

ИЗУЧЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА МЕТОДОМ РЕЗЕРФОРДОВСКОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ.

§ 1. Введение.

В настоящее время для исследования состава и свойств поверхности твердого тела широко применяются пучки быстрых ионов. Для аналитических целей используются как рассеянные ионы, так и вторичные излучения: характеристическое рентгеновское излучение, оже-электроны, продукты ядерных реакций. Ядерно-физические методы позволяют производить неразрушающий «по-слойный» анализ элементного состава образца на разных глубинах в приповерхностной области. Это делает их незаменимыми при решении ряда практических задач, например, при исследовании профилей распределения ионно-имплантированных примесей в полупроводниковых материалах, используемых в микроэлектронике.

В методе *резерфордского обратного рассеяния* (РОР) используется явление кулоновского рассеяния быстрых ионов ядрами исследуемого вещества на углы больше 90° . Зависимость энергии рассеянного иона от массы рассеивающего ядра обеспечивает принципиальную возможность *элементного анализа* мишени. Обычно в качестве зондирующего пучка используются легкие ионы – водорода и гелия – с энергией от ~ 1 кэВ до ~ 5 МэВ.

§ 2. Физические основы метода РОР.

Рассмотрим *упругое рассеяние* ионов с массой M_1 , зарядом Z_1e и энергией E_0 на ядрах атомов исследуемого образца, обладающих массой M_2 и зарядом Z_2e (рис. 1).

В нерелятивистском случае законы сохранения энергии и импульса имеют вид:

$$\begin{aligned} E_0 &= E_1 + E_2, \\ \sqrt{M_1 E_0} &= \sqrt{M_1 E_1} \cos \theta + \sqrt{M_2 E_2} \cos \psi, \\ 0 &= \sqrt{M_1 E_1} \sin \theta - \sqrt{M_2 E_2} \sin \psi, \end{aligned} \quad (1)$$

где E_1 и θ – энергия и угол вылета рассеянных ионов в лабораторной системе координат, E_2 и ψ – энергия и угол вылета ядра

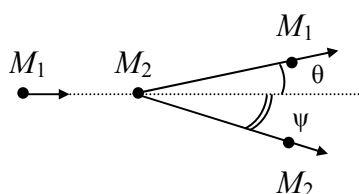


Рис. 1. Схема упругого рассеяния иона.

отдачи; углы отсчитываются от направления пучка налетающих ионов.

В результате решения системы уравнений (1) получаем выражение для энергии рассеянных ионов в типичном случае, когда $M_1 < M_2$:

$$E_1 = kE_0,$$

$$k = \left[\frac{\frac{M_1}{M_2} \cos \theta + \sqrt{1 - \left(\frac{M_1}{M_2} \sin \theta \right)^2}}{1 + \frac{M_1}{M_2}} \right]^2, \quad (2)$$

где k – *кинематический фактор*, определяемый как отношение значений энергии иона после и до рассеяния на ядре атома мишени.

Отметим ряд существенных свойств кинематического фактора, следующих из выражения (2):

1. Величина k всегда меньше единицы, поскольку часть кинетической энергии налетающий ион передает ядру-рассеивателю.

2. При определенном угле рассеяния θ значения кинематического фактора различны для рассеивающих ядер с разными массами M_2 : чем меньше M_2 , тем меньше k . Это обстоятельство лежит в основе *анализа массового состава* ядер мишени.

3. Чем ближе угол рассеяния θ к 180° , тем больше различаются кинематические факторы для ядер с разными массами M_2 и M'_2 , что приводит к большему различию энергий рассеянных ионов

$$\Delta E = [k_{M'_2}(\theta) - k_{M_2}(\theta)]E_0.$$

4. При использовании пучка ионов гелия может быть достигнута более высокая степень *разделения по массам* ядер-рассеивателей, чем с пучком ионов водорода, например, в случае рассеяния на ядрах молибдена и железа имеем:

$$k_{Mo}(160^\circ) - k_{Fe}(160^\circ) = \begin{cases} 0.960 - 0.932 = 0.028 & \text{для ионов водорода,} \\ 0.850 - 0.757 = 0.093 & \text{для ионов гелия.} \end{cases}$$

5. Для анализа близких по массам ядер, содержащихся в мишени, целесообразно использовать ионы с большей энергией E_0 .

При движении быстрых заряженных частиц в веществе их энергия уменьшается в основном в результате неупругого взаимодействия с электронами атомов – это так называемые *ионизационные потери* энергии.

Если толщина мишени намного меньше полного пробега налетающих ионов и ионизационными потерями в веществе можно пренебречь, то такая мишень называется *тонкой*. Энергия ионов, рассеянных тонкой мишенью, определяется

только кинематическим фактором и энергией налетающих ионов. Поэтому энергетический спектр ионов, рассеянных на данный угол, представляет собой набор отдельных «линий», соответствующих разным массам ядер-рассеивателей (рис. 2).

