

Работа 5.21

Метод Резерфордского обратного рассеяния при анализе состава твердых тел

Оборудование: описание установки для исследования взаимодействия ускоренных ионов с твердым телом, энергетические спектры обратного рассеяния ионов гелия от фольги сплавов алюминия, представленные в виде ксерокопии.

Введение

В основе метода Резерфордского обратного рассеяния (РОР) лежат физические законы взаимодействия налетающей частицы и атома мишени: передача энергии и закон сохранения импульса при процессах упругих взаимодействий двух тел. Если энергия налетающей частицы E_0 намного больше энергии связи атомов в твердых телах (около 10 эВ), то атом мишени можно считать изолированным. Условие отсутствия ядерных реакций и резонансов определяет *верхний предел энергий ускоренных частиц* в экспериментах. Поэтому для анализа применяются протоны и ионы гелия с энергией в области от нескольких сотен килоэлектронвольт до 2 — 3 МэВ. Энергия рассеянных частиц зависит от массы ядра, с которым произошло столкновение, благодаря чему метод позволяет проводить анализ элементного состава вещества. Из-за энергетических потерь, испытываемых обратно рассеянными анализирующими частицами при прохождении слоя изучаемого вещества до и после рассеяния, метод является чувствительным и к глубине, на которой находятся атомы того или иного элемента.

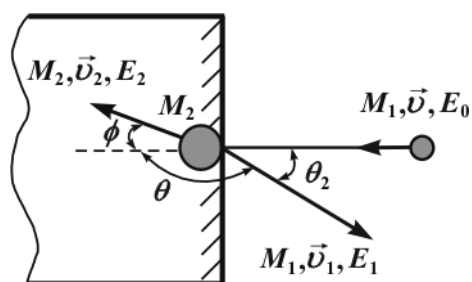


Рис. 5.53

Глубиной анализа метода РОР называется максимальная глубина в образце, на которой возможно исследование его состава, определяемая пробегом ускоренных частиц. Глубина анализа при использовании быстрых протонов и ионов гелия составляет 1 — 10 мкм при разрешении не хуже 0,03 — 0,04 мкм. Она зависит от начальной энергии ионов, тормозной способности вещества, геометрии рассеяния и массы атомов определяемого элемента.

Рассмотрим *модель упругого столкновения* иона со свободным атомом. Ион массой M_1 , имеющий скорость v и энергию E_0 ($E_0 = M_1 v^2 / 2$), налетает на покоящийся атом мишени массой M_2 под углом влета $\theta_1 = 0^\circ$ относительно нормали к ее поверхности (рис. 5.53). Заметим, что рассматриваемая геометрия,

когда $\theta_1 = 0^\circ$, наиболее применима на практике при постановке экспериментов с помощью метода POP.

Изображенные на рис. 5.53 углы θ_2 и θ называются *углами вылета и рассеяния* иона. После столкновения скорость налетающего иона будет v_1 , значение энергии E_1 будет определяться углом рассеяния θ ($\theta = \pi - \theta_2$). Скорость атома мишени и его энергия будут соответственно равны v_2 и E_2 . Значение энергии определяется *углом отдачи* ϕ . Угол θ и ϕ отсчитываются от направления начального движения налетающей частицы и всегда положительны. M_1 и M_2 измеряются обычно в атомных единицах массы (а. е. м.).

Используя законы сохранения энергии и импульса при упругом столкновении иона и атома мишени, получают следующее отношение скоростей:

$$\frac{v_1}{v} = \frac{\left[\pm \left(M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta \right)^{1/2} + M_1 \cos \theta \right]}{(M_2 + M_1)}. \quad (1)$$

Поэтому отношение энергий иона в случае $M_1 < M_2$, когда в правой части уравнения (1) имеет место знак плюс, определяется выражением:

$$\frac{E_1}{E_0} = \left[\frac{\left[1 - \left(M_1/M_2 \right)^2 \sin^2 \theta \right]^{1/2} + \left(M_1/M_2 \right) \cos \theta}{1 + M_1/M_2} \right]^2. \quad (2)$$

Здесь

$$\frac{E_1}{E_0} = K_{M_2}, \quad (3)$$

где K_{M_2} — это *кинематический фактор (K-фактор)*, определяющий долю энергии, переданной ионом атому твердого тела. Используя его, находят значение $E_1 = K_{M_2} \cdot E_0$ и определяют элементный состав поверхности мишени.

