

УДК 548.316 : 539 . 188

Использование каналирования электронов для анализа распределений структурных нарушений в приповерхностных слоях монокристаллов / А.В. Котов // Научное приборостроение. — 1992. — Т.2. — №4: Поверхность и методы ее исследования. — С.62—67.

Рассмотрена возможность использования энергетических зависимостей анизотропии неупругого обратного отражения электронов для определения степени совершенства кристаллической структуры приповерхностных слоев монокристаллов. Библ. 13 назв. Ил. 3.

А.В.Котов

(Санкт-Петербургский государственный технический университет)

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ КАНАЛИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ АНАЛИЗА РАСПРЕДЕЛЕНИЙ СТРУКТУРНЫХ НАРУШЕНИЙ В ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЯХ МОНОКРИСТАЛЛОВ

The contrast of electron channeling pattern (ECP) depends on the concentration of structural defects contained in the absorption region of primary electron Bloch-waves. The last one depends on primary electrons energy, that is why the registration of energy dependences of ECP contrast can be used to measure depth distributions of disorder in thin surface layers of crystalline samples. It is very useful, for example, in the case of ion-implanted semiconductors. The purpose of this paper is to review the results of ECP-contrast calculations for damaged crystals, to analyse the possibilities of the ECP-method and to show its applications.

При работах на растровых электронных микроскопах широко используют картины каналирования электронов (ККЭ) с целью определения ориентации монокристаллов или отдельных участков поликристаллических образцов. ККЭ представляют собой зависимость полного количества электронов, выходящих из кристалла, от углов, под которыми падает на исследуемый объект пучок первичных электронов. Как известно, ККЭ возникают вследствие не-

монотонности зависимости коэффициентов неупругого отражения электронов η и вторичной электронной эмиссии от угла падения зондирующего пучка электронов на монокристалл φ и описываются на базе представлений динамической теории дифракции электронов на кристаллической структуре [1].

Поскольку возникновение картин каналирования связано с упорядоченным расположением атомов в веществе, нарушение такой упорядоченности приводит к снижению контраста ККЭ, что открывает возможность определения степени совершенства приповерхностных слоев монокристаллов.

Используя сечения картин каналирования одной из плоскостей, можно измерять толщины неупорядоченных пленок на поверхности монокристаллов и монокристаллических пленок на

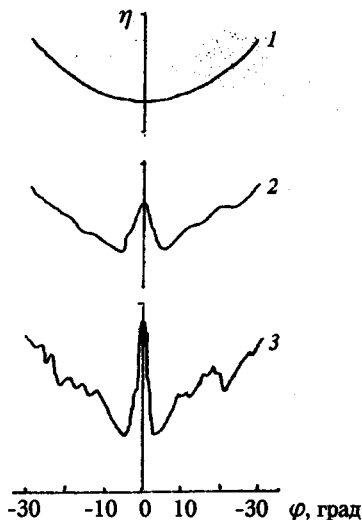


Рис. 1. Зависимость коэффициента неупругого отражения электронов от угла падения зондирующего пучка электронов на монокристалл.

1 — полностью аморфизованный образец, 2 — частично аморфизованный образец, 3 — ненарушенный кристалл.

неупорядоченных подложках [2,3], исследовать процессы накопления и отжига структурных нарушений при ионном облучении [4—6], получать распределение концентрации дефектов по глубине [7,8]. Это тем более актуально, что глубины проникновения ионов с энергиями 1÷100 кэВ, характерными для современной ионной технологии, относительно невелики и лежат в пределах единиц—сотен нанометров, что налагает целый ряд трудностей в использовании традиционных методов анализа степени совершенства столь тонких слоев, находящихся на массивных подложках. Типичные зависимости $\eta(\varphi)$ для разных уровней повреждения кристаллической структуры приведены на рис. 1.

В качестве меры несовершенства кристаллической структуры можно выбрать величину

$$\Delta = (\eta_{\min} - \eta_{\max}) / (\eta_{\min}^0 - \eta_{\max}^0), \quad (1)$$

где η_{\max} — значение η в точке, соответствующей максимуму на кривой $\eta(\varphi)$, а η_{\min} — значение η в соседнем минимуме $\eta(\varphi)$ для исследуемого образца со структурными нарушениями, η_{\max}^0 , η_{\min}^0 — то же для эталонного кристалла без дефектов.

