

2.4 Резерфордское обратное рассеяние

В спектроскопии резерфордского обратного рассеяния пучок моноэнергетичных (обычно 1-2 МэВ) коллимированных легких ионов (H^+ , He^+) сталкивается с мишенью и при этом рассматривается число и энергия частиц, рассеявшихся на угол $\theta > 90^\circ$ (Рис.8).

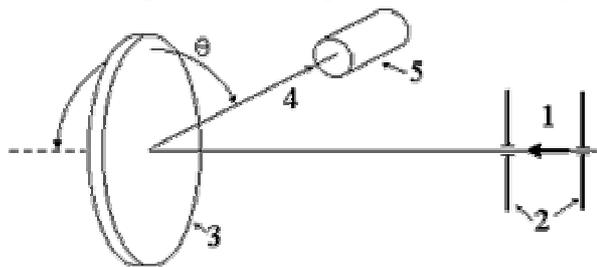


Рис. 8. Схема экспериментальной установки резерфордского обратного рассеяния. 1- пучок первичных ионов; 2-коллиматоры; 3- исследуемый образец; 4- обратно рассеянный пучок ионов; 5- детектор.

Этот простой эксперимент позволяет получать информацию о составе и структурных характеристиках исследуемого материала. Информацию о составе получают из энергетических характеристик потоков

обратно рассеянных частиц. Энергия обратно рассеянных частиц:

$$E_1 = kE_0 \quad (6)$$

где E_0 - начальная энергия частиц пучка, а k - кинематический фактор, определяющий долю энергии, переданной ионом атомам твердого тела и равный

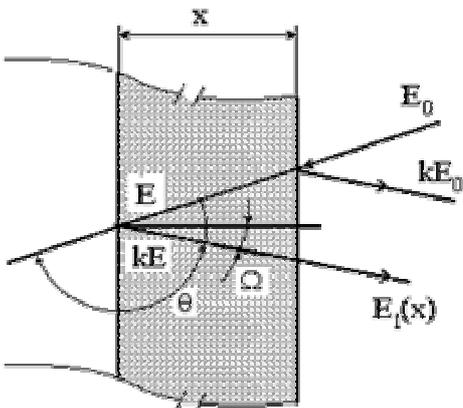
$$k = \frac{[M_1 \cos \theta \pm (M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2}]}{(M_1 + M_2)^2} \quad (7)$$

Величина k определяет разрешение по массе: чем больше k , тем больше разрешение. Это реализуется для углов θ близких к 180° и для больших M_1 (поскольку $M_1 < M_2$). Дифференциальное сечение рассеяния $d\sigma/d\Omega$ для упругих столкновений лабораторной системе координат, описывающее процесс атомно- атомного рассеяния имеет вид:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E} \right)^2 * \frac{4}{\sin^4 \theta} * \frac{\left\{ \left[1 - \left(\frac{M_1}{M_2} \sin \theta \right)^2 \right]^{1/2} + \cos \theta \right\}^2}{\left[1 - \left(\frac{M_1}{M_2} \sin \theta \right)^2 \right]^{1/2}} \quad (8)$$

Надо отметить очень сильное уменьшение дифференциального сечения рассеяния в (8) с увеличением угла рассеяния ($\sim 1/\sin^4 \theta$) и его увеличение с уменьшением энергии пучка ($\sim 1/E^2$). Кроме того, сечение квадратично растет с увеличением номеров Z_1 и Z_2 сталкивающихся атомов. Как было сказано выше, чтобы получить высокое разрешение по массе, необходимо, чтобы налетающая частица рассеивалась на угол θ как можно более близкий к 180° - требование, которое сильно уменьшает величину регистрируемого сигнала и повышает требования к чувствительности канала регистрации.

