

11; 12

ЭЛЕКТРОННЫЙ АНАЛОГ МЕТОДА ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ БЫСТРЫХ ИОНОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ГЛУБИННЫХ ПРОФИЛЕЙ ДЕФЕКТОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ

В.В. Макаров, В.П. Артемьев,
Н.Н. Петров

Основным недостатком хорошо известного метода анализа дефектности приповерхностных слоев монокристаллов – резерфордского обратного рассеяния быстрых ионов (*RBS*) – является сложность и высокая стоимость оборудования. В данном сообщении рассмотрены возможности электронного аналога этого метода, в котором с целью упрощения аппаратуры зондирование производится не мегавольтными атомными частицами, а электронами с энергией E_p в единицы – десятки кэВ. Информация о дефектности на разных глубинах, так же как и в *RBS*, извлекается из энергетических спектров рассеянных на заданный угол первичных частиц с использованием эффекта каналирования.

Как показали предварительные исследования [1–3], одной из особенностей обратного рассеяния электронов по сравнению с быстрыми ионами является дискретность энергетических спектров, состоящих из пика упругого отражения и серии пиков плазмонных потерь энергии ΔE (рис. 1, а).¹ Это означает, что приближение непрерывных потерь энергии в данном случае неприменимо и дефектность может быть найдена лишь для дискретных глубин z , определяемых глубинами формирования соответствующих пиков. Кроме того, эффект каналирования электронов рассматриваемого диапазона E_p имеет иную природу и описывается динамической теорией дифракции (ДТД). Однако, несмотря на эти различия, процессы обработки результатов измерений в предлагаемом методе и в его прототипе аналогичны.

Распределение смещенных из узлов атомов по глубине находится по зависимости $C_N(N) = (I_1 - I_2) / (I_{10} - I_{20})$ (рис. 1, б), где C_N – относительный ориентационный контраст рассеяния для N -го пика, I_1, I_2 – интенсивности данного пика при облучении образца с дефектами в направлениях максимального и минимального рассеяния; индекс „0” соответствует совершенному кристаллу. В простейшем приближении ДТД – модели невзаимодействующих волн с одинаковым коэффициентом поглощения μ аналитическое выражение для C_N имеет вид:

¹ Представленные здесь экспериментальные результаты получены на установке, описанной в [2].

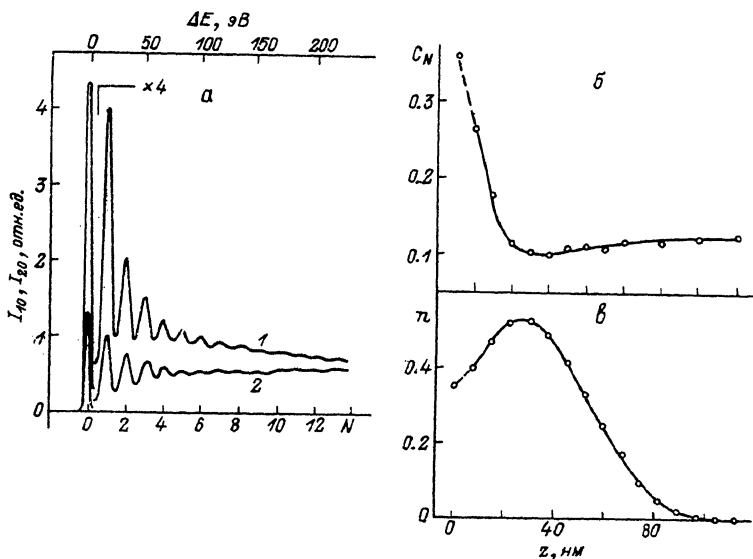


Рис. 1. а - энергетические спектры обратного рассеяния электронов с $E_p = 16$ кэВ для совершенного монокристалла Si (111) при бомбардировке в направлениях максимального (1) и минимального (2) рассеяния; б - относительный контраст $C_N(N)$ для образца, имплантированного ионами аргона с энергией 40 кэВ при дозе $2 \cdot 10^{14}$ см $^{-2}$; в - профиль радиационных нарушений, восстановленный по кривой „б“.

$$C_N = \frac{\int_0^{\infty} [1 - n(z)] \exp\left(-\int_0^z \mu dz\right) F_N dz}{\int_0^{\infty} \exp(-\mu_0 z) F_N dz}, \quad (1)$$

где $n(z)$ - искомый профиль относительной концентрации смещенных атомов (для аморфизованного вещества $n = 1$), $\mu(z) = \mu_0 [1 + An(z)]$, μ_0 - коэффициент поглощения в ненарушенном кристалле, $F_N = z^N \exp(-Bz/\lambda)$ - функции, описывающие распределение первоначально монокинетического пучка электронов по группам, испытавшим N -кратную потерю энергии (см. [3]), λ - длина свободного пробега электрона относительно неупругих взаимодействий, $B = 1/\cos\alpha + 1/\cos\beta$, α , β - углы падения первичных и вылета

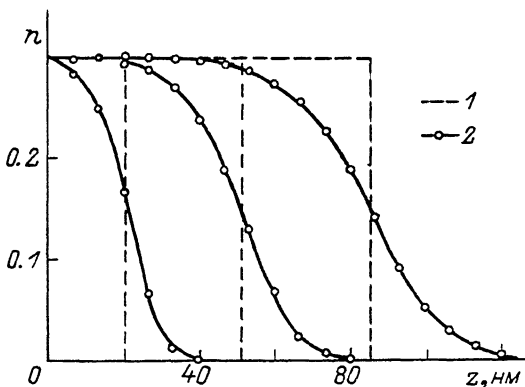


Рис. 2. Расчетные кривые, иллюстрирующие разрешающую способность метода по глубине. 1 - заданные профили дефектов, 2 - восстановленные по описанной методике. $E_p = 16$ кэВ.

