

Количественные аспекты метода анализа поверхности медленными рассеянными ионами. Галль Р. Н., Стожаров В. М. — В кн.: Научное приборостроение. Л., «Наука», 1983, с. 3—12.

Рассмотрены краткая характеристика возможностей метода спектроскопии рассеянных ионов и его количественные аспекты. Основные результаты исследований поверхности данным методом, полученные за последние 10—15 лет, показали, что, применяя его для количественного элементного и структурного анализа поверхности, необходимо получить экспериментальные данные о дифференциальном сечении рассеяния и вероятности нейтрализации рассеянных ионов в области малых энергий. Метод перспективен для анализа поверхности в пределах одного—двух атомных слоев и может найти широкое применение при решении задач физики тонких пленок, химии гетерогенного катализа, а также в электронной технике в связи с развитием новой технологии изготовления интегральных твердотельных микросхем методом ионного легирования и напыления тонких пленок. Лит. — 48 назв., ил. — 7.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ НАУЧНОГО ПРИБОРОСТРОЕНИЯ

Р. Н. Галль, В. М. Стожаров

КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ АСПЕКТЫ МЕТОДА АНАЛИЗА ПОВЕРХНОСТИ МЕДЛЕННЫМИ РАССЕЯННЫМИ ИОНАМИ

(О б з о р)

Введение

Поверхностные явления играют важную роль во многих областях современной физики твердого тела и физической химии. Для понимания сложных процессов, происходящих на поверхности твердого тела, и управления ими необходимо знать состояние поверхности, определяющееся четырьмя основными ее свойствами: элементным составом, кристаллической структурой, атомным микрорельефом и энергетической структурой поверхностных состояний.

Известно много различных методов анализа состояния поверхности [1, 2]. По уже достигнутым в настоящее время результатам, а также по ожидаемым результатам и возможностям, основными из этих методов являются три: метод оже-электронной спектроскопии, метод дифракции медленных электронов и метод спектроскопии рассеянных ионов. Наиболее информативным из этих трех методов с точки зрения возможности одновременного измерения нескольких параметров, характеризующих состояние поверхности, является метод спектроскопии рассеянных ионов. Этот метод, кроме того, является уникальным инструментом анализа самого верхнего слоя поверхностных атомов, поскольку глубина выхода медленных упруго рассеянных ионов с энергиями в сотни электронвольт не превосходит одного атомного слоя.

Однако до самого последнего времени метод спектроскопии рассеянных ионов не получил такого широкого распространения, как методы оже-электронной спектроскопии и дифракции медленных электронов. Поэтому и методика анализа поверхности медленными рассеянными ионами разработана значительно слабее. Отчасти это объясняется тем, что исследователи опасаются разрушающего действия ионного пучка. Между тем, по последним данным, существуют такие условия эксперимента, при которых в процессе измерений методом спектроскопии рассеянных ионов состояние поверхности не изменяется [3, 4]. В связи с этим применение метода спектроскопии рассеянных ионов как тонкого инструмента анализа состояния поверхности твердого тела представляется весьма перспективным.

В настоящем обзоре на основе анализа основных результатов исследования поверхности твердого тела методом спектроскопии рассеянных ионов, полученных за последние 10—15 лет, будут рассмотрены количественные аспекты этого метода и проблемы его практического применения.

Краткая характеристика возможностей метода спектроскопии рассеянных ионов

Задачей спектроскопии рассеянных ионов является энергоугловой анализ ионов, рассеянных поверхностью твердого тела в результате облучения ее пучком ионов малых энергий (от сотен до тысяч электронвольт). Согласно современным представлениям, медленные ионы таких энергий в потенциальном

поле атома рассеиваются по законам классической механики. Это определяется тем, что при малых энергиях волна де Бройля для иона λ_D остается намного меньше размеров эффективной области рассеяния. Например, для иона He^+ с энергией $E_0=1$ кэВ $\lambda_D \approx 0.004$ Å. Для более тяжелых ионов значение λ_D еще меньше.

Результаты многочисленных исследований последних лет убедительно показали, что для описания рассеяния ионов малых энергий вплоть до $E_0=50$ эВ, так же как и в случае средних и больших энергий, применима модель парных столкновений [5]. Согласно этой модели, ион рассеивается отдельными атомами твердого тела так, как если бы они были свободными. Следовательно, в общем случае рассеяние ионов поверхностью твердого тела есть результат многократных последовательных упругих взаимодействий ионов с отдельными атомами. Однако при определенных условиях рассеяние ионов происходит в результате однократного взаимодействия с поверхностными атомами. Этот важный случай используется для анализа элементного состава поверхности медленными рассеянными ионами.