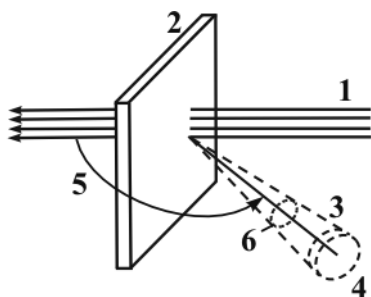


Рис. 5.54

В соответствии с формулой (3) величина K_{M_2} зависит только от отношения масс иона и атома мишени M_1/M_2 и от угла рассеяния θ . Расчетные значения K_{M_i} для разных элементов и условий представлены в соответствующих таблицах (таблица 25 приложения).

Обнаружение примеси, кроме разрешения по энергии, определяется количеством этой примеси и, следовательно, связано с величиной сигнала примеси на спектре обратного рассеяния (ОР), который непосредственно измеряется как выход обратно рассеянных ионов. На рис. 5.54 представлена *упрощенная схема эксперимента по рассеянию*: 1 — узкий падающий пучок частиц; 2 — достаточно

тонкая мишень; 3 — рассеянные частицы; 4 — детектор; 5 — угол рассеяния θ ; 6 — телесный угол $d\Omega$ захвата детектора. Детектор регистрирует число и энергию частиц, рассеянных только под углом θ к направлению первоначального движения ионов в пределах телесного угла $d\Omega$, определяемого входным отверстием детектора (рис. 5.54). В качестве примера экспериментального спектра ОР на рис. 5.55 показан спектр частиц от образца из толстой подложки, содержащей на поверхности пленку ($M_1 > M_2$). Когда энергия падающих ионов фиксирована и детектор регистрирует ионы, рассеянные на угол θ (рис. 5.54), то величина сигнала i -го элемента мишени определяется как интеграл площади A_i под пиком, например, заштрихованная область в районе энергии $K_{M_1} \cdot E_0$ (рис. 5.55), и вычисляется по формуле:

$$A_i = q\Omega \sigma_i (Nt)_i, \quad (4)$$

где A_i — полное число импульсов, образующих пик, соответствующее интегральному количеству рассеивающих атомов i в спектре; $(Nt)_i$ — интегральное количество элемента i в анализируемом слое (слоевая концентрация атомов сорта i), атом/см²; q — полное число анализирующих ионов, попавших на мишень за время снятия спектра; σ_i — среднее дифференциальное сечение рассеяния анализирующих частиц на атомах в детектор с телесным углом Ω , см²·ср⁻¹.

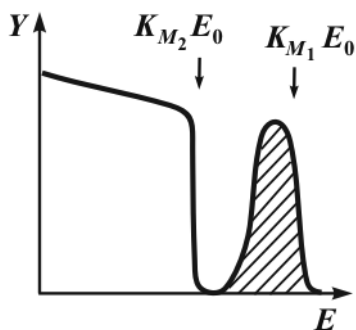


Рис. 5.55

Дифференциальное сечение рассеяния зависит от ряда факторов, в частности, оно пропорционально квадрату зарядового числа Z_1^2 анализирующего иона и Z_2^2 атома мишени. Поэтому при одинаковых экспериментальных условиях выход ОР для ионов гелия в четыре раза больше, чем для протонов. Следовательно, применение пучка ионов гелия предпочтительно, например, при определении малых количеств легирующего элемента в сплаве. Также σ_i сильно

уменьшается с увеличением угла рассеяния ($\propto \sin^{-4}\theta$) и увеличивается с уменьшением энергии пучка ($\propto E^{-2}$). Дифференциальное сечение рассеяния ионов рассчитывается по формулам или берется из соответствующей таблицы.

Таким образом, чувствительность метода РОР зависит от массы, порядкового номера и глубины залегания атомов элемента, определяемого в матрице. Квадратичная зависимость дифференциального сечения рассеяния от порядкового номера рассеивающего атома приводит к тому, что метод РОР оказывается мало эффективным при анализе легких примесей в тяжелых матрицах. Так как выход обратного рассеяния ионов возрастает пропорционально

Z_2^2 , то наибольшая чувствительность метода достигается, когда масса атомов определяемого элемента намного больше, чем масса других элементов, входящих в состав мишени.

Форма энергетического спектра ОР зависит от элементного состава и структуры образца. **Основные типы спектров** анализирующих ионов приведены на рис. 5.56, где K_n — кинематический фактор элементов подложки; ΔE_i — ширина линии от элемента i на полувысоте сигнала. Классифицировать анализируемые образцы и энергетические спектры, полученные от них, можно по четырем наиболее распространенным типам:

1. *Тонкопленочные образцы* с однородным распределением атомов по толщине. Образец может состоять из одиночной пленки или набора пленок различного состава. Соответственно аппаратные спектры содержат одиночный сигнал или несколько сигналов, принадлежащих атомам различных химических элементов (рис. 5.56, а). Если массы атомов, входящих в состав пленок, различаются несущественно между собой, происходит наложение сигналов (рис. 5.56, б).

