

## ELECTRON AND ION SPECTROSCOPY OF SOLIDS

V. P. AFANAS'EV

*Upgrading of technologies of constructional materials surface processing and the creation of new microcircuits are impossible without the control of component composition in samples and depth profiling of impurities in samples. The measurement of electron and ion energy distributions enables to answer questions on chemical structure and structure of impurities concentration in surface layers.*

**Совершенствование технологий обработки поверхности конструкционных материалов и создание новых микросхем немыслимы без контроля компонентного и пологийного состава образцов. Измерение энергетических распределений электронов и ионов, рассеянных исследуемым материалом, дает возможность ответить на вопросы о химическом составе и профиле концентраций в приповерхностных слоях.**

© Афанасьев В.П., 1999

# ЭЛЕКТРОННАЯ И ИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

В. П. АФАНАСЬЕВ

Московский энергетический институт

Термин “спектроскопия” в школьном учебнике физики относится только к оптическим явлениям. Спектром называют распределение испускаемой в единицу времени с единицы поверхности световой энергии по частотам  $\omega$  или длинам волн. Учебник описывает устройство и спектрографа и спектрометра, рассказывает о спектральном анализе — методе определения химического состава вещества по его спектру. Если использовать корпускулярные представления о свете, вспомнив, что энергия фотона равна  $\hbar\omega$ , то спектр представляет собой распределение числа фотонов, прошедших через единичную площадку в единицу времени по энергиям.

В статье речь пойдет о том, какую информацию об исследуемом объекте можно получить, анализируя изменение физических характеристик электронов и легких ионов (ионов водорода и гелия) при их взаимодействии с твердыми телами. Здесь в первую очередь нас будет интересовать энергия атомных частиц, рассеянных твердотельными мишениями. По аналогии с оптикой спектром атомных частиц называется распределение плотности тока атомных частиц, излученных с поверхности (числа электронов или ионов, эмитированных с единицы поверхности в единицу времени) по энергиям.

Если ускоренная атомная частица попадает в твердое тело, ее движение сопровождается потерями энергии за счет неупругих взаимодействий (индуцирование переходов между различными электронными подуровнями в твердом теле; возбуждение колебаний решетки или, другими словами, нагрев мишени; возбуждение коллективных колебаний газа коллективизированных электронов вокруг остова твердого тела из положительных ионов или так называемых плазмонных колебаний) и изменением направления движения, вызываемого упругими взаимодействиями с ионным остовом.

Стандартная схема обсуждаемых в статье опытов похожа на эксперименты Резерфорда по рассеянию  $\alpha$ -частиц (рис. 1). Обязательной деталью всех экспериментов по исследованию взаимодействия ускоренных атомных частиц с поверхностью твердого тела является вакуумная камера, которая необходима для поддержания поверхности исследуемого образца в атомарно-чистом состоянии. Источником ионов является устройство, напоминающее электронный инжектор в электронно-лучевых трубках, но в качестве источника заряженных частиц используется не раскаленный катод, эмитирующий