Анализ элементного состава поверхности методом спектроскопии ионов, рассеянных на большие углы. Метод определения элементного состава поверхности с помощью рассеянных ионов основан на энергетическом анализе ионов, однократно рассеянных на большие углы $\theta > 90^\circ$. Энергия однократно рассеянного иона рассчитывается на основе классических законов сохранения энергии и импульса и выражается следующими соотношениями [5, 6]:

$$E_1 = E_0 \frac{[\cos \theta \pm (\mu^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}]^2}{(1 + \mu)^2} \quad (\sin \theta \leq \mu < 1); \quad (1a)$$

$$E_1 = E_0 \frac{[\cos \theta + (\mu^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}]^2}{(1 + \mu)^2} \quad (\mu \geq 1), \quad (1b)$$

где $\mu = M/m$; M — масса рассеивающего атома; m — масса иона; θ — угол рассеяния.

Как следует из формул (1a) и (1b), положение энергетического пика, соответствующего однократному рассеянию ионов, при фиксированных угле рассеяния θ , массе иона m и его энергии E_0 зависит только от массы рассеивающего атома M . Благодаря этому и становится возможным применение энергетического анализа пиков однократного рассеяния ионов к определению массового, а следовательно, и элементного состава поверхности.

Главной характеристикой любого спектрального метода является его разрешающая способность. В применении к рассматриваемому методу такой характеристикой является разрешение по массе анализируемых поверхностных атомов $M/\Delta M$. Как показал расчет, произведенный на основе формул (1a) и (1b) при разных значениях параметра μ и рабочем разрешении энергоанализатора $E'/\Delta E' = 100$, наилучшее разрешение достигается при больших углах рассеяния $\theta > 90^\circ$ и значениях μ , близких к 1 (рис. 1) [7]. Однако оптимальные условия элементного анализа поверхности медленными рассеянными ионами этим не исчерпываются. Окончательный выбор ионов должен производиться с учетом их минимального разрушающего действия, а также максимального выхода рассеянных ионов и максимальной контрастности пика. Все эти требования одновременно выполнить невозможно. Поэтому при выборе оптимальных условий анализа стремятся к определенному компромиссу.

В настоящее время в спектроскопии рассеянных ионов пользуются исключительно ионами инертных газов. Это обусловлено тем, что ионы инертных газов химически не активны и поэтому в меньшей степени загрязняют поверхность по сравнению, например, со щелочными ионами.

В работах Смита и Болла [8, 9] показано, что контрастность пиков однократного рассеяния для легких (He^+) и тяжелых (Ar^+ , Kr^+) ионов возрастает с уменьшением их энергии E_0 благодаря увеличению сечения рассеяния и вероятности нейтрализации, которая в значительной степени подавляет многократное рассеяние, ответственное за фон, и в меньшей степени влияет на интенсивность основного пика. Поэтому в спектроскопии рассеянных ионов используют пучки инертных газов малых энергий порядка сотен и тысяч электронвольт.

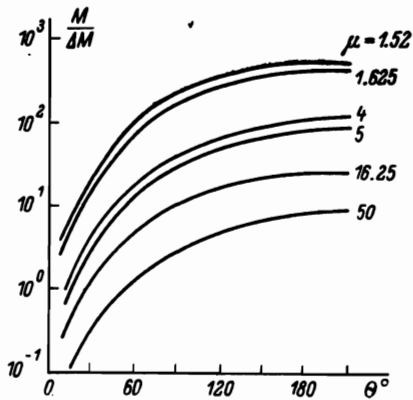


Рис. 1. Зависимости $M/\Delta M$ (θ) для различных μ [7].

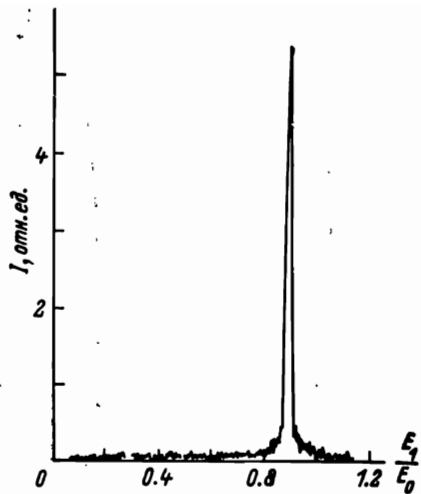


Рис. 2. Энергетический спектр ионов He^+ , рассеянных на Cu . $E_0=2$ кэВ, $\theta=90^\circ$ [49].

При этом достигается высокая контрастность пиков упруго рассеянных ионов, доходящая в ряде случаев до нескольких сотен относительных единиц (рис. 2). Таким образом, использование инертных ионов малых энергий в качестве поверхностного зонда выгодно с точки зрения сохранения начального состояния анализируемой поверхности.

Но самым главным условием, обеспечивающим неразрушающее действие ионного пучка на объект исследования, является его достаточно малая плотность, которая может теперь использоваться на практике в связи с широким применением в физических вакуумных приборах высокочувствительных детекторов — вторично-электронных умножителей (ВЭУ), способных регистрировать одиночные частицы. Упрощенный расчет дозы облучения для случая рассеяния ионов Ag^+ поверхностью Cu при $E_0=1$ кэВ показывает, что безопасная плотность ионного тока * составляет 10^{-8} А/см². Предполагая далее, что дифференциальное сечение рассеяния $d\sigma/d\Omega \sim 1$ Å²/ср и вероятность рассеяния иона в ионизованном состоянии $P_i=10^{-3}$, плотность тока ионов, рассеянных в узкий телесный угол $\Delta\Omega=10^{-2}$ ср от монослоя поверхностных атомов плотностью $n=10^{15}$ ат/см², оказывается равной $\sim 10^{-14}$ А/см² $=10^5$ ион/см². С помощью ВЭУ такие интенсивности регистрируются вполне надежно.