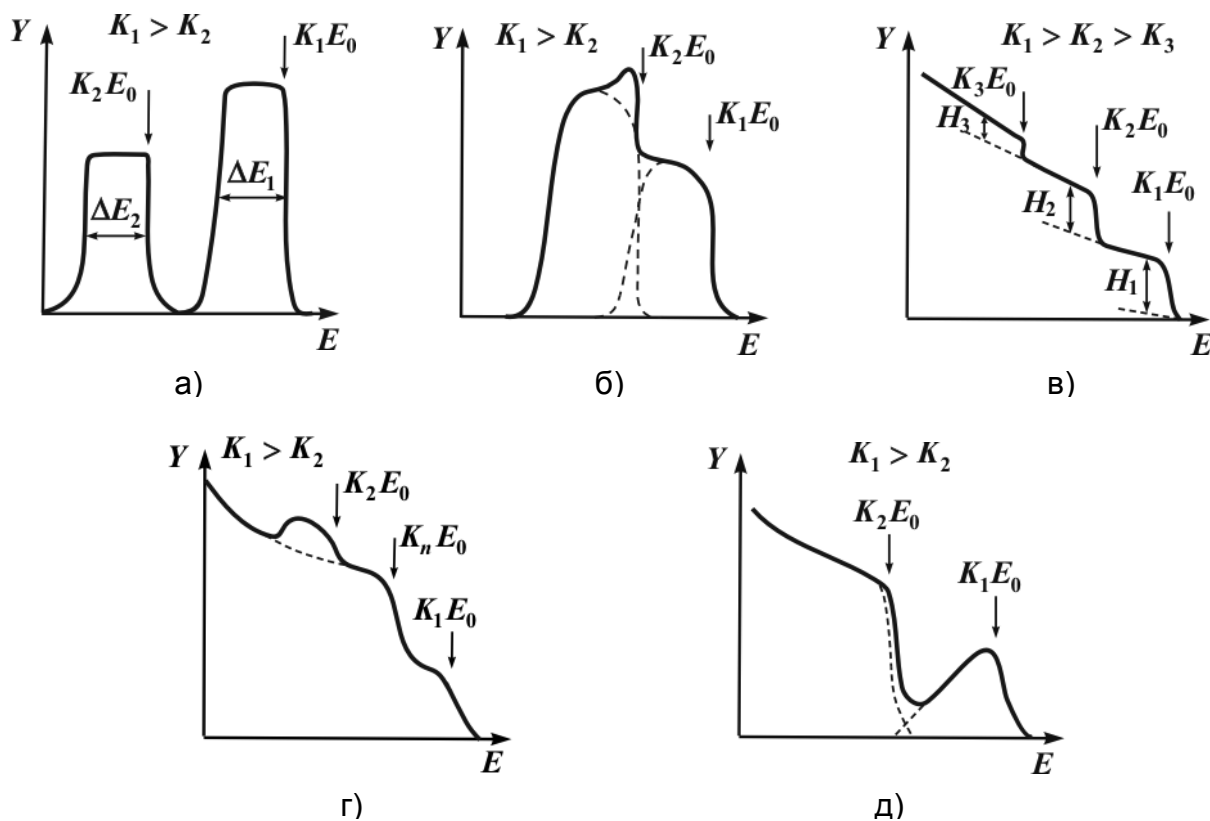


Рис. 5.56

2. *Массивные образцы*, в состав которых входят атомы одного или нескольких химических элементов, равномерно распределенных по глубине. Соответствующий спектр содержит одну или несколько ступенек (рис. 5.56, в).

3. *Образцы из толстой подложки*, содержащей на поверхности пленки различного состава с равномерным распределением атомов по толщине. Спектр от этих образцов состоит из сплошного спектра атомов подложки и отдельных пиков, принадлежащих атомам пленки. Если масса атомов пленки меньше, чем в подложке, пики, соответствующие атомам пленки, накладываются на спектр атомов подложки (рис. 5.56, г). Если атомы пленки тяжелее атомов подложки, пики, соответствующие атомам пленки, отделены от спектра подложки и находятся в области больших энергий рассеянных ионов (рис. 5.55).

4. *Образцы, состав которых изменяется по глубине*. К таким образцам относятся массивные образцы с неоднородной концентрацией по глубине атомов примеси и тонкопленочные структуры, подвергнутые различным воздействиям: отжигу, электронному и ионному облучению. Характерный спектр таких образцов представлен на рис. 5.56, д.