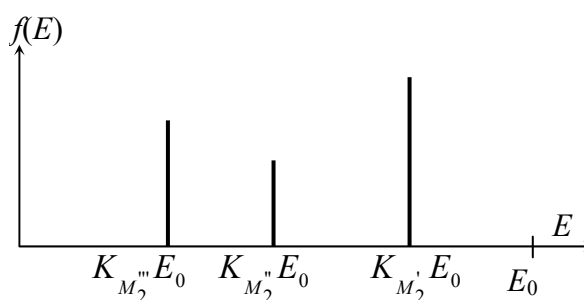


Рис. 2. Типичный энергетический спектр ионов, рассеянных тонкой мишенью, состоящей из ядер с различными массами $M_2' > M_2'' > M_2'''$

Для регистрации энергетического спектра ионов необходим *спектрометрический детектор*. В методе РОР обычно используются полупроводниковые кремниевые детекторы. В детекторе *энергетический спектр* преобразуется в *амплитудный*, который несет информацию об энергетическом спектре частиц. В общем случае связь энергетического спектра $f(E)$ и амплитудного $\varphi(V)$ даётся соотношением

$$\varphi(V) = \int G(V, E) f(E) dE, \quad (3)$$

где $G(V, E)$ – *функция отклика детектора*, определяющая вероятность возникновения в детекторе сигнала с амплитудой V при попадании в него частицы с энергией E .

Функцию отклика можно определить экспериментально, измеряя амплитудное распределение сигналов на выходе детектора для частиц с фиксированными значениями энергии E_i . Каждое распределение амплитуд сигналов $G(V, E_i)$ при $E_i = \text{const}$ представляет собой так называемую *форму линии детектора*. Измерив достаточно большое число форм линий при различных значениях энергии E_i моноэнергетических частиц, можно получить двухмерное распределение $G(V, E)$.

Для того, чтобы связь между спектром амплитуд $\varphi(V)$ и спектром энергий $f(E)$ была наиболее простой, желательно, чтобы функцией отклика была δ -функцией, а соотношение между энергией и амплитудой – линейным, т.е.

$$G(V, E) = \delta(E - \text{const}V).$$

Однако реальная функция отклика не может быть δ -функцией, так как процессы взаимодействия излучений с рабочим веществом детектора носят статистический характер. В результате сигналы на выходе детектора имеют некоторое *статистическое распределение* по амплитудам, даже если они возбуждаются частицами с одинаковыми энергиями. В случае заряженных частиц форма линии близка к гауссиану, тогда как γ -кванты с определенной энергией возбуждают сигналы с существенно более сложным распределением амплитуд.

В соответствии со сказанным выше, энергетическому спектру ионов, рассеянных тонкой мишенью (рис. 2), будет отвечать амплитудный спектр, состоящий из набора пиков конечной ширины, имеющих близкую к гауссиану форму (рис. 3).

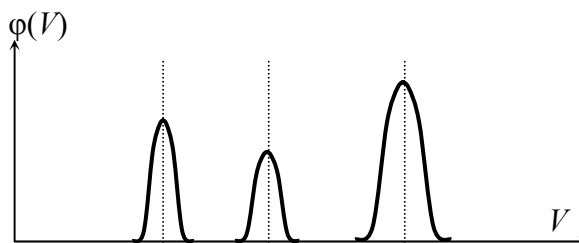


Рис. 3. Амплитудный спектр, соответствующий энергетическому спектру, изображенному на рис.2.

Измерение амплитудного спектра производится при помощи спектрометра, включающего в себя *много-*

канальный амплитудный анализатор. По принципу действия этого анализатора весь диапазон амплитуд разбивается на определенное число дискретных значений, а амплитудный спектр представляет собой гистограмму. Однако при достаточно большом числе каналов анализатора спектр-гистограмму можно аппроксимировать гладкой кривой, что и будем предполагать при дальнейшем изложении.

Энергетическую градуировку спектрометра обычно производят путем регистрации ионов с известными значениями энергии, поскольку каждому значению энергии иона соответствует определенное среднее значение амплитуды импульсов на выходе спектрометрического электронного тракта.

Другая крайняя ситуация имеет место, когда *толщина мишени превышает пробег ионов* с энергией E_0 . По мере продвижения вглубь мишени ионы испытывают ионизационные потери энергии и рассеиваются ядрами. Диапазон энергий ионов, рассеянных на ядрах с определенной массой M_2 и вылетевших из мишени, простирается от значения $K_{M_2} E_0$ до нуля.

При изучении поверхности твердого тела методом Резерфордского обратного рассеяния необходимо знать связь энергетической шкалы спектров РОР и шкалы глубин, на которых произошли акты рассеяния. На рис. 4 изображена схема рассеяния иона с массой M_1 и энергией E_0 ядрами мишени с массой M_2 , находящимися как на поверхности мишени, так и на глубине t .

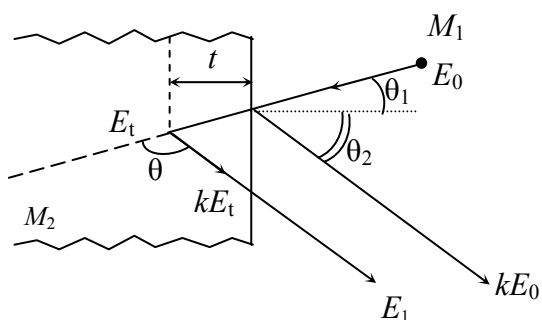


Рис. 4. Геометрия рассеяния ионов толстой мишенью.