Таким образом, благодаря применению высокочувствительных детекторов рассеянных ионов существует реальная возможность практического использования метода спектроскопии рассеянных ионов в качестве неразрушающего метода анализа состояния поверхности.

Все это, а также тот факт, что, как теперь точно установлено, вплоть до энергий 50 эВ для любых комбинаций инертный ион—твердое тело справедлива модель парных столкновений, создает необходимые условия для проведения методом спектроскопии рассеянных ионов качественного фазового анализа поверхности с высокой чувствительностью к следам примесей на ней. Так, по данным Болла [9], этим методом на поверхности Si можно зарегистрировать с помощью ионов Ag^+ с энергией $E_0=5$ кэВ следы Au порядка 10^{-4} монослоя, что даже несколько превосходит чувствительность метода оже-электронной спектроскопии. Однако чувствительность сильно зависит от рассеивающей способности примесных атомов и вероятности нейтрализации. Например, на том же кремнии из-за уменьшения сечения рассеяния и увеличения вероятности нейтрализации следы кислорода с помощью ионов He^+ с энергией 2 кэВ

* Под безопасной плотностью ионного тока подразумевается такая, при которой за 100 с расплывается не более 0.01 монослоя.

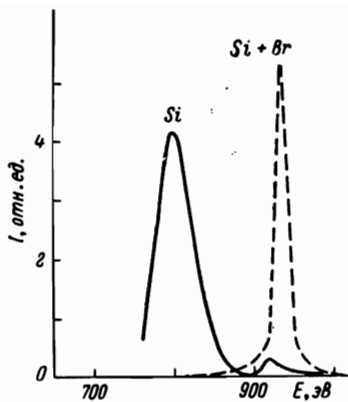


Рис. 3. Изменение энергетического спектра рассеянных ионов Ne^+ при хемосорбции Br на грани (111) Si . $E_0=1$ кэВ, $\theta=90^\circ$ [11].

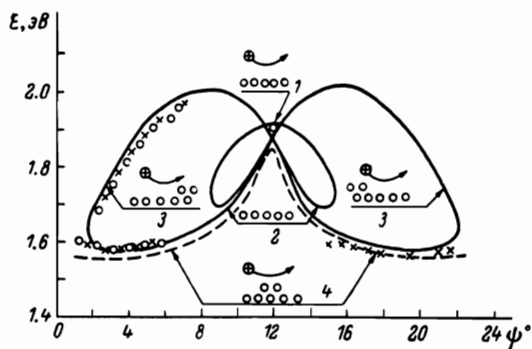


Рис. 4. Диаграммы $E-\psi$, рассчитанные для разных типов дефектов в случае рассеяния Kr^+ с энергией $E_0=6$ кэВ гранью (100) кристалла Si в направлении $\langle 100 \rangle$ [23].

1 — идеальная цепочка; 2 — одноатомная вакансия; 3 — атомные ступеньки; 4 — двухатомная терраса.

удалось обнаружить только при наличии на его поверхности ~ 0.1 монослоя кислорода [9].*

Еще одним важным параметром любого метода поверхностного анализа, в том числе и метода спектроскопии рассеянных ионов, является глубина анализа. По теоретическим оценкам, произведенным путем вычисления пробегов упруго рассеянных ионов малых энергий из известных сечений рассеяния, рассеяние таких ионов происходит преимущественно в пределах первого атомного слоя [6]. Из-за несплошности монослойных покрытий [10] непосредственное экспериментальное измерение такой малой глубины анализа методом послойного напыления невозможно. Однако существуют косвенные экспериментальные оценки этой глубины, подтверждающие теоретическую. Убедительным примером, доказывающим, что глубина анализа методом спектроскопии рассеянных ионов действительно порядка одного монослоя, является опыт Бронгерсма [11], изучавшего адсорбцию Br на поверхности (111) кристалла Si . Как известно, адсорбция, а вернее хемосорбция, Br на этой поверхности заканчивается образованием сплошного монослоя, полностью экранирующего атомы кремния. Измерения в этом случае пиков упруго рассеянных ионов Ne^+ с энергией $E_0=1$ кэВ показало, что полное покрытие поверхности кремния монослоем брома практически уничтожает пик кремния и в спектре остается лишь один четкий пик брома (рис. 3). Этот результат со всей очевидностью доказывает, что во всяком случае для пары $Ne^+ - Br$ метод спектроскопии рассеянных ионов чувствителен исключительно по отношению к атомам первого слоя.