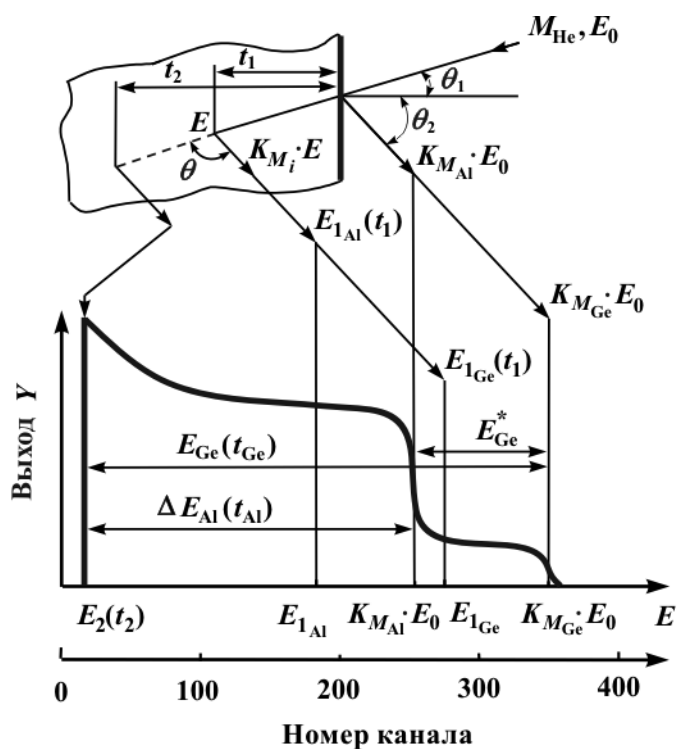


Рис. 5.57

Рассмотрим **принципиальные моменты применения метода РОР** при анализе быстрозатвердевших сплавов. Схема получения спектра ОР ионов гелия от фольги сплава Al — Ge с равномерным распределением легирующего элемента германия по глубине показана на рис. 5.57.

Пусть пучок ускоренных ионов гелия с массой M_{He} и энергией E_0 направляется под углом влета θ_1 на поверхность фольги сплава Al — Ge, массы и порядковые номера компонентов которого M_i и Z_2^i ($i = \text{Al}, \text{Ge}$). Часть ионов в пучке будет отражаться от атомов на поверхности с энергией $K_{M_{\text{Al}}} \cdot E_0$ и $K_{M_{\text{Ge}}} \cdot E_0$, а часть пройдет на некоторую глубину,

например t_1 , рассеиваясь затем на атомах с энергией $E_{1\text{Al}}$ и $E_{1\text{Ge}}$, как показано на схеме процесса рассеяния на рис. 5.57. Детектор измеряет энергетический спектр частиц, рассеянных на угол θ на различной глубине мишени. Возрастание выхода рассеянных частиц с глубинной мишени в низкоэнергетической части спектра ОР

в основном связано с ростом дифференциального сечения рассеяния ионов при уменьшении энергии рассеявшихся анализирующих частиц ($\sigma_i \propto E^{-2}$). Граница сигнала от алюминия в левой части спектра свидетельствует не о том, что ионы «простреливают» всю фольгу, а о том, что при прохождении расстояния, равного глубине анализа метода на данном образце, потери энергии ионов становятся настолько велики, что рассеянные ионы не возвращаются в детектор, поглощаясь в образце.

Сигнал от алюминия, равномерно распределенного в образце, на рис. 5.57 имеет вид ступеньки с началом в области энергии $K_{M_{Al}} \cdot E_0$, а от легирующего элемента германия — ступеньки с началом в области энергии $K_{M_{Ge}} \cdot E_0$, которые отмечены на шкале энергий. Ступенька сигнала от Ge располагается в высокоэнергетической области спектра потому, что $M_{Ge} > M_{Al}$.

В нашем случае по оси абсцисс спектра заданы номера каналов n_i , которые можно перевести в *шкалу энергии*, используя формулу

$$E_i = n_i \cdot \delta E + E^0, \quad (5)$$

где δE — *энергетическая ширина одного канала*; E^0 — *энергия в нулевом канале*. Номер канала n_i , а также значение энергии E_i сигнала от i -го элемента определяются на полувысоте его выхода на поверхности (правый край соответствующего сигнала).