При рассеянии на поверхности уменьшение энергии иона происходит только вследствие передачи энергии ядру-рассеивателю. Если же рассеяние происходит на некоторой глубине от поверхности, то ион испытывает ионизационные потери до акта рассеяния, в результате чего его энергия уменьшается до величины E_t , которая определяется выражением:

$$E_t = E_0 - \int_0^t S(E(x)) \frac{dx}{\cos \theta_1}, \quad (4)$$

где $S(E) = -dE/dx$ – тормозная способность вещества мишени как функция энергии иона, уменьшающейся с глубиной X проникновения иона в мишень, θ_1 – угол падения пучка ионов относительно нормали к поверхности мишени.

После акта рассеяния энергия иона становится равной kE_t . На пути рассеянного иона к поверхности мишени ионизационное торможение уменьшает его энергию до значения E_1 , которое ион имеет после вылета из мишени:

$$E_1 = kE_t - \int_0^t S(E(x)) \frac{dx}{\cos \theta_2}, \quad (5)$$

где θ_2 – угол вылета иона относительно нормали к поверхности.

В случаях, когда рассеивающий слой расположен *близко к поверхности*, так что небольшими изменениями тормозной способности при прохождении ионом расстояния до этого слоя можно пренебречь, полагают

$$\begin{aligned} S(E(x)) &\approx S(E_0) && \text{в выражении (4) и} \\ S(E(x)) &\approx S(kE_0) && \text{в выражении (5).} \end{aligned}$$

Разность энергий ионов, рассеянных на поверхности образца и на глубине t , записывается следующим образом:

$$\Delta E = kE_0 - E_1 = \left[\frac{k}{\cos \theta_1} S(E_0) + \frac{1}{\cos \theta_2} S(kE_0) \right] t. \quad (6)$$

Принято обозначать:

$$[\bar{S}] \equiv \frac{k}{\cos \theta_1} S(E_0) + \frac{1}{\cos \theta_2} S(kE_0). \quad (7)$$

Величина $[S]$ называется *фактором энергетических потерь* при обратном рассеянии. Выражение (6) принимает теперь вид

$$\Delta E = [\bar{S}] \cdot t. \quad (8)$$

Соотношение (8) выражает связь между глубиной рассеивающего слоя и энергией рассеянных частиц, вылетающих из мишени, и служит для перевода энергетической шкалы спектров РОР в *шкалу глубин*.

Обычно в методе РОР вместо тормозной способности вещества $S = -dE/dx$ используют величину тормозной способности атомов, называемую также «тормозным сечением»:

$$\varepsilon = \frac{1}{N} \left(-\frac{dE}{dx} \right), \quad (9)$$

где N – атомная плотность вещества.

«Тормозное сечение» ε характеризует потерю энергии частиц, на одном атоме и не зависит от плотности материала мишени. Численные значения ε приводятся в справочной литературе, как правило, в единицах эВ/(10^{15} атомов·см⁻²).

Соответственно вместо фактора потерь $[S]$ используется фактор «тормозного сечения»:

$$[\bar{\varepsilon}] = \frac{k}{\cos \theta_1} \varepsilon(E_0) + \frac{k}{\cos \theta_2} \varepsilon(kE_0). \quad (10)$$

При этом связь энергетической шкалы рассеянных ионов и шкалы глубин дается выражением

$$\Delta E = [\bar{\varepsilon}] N t. \quad (11)$$

§ 3. Применение метода РОР для анализа поверхности мишеней.

Одним из наиболее важных практических применений метода РОР является анализ *состава и толщины тонких пленок*

на поверхности образцов, а также исследование поверхностных слоев монокристаллических мишеней. Энергетические спектры РОР тонкопленочных структур несут информацию не только о внешней поверхности, но и о внутренних поверхностях слоев. Метод РОР позволяет изучать как однокомпонентные пленки, так и состоящие из нескольких химических элементов: как с однородным, так и с переменным по толщине пленки составом, а также многокомпонентные структуры.

Рассмотрим характерный спектр РОР в случае мишени, представляющей собой тонкую пленку тяжелого элемента **A**, нанесенную на толстую подложку элемента **B** (рис. 5а). Ионы, рассеянные от внешней и внутренней поверхности пленки, имеют после вылета из мишени энергии $k_A E_0$ и E_1^A соответственно, а рассеянные поверхностными ядрами подложки энергию E_1^B (рис. 5б). Эти величины могут быть найдены с помощью соотношений, приведенных в предыдущем параграфе

$$E_1^A = k_A E_t - \frac{N_A t_A}{\cos \theta_2} \varepsilon_A(k_A E_0), \quad (12)$$

$$E_1^B = k_B E_t - \frac{N_A t_A}{\cos \theta_2} \varepsilon_A(k_B E_0), \quad (13)$$

$$E_t = E_0 - \frac{N_A t_A}{\cos \theta_1} \varepsilon_A(E_0). \quad (14)$$

Окончательно имеем

$$E_1^A = k_A E_0 - \left[\frac{k_A}{\cos \theta_1} \varepsilon_A(E_0) + \frac{1}{\cos \theta_2} \varepsilon_A(k_A E_0) \right] N_A t_A = k_A E_0 - [\bar{\varepsilon}]_A N_A t_A, \quad (15)$$