Количественный анализ методом спектроскопии рассеянных ионов по сравнению с качественным представляет собой более трудную задачу [12]. Это обусловлено тем, что точно не известны сечения рассеяния ионов атомами, а также еще мало изучено явление нейтрализации, которое существенно в области малых энергий ионов. Обычные способы количественного элементного анализа: абсолютный (определение стехиометрии по отношению абсолютных интенсивностей характеристических пиков) и относительный (путем калибровки интенсивности по стандартным образцам с известным содержанием элементов), так называемый метод внешнего стандарта — корректны при условии пропорциональности интенсивности I_i концентрации поверхностных атомов N_i :

$$I_i \sim I_0 N_i P_i \frac{d\sigma_i}{d\Omega} T \Delta \Omega, \quad (2)$$

* Все количественные оценки чувствительности произведены сравнением с данными нейтронного активационного анализа.

где N_i — концентрация поверхностных атомов i -го элемента; P_i — вероятность рассеяния иона в ионизованном состоянии атомом i -го элемента; $d\sigma_i/d\Omega$ — дифференциальное сечение рассеяния иона атомом i -го элемента; I_0 — интенсивность первичного пучка; $\Delta\Omega$ — телесный угол; T — эффективность детектора.

Как следует из формулы (2), для осуществления количественного элементного анализа необходимо знать величины P_i и $d\sigma_i/d\Omega$. Ниже этот вопрос будет рассмотрен подробнее.

Структурный анализ поверхности методом спектроскопии рассеянных ионов. Анализ структуры поверхности с помощью рассеянных ионов возможен двумя способами: путем изучения энергетических спектров многократно рассеянных ионов и путем изучения зависимости энергетических спектров ионов, однократно рассеянных на большие углы, от углов падения и рассеяния.

Наиболее распространенным является первый способ — энергетический анализ многократно рассеянных ионов, удельный вес которых в общем числе рассеянных ионов велик при малых углах рассеяния. Как известно, энергетические спектры ионов, испытавших малоугловое рассеяние, всегда обладают двухпиковой структурой [13—16]. Пик, расположенный при меньшей энергии, соответствует однократному рассеянию, а второй, более энергетичный пик — двукратному рассеянию при не слишком малых углах рассеяния $\theta \geq 10^\circ$ или многократному рассеянию при $\theta < 10^\circ$. Энергия двукратно рассеянного иона определяется углами однократного рассеяния ϑ_1 и ϑ_2 , зависящими от прицельного параметра p_1 , межатомного расстояния l и вида рассеивающего потенциала [16]:

$$E_2 = E_0 \frac{1}{(1 + \mu^2)^4} [\cos \vartheta_1 + (\mu^2 - \sin^2 \vartheta_1)^{1/2}]^2 \cdot [\cos \vartheta_2 + (\mu^2 - \sin^2 \vartheta_2)^{1/2}]^2; \quad (3)$$

$$\vartheta_1 + \vartheta_2 = \theta. \quad (4)$$

Таким образом, по энергии иона, испытавшего двукратное рассеяние, можно определить структурный параметр атомной цепочки — ее постоянную l . Однако отсутствие данных о точном виде рассеивающего потенциала до настоящего времени затрудняет практическое использование метода малоуглового рассеяния ионов для анализа структуры поверхности твердого тела.

Этого недостатка лишен второй способ структурного анализа поверхности рассеянными ионами, использующий известный эффект экранировки [5, 6]. Однако этот способ не может применяться самостоятельно, поскольку он дает информацию лишь о взаимном расположении адсорбированных атомов и атомов подложки. В работе [17], например, эффект экранировки рассеянных ионов совместно с дифракцией медленных электронов позволил интерпретировать структуру кислорода, адсорбированного на поверхности (110) кристалла Ni. Таким же образом интерпретировалась структура брома, адсорбированного на поверхности (111) кристалла Si [11, 18].

Анализ поверхностных дефектов методом спектроскопии рассеянных ионов. Получение информации о микрорельефе поверхности, т. е. о типах поверхностных дефектов и их концентрации, имеет важное значение для прогнозирования ее адсорбционной способности. В последнее время появился целый ряд работ Хенцлера [19—22], в которых показана возможность исследования микрорельефа поверхности с помощью дифракции медленных электронов по расширению и расщеплению рефлексов на электронограммах. Однако чувствительность этого метода к поверхностным дефектам невысока, поскольку упругое рассеяние электронов происходит в слое толщиной несколько атомных слоев.

С этой точки зрения наиболее выгодным явился бы метод спектроскопии медленных рассеянных ионов с эффективной глубиной анализа, не превышающей одного атомного слоя. Как показано в [23], этот метод можно применить для анализа поверхностных дефектов, если исследовать зависимость энергетического положения пика двукратного (или многократного) рассеяния от угла падения ψ первичного пучка (метод диаграммы $E-\psi$). В этом случае, как показывает расчет, подтверждающийся экспериментом, наличие на поверх-

ности дефектов существенно изменяет вид диаграммы $E-\phi$, причем по-разному для разных типов дефектов (рис. 4). Однако, как и в случае элементарного анализа, применение метода спектроскопии рассеянных ионов для определения типа дефектов и тем более их концентрации затруднено вследствие отсутствия надежных данных о дифференциальных сечениях рассеяния медленных ионов и вероятности их нейтрализации.