Измеряя зависимость Δ от энергии электронов E , можно получать информацию о распределении структурных нарушений по глубине, поскольку средняя глубина, на которой происходит затухание блоховских волн, описывающих поведение первичных каналируемых электронов в кристалле и, в конечном итоге, определяющих формирование рельефа на $\eta(\varphi)$, зависит от их энергии.

Изменение интенсивности потока первичных электронов, для которых выполняется условие когерентности на глубине от z до $z + dz$ при определенной ориентации электронного пучка относительно кристалла, может быть записано следующим образом:

$$dI(z) = -I(z) [\sigma_y(N_0 - F_d) + \sigma_d F_d] dz.$$

Здесь $I(z)$ — интенсивность когерентного пучка электронов; σ_d , σ_y — коэффициенты, определяемые вероятностью ухода электронов из когерентного пучка в результате взаимодействия со смещенными и находящимися в узлах атомами соответственно; N_0 — концентрация атомов; F_d — концентрация дефектов. Тогда

$$I(z) = I_0 e^{-\beta z} e^{-\alpha \int_0^z n_d(z') dz'},$$

где $\beta = \sigma_y N_0$; $\alpha = (\sigma_d - \sigma_y) N_0$; $n_d(z) = F_d(z) / N_0$; I_0 — интенсивность падающего пучка электронов. Вклад в поток неупругоотраженных электронов (НОЭ), выходящих в вакуум с глубины $z \div z + dz$, равен

$$dI_2 = I(z) e^{-\chi z} \{ [S_y(N_0 - F_d) + S_d F_d] + [I_0 - I(z)] S_x N_0 \} dz.$$

Здесь χ^{-1} — эффективная глубина выхода НОЭ; S_y , S_d — коэффициенты, определяющие рассеяние когерентного пучка на угол, достаточный для обратного рассеяния в вакуум на упорядоченно расположенных атомах и дефектах соответственно; S_x — то же для рассеяния хаотизированного пучка на атомах.

Реально в экспериментах вместе с НОЭ регистрируются и дают свой вклад в формирование особенностей на зависимостях $\eta(\varphi)$ истинно-вторичные электроны, выбиваемые как первичным, так и обратнорассеянным пучками. Вклад в поток истинно-вторичных электронов, создаваемых первичным пучком в слое dz , можно записать как

$$dI_{2n} = N_0 I(z) [(A_d - A_y) n_d + A_y] dz e^{-\gamma z} + N_0 (I_0 - I(z)) e^{-\gamma z} A_x dz,$$

где A_y , A_d — коэффициенты, определяемые вероятностью выбить вторичный электрон, достигающий поверхности кристалла, при столкновении электронов первичного когерентного пучка с упорядоченно расположенными атомами решетки и дефектами соответственно; A_x — то же для хаотизированного пучка, γ^{-1} — эффективная глубина выхода вторичных электронов. Вклад в поток вторичных электронов, выбиваемых идущими к поверхности неупругоотраженными электронами в слое dz , равен

$$dI_{2o} = dI_2(z) \int_0^z e^{-\gamma z} dz A^*,$$

где A^* — коэффициент, определяемый вероятностью выбить вторичный электрон в слое dz .

Полное число НОЭ и истинно-вторичных электронов, покидающих кристалл, при его облучении в данном направлении можно рассчитать следующим образом:

$$I' = \int_0^{\infty} dI_2(z) + \int_0^{\infty} dI_{2n}(z) + \int_0^{\infty} dI_{2o}(z). \quad (2)$$

Величина $(\eta_{\max} - \eta_{\min})$ в (1) определяется разностью значений I' , даваемых (2), для двух направлений падения первичного пучка, соответствующих соседнему максимуму и минимуму на $\eta(\varphi)$. Можно предположить, хотя это и очень грубое предположение, что α , β , $S_y - S_x$, $A_y - A_x$, $S_d - S_y$, $A_d - A_y$ близки для обоих направлений падения электронного пучка и $S_y - S_x \approx S_y - S_d$, $A_y - A_x \approx A_y - A_d$. Тогда, учитывая, что $\chi \ll \alpha, \beta$, получим

$$1 - \Delta(E) = \frac{\alpha + \beta}{1 + \delta} \int_0^{\infty} (1 + \delta \frac{\alpha + \beta + \gamma}{\alpha + \beta} e^{-\gamma}) e^{-\beta z - \alpha \int_0^z n_d(z') dz'} n_d(z) dz. \quad (3)$$

Здесь $\delta = \frac{\beta}{\beta + \gamma} \left(\gamma \frac{A_y - A_x}{S_y - S_x} - A^* \right) / (\gamma + A^*)$.