где

$$[\bar{\varepsilon}]_A = \frac{k_A}{\cos \theta_1} \varepsilon_A(E_0) + \frac{1}{\cos \theta_2} \varepsilon_A(k_A E_0), \quad (16)$$

$$E_1^B = k_B E_0 - [\bar{\varepsilon}]_A^B N_A t_A, \quad (17)$$

где

$$[\bar{\varepsilon}]_A^B = \frac{k_B}{\cos \theta_1} \varepsilon_A(E_0) + \frac{1}{\cos \theta_2} \varepsilon_A(k_B E_0). \quad (18)$$

Из рис. 5б видно, что данные о толщине пленки содержат энергетический спектр рассеянных ядрами пленки ионов:

$$\Delta E_A = k_A E_0 - E_1^A = [\bar{\varepsilon}]_A N_A t_A. \quad (19)$$

Отсюда

$$t_A = \frac{\Delta E_A}{N_A [\bar{\varepsilon}]_A}. \quad (20)$$

Однако в эксперименте измеряется не энергетический спектр, а соответствующий ему *амплитудный спектр*. Границы участка амплитудного спектра, соответствующего энергетическому спектру ионов, рассеянных ядрами пленки, оказываются размытыми (рис. 5в и 5г). Одной из причин этого могут быть *флуктуации энергии* ионов, регистрируемых детектором. Флуктуации энергии ионов связаны, во-первых, с *энергетическим разбросом в пучке* ускоренных ионов

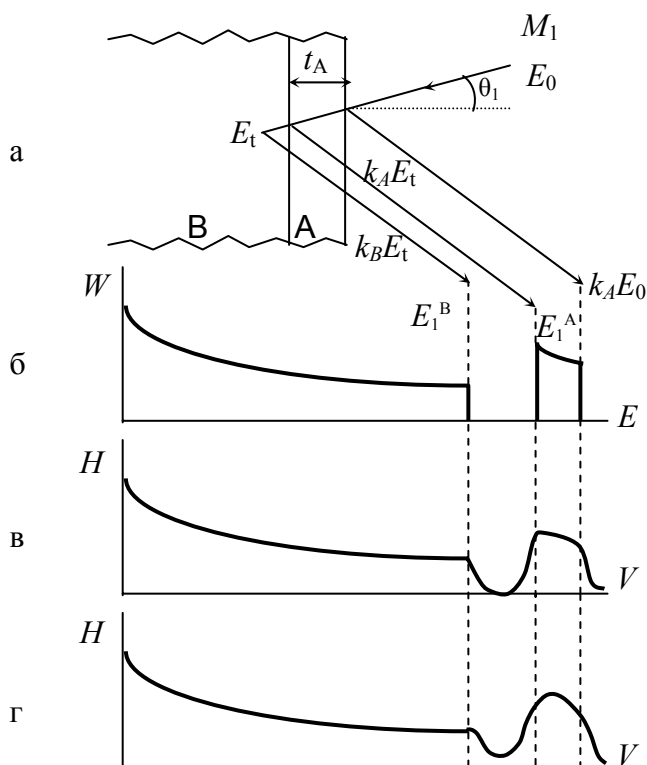


Рис. 5:

- а. Схема формирования энергетического спектра РОР от мишени, состоящей из тонкой пленки тяжелого элемента А на толстой подложке из легкого элемента В.
- б. Энергетический спектр.
- в. Амплитудный спектр, соответствующий энергетическому спектру, изображенному на рис. 4б, при высоком энергетическом разрешении детектора.
- г. То же, что и на рис.4в, при низком энергетическом разрешении детектора.

и, во-вторых, со статистическим разбросом потерь энергии при прохождении ионами пленки – *энергетический стрегглинг*. Для электростатических ускорителей характерный разброс энергии в пучке частиц имеет величину ~ 1 кэВ. В случае тонких пленок (~ 100 Ангстрем), когда потери энергии в пленке составляют незначительную часть энергии иона, величина стрегглинга не превышает нескольких кэВ.

Другой причиной размытия границ в амплитудном спектре являются *шумы спектрометрического тракта* – детектора и элект-

тронной аппаратуры. При использовании полупроводниковых детекторов и малошумящих предусилителей основной вклад в шумы спектрометрического тракта вносит детектор, энергетический эквивалент шумов которого составляет, как правило, $10 \div 20$ кэВ. Таким образом, шумы измерительной аппаратуры являются главным фактором, влияющим на размытие границ в амплитудном спектре.

Если толщина пленки достаточно мала, так что энергетическая ширина спектра рассеянных пленкой ионов сравнима с энергетическим эквивалентом шумов измерительной аппаратуры, то участку «плато» энергетического спектра соответствует близкий по форме к гауссиану пик в амплитудном спектре (рис. 5г). В такой ситуации выражение (20) не может быть использовано для определения толщины пленки.