Дифференциальное сечение рассеяния

В соответствии с законами классической механики [24, с. 115] дифференциальное сечение рассеяния иона в поле атома связано с прицельным параметром p соотношением

$$d\sigma = 2\pi p dr. \quad (5)$$

Если известен рассеивающий потенциал, то прицельный параметр однозначно определяется интегралом рассеяния на данный угол θ :

$$\theta = \pi - 2 \int_{r_{\min}}^{\infty} \frac{p dr}{r^2 \left(1 - \frac{p^2}{r^2} + \frac{V(r)}{E_0}\right)^{1/2}}, \quad (6)$$

где r — радиус-вектор рассеивающегося иона; E_0 — его начальная энергия.

Как показано в классической теории рассеяния, в области малых энергий E_0 сечения рассеяния можно оценивать с помощью трех модельных потенциалов:

1) потенциала Борна—Майера [25]

$$V_{\text{БМ}}(r) = Ae^{-Br}, \quad (7)$$

где A и B — постоянные;

2) потенциала Томаса—Ферми—Мольера [26]

$$V_{\text{ТФМ}}(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \Phi\left(\frac{r}{a}\right), \quad (8)$$

где $\Phi(r/a)$ — функция экранировки в аппроксимации Мольера;

3) потенциала Фирсова [27]

$$V_{\Phi}(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \Phi'\left(\frac{r}{a}\right), \quad (9)$$

где $\Phi'(r/a)$ — функция экранировки в аппроксимации Фирсова.

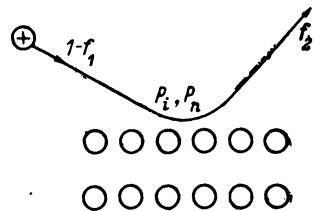
Расчитанные с помощью этих потенциалов сечения рассеяния для ионов и атомов со средними и малыми Z оказываются сильно отличающимися друг от друга (в 10 раз и более) [28]. Поэтому особенно в этих случаях необходимы экспериментальные данные о сечениях рассеяния ионов на атомах. Однако в области малых энергий рассеянных ионов (порядка сотен и тысяч электрон-вольт) в отличие от области высоких энергий таких данных практически нет, и большинство исследователей пользуется пока теоретическими расчетами $d\sigma/d\Omega$ с помощью модельных потенциалов (7) и (8) [7, 25, 29].

Нейтрализация

Как уже неоднократно отмечалось, процесс нейтрализации играет важную роль при рассеянии ионов твердым телом. В некоторых случаях (например, при малоугловом рассеянии медленных ионов с E_0 порядка нескольких килоэлектронвольт) вероятность нейтрализации достигает 99% [30], и этот процесс, таким образом, в этих случаях становится основным.

Согласно современным представлениям, процесс нейтрализации иона при взаимодействии его с поверхностью твердого тела есть результат нескольких элементарных процессов перезарядки, основными из которых являются следующие (рис. 5) [31, 32]:

Рис. 5. К объяснению процесса нейтрализации ионов, рассеивающихся твердым телом.



1) оже- или резонансная нейтрализация иона первичного пучка до столкновения с поверхностью, определяющаяся вероятностью $1 - f_1$;

2) оже- или резонансная нейтрализация рассеянного иона (т. е. после столкновения с поверхностью), зависящая от вероятности f_2 ;

3) нейтрализация в момент жесткого столкновения иона с поверхностным атомом, определяющаяся вероятностью P_n ;

4) ионизация в момент жесткого столкновения с поверхностными атомами нейтрализованной части налетающих ионов (с вероятностью P_i).

С учетом этих процессов вероятность нейтрализации P иона, рассеянного поверхностью твердого тела, выражается следующим простым соотношением:

$$P = f_1(1 - P_n)f_2 + (1 - f_1)P_i f_2. \quad (10)$$

Полуклассическая теория оже-нейтрализации и резонансной нейтрализации [33, 34] показывает, что для совсем медленных ионов с энергиями меньше 100 эВ вероятность того, что первичный ион, двигаясь из бесконечности, сможет достичь поверхности металла, не испытав при этом нейтрализации путем оже- или резонансного перехода, равна

$$f_1(v_0) = e^{-\frac{\int_0^{\infty} R_t(S) dS}{v_0 \sin \psi}} = e^{-\frac{v_a}{v_0 \sin \psi}}, \quad (11)$$

где $v_a = \int_0^{\infty} R_t(S) dS$ — характеристическая постоянная; ψ — угол падения.