Для кристалла с аморфным слоем на поверхности толщиной h выражение (3) приводит к зависимости

$$\Delta(h) = \left(\frac{1}{1 + \delta} + \frac{\delta(\beta + \gamma)}{\gamma + \delta(\beta + \gamma) + 1} e^{-\gamma h} \right) e^{-(\alpha + \beta)h}, \quad (4)$$

которая наблюдается в эксперименте [6,9]. Из экспериментов могут быть получены зависимости α , β , γ , δ от энергии зондирующих электронов E для различных кристаллов и кристаллографических направлений в них.

На основе (4) был сделан ряд работ по определению толщин аморфных пленок на поверхности монокристаллов и монокристаллических пленок на аморфных подложках [2,3]. Задача определения профиля структурных нарушений осложняется тем, что сводится к задаче решения интегрального уравнения (3), левая часть которого определяется из эксперимента, т.е. приближенно. Это значит, что нахождение $n_d(z)$ из (3) относится к классу некорректных задач, поскольку решение может быть неустойчиво по отношению к входным данным. Для решения таких задач разработаны специальные методы, описанные, например, в [10]. Наилучшие результаты при наименьших предположениях относительно вида искомого решения уравнений Фредгольма 1-го рода типа

$$Az = \int_a^b K(x, s) z(s) ds = U(x), \quad c \leq x \leq d \tag{5}$$

дает метод регуляризации по Тихонову. В качестве решения (5) предлагается функция $z(s)$, которая минимизирует сглаживающий функционал

$$M[z] = \int_0^d \left[\int_a^b K(x, s) z(s) ds - U(x) \right]^2 dx + p\Omega(z),$$

стабилизирующий функционал $\Omega(z)$ выбирается в виде

$$\Omega(z) = \int_a^b \left\{ z^2(s) + [z'(s)]^2 \right\} ds.$$

Параметр p регулирует вклад стабилизирующего функционала $\Omega(z)$ в сглаживающий. Наиболее удобным с практической точки зрения является выбор значений p по невязке \mathfrak{K} . В этом случае, если известна погрешность экспериментальных данных q , выбирается такое значение p , при котором выполняется условие $\mathfrak{K} \leq q$.

В [8] путем решения модельных задач было выяснено, что повышение глубины залегания профиля распределения структурных нарушений, увеличение ошибок измерения η при фиксированной поверхностной концентрации дефектов приводят к увеличению минимально возможной воспроизводимой полуширины восстанавливаемого профиля. Установлена связь между этими параметрами для ряда конкретных экспериментальных ситуаций. В качестве приме-

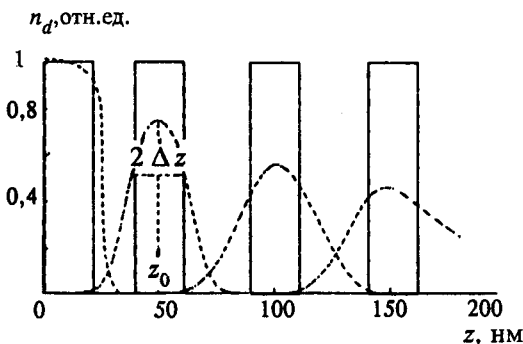


Рис.2. Восстановление $n_d(z)$ для модельных профилей.
Сплошная линия — исходные $n_d(z)$;
пунктирная — восстановленные $n_d(z)$.