Рассмотрим другой, часто используемый на практике способ определения толщины пленки методом РОР, который применим и при невысоком энергетическом разрешении детектора, но все-таки достаточном для обособления пика рассеянных пленкой ионов в амплитудном спектре РОР (рис. 5г). В этом способе используется тот факт, что количество рассеянных ядрами пленки ионов пропорционально толщине пленки. Полное число ионов, рассеянных пленкой и зарегистрированных детектором, может быть получено путем суммирования числа импульсов в каналах амплитудного анализатора, соответствующих пику в спектре РОР (рис. 6):

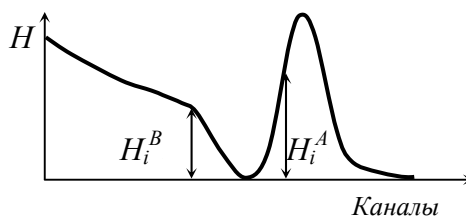


Рис. 6. Типичный амплитудный спектр от мишени, состоящей из тонкой пленки тяжелого элемента **A** на толстой подложке из легкого элемента **B**, в случае невысокого энергетического разрешения детектора.

$$H^A = \sum_i H_i^A. \quad (21)$$

В свою очередь, число импульсов в i -ом канале анализатора — H_i определяется количеством ионов, упавших на мишень за время измерения спектра — Q , дифференциальным сечением рассеяния — $d\sigma/d\Omega(E, \theta)$, телесным углом детектора — Ω , атомной плотностью мишени — N и толщиной слоя мишени — δt_i , соответствующей энергетической ширине канала анализатора:

$$H_i = Q \frac{d\sigma}{d\Omega} \Omega N \frac{\delta t_i}{\cos \theta_1}. \quad (22)$$

В случае, когда толщина пленки t_A достаточно мала, чтобы можно было пренебречь изменением сечения рассеяния при торможении иона в пленке, получаем

$$H^A = \sum_i H_i^A = Q \frac{d\sigma^A}{d\Omega}(E_0) \Omega \frac{N_A t_A}{\cos \theta_1}, \quad (23)$$

где

$$t_A = \sum_i \delta t_i^A.$$

Можно избежать абсолютных измерений величин Q и Ω , если использовать данные о рассеянии ионов поверхностным слоем подложки, примыкающим к пленке. В соответствии с (22) можем записать

$$H_i^B = Q \frac{d\sigma^B}{d\Omega}(E_0) \Omega N_B \frac{\delta t_i^B}{\cos \theta_1}, \quad (24)$$

где H_i^B – число импульсов в канале анализатора в высокоэнергетической части сплошного спектра РОР ионов, рассеянных подложкой (рис. 6).

Для нахождения связи между толщиной слоя подложки δt_i^B , соответствующей энергетической ширине канала анализа-

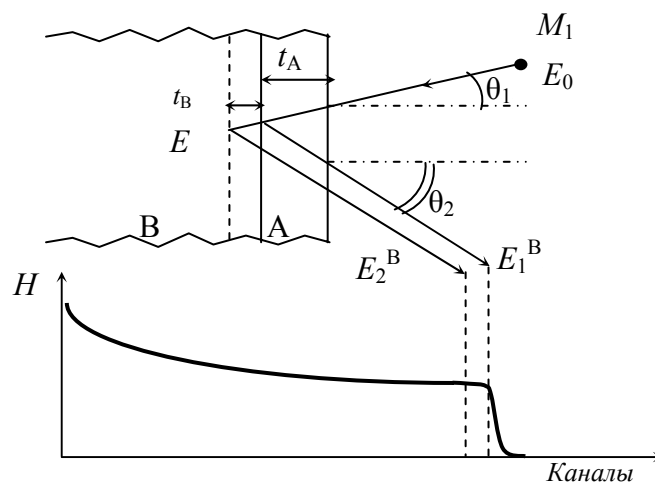


Рис. 7. Схема формирования высокоэнергетической части спектра РОР ионов, рассеянных приповерхностным слоем толстой подложки.

тора δE_i и величиной δE_i получим выражение для энергии ионов, рассеянных на небольшой глубине в подложке и регистрируемых детектором (рис. 7):

$$E_2^B = k_B E - \frac{N_B t_B}{\cos \theta_2} \varepsilon_B(k_B E_0) - \frac{N_A t_A}{\cos \theta_2} \varepsilon_A(k_B E_0), \quad (25)$$

$$E = E_0 - \frac{N_A t_A}{\cos \theta_1} \varepsilon_A(E_0) - \frac{N_B t_B}{\cos \theta_1} \varepsilon_B(E_0), \quad (26)$$

Поставляя (26) в (25), получим

$$E_2^B = k_B E_0 - \frac{k_B}{\cos \theta_1} N_A t_A \varepsilon_A(E_0) - \frac{k_B}{\cos \theta_1} N_B t_B \varepsilon_B(E_0) - \frac{N_B t_B}{\cos \theta_2} \varepsilon_B(k_B E_0) - \frac{N_A t_A}{\cos \theta_2} \varepsilon_A(k_B E_0). \quad (27)$$

Используя выражение (17) для энергии ионов, рассеянных поверхностными ядрами подложки E_1^B , запишем разность энергий:

$$E_1^B - E_2^B = [\bar{\varepsilon}]_B N_B t_B, \quad (28)$$

где

$$[\bar{\varepsilon}]_B = \frac{k_B}{\cos \theta_1} \varepsilon_B(E_0) + \frac{1}{\cos \theta_2} \varepsilon_B(k_B E_0), \quad (29)$$

На основе выражения (28) получаем искомую связь

$$\delta E_i = [\bar{\varepsilon}]_B N_B \delta t_i^B. \quad (30)$$

Теперь соотношение (24) принимает вид

$$H_i^B = Q \frac{d\sigma^B}{d\Omega}(E_0) \Omega \frac{1}{\cos \theta_1} \frac{\delta E_i}{[\bar{\varepsilon}]_B}. \quad (31)$$