Аналогичное соотношение имеет место и для вероятности f_2 рассеянных ионов

$$f_2(v_1) = e^{-\frac{v_a}{v_1 \sin(\theta - \psi)}}. \quad (12)$$

В общем случае рассеяния ионов в высоковозбужденном автоионизационном состоянии [32] нейтрализация есть результат целого каскада переходов типа переходов Оже и Костера—Кронига. В высоковозбужденное состояние ион переходит при жестком соударении и рассеянии на большие углы. При этом происходит выдвигание большого числа валентных электронов и некоторого числа электронов внутренних оболочек на возбужденные уровни квазимолекулы, представляющей собой псевдомолекулярный комплекс с очень коротким временем жизни, менее 10^{-16} с [35]. В [36, 37] развита статистическая теория возбуждения и многократной ионизации атомов и ионов в процессе жесткого взаимодействия. Построение такой теории оказалось возможным благодаря малому времени T взаимодействия (как отмечалось выше, оно менее 10^{-16} с). Согласно принципу неопределенности каждый энергетический уровень в этом случае расширится на величину ΔE , определяющуюся известным соотношением [38]

$$\Delta E \approx \frac{\hbar}{T} = \frac{\hbar v_0}{r_0}, \quad (13)$$

где r_0 — размер эффективной области взаимодействия, приблизительно равный радиусу атома.

Значения ΔE составляют несколько электронвольт и растут с увеличением энергии E_0 налетающих ионов. Так, для случая рассеяния $\text{Ag}^+ - \text{Ag}$ при $E_0 = 25, 50$ и 100 кэВ величины ΔE соответственно составляют 1.7, 2.4 и 3.4 эВ. Это приводит к тому, что расположенные близко друг от друга уровни возбужденных состояний (между первым возбужденным состоянием и уровнем

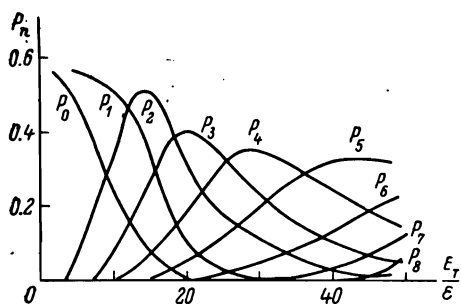


Рис. 6. Зависимость вероятности P_n резонансной перезарядки $Ag^+ - Ag$ разной кратности n от величины относительной переданной энергии E_T/ϵ [36]. $E_0 = 50$ кэВ.

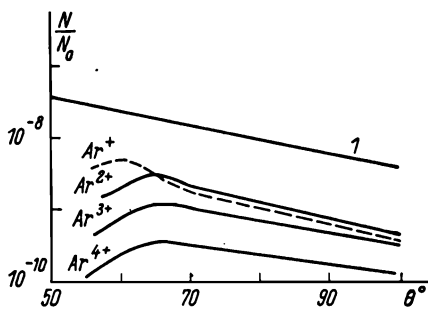


Рис. 7. Угловое распределение ионов Ag^+ разной кратности, рассеянных поверхностью $Cu(100)$. $E_0 = 60$ кэВ [35].

Прямая 1 — полное число всех рассеянных частиц.

вакуума) сливаются в зону, образуя непрерывный спектр состояний. Эта зона делится на ячейки равной ширины ϵ с одинаковым статистическим весом, и рассчитывается вероятность попадания в каждую ячейку различного числа электронов. В результате такого расчета были получены распределения вероятности $P_n(m)$ как функции номера ячейки $m = E_T/\epsilon$ (где E_T — часть кинетической энергии, передаваемая электронам при столкновении) для разной кратности ионизации n (рис. 6).

Экспериментальные данные, полученные в [39, 40] для доли зарядовых состояний, образованных при рассеянии Ag^+ на Ag на различные полярные углы θ , хорошо согласуются с теорией при замене переменной m на θ .* Этот результат показывает, что рассеяние ионов на атомах газа сопровождается процессами перезарядки, происходящими только в момент жесткого взаимодействия.

Иная ситуация имеет место при рассеянии ионов на поверхностных атомах твердого тела. В этом случае в результате весьма интенсивных процессов оже- и резонансной нейтрализации рассеянных частиц поверхностью распределение зарядовых состояний существенно изменяется. Это продемонстрировано прямым сравнением функций $P_n(\theta)$, измеренных при рассеянии ионов Ag^+ атомами паров меди и от поверхности твердой медной мишени [41, 35]. Как показывают экспериментальные данные, полученные в работе [35], нейтрализация рассеянных ионов поверхностью твердого тела приводит к существенному уменьшению кратности их заряда, в результате чего в этом случае преобладает рассеяние однозарядных и нейтрализовавшихся ионов (рис. 7).

Во всех рассмотренных выше работах перезарядка и нейтрализация ионов изучались в области средних энергий. Что же касается ионов малых энергий, то, согласно экспериментальным работам последних лет, рассеяние таких ионов поверхностью металлов возможно в двух состояниях: однозарядных ионов и нейтральных атомов.