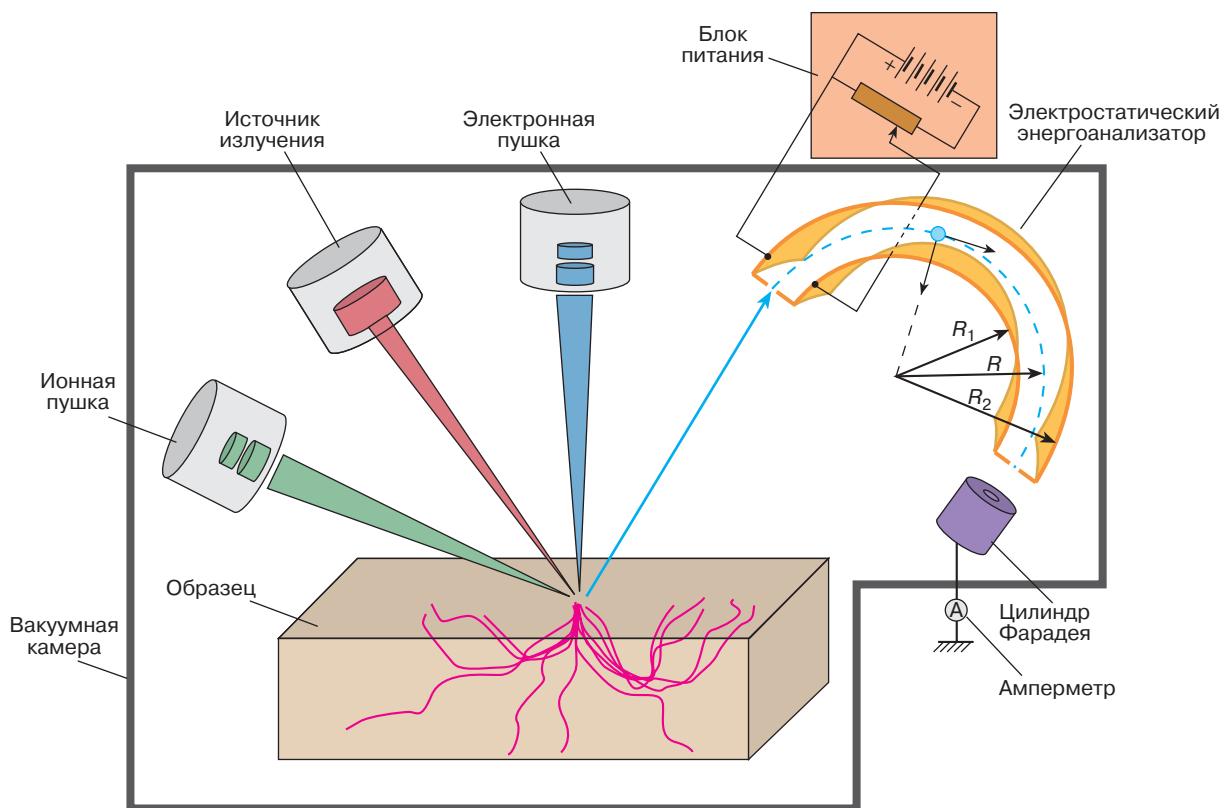


Рис. 1. Стандартная схема эксперимента по измерению энергетических спектров электронов и легких ионов

электроны, а источник положительных ионов гелия, в качестве которого можно использовать, например, разряд в гелии; следует, естественно, изменить и полярность анодного питания.

Важной деталью экспериментальной схемы (рис. 1) является энергоанализатор — устройство, позволяющее определять плотность тока ионов (или электронов) с энергиями в выбранном интервале от  $E$  до  $E + \Delta E$ . Энергоанализатор позволяет установить то, как заряженные частицы в потоке распределены по энергиям. Аналогом энергоанализатора в оптике является, например, призма, разлагающая падающий на нее свет в спектр, что позволяет исследовать распределение светового потока по длинам волн.

Наиболее популярным является сферический энергоанализатор. Он обладает преимуществами по сравнению с плоским или цилиндрическим энергоанализатором. Состоит он из двух проводящих концентрических полусфер с радиусами  $R_1$  и  $R_2$ , представляя собой сферический конденсатор. Рассмотрим его принцип действия (рис. 1). Схема эксперимента построена таким образом (рис. 1), что положительный ион влетает в энергоанализатор по касательной к средней линии радиусом  $R_0 = \frac{R_1 + R_2}{2}$ .