Наконец, используя выражения (23) и (31), получаем соотношение для определения толщины пленки

$$t_A = \frac{H^A}{H_i^B} \cdot \frac{\frac{d\sigma^B}{d\Omega}(E_0)}{\frac{d\sigma^A}{d\Omega}(E_0)} \cdot \frac{\delta E_i}{[\bar{\varepsilon}]_B N_A}. \quad (32)$$

Входящие в (32) дифференциальные сечения рассеяния даются формулой Резерфорда. Поскольку в методе РОР используются пучки легких ионов (водород, гелий) и обычно $M_2 \gg M_1$, то отношение сечений рассеяния на ядрах атомов подложки и пленки в (32) равно отношению Z_2^2 – факторов рассеивающих ядер:

$$\frac{\frac{d\sigma^B}{d\Omega}(E_0)}{\frac{d\sigma^A}{d\Omega}(E_0)} = \left(\frac{Z_B}{Z_A}\right)^2. \quad (33)$$

Окончательно получаем

$$t_A = \frac{H^A}{H_i^B} \left(\frac{Z_B}{Z_A}\right)^2 \frac{\delta E_i}{[\bar{\varepsilon}]_B N_A}. \quad (34)$$

где H^A – полное число импульсов в пике, соответствующем рассеянию ионов ядрами пленки, H_i^B – число импульсов в канале анализатора для участка спектра РОР, соответствующего рассеянию ионов на поверхности подложки, δE_i – энергетическая ширина канала анализатора, N_A – атомная плотность материала пленки, а фактор тормозного сечения в материале подложки $[\bar{\varepsilon}]_B$ дается выражением (29).

Наряду с рассмотренным выше случаем, когда исследуемый методом РОР образец представляет собой тонкую пленку из тяжелого элемента, находящуюся на толстой подложке из легкого элемента, на практике часто имеют дело и с другой композицией мишени. Имеются в виду монолитные мишени, в приповерхностный слой которых методом ионной имплантации внедрены атомы более тяжелого элемента, чем атомы основной матрицы. В таком случае изложенный выше метод может быть использован для нахождения поверхностной концентрации имплантированных тяжелых атомов с помощью соотношения, получаемого на основе выражения (34):

$$N_A t_A = \frac{H^A}{H_i^B} \left(\frac{Z_B}{Z_A}\right)^2 \frac{\delta E_i}{[\bar{\varepsilon}]_B}. \quad (35)$$

§4. Описание установки.

Экспериментальная установка состоит из ускорителя протонов прямого действия УП-200, системы транспортировки ускоренных протонов, камеры рассеяния и регистрирующей аппаратуры. Общая схема установки приведена на рис. 8. Рассмотрим подробнее некоторые отдельные узлы.

4.1. Ускоритель протонов УП-200

Ускоритель предназначен для получения протонов, ускоренных до энергии 50÷200 кэВ. Максимальный ток пучка – 200 мкА.

Конструктивно УП-200 состоит из следующих основных узлов:

1. ускорительной трубки;
2. источника ионов водорода;
3. переходного трансформатора с выпрямителями ионного источника;
4. регулируемого высоковольтного выпрямителя на максимальное напряжение 200 кВ;
5. пульта управления.

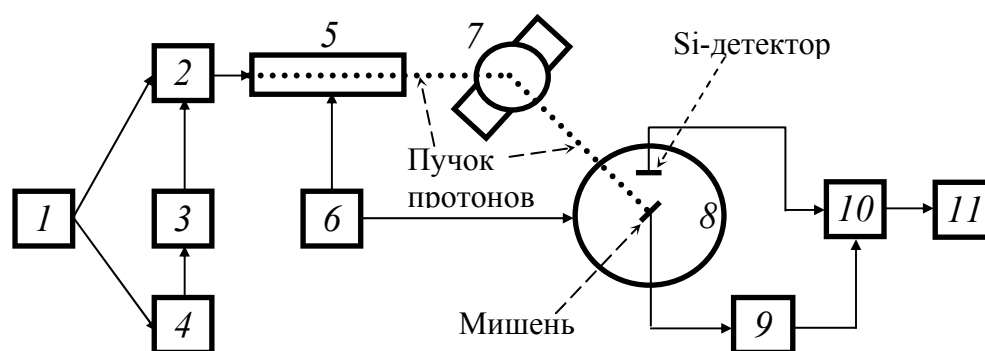


Рис.8. Блок-схема установки.

- | | |
|--|---|
| 1 – Пульт управления. | 7 – Электромагнит-анализатор. |
| 2 – Источник ионов. | 8 – Камера рассеяния. |
| 3 – Переходной трансформатор. | 9 – Интегратор тока мишени |
| 4 – Высоковольтный выпрямитель (до 200кВ). | (монитор). |
| 5 – Ускорительная трубка. | 10 – Усилитель. |
| 6 – Вакуумная система. | 11 – Многоканальный амплитудный анализатор (АЦП+компьютер). |

Ускорительная трубка с ионным источником

Ускорительная трубка (рис. 9) состоит из 19 фарфоровых колец и проложенных между ними плоских дюралюминиевых электродов, на которые подается ускоряющее напряжение с выравнивающего делителя. На концах трубка имеет стальные фланцы для сочленения с вакуумной системой и источником ионов.