Разница в энергии ионов гелия, рассеянных от атомов M_i на поверхности ($K_{M_i} \cdot E_0$) и на максимально детектируемой глубине t_2 ($E_2(t_2)$), вычисляется как $\Delta E_i = K_{M_i} \cdot E_0 - E_2(t_2)$. Значения ΔE_{Al} и ΔE_{Ge} берутся из спектра ОР на рис. 5.57, где в действительности $\Delta E_{Ge}(t_{Ge}) = \Delta E_{Ge}^* + \Delta E_{Al}(t_{Al})$. Сигнал от алюминия накладывается на сигнал от германия потому, что германий, как и алюминий, распределен по всему объему фольги.

Перевод энергетической шкалы на спектрах ОР (ось абсцисс) в *шкалу глубин* позволяет оценить толщины слоев t_i , в которых детектируются атомы i -го компонента (Al или Ge) в сплаве Al—Ge. В основе перевода лежит универсальное выражение

$$\Delta E_i = \Delta n_i \delta E = [\bar{\varepsilon}]_i^{Al-Ge} N_i t_i, \quad (6)$$

где $[\bar{\varepsilon}]_i^{Al-Ge}$ — фактор тормозного сечения, с применением которого можно рассчитать условные потери энергии иона гелия на одном атоме вещества i ; N_i — атомная плотность вещества (таблица 24 приложения).

Фактор тормозного сечения $[\bar{\varepsilon}]_i^{\text{Al-Ge}}$ при рассеянии на атомах i -го компонента в сплаве Al—Ge при угле влета ионов гелия в образец $\theta_1 = 0^\circ$ рассчитывается по формуле:

$$[\bar{\varepsilon}]_i^{\text{Al-Ge}} = K_{M_i} \cdot \varepsilon^{\text{Al-Ge}}(\bar{E}_{\text{ВХ}}^i) + \frac{1}{|\cos\theta|} \varepsilon^{\text{Al-Ge}}(\bar{E}_{\text{ВЫХ}}^i), \quad (7)$$

$$\varepsilon^i = \frac{1}{N_i} \frac{dE}{dx},$$

где ε^i — тормозное сечение для ионов гелия на атомах чистого i -го вещества, измеряемое в эВ/(ат·см²); $\bar{E}_{\text{ВХ}}^i$ и $\bar{E}_{\text{ВЫХ}}^i$ — средние значения энергии частиц при входе в поверхность образца и при выходе с глубины t мишени соответственно. В приближении средней энергии

$$\bar{E}_{\text{ВХ}}^i \approx E_0 - \frac{\Delta E_1}{4} \text{ и } \bar{E}_{\text{ВЫХ}}^i \approx E_{1i} + \frac{\Delta E_1}{4}, \quad (8)$$

$$E_{1i} = K_{M_i} \cdot E_0 - \Delta E_1,$$

где ΔE_1 берется в первом приближении в интервале до $\square 100$ кэВ.

Необходимо отметить, что при исследовании приповерхностного слоя образца толщиной до 0,5 мкм обычно используют приближение поверхностной энергии, когда в выражении (8) пренебрегают величиной ΔE_1 , и тогда:

$$\bar{E}_{\text{ВХ}}^i \approx E_0, \quad \bar{E}_{\text{ВЫХ}}^i \approx K_{M_i} \cdot E_0. \quad (9)$$

Тормозное сечение ε является в некотором смысле абстрактным понятием и вводится как потери энергии частицей на одном изолированном атоме, находящемся на 1 см² поверхности мишени.

Тормозное сечение атома в сплаве смешанного состава Al_mGe_n , где m и n — относительные концентрации компонентов сплава, выражается согласно принципу аддитивности (правило Брэгга):

$$\varepsilon^{\text{Al}_m\text{Ge}_n} = m\varepsilon^{\text{Al}} + n\varepsilon^{\text{Ge}}, \quad (10)$$

где ε^{Al} — тормозное сечение в чистом алюминии, а ε^{Ge} — в чистом германии.

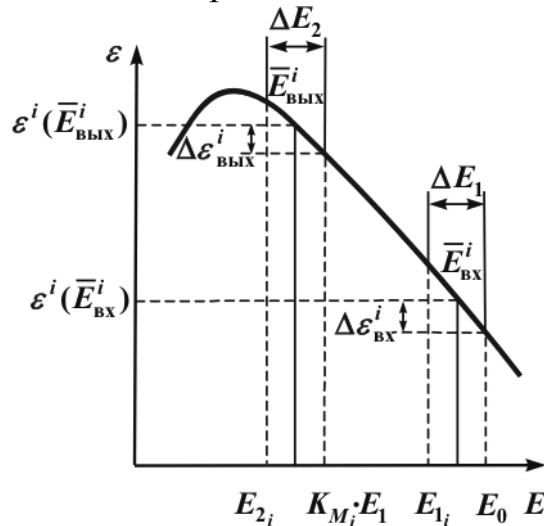


Рис. 5.58

Для нахождения тормозного сечения ε^i строится график зависимости $\varepsilon^i(E)$ от энергии анализирующих частиц для данного элемента i по существующим таблицам. График зависимости тормозного сечения ε^i в чистом веществе i от энергии ионов E имеет вид, показанный на рис. 5.58. Энергия иона, достигшего глубины t_1 в приповерхностной области, определяется как E_{1i} . Потери энергии

