981, гл. 2.  
 [5] *Таратин А. М., Воробьев С. А.* ЖТФ, 1985, т. 55, № 5, с. 1598—1604.  
 [6] *Сумбаев О. И.* Препринт ЛИЯФ, № 1201. Л., 1986.

Московский инженерно-физический институт

Поступило в Редакцию  
24 февраля 1987 г.

УДК 748.38

Журнал технической физики, т. 58, в. 5, 1988

## ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЕ СРАВНЕНИЕ СВЕТОВЫХ ВОЛН, ЗАПИСАННЫХ НА РАЗЛИЧНЫЕ ГОЛОГРАММЫ

*И. Н. Одинцев, В. П. Щепинов, В. В. Яковлев*

Для изучения процессов формоизменения широкого класса объектов активно используются методы голографической интерферометрии [1]. Зачастую рассматриваемые изменения носят необратимый характер, с чем связана невозможность воспроизведения экспериментальных исследований на одних и тех же физических телах. В принципе ряд последовательно записанных голограмм  $H_k$ ,  $k=1; 2, \dots, N$ , фиксирующих рассеянную изменяющимся объектом световую волну, сохраняет достаточно полную информацию о кинетике процесса деформирования. Визуализацию интерферограмм, отвечающих разности двух состояний поверхности объекта  $i$  и  $j$ , предлагается осуществлять путем попарного копирования соответствующих голограмм  $H_i$  и  $H_j$  на одну фотопластинку с образованием фактически двух-

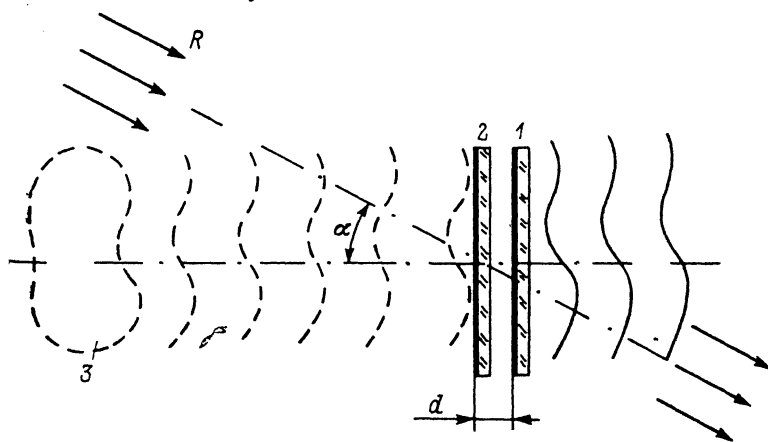


Рис. 1. Оптическая схема копирования голограмм.

экспозиционной голограммы  $H_{ij}$  и ее восстановлением. Наблюдаемые картины интерференционных полос при этом интерпретируются традиционными способами [2].

Одна из возможных схем копирования изображена на рис. 1. Голограммы  $H_i$  и  $H_j$  поочередно устанавливаются в то же положение, которое они занимали при их регистрации. Для этого может быть использовано, например, возвратное кинематическое устройство [3]. В непосредственной близости за плоскостью их расположения размещается фотопластинка 1 для записи голограммы-копии  $H_{ij}$ . При этом в процессе копирования каждой первичной голограммы 2 предметной волной для  $H_{ij}$  является восстанавливаемая волна, формирующая мнимое изображение объекта 3, а опорной — проходящая через первичную голограмму восстанавливающая волна  $R$ .

Вследствие реально существующих вариаций толщины и оптических свойств подложек световые волны, восстанавливаемые с голограмм  $H_i$  и  $H_j$  по достижении регистрирующей среды фотопластинки, фиксирующей копии, различным образом возмущаются. Сложное возмущение получает и проходящая волна  $R$ . При уменьшении угла  $\alpha$  между направлениями наблюдения и распространения волны  $R$  и расстояния  $d$  между фотопластинками ло-