Таким образом, экспериментальное исследование процессов нейтрализации медленных ионов связано с необходимостью анализа нейтральных атомов по скоростям и регистрации их малых потоков, а это очень сложная экспериментальная задача. В настоящее время известно три способа энергетического анализа атомов: метод газовой ячейки, метод ионизации электронным ударом и времяпролетный метод. Метод ионизации электронным ударом обычно используется для энергетического анализа совсем медленных ионов с большим порядковым номером Z и применяется для изучения процессов катодного распыления [42]. Два остальных применяются для атомов как раз тех энергий, которые характерны для спектроскопии рассеянных ионов (сотни и тысячи электронвольт).

* Такая замена означает лишь изменение масштаба по оси абсцисс, поскольку E_T есть монотонно возрастающая функция θ и ϵ — постоянная [36].

Метод газовой ячейки основан на явлении «обдирки» пучка атомов (т. е. потери ими электрона) при пропускании через разреженный газ [43]. Полученный в ячейке ионный пучок пропускается затем через электростатический энергоанализатор, и таким образом получается энергетический спектр исходного атомного пучка. В [44] описано применение этого метода к энергетическому анализу легких нейтральных атомов H, D, He и Ne с начальными энергиями $E_0 = 0.2 \div 10$ кэВ. Основная сложность метода газовой ячейки определяется тем, что для практического использования этого метода требуется производить калибровку ячейки, т. е. измерять ее эффективность [44]. При малых давлениях газа ($p \approx 10^{-3} - 10^{-2}$ мм рт. ст.), когда имеют место только однократные столкновения, эффективность ячейки, определяющаяся вероятностью потери первичным атомом одного электрона, выражается соотношением

$$\eta(E) = k\sigma_{01}(E)l\rho, \quad (14)$$

где l — эффективная длина ячейки; ρ — плотность газа, k — коэффициент пропорциональности; $\sigma_{01}(E)$ — сечение ионизации первичного атома при рассеянии в газе. Как следует из (14), эффективность ячейки зависит от многих параметров: давления и состава газа, его температуры, энергии и сорта первичных атомов. Это требует проведения калибровки в каждом конкретном случае и снижает точность измерений.

Более абсолютным является времяпролетный метод анализа нейтральных атомов по скоростям. Технически времяпролетный метод более сложен, чем метод газовой ячейки, поскольку он требует применения сложной импульсной техники наносекундного диапазона. Зато он обладает неоспоримым преимуществом, являясь прямым методом энергетического анализа нейтральных частиц, не требующим предварительной калибровки. В [45] времяпролетный метод был применен для энергетического анализа нейтральных и ионизованных атомов Ag и He, рассеянных золотом в области энергий первичных ионов $E_0 = 6 \div 32$ кэВ. Были получены данные о зависимости вероятности нейтрализации ионов Ag^+ от энергии рассеянных частиц при разных E_0 , очень ценные для спектроскопии рассеянных ионов. Для ионов He такие зависимости получить не удалось, поскольку чувствительность времяпролетного метода с уменьшением порядкового номера иона Z падает.

В [46] отмечается, что расхождение между экспериментальными и теоретически рассчитанными с помощью аппроксимированного потенциала Томаса—Ферми—Мольера энергетическими спектрами ионов, рассеянных под малыми углами, можно объяснить только влиянием нейтрализации, более предпочтительной для многократно рассеянных частиц, чем для однократно рассеянных. Такое влияние нейтрализации при определенных условиях может полностью «уничтожить» в спектре малоуглового рассеяния второй максимум, соответствующий многократному рассеянию, и привести к потере значительной части информации о состоянии поверхности, получаемой с помощью метода спектроскопии рассеянных ионов [47]. В связи с этим в [47] предлагается новый, более информативный метод изучения структуры и микрорельефа поверхности с помощью энергетических спектров частиц, покидающих мишень в нейтральном состоянии. Кроме того, показано [48], что изучение нейтрализации необходимо для адекватного теоретического описания многократного рассеяния и определения структурных параметров поверхностной решетки.

Заключение

Анализ количественных аспектов метода спектроскопии рассеянных ионов показывает, что, несмотря на непрерывно возрастающее число публикаций, посвященных экспериментальным и теоретическим исследованиям [в этой области, до сих пор в литературе нет достаточных данных, которые бы свидетельствовали о том, что этим методом можно проводить строгие количественные исследования. Между тем проблема анализа состояния поверхности в последнее время приобрела чрезвычайно большое научное и хозяйственное значение в связи с развитием физики тонких пленок и химии гетерогенного катализа, а также в связи с развитием новой технологии изготовления интеграль-