иона, проникающего на глубину t_1 (до столкновения), составляют ΔE_1 . На глубине t_1 образца ион с энергией E_1 испытывает упругое рассеяние на атоме с массой M_i , рассеиваясь на угол θ , в результате чего энергия иона становится равной $K_{M_i} \cdot E_1$. Энергетические потери иона при его движении с глубины t_1 после обратного рассеяния к поверхности образца составляют величину ΔE_2 , в общем случае $\Delta E_2 \neq \Delta E_1$. Поэтому детектор регистрирует частицу, рассеянную с глубины t_1 , с энергией E_{2_i} :

$$E_{2_i} = K_{M_i} \cdot E_1 - \Delta E_2.$$

Разрешение по глубине характеризует возможность использования метода РОР для послойного анализа. Если известно энергетическое разрешение детектирующей системы $\Delta E_{\text{дет}}$, которое при небольших глубинах анализа и в нетяжелых мишенях считается равным энергетическому разрешению детектора, то *глубинное разрешение* метода в материале i определяется из выражения

$$\Delta t_{\text{дет}}^i = \frac{\Delta E_{\text{дет}}}{N_i \cdot [\bar{\varepsilon}]_i^{\text{Al-Ge}}} \quad (11)$$

Из формулы (11) следует, что глубинное разрешение метода в мишенях с большей тормозной способностью лучше, то есть $\Delta t_{\text{дет}}^i$ меньше.

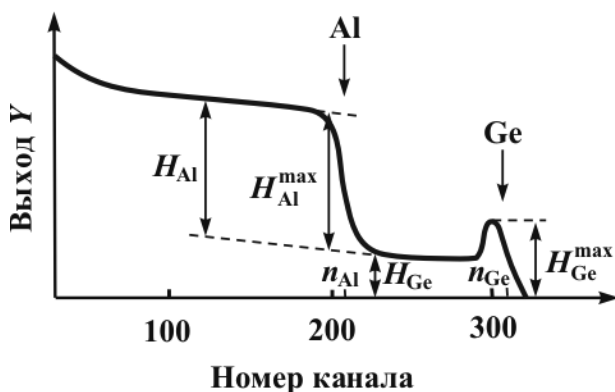


Рис. 5.59

спектр ОР от фольги сплава Al—Ge. Плато в спектре вблизи ступеньки аппроксимируется прямой линией. Значения выходов ОР ионов от атомов Al и Ge, распределенных в детектируемом слое, обозначены соответственно H_{Al} и H_{Ge} . Величины $H_{\text{Ge}}^{\text{max}}$ и $H_{\text{Al}}^{\text{max}}$ — это выходы сигнала соответственно от Ge и Al в тонком приповерхностном слое с повышенной концентрацией Ge. Наличие пика в начале ступеньки сигнала от Ge свидетельствует о повышенной концентрации германия в тонком приповерхностном слое фольги.

Относительная концентрация германия в сплавах Al—Ge определяется с использованием соотношения, выводимого с учетом формул (4), (6) и (7), где

вместо A_i берется выход в канале H_i , выбранном на поверхности или на какой-то глубине мишени:

$$\frac{N_{\text{Ge}}^{\text{Al-Ge}}}{N_{\text{Al}}^{\text{Al-Ge}}} = \frac{H_{\text{Ge}} \left(Z_2^{\text{Al}} \right)^2 \left[\bar{\varepsilon} \right]_{\text{Ge}}^{\text{Al-Ge}}}{H_{\text{Al}} \left(Z_2^{\text{Ge}} \right)^2 \left[\bar{\varepsilon} \right]_{\text{Al}}^{\text{Al-Ge}}}, \quad (12)$$

где $N_i^{\text{Al-Ge}}$ — концентрация i -го элемента в сплаве Al — Ge.