Ион будет продолжать двигаться вдоль средней линии энергоанализатора, если выполняется равенство, следующее из проекции второго закона Ньютона для иона массой  $m$ , на радиальное направление:

$$\frac{m\mathbf{v}^2}{R_0} = eE(R_0), \quad (1)$$

где  $E(R_0)$  — радиально направленная напряженность электрического поля в сферическом конденсаторе,  $\mathbf{v}$  — скорость иона,  $\mathbf{v}^2/R_0$  — центростремительное ускорение иона:

$$E(R_0) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 R_0^2}.$$

Помня, что разность потенциалов между обкладками конденсатора составляет  $U = \frac{Q(R_2 - R_1)}{4\pi\epsilon_0 R_1 R_2}$ , можем записать

$$E(R_0) = U \frac{R_1 R_2}{(R_2 - R_1) R_0^2}. \quad (2)$$

Из (1) и (2) следует, что энергия электронов, влетевших в энергоанализатор и двигающихся по окружности радиуса  $R_0$ ,

$$W = \frac{mU^2}{2} = \frac{eE(R_0)R_0}{2} = eU \frac{R_1R_2}{(R_2 - R_1)R_0} = eU\alpha. \quad (3)$$

Определяемый геометрией энергоанализатора безразмерный коэффициент  $\alpha$  обычно имеет значение около 6. Энергоанализатор устроен так (рис. 1), что ионы, которые летели вдоль его средней линии (по окружности радиуса  $R_0$ ), при вылете обязательно попадают в цилиндр Фарадея или, попросту, в металлическую банку, в которой заряженная частица тормозится и останавливается. Амперметр (рис. 1) измеряет силу тока, равную заряду, накапливаемому в цилиндре Фарадея в единицу времени. Формула (3) показывает, что кинетическая энергия ионов, попадающих в цилиндр Фарадея, пропорциональна напряжению, которое приложено к обкладкам энергоанализатора. Таким образом, зависимость показаний амперметра  $I$  от напряжения на обкладках энергоанализатора показывает количество ионов с энергией  $W$  в общем потоке ионов, влетевших в энергоанализатор. Зависимость  $I(U)$  и представляет собой энергетический спектр ионов, влетевших в энергоанализатор.

## ИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

Рассмотрим вначале отражение легких ионов от поверхности твердотельной мишени. Пусть на ее поверхность падает мононаправленный, моноэнергетический поток ионов гелия. Расположим энергоанализатор таким образом, чтобы в него попадали ионы, которые в процессе взаимодействия с поверхностью мишени отразились под углом  $\theta$  к первоначальному направлению. На рис. 2 представлены энергетические спектры ионов гелия, отраженных от анализируемой мишени. Если энергия ионов падающего на мишень зондирующего пучка равна  $E_0$ , а величина  $E_0$  порядка одного или нескольких килоэлектронвольт, то спектр отраженных электронов состоит из одного (в случае однокомпонентной мишени) или нескольких пиков (см. рис. 2). Один электронвольт (1 эВ) равен энергии, которую приобретает электрон, пройдя разность потенциалов в один вольт:  $1 \text{ эВ} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ . Если проделать серию экспериментов на различных однокомпонентных мишених, то можно установить, что энергия отраженных электронов  $E$  связана с энергией зондирующего пучка ионов  $E_0$  коэффициентом, зависящим от угла рассеяния и отношения атомных масс ионов зондирующего пучка  $M_1$  и атомов мишени  $M_2$ :  $E/E_0 = k(\theta, M_1/M_2)$ , коэффициент  $k(\theta, M_1/M_2)$  носит название кинематического фактора. Дадим теоретическую интерпретацию результата.

Будем считать, что энергия ионов, налетающих на мишень, находится в интервале от одного килоэлектронвольта до нескольких мегаэлектронвольт. Длина волны де Броиля для таких частиц меняется от  $10^{-2}$  до  $10^{-5}$  нм, это значительно меньше межатомного расстояния, которое составляет прибли-