ных твердотельных микросхем методом ионного легирования и напыления тонких пленок. Метод спектроскопии рассеянных ионов, позволяющий анализировать самый верхний, поверхностный слой атомов, является для этих целей одним из наиболее перспективных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Powell C. — Appl. Surf. Sci., 1980, v. 4, N 3, p. 492.
2. Методы анализа поверхности. Под ред. А. Зандерны. М., 1979.
3. Brongersma H., Spranaay M., Buck T. — Surf. Sci., 1978, v. 71, N 3, p. 657.
4. Бронгерсма, Хазевиндус, Ван-Лиувланд и др. — Приборы для научных исследований, 1978, № 6, с. 20.
5. Арифов У. А. Взаимодействие атомных частиц с поверхностью твердого тела. Ташкент, 1968.
6. Мессу Г., Барзон М. Электронные и ионные столкновения. М., 1958.
7. Taglauer E., Heiland W. — Appl. Phys., 1976, v. 9, p. 261.
8. Smith D. — J. Appl. Phys., 1967, v. 38, p. 340.
9. Ball D., Buck T. — Surf. Sci., 1972, v. 30, N 1, p. 69.
10. Метфессель Ф. Тонкие пленки, их приготовление и измерение. М., 1963.
11. Brongersma H. — J. Vac. Sci. Technol., 1974, v. 11, N 1, p. 231.
12. Nethus H., Bauer E. — Surf. Sci., 1975, v. 47, p. 222.
13. Mashkova E. S., Molchanov V. A. — Phys. Lett., 1965, v. 18, N 1, p. 7.
14. Парилус Э. С., Тураев Н. Ю. — В кн.: Взаимодействие атомных частиц в веществе и на поверхности твердого тела. Под ред. У. А. Арифова. Ташкент, 1972, с. 5.
15. Арифов У. А., Груич Д. Д., Парилус Э. С. — В кн.: Ионная бомбардировка — метод исследования свойств поверхности. Под ред. У. А. Арифова. Ташкент, 1975, с. 3.
16. Martynenko Yu. V. — Rad. Eff., 1973, v. 20, N 3, p. 211.
17. Heiland W., Taglauer E. — J. Vac. Sci. Technol., 1972, v. 9, N 2, p. 620.
18. Brongersma H., Mul P. — Surf. Sci., 1973, v. 35, N 3, p. 395.
19. Henzler M. — Surf. Sci., 1970, v. 19, p. 159.
20. Henzler M. — Appl. Phys., 1976, v. 9, p. 11.
21. Henzler M. — Surf. Sci., 1978, v. 73, p. 240.
22. Schulze G., Henzler M. — Surf. Sci., 1978, v. 73, p. 553.
23. Beermann S., Boers A. — Surf. Sci., 1972, v. 30, p. 134.
24. Таббай Д. Д., Луфшиц Е. М. Механика. М., 1960.
25. Abrahamson A. — Phys. Rev., 1969, v. 178, p. 76.
26. Mollère G. — Z. Naturforsch., 1947, Bd 2a, S. 133.
27. Фурсов О. Б. — ДАН СССР, 1966, т. 169, с. 1311.
28. Taglauer E., Heiland W. — Surf. Sci., 1975, v. 47, p. 234.
29. Honig R., Harrington W. — Thin Sol. Films, 1973, v. 19, p. 43.
30. Жабров Г. И., Куряев В. А. — Матер. V Всесоюз. конф. «Взаимодействие атомных частиц с твердым телом». Ч. I. Минск, 1978, с. 135.
31. Boers A. — Surf. Sci., 1977, v. 63, p. 475.
32. Новые возможности корпускулярной спектроскопии. Под ред. У. А. Арифова. Ташкент, 1979, гл. VII.
33. Шестер Ш. Ш. — ЖЭТФ, 1937, т. 7, вып. 6, с. 750.
34. Hagstrum H. — Phys. Rev., 1954, v. 96, p. 336.
35. Weg W. van der, Bierman D. — Physica, 1969, v. 44, p. 177.
36. Russek A., Thomas M. — Phys. Rev., 1958, v. 109, p. 6.
37. Bulman J., Russek A. — Phys. Rev., 1961, v. 122, N 2, p. 506.
38. Мандельштам Л. И., Тамм И. Е. — Изв. АН СССР. Сер. физ., 1945, т. 9, с. 122.
39. Fuls E., Jones P., Ziemba F., Everhart E. — Phys. Rev., 1957, v. 107, p. 704.
40. Jones P., Ziemba F., Moses H., Everhart E. — Phys. Rev., 1959, v. 113, p. 182.
41. Weg W. van der, Bierman D., Onderlinden D. — Physica, 1969, v. 44, p. 161.
42. Veen van, Fluit J. — Nucl. Instr. Meth., 1976, v. 132, p. 573.
43. Bardet R., Dupas L. — Assoc. EURATOM-CEA Rep. N EUR-CEA-FC-662, 1972.
44. Verbeek H., Eckstein W., Matschke F. — J. Phys. E, 1977, v. 10, p. 944.
45. Buck T., Chen J., Wheatley G., Weg W. van der — Surf. Sci., 1975, v. 47, p. 244.
46. Poelsema B., Verhey L., Boers A. — Surf. Sci., 1977, v. 64, p. 537.
47. Luttjens S., Verbeek T., Boers A. — Surf. Sci., 1978, v. 76, N 2, p. 609.
48. Wit A. de — Surf. Sci., 1975, v. 47, p. 258.