Обратно рассеянные частицы с энергией ниже той, что соответствует рассеянию с поверхности моноатомной мишени несут информацию о глубине, на которой произошло рассеяние. Это соображение основывается на том факте, что до столкновения, которое произошло на глубине x от поверхности мишени, первичная частица должна пройти расстояние x в твердом теле, теряя энергию как на пути вперед, так и после столкновения при выходе мишени в направлении детектора. На Рис.8 представлены обозначения, используемые для вычисления разницы между энергией налетающей



частицы, которая рассеялась на поверхностном атоме на угол θ , kE_0 и энергией $E_1(x)$ частицы, достигшей детектора после столкновения на глубине x от поверхности мишени:

$$kE_0 - E_1(x) = \left[\frac{k}{\cos \theta_1} * \left(\frac{dE}{dx} \right)_{in} - \frac{1}{\cos \theta_2} * \left(\frac{dE}{dx} \right)_{out} \right] x \quad (9)$$

Рис. 9. Схема процесса рассеяния

В качестве величины dE/dx в (4) обычно берут среднее значение энергии частицы на пути до и после столкновения. Формула (4) преобразует шкалу энергий регистрируемых частиц в шкалу глубин, максимальное значение энергии соответствует рассеянию с поверхности мишени ($E_1(0) = kE_0$, (6) и (7)), минимальная энергия соответствует наибольшей глубине рассеяния. Рис.9 схематически иллюстрирует спектр пучка легких ионов (He) обратно рассеянных с мишени C , в которую имплантирован As .

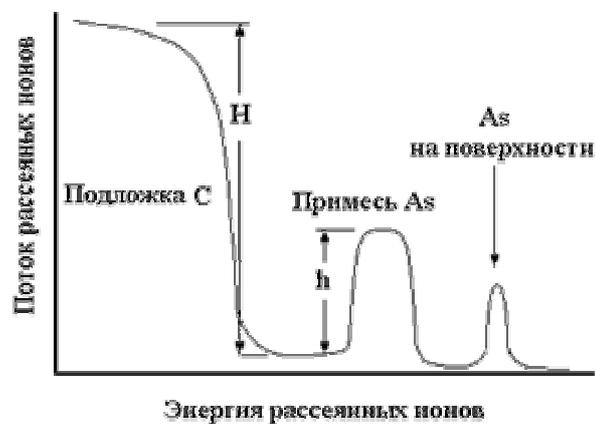


Рис.10. Типичный спектр ОРР для углерода с поверхностно легированным и имплантированным мышьяком

Необходимо отметить следующее:

1. Конечность спектра подложки и ее шкалы глубин;
2. Положение и ширину пика от имплантированного As, который смещен вниз по энергии и уширен в сравнении с положением и шириной пика от тонкого слоя As на поверхности C подложки (пунктирная кривая);
3. Высоту пика от имплантированного As (h) по отношению к высоте спектра C вблизи поверхности (H).

Первое объясняется следствием энергетической зависимости сечения резерфордского рассеяния,

связанной с потерями энергии налетающих частиц в мишени. Второе отражает тот факт, что вследствие большей массы атомов имплантированного As, обратно рассеянные на As ионы будут иметь большую энергию, чем ионы, рассеянные на атомах C, поэтому профиль As примеси может быть измерен независимо от наличия атомов C в объеме. Энергия, при которой появляется пик от примеси по отношению к энергии, которая наблюдалась, если бы эта примесь была на поверхности (9) дает информацию о глубине имплантированной примеси, а ширина пика с поправкой на разрешение детектора обеспечивает информацию о диффузии и распределении имплантированной примеси. Третье иллюстрирует тот факт, что спектр обратного рассеяния дает плотность числа конкретного вида атомов на глубине x исходя из измерений высоты H спектра (**Рис.10**). Высота H определяется как

$$H = QN_x\sigma(\Omega)\Omega \quad (10)$$

где Q- общее число частиц, попадающих в мишень, N- объемная плотность атомов мишени, $\sigma(\Omega)$ - среднее дифференциальное сечение рассеяния, Ω - телесный угол, регистрируемый детектором. Таким образом, отношение высоты h пика от As к высоте H спектра атомов мишени C должно главным образом отражать отношение между числом атомов As и C в мишени с поправкой на различное сечение рассеяния для двух элементов и на различие энергий частиц до столкновения в соответствии с глубиной имплантированного As.