0-вым электродом является входной фланец – на него подается основное ускоряющее напряжение (50÷200 кВ). 1-й электрод является фокусирующим; на него подается регулируемое напряжение с блока питания ионного источника (0÷10 кВ). Выходной фланец имеет потенциал, равный 0.

Для получения ионов водорода применяется ионный источник высокочастотного типа с продольным магнитным и поперечным электрическим полями. Ионы образуются внутри кварцевой колбы, соединенной с ускорительной трубкой через входной фланец. В колбе под действием высокочастотного поля возбуждается разряд. Рабочая частота генератора, создающего высокочастотное поле, равна 50 МГц. Магнитное поле создается соленоидом и может регулироваться для получения оптимального значения.

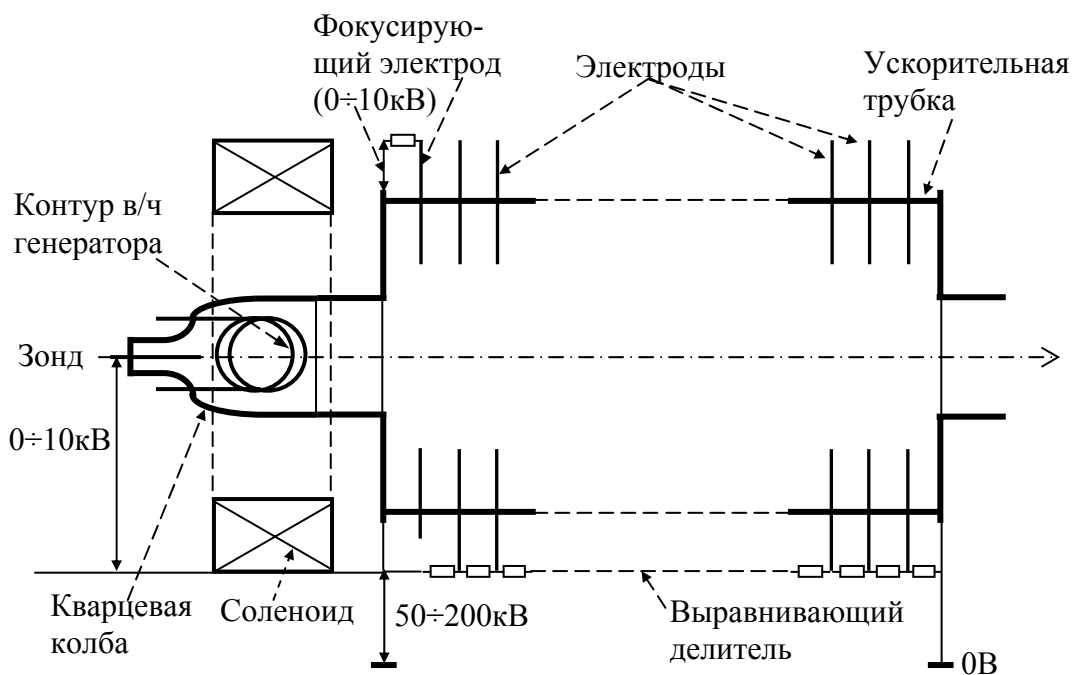


Рис. 9. Ускорительная трубка с ионным источником.

Вытягивание ионов из плазмы высокочастотного разряда осуществляется с помощью зондовой системы. Вытягивающее напряжение регулируется в пределах $0 \div 10$ кВ. Напуск водорода в колбу осуществляется с помощью палладиевого натекаателя. Натекатель позволяет плавно регулировать поступление водорода в ионный источник. В этом устройстве используется свойство палладия при высоких температурах пропускать водород, причем проницаемость увеличивается с ростом температуры. Конструктивно натекаатель выполнен в виде запаянной с одного конца трубки с электрическим подогревателем.

Переходной трансформатор

Для обеспечения работы различных узлов ионного источника (высокочастотный генератор, зонд, фокусирующий электрод, соленоид, нагреватель палладиевого натекаателя), имеется блок питания ионного источника. Он находится под потенциалом, равном основному ускоряющему напряжению. Для отделения его от первичной цепи (сеть 220 В) используется переходной трансформатор. Его коэффициент трансформации равен единице.

Переходной трансформатор и блок питания ионного источника размещаются в гетинаксовом баке. Для уменьшения вероятности пробоя трансформатор погружен в трансформаторное масло. На верхнем фланце бака находятся автотрансформаторы типа ЛАТР, с помощью которых можно управлять

всеми элементами питания ионного источника по первичной цепи.

На подставке бака (под потенциалом земли) укреплены сельсины-приемники, связанные изолированными механическими приводами с автотрансформаторами, которые регулируют входные напряжения выпрямителей ионного источника. Дистанционное управление осуществляется с помощью сельсин-датчиков «ЗОНД», «ФОКУС», «МАГНИТ», расположенных на пульте управления.

4.2. Вакуумная система

Вакуумная система обеспечивает вакуум внутри ускорительной трубки, камеры рассеяния и системы транспортировки пучка $\sim 10^{-6}$ мм рт. столба. Для откачки используются два агрегата ЭРА 300-2. Для предварительной откачки в состав каждого агрегата входят два цеолитовых насоса ЦВН-1-2 и ионный насос НМД-0,25-3

4.3. Поворотный магнит-анализатор

Пучок частиц, выходящий из ускорителя, на (60÷70)% состоит из протонов. Остальные составляющие – ионизированные молекулы водорода H^+ , молекулярный и атомарный водород.