При достаточно низких концентрациях легирующего элемента в первом приближении расчета относительной концентрации элемента по формуле (12) с погрешностью около 10 % можно условно считать, что $\left[\bar{\varepsilon} \right]_{\text{Al}}^{\text{Al-Ge}} \approx \left[\bar{\varepsilon} \right]_{\text{Ge}}^{\text{Al-Ge}}$.

Анализ экспериментальных спектров с помощью резерфордовского обратного рассеяния. В качестве примера объекта исследования выберем фольгу сплава Al — x ат. % Ge. Пучок использованных для анализа ускоренных ионов гелия имеет энергию $E = 2,0$ МэВ, а геометрия эксперимента следующая: $\theta_1 = 0^\circ$, $\theta_2 = 12^\circ$, $\theta = 168^\circ$. Энергетическая толщина одного канала δE в данном эксперименте составляет 5 кэВ. Спектр ОР имеет вид, схематически изображенный на рис. 5.58.

Обработка спектра начинается с определения элементного состава мишени. Проиндексируем оба сигнала на спектре — ступеньку и пик. Поскольку основным по содержанию элементом сплава является алюминий, то используем ступеньку-сигнал алюминия для определения энергии в нулевом канале E^0 . Значение энергии E_{Al} установим по формуле (5), определив соответствующий номер канала сигнала алюминия n_{Al} на спектре (рис. 5.58). Так как $n_{\text{Al}} = 212,9$ канал, то

$$E_{\text{Al}} = 212,9 \cdot 5 + E^0 = 1064,5 + E^0 \text{ (кэВ)}.$$

Далее, используя табличные значения K -фактора, находим, что при угле рассеяния $\theta = 168^\circ$ $K_{\text{Ge}} = 0,8038$ и $K_{\text{Al}} = 0,5536$. Из определения кинематического фактора (3) следует, что

$$K_{\text{Al}} = \frac{E_{\text{Al}}}{E_0} = \frac{1064,5 + E^0}{2000} = 0,5536.$$

Тогда энергия, соответствующая нулевому каналу на спектре ОР, равна

$$E^0 = 2000 \cdot 0,5536 - 1064,5 = 42,7 \text{ кэВ}.$$

Определим, какому элементу i (предположительно германию) соответствует на спектре ОР сигнал поверхностного пика элемента с номером $n_i = 313,0$ канал. Используя известное выражение (5), составим уравнение

$$E_i = n_i \cdot 5 + E^0 = 313 \cdot 5 + 42,7 = 1607,7 \text{ кэВ}$$

и вычислим K -фактор i -го элемента

$$K_i = \frac{1607,6}{2000} = 0,8039 \approx K_{M_{Ge}}.$$

Полученный результат указывает на то, что в сплаве легирующий элемент действительно германий.

Определим по спектру ОР **концентрацию легирующего элемента германия** в массиве фольги. Из экспериментального спектра (рис. 5.58) вычисляем, что приблизительно на одинаковой глубине сплава $H_{Ge} = 1046$ имп., $H_{Al} = 6905$ отношение значений выходов ОР ионов от алюминия и германия будет равно

$$\frac{H_{Ge}}{H_{Al}} = 0,151.$$

В первом приближении расчета факторов тормозного сечения, когда считаем $[\bar{\varepsilon}]_{Al}^{Al-Ge} \approx [\bar{\varepsilon}]_{Ge}^{Al-Ge}$, мы получаем по формуле (12)

$$\frac{N_{Ge}^{Al-Ge}}{N_{Al}^{Al-Ge}} = \frac{N_{Ge}^{Al-Ge}}{1 - N_{Ge}^{Al-Ge}} \approx \frac{H_{Ge} (Z_2^{Al})^2}{H_{Al} (Z_2^{Ge})^2} = 0,0249.$$

Следовательно, опираясь на экспериментальный спектр ОР, мы установили состав анализируемой фольги: $C_{Ge} = N_{Ge}^{Al-Ge} \cdot 100 \% = 2,4 \text{ ат. \%}$, т. е. сплав определяется как $Al_{97,6\%}Ge_{2,4\%}$.