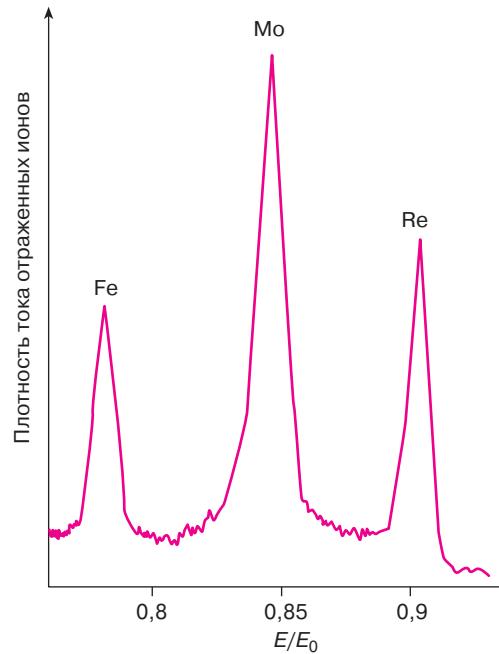


Рис. 2. Энергетический спектр ионов  $\text{He}^+$ , рассеянных мишенью из сплава железо–молибден–рений на угол  $175^\circ$ , начальная энергия пучка ионов  $\text{He}^+$   $E_0 = 1 \text{ кэВ}$

зительно  $0,2$ – $0,5$  нм, что и позволяет использовать классические законы Ньютона для описания соударения налетающих ионов с атомами мишени, не принимая во внимание пренебрежимо малые в данной ситуации дифракционные эффекты. Рассмотрим взаимодействие ионов, считая их столкновение чисто упругим. Неупругие потери энергии иона в однократном соударении  $\Delta\epsilon_{in}$ , идущие на возбуждение электронной подсистемы, как это следует из законов сохранения энергии и импульса (см. ниже

(4)), не превышают величины  $\Delta\epsilon_{in} \leq \frac{4mM}{(m+M)^2} E_0$ .

Поскольку отношение массы иона  $M$  к массе электрона  $m$  даже в минимальной ситуации (ион водорода) порядка двух тысяч, то  $\Delta\epsilon_{in}$  на три порядка меньше величины начальной энергии иона  $E_0$ .

Энергетическое разрешение энергоанализатора  $\frac{\Delta E}{E_0}$  в случае ионного рассеяния имеет порядок одного процента, и, следовательно, измерение величины неупругой потери энергии в однократном рассеянии недоступно в современных экспериментах. Поскольку на систему взаимодействующих ионов не действуют никакие внешние силы, то наряду с законом сохранения энергии к данной системе применим и закон сохранения импульса:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}M_1v^2 &= \frac{1}{2}M_1v_1^2 + \frac{1}{2}M_2v_2^2, \\ M_1v &= M_1v_1\cos\theta + M_2v_2\cos\varphi, \\ 0 &= M_1v_1\sin\theta + M_2v_2\sin\varphi; \end{aligned} \quad (4)$$

здесь  $\theta$  – угол, на который отклоняется налетающий ион относительно направления первоначального движения,  $\varphi$  – угол отклонения первоначально поконвившегося атома  $M_2$  относительно первоначального движения иона  $M_1$ . Из системы уравнений (4) следует соотношение между энергиями налетающего  $E_0$  на атом мишени и отраженного иона  $E_1$ :

$$\begin{aligned} \frac{E_1}{E_0} &= \left[ \frac{(M_2^2 - M_1^2 \sin^2\theta)^{1/2} + M_1 \cos\theta}{M_2 + M_1} \right]^2, \\ E_1 &= k(\theta, M_1/M_2)E_0. \end{aligned} \quad (5)$$