рассеянных электронов (в наших экспериментах $\alpha \approx 0$, $\beta \approx 40^\circ$, $B \approx 2.3$).

Подынтегральные функции в (1) имеют максимумы, положение которых зависит от N , что и определяет возможность глубинного анализа по зависимости C_N от N . Вводя среднюю глубину Z_N формирования контраста на N -м пике и выражая интегралы через значения подынтегральных функций при $z = Z_N$, нетрудно получить $C_N \approx [1 - n(Z_N)] \exp(-A \mu_0 \int_0^{Z_N} n dz)$, $Z_N \approx (N+1)/(\mu + B/\lambda)$, после чего профиль $n(Z_N)$ легко восстанавливается по экспериментальному набору C_N с помощью итерационной процедуры [4], применяемой в методе RBS. При этом масштаб по глубине (шаг итерации) равен $S = Z_{N+1} - Z_N = (\mu + B/\lambda)^{-1}$ и, как видно, не определяется удельными потерями энергии как в RBS.

На практике мы использовали более точную по сравнению с (1) модель, учитывающую взаимодействие блоховских волн и различия в их поглощении. Выражение для C_N в этом случае усложняется, но методика нахождения $n(Z_N)$ остается той же. Необходимые для расчетов значения λ , μ_0 и A брались из [3, 5].

Окончательный результат представлен на рис. 1, в. Положение максимума на полученном профиле совпадает с теоретическим значением R_{PD} [6], а ширина распределения ΔR_{PD} превышает расчетную величину на 35%. Это уширение возникает за счет недостаточно высокого разрешения метода по глубине (см. рис. 2) и может быть скорректировано введением соответствующих поправок. Очевидно, однако, что реально достижимое разрешение будет не меньше шага итерации S .

Как следует из данных [1-3], интервал потерь энергии, в котором возможно измерение C_N с удовлетворительной точностью, не-

зависимо от величины E_p составляет для кремния ~ 250 эВ, или $N_{\text{макс}} \sim 15$. Поскольку же определяющие значение S величины $1/\mu$ и λ приблизительно пропорциональны E_p [3], то S и максимальная глубина анализа $Z_{\text{макс}} = S \cdot N_{\text{макс}}$ оказываются линейно связанным с E_p . Это существенно отличает рассматриваемый метод от *RBS*. Численные оценки для кремния при $B = 2,3$ дают $S(\text{нм}) \approx 0,45 E_p$ (кэВ), так что, например, для $E_p = 50$ кэВ $S \approx 23$ нм и $Z_{\text{макс}} \approx 15$ $S = 0,35$ мкм.

Приведенные результаты показывают, что, кроме более простой аппаратной реализации, предлагаемый метод может иметь преимущество перед *RBS* при исследовании мелких (единицы – десятки нанометров) профилей дефектов за счет лучшего разрешения по глубине при невысоких E_p . Преимуществом является также отсутствие дефектообразования в образце зондирующим излучением, что особенно важно в микроанализе с использованием остророфокусированных пучков.

В заключение отметим, что попытки создания электронно-зондового метода восстановления профилей дефектов, основанного на анализе зависимости от E_p ориентационного контраста коэффициента неупругого отражения электронов ($E_p = 1-50$ кэВ), делались ранее в [7, 8]. Однако возможности этого метода, который сводится к решению некорректной задачи, еще не определены.

Авторы благодарны А.И. Титову за полезные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Артемьев В.П., Макаров В.В., Петров Н.Н. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. № 18. С. 989-992.
- [2] Артемьев В.П., Макаров В.В., Петров Н.Н. // Поверхность. 1982. № 10. С. 59-64.
- [3] Артемьев В.П., Макаров В.В., Петров Н.Н., Подсвиров О.А. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 3. С. 684-691.
- [4] Schmidt K. // Radiation Effects. 1973. V. 17. N 1. P. 201-207.
- [5] Аброян И.А., Подсвиров О.А. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. № 3. С. 181-185.
- [6] Буренков А.Ф., Комаров Ф.Ф., Кумахов М.А., Темкин М.М. Пространственные распределения энергии, выделенной в каскаде атомных столкновений в твердых телах. М.: Энергоатомиздат, 1985. 248 с.
- [7] Аброян И.А., Подсвиров О.А., Титов А.И. // Письма в ЖТФ. 1980. № 1. Т. 6. С. 14-18.
- [8] Аброян И.А., Котов А.В., Подсвиров О.А., Титов А.И. // Оптоэлектронная и полупроводниковая техника. 1986. № 10. С. 51-54.