Описание установки. Экспериментальные установки, предназначенные для исследования взаимодействия быстрых ионов с твердым телом, должны удовлетворять следующим требованиям: первичный пучок состоит из ионов

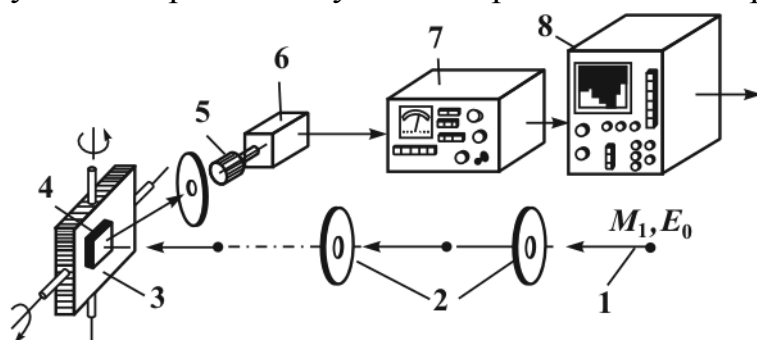


Рис. 5.60

одного сорта с одинаковой заданной энергией; ионы направляются под одним и тем же углом к поверхности образца; контролируется полное число ионов, попадающих на образец в процессе эксперимента; известны углы θ_1, θ_2 и θ ионов, а также телесный угол Ω , охватываемый

детектором; спектр ОР измеряется с высоким энергетическим разрешением. Принципиальная схема экспериментальной установки приведена на рис. 5.60: 1 — падающий пучок первичных ионов; 2 — диафрагма; 3 — держатель образцов; 4 — исследуемый образец; 5 — детектор; 6 — предусилитель; 7 — усилитель; 8 — амплитудный анализатор импульсов.

Из ускорителя вылетает пучок ионов 1. Ионы упруго рассеиваются на большой угол атомами, входящими в состав образца 4, и регистрируются

полупроводниковым детектором 5. Исследуемые образцы устанавливаются в центре экспериментальной камеры под различными углами относительно направления падающего пучка на многопозиционный держатель кассетного типа, который позволяет перемещать их в горизонтальном направлении и устанавливать последовательно каждый образец под пучок ионов. Форма и размер падающего на образец пучка зависит от формы и размера диафрагм. Диафрагмы с круглым отверстием имеют диаметр отверстия от 0,1 до 1 мм, диафрагмы с прямоугольным отверстием имеют размеры $\sim (0,2 - 0,5) \times (5 - 4)$ мм².

Цель работы состоит в освоении основ метода POP и исследовании композиционного состава приповерхностной области алюминиевых сплавов.

В работе изучается принцип действия и схема экспериментального оборудования, применяемого при POP.

Порядок выполнения работы

1. Проведите элементный анализ фольги сплава Al—*i* по распечатке экспериментального спектра ОР ионов гелия, используя формулы (3) и (5) и таблицу из приложения (энергия ионов, геометрия эксперимента и энергетическая толщина одного канала известны).

2. Измерьте на спектре выход сигналов от элементов сплава в тонком приповерхностном слое и на максимально детектируемой методом глубине (рис. 5.58).

3. Определите содержание легирующего элемента в тонком приповерхностном слое фольги (C_i^{\max}) и на максимально детектируемой методом глубине (C_i) по формуле (12) с погрешностью $\square 10\%$, считая $[\bar{\varepsilon}]_{Al}^{Al-i} \approx [\bar{\varepsilon}]_i^{Al-i}$.

4. Установите относительное содержание элемента *i* в тонком приповерхностном слое образца C_i^{\max}/C_{Al}^{\max} и на его глубине C_i/C_{Al} .

5. Результаты измерений и вычислений запишите в таблицу:

n_{Al} , канал	n_i , канал	E^0 , кэВ	K_i	H_{Al}^{\max} , имп.	H_i^{\max} , имп.	H_{Al} , имп.	H_i , имп.	C_i^{\max} , ат. %	C_i , ат. %	$\frac{C_i^{\max}}{C_{Al}^{\max}}$	$\frac{C_i}{C_{Al}}$
---------------------	------------------	----------------	-------	---------------------------	------------------------	--------------------	-----------------	-------------------------	------------------	------------------------------------	----------------------

ЗАДАНИЕ ДЛЯ УИР

Проанализируйте смещение сигнала от легирующего элемента на спектрах ОР в различных быстрозатвердевших сплавах алюминия.



КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Сформулируйте физические законы, лежащие в основе метода РОР. Опишите модель упругого соударения иона со свободным атомом.
2. Какие существуют ограничения энергии ускоренных частиц в методе?
3. Дайте определение глубины анализа метода РОР. От чего она зависит?
4. Запишите формулу, определяющую кинематический фактор.
5. Как определяется величина сигнала компонента образца на спектре РОР?
6. Кратко охарактеризуйте основные типы энергетических спектров РОР.
7. Запишите формулу перевода номеров каналов на спектрах ОР в шкалу энергий.
8. Запишите формулы для расчета фактора тормозного сечения в приближении средней энергии и в приближении поверхностной энергии.
9. Сформулируйте правило Брэгга.
10. Объясните устройство и принцип работы спектрометра РОР.