Для получения чистого протонного пучка и его монохроматизации служит *магнит-анализатор* – это электромагнит, отклоняющий пучок на угол 60° . Магнитное поле анализатора и система коллимирующих щелей в ионопроводах позволяют выделять протоны с разбросом по энергии не более одного кэВ.

Магнитное поле анализатора обладает фокусирующими свойствами и позволяет уменьшить сечение пучка протонов на мишени. Обмотки электромагнита питаются от стабилизированного выпрямителя с плавной регулировкой напряжения.

4.4. Камера рассеяния

В камере рассеяния (рис.8) поддерживается вакуум $\sim 10^{-6}$ мм рт. ст. В ней установлена мишень из исследуемого вещества, а также полупроводниковый детектор заряженных частиц. Сигналы с детектора через вакуумный ввод подаются на вход предусилителя, расположенного на небольшом расстоянии от камеры рассеяния.

При проведении экспериментов необходимо знать полное количество частиц, попавших на мишень (*мониторирование падающего пучка*). Это выполняется следующим образом. Мишень электрически изолирована. Ток, протекающий через нее, проходит через *интегратор тока мишени*. Интегратор вырабатывает импульсы, частота поступления которых пропорциональна этому току.

Крышка камеры имеет смотровое окно, позволяющее видеть мишень, детекторы, входную диафрагму и др. При работе ускорителя можно видеть пучок протонов (ионизация остаточных газов) и профиль пучка протонов на мишени, так как большинство мишеней флюоресцирует под действием пучка заряженных частиц.

4.4. Регистрирующая электронная аппаратура.

Сигналы с полупроводникового кремниевого *детектора* поступают на вход *предусилителя*, расположенного непосредственно у камеры рассеяния. Напряжение смещения на детектор подается по тому же кабелю. Сигналы с выхода предусилителя поступают в *основной усилитель*. Все электронное оборудование, кроме предусилителя, расположено в соседнем с ускорителем помещении.

Импульсы с выхода усилителя поступают на вход многоканального амплитудного анализатора, роль которого выполняют компьютер с встроенным в него амплитудно-цифровым преобразователем (АЦП). Импульсы с выхода интегратора тока мишени поступают на контрольный вход предусилителя и смешиваются с сигналами от детектора. Их амплитуда может регулироваться. Она выбирается с таким расчетом, чтобы в амплитудном распределении пик, соответствующий импульсам интегратора отделялся от основного распределения. Программа, обеспечивающая работу спектрометра, позволяет контролировать этот пик, выполняя функцию монитора.

Регистрация и обработка данных выполняется с помощью спектрометрической системы NP-4, см. **Приложение 2**.

УПРАЖНЕНИЯ

- 1) При энергии бомбардирующих протонов $E_p = 170$ кэВ измерить спектры протонов, рассеянных на трех различных двухслойных мишенях Au(C), представляющих собой золотые пленки неизвестной толщины, нанесенные на толстую графитовую пластину. Дозу протонов контролировать с помощью интегратора тока пучка.
- 2) При $E_p = 170$ кэВ измерить амплитудный спектр протонов на графитовой мишени без золотой пленки.
- 3) При $E_p = 150$ кэВ и 130 кэВ измерить амплитудные спектры протонов, рассеянных на одной мишени
- 4) При $E_p = 170$ кэВ измерить амплитудный спектр протонов, рассеянных на мишени Au(Si) (золотая пленка неизвестной толщины на кремниевой пластине).

- 5) Измерить амплитудный спектр на выходе спектрометрического тракта при подаче на его вход импульсов генератора точной амплитуды.
- 6) Определить шумовую дисперсию спектрометра, используя результат упражнения 5.
- 7) Определить толщины золотых пленок всех мишеней.

ЛИТЕРАТУРА

1. Меликов Ю.В. Экспериментальная техника в ядерной физике. Курс лекций. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1973.
2. Тонкие пленки. Взаимная диффузия и реакция. Под редакцией Дж. Поута и др. - М.: Мир, 1982, гл. 6, п-ф 2, с. 125.
3. Комаров Ф.Ф., Кумахов М.А., Ташлыков И.С. Неразрушающий анализ поверхностей твердых тел ионными пучками. - Минск, Университетское, 1987, гл. 3.
4. Стародубцев СВ., Романов А.М. Прохождение заряженных частиц через вещество. - Ташкент: Изд-во АН УзССР, 1962, с. 80.

СПИСОК ВОПРОСОВ ДЛЯ ПОДГОТОВКИ

- 1) Каковы области применения тонких пленок?
- 2) Качественно объяснить, пленки каких элементов могут анализироваться методом РОР (тяжелые элементы на легкой подложке, легкие элементы на тяжелой подложке?).
- 3) Возможен ли анализ методом РОР распределения концентраций элементов по глубине?
- 4) Как влияет энергетическое разрешение спектрометрического блока на возможности анализа методом РОР?
- 5) Почему метод РОР называют неразрушающим методом контроля? Чем ограничивается повторное использование образцов для анализа?
- 6) Какой вакуум в измерительной камере?