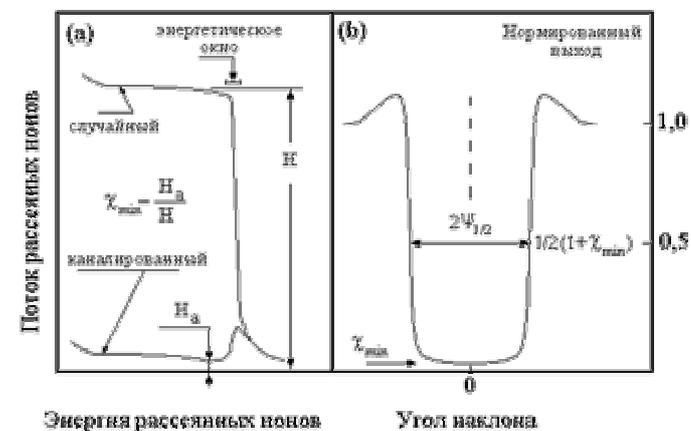
Если направление распространения пучка ионов устанавливается почти параллельно плотно упакованным цепочкам атомов, ионы пучка будут направляться потенциальным полем цепочки атомов в кристалле, результатом этого будет волнообразное движение частиц, при котором каналированные ионы не могут подойти к атомам в цепочках ближе, чем на 0.1-0.2 E. Этот процесс называется каналированием. В результате этого вероятность обратного рассеяния ионов резко уменьшается (примерно на два порядка). Вследствие этого повышается чувствительность рассеяния к незначительному содержанию примеси на поверхности. Очень важно, что происходит полное взаимодействие пучка с первыми монослоями твердого тела. Это “поверхностное взаимодействие” приводит к улучшению разрешения по глубине. На **Рис.11** представлены спектры обратного рассеяния для случаев, когда пучок ионов параллелен главной кристаллографической оси и когда пучок ионов имеет “случайное” (не параллельное кристаллографической оси) направление.

Даже когда “случайный” и “каналированный” спектры получены для идентичных ионных пучков

(с одинаковым числом падающих частиц), число событий обратного рассеяния, регистрируемых детектором значительно меньше для “каналированного” спектра за счет эффекта каналирования.

Рис.11. Случайный и каналированный ОРР спектры (а); угловая ширина канала (b).

Такое уменьшение выхода обратного рассеяния отражает степень совершенства кристаллической структуры мишени, для чего вводят величину “нормированный минимальный выход” χ_{\min} , который определяется как отношение



числа обратно рассеянных частиц в узком энергетическом “окне” (вблизи поверхности кристалла) “каналированного” и “случайного” спектров (как показано на **Рис.11a**, $\chi_{\min} = H_a/H$). Минимальный выход может быть легко оценен теоретически. Для случая наибольшего сближения ионов пучка с цепочкой атомов r , концентрации атомов N и периода расположения атомов вдоль цепочки d получается следующее выражение для минимального выхода

$$\chi_{\min}(\rho) = Nd\pi\rho^2 \quad (11)$$

Величина χ_{\min} определяется только свойствами кристалла и не зависит от параметров рассеяния (Z_1 , Z_2 или E). Расстояние наибольшего сближения ρ , которое сильно влияет на величину χ_{\min} (как видно из (24.6)), преимущественно определяется тепловыми колебаниями атомов в кристалле.

В экспериментах по каналированию кристаллический образец закрепляется в гониометрическом устройстве, и регистрируется число близких столкновений (как например, обратное рассеяние из приповерхностной области) как функция угла наклона ψ пучка к кристаллографической оси для фиксированного числа падающих частиц. Кривая, полученная в результате углового сканирования, показана на **Рис.116**. Кривая симметрична относительно минимума выхода и имеет ширину, определяемую как полуширина на половине высоты кривой. Приблизительная оценка критического значения угла ψ_c , больше которого пучок будет пробивать ряд атомов, может быть легко получена приравниванием поперечной энергии падающей частицы $\varepsilon_0 \psi_c$ и поперечной энергией $U(\rho)$ в точке поворота:

$$\psi_c = \sqrt{\frac{U(\rho)}{E_0}} \quad (12)$$

Метод каналированного обратного рассеяния часто используется для исследования разориентированных кристаллических решеток путем измерения доли атомов, для которых каналы закрыты. Когда падающий пучок направлен вдоль направления каналирования совершенного кристалла, значительное уменьшение выхода обратного рассеяния наблюдается вследствие того, что каналированные ионы, направляемые атомными цепочками, не приближаются к атомам достаточно близко, чтобы испытать столкновение. Однако, если часть кристалла разориентирована и атомы решетки смещены так, что закрывают часть каналов, ионы, направленные вдоль номинального направления каналирования, в действительности могут испытывать близкие столкновения со смещенными атомами, в результате чего выход обратного рассеяния будет увеличиваться по сравнению с ненарушенными каналами. Так как смещенные атомы имеют ту же массу, что и атомы решетки, увеличение выхода обратного рассеяния происходит при энергии, соответствующей глубине, на которой расположен смещенный атом. Увеличение выхода обратного рассеяния с данной глубины будет, таким образом, зависеть от числа смещенных атомов, а зависимость выхода от глубины (или, что равно, энергия обратного рассеяния E_1) отражает распределение смещенных атомов по глубине.

В то время как ионы высоких энергий могут проникать в твердое тело на глубину порядка нескольких микрон, ионы средних энергий (порядка сотен кэВ) рассеиваются почти полностью в приповерхностном слое и широко используются для исследования первых монослоев. Налетающие на мишень ионы средних энергий рассеиваются на атомах поверхности посредством бинарных столкновений и регистрируются электростатическим энергоанализатором. Такой анализатор регистрирует только заряженные частицы, а в диапазоне энергий ~ 1 кэВ частицы, проникающие глубже первого монослоя, выходят наружу почти всегда в виде нейтральных атомов. Поэтому чувствительность эксперимента только к заряженным частицам еще более повышает поверхностную чувствительность метода рассеяния ионов низких энергий. Главными причинами высокой поверхностной чувствительности этого метода является зарядовая избирательность электростатического анализатора и очень большие значения сечений рассеяния.

Форма спектра средних энергий отличается от той, которая характерна для высоких энергий. Теперь спектр состоит из серии пиков, соответствующих атомным массам элементов поверхностного слоя. Количественный анализ в этом диапазоне не является простым по двум причинам: 1) вследствие неопределенности сечений рассеяния и 2) из-за отсутствия достоверных данных о вероятности нейтрализации ионов, рассеянных на поверхности. Влияние второго фактора можно свести к минимуму, используя пучки с малой вероятностью нейтрализации и применяя методы детектирования, не чувствительные к зарядовому состоянию рассеянного иона.

Спектроскопия обратного рассеяния Резерфорда (ОРР) основана на облучении поверхности образца пучком ионов с энергией от 1 до 3 МэВ (обычно используются ионы He^+) с регистрацией энергии и/или интенсивности углового распределения отраженных ионов. Диаметр пучка, как правило, составляет от 10 мкм до 1 мм.

Вследствие упругих соударений с атомами облучаемого вещества первичные ионы теряют энергию. Кинетический множитель K связывает энергию первичных ионов ε_0 с энергией обратнорассеянных ионов ε_0' :

$$\varepsilon_0' = K\varepsilon_0 \quad (13)$$

Рассеянные ионы регистрируются энергодисперсионным детектором на основе кремниевых p - n -переходов, и вырабатываемый детектором сигнал поступает в многоканальный анализатор. Поскольку

значения K для каждого элемента периодической таблицы известны, можно определить химический состав поверхностного слоя образца путем измерения энергии обратнорассеянных ионов.

Первичные ионы теряют энергию по мере углубления в образец и рассеяния. Ионы, рассеянные на глубине, прежде чем выйти из образца и поступить в детектор, должны пройти обратный путь в материале образца, что вызывает дополнительные потери энергии. Общая разность энергий ионов, рассеянных на поверхности образца и на некоторой глубине зависит от эффективного сечения рассеяния ионов и атомной плотности вещества. Профиль распределения примеси по глубине получают, анализируя зависимость числа обратнорассеянных ионов от энергии рассеянных ионов.

ОРР - один из немногих методов химического анализа, позволяющий получать количественную информацию без применения эталонов. Энергетическое разрешение современных детекторов составляет 15 кэВ, что соответствует разрешению по глубине ~ 30 нм для кремния и 10 нм для более тяжелых металлов. Чувствительность метода ограничивается неоднородностью ионного потока, разделением пиков спектра и током пучка. Чувствительность для фосфора крайне низка из-за близости пиков фосфора и кремния в спектре ОРР.