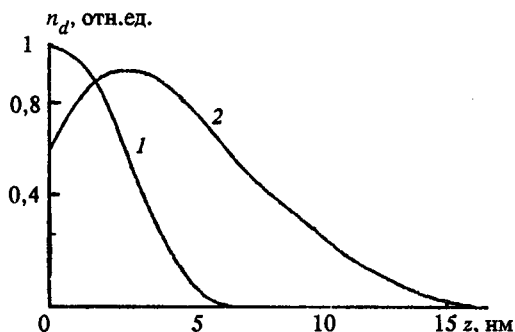


Рис.3. Зависимость $n_d(z)$ для Ge (111), облученного ионами Ag^+ с энергией 5 кэВ.
 1 — $j=0,08 \text{ мкА/см}^2$, $\Phi=4,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$;
 2 — $j=0,8 \text{ мкА/см}^2$, $\Phi=5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

которых Ge (111) облучался ионами Ag^+ с энергией 5 кэВ, приведены на рис.3, где j — плотность ионного тока, Φ — доза облучения. Зависимости $\Delta(E)$, которые использовались для получения $n_d(z)$, приведены на рис.2, а работы [12], значение $\alpha + \beta$ рассчитывалось из величин сечений упругого рассеяния электронов на атомах, представленных в [13], α полагалось равным $1,48\beta$. Полученные результаты хорошо согласуются с представлениями о накоплении дефектов в Ge, облучаемом ионами Ag^+ .

Необходимо отметить, что получение вида таких мелких профилей каким-либо другим методом является крайне затруднительным, в то время как именно на таких небольших глубинах данный метод позволяет с наибольшей точностью восстанавливать профили структурных нарушений, при этом в экспериментах можно использовать зондирование электронным пучком до 10 кэВ, а простота анализирующего устройства позволяет для проведения анализа размещать его в камере, где осуществляется ионное облучение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Практическая растровая электронная микроскопия / Под ред. Дж.Голдстейна, Х. Яковица. М., 1978. 656 с.
2. Подсвилов О.А., Титов А.И., Макаров В.В. // Поверхность: Физика, химия, механика. — 1982. — Вып.11. — С.87—93.
3. Беляков В.С., Титов А.И. // Тезисы докл. XXI Всес. совещ. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М., 1991. — С.134.
4. Аброян И.А., Беляков В.С., Титов А.И. // Микроэлектроника. — 1976. — Т.5, вып.3. — С.231—239.
5. Макаров В.В., Артемьев В.П., Игонин В.П., Петров Н.Н. // Проблемы физической электроники. Л., 1986. — С.74—94.
6. Титов А.И. Образование и отжиг дефектов при бомбардировке полупроводников ионами: Вторично-эмиссионные методы исследования. Дисс. ...докт.физ.-мат.наук. Л., 1989. 402 с.

ра на рис.2 показан результат восстановления $n_d(z)$ для одного из модельных профилей, имеющего полуширину $\Delta z = 20 \text{ нм}$ и расположенного на различных глубинах z_0 .

При проведении модельных расчетов использовались полученные при определении эффективной глубины затухания блоховских волн в Si для диапазона энергии электронов 2—50 кэВ [11] следующие соотношения:

$$\alpha = 0,67/E \text{ нм}^{-1}, \beta = 0,45/E \text{ нм}^{-1}.$$

Вклад в формирование рельефа на зависимостях $\eta(\varphi)$ истинно-вторичных электронов не учитывался.

Результаты восстановления $n_d(z)$ для реальных экспериментов, в

7. Аброян И.А., Котов А.В., Подсвилов О.А., Титов А.И. // Оптоэлектроника и полупроводниковая техника. — 1986. — вып.10. — С. 51—54.

8. Беляков В.С., Котов А.В., Титов А.И. // Тезисы докл. XXI Всес. совещ. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М., 1991. — С.133.

9. Подсвилов О.А., Кузнецов Ю.А. // ФТТ. — 1980. — Т.22, вып.6. — С.1676—1681.

10. Тихонов А.Н., Гончарский А.В., Степанов В.В., Ягола А.Г. Регуляризирующие алгоритмы и априорная информация. М., 1983. 197 с.

11. Аброян И.А., Подсвилов О.А. // Письма в ЖТФ. —1981. — Т.7, вып.3. — С.181—185.

12. Беляков В.С., Титов А.И. // Матер. XXI Всес. совещ. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. — М., 1992. — С.232.

13. Riley M.E., MacCallum C.J., Biggs F. // Atomic data and nuclear data tables. — 1975. — V.15, N5. — P.443—476.

Рукопись поступила 02.10.92