Энергия отраженных под углом  $\theta$  ионов, вычисленная на основе формулы (5), находится в полном соответствии с энергией, зарегистрированной энергоанализатором. Возможны следующие варианты развития ситуации после попадания иона на поверхность мишени: 1) упругое взаимодействие с находящимся на поверхности атомом мишени, описанное уравнениями (4); 2) движение иона в мишени, после которого происходит описанное в п. 1 упругое взаимодействие, приводящее к переходу нисходящего движения иона в восходящее с последующим выходом иона из мишени; 3) остановка иона в мишени, 4) перезарядка иона, приводящая к превращению положительного иона в нейтральный атом или положительный ион. Анализ экспериментальной ситуации приводит нас к выводу о том, что ситуация, описанная в п. 2, при облучении мишени ионами с энергией порядка нескольких килоэлектронвольт реализоваться не может, поскольку при движении иона в твердом теле неизбежны потери энергии. Экспериментально зарегистрированные спектры не фиксируют ионов с энергией, меньшей  $k(\theta, M_1/M_2)E_0$ , следовательно, ионам, проникшим в мишень, уготована судьба, описанная в п. 3, 4.

С повышением энергии ионов зондирующего пучка начинает работать механизм, описанный в п. 2 предыдущего абзаца. На рис. 3 представлен энергетический спектр ионов гелия, отраженных от двухслойной мишени: толстая алюминиевая пластинка-подложка покрыта тонким слоем меди толщиной  $d$ . Начальная энергия ионов гелия  $E_0 = 2$  МэВ, то есть возросла в тысячу раз по сравнению с ситуацией, представленной в предыдущем абзаце. Максимальная энергия ионов, отраженных от пластинки,  $E_1 = k(\theta, M_1/M_2)E_0$ , минимальная энергия  $E_{\min}$  оказывается величиной, линейно зависящей от толщины пластиинки  $d$ :  $E_{\min} = E_1 - \bar{\varepsilon} \left( \frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu} \right) d$  ( $\mu_0, \mu$  – косинусы углов между направлениями влета и вылета иона и нормалью к поверхности мишени:  $\mu_0 = \cos\vartheta_0$ ,  $\mu =$

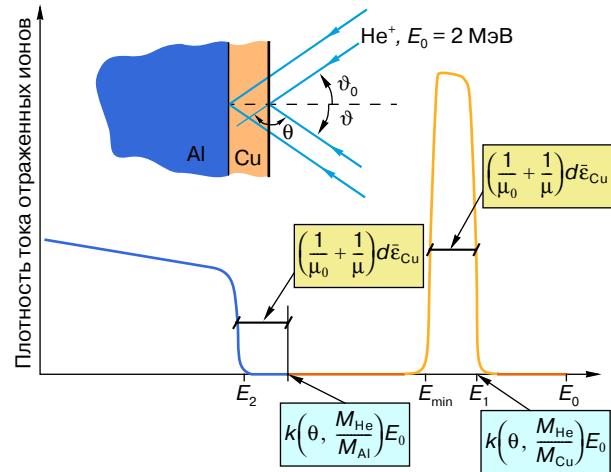


Рис. 3. Энергетический спектр быстрых ионов  $\text{He}^+$  ( $E_0 = 2$  МэВ), отраженных от двухслойной мишени Cu/Al

$= \cos\vartheta$  (см. рис. 3)). Величина  $\left( \frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu} \right) d$  – это длина траектории частицы, которая по прямолинейной траектории в мишени проходит толщу слоя, отражается от атомов в основании слоя и, двигаясь по прямолинейной траектории, выходит из слоя. Полученный результат приводит к модели отражения ионов от слоя, согласно которой ион движется в мишени прямолинейно, непрерывно теряя энергию, затем в результате сильного упругого соударения иона с атомом мишени происходит переход нисходящего движения иона в восходящее (сопровождаемый упругой потерей энергии в соответствии с (5)). В соответствии с рассмотренной моделью коэффициент  $\bar{\varepsilon}$  имеет смысл средних потерь энергии на единице длины пробега иона.

Спектр (рис. 3) можно использовать для определения послойного профиля материала:

1) по значению энергии  $E_1$  находим коэффициент  $k(\theta, M_{\text{He}}/M_x) = E_0/E_1$ , по которому определяем массу атомов мишени  $M_x$ ;

2) если известна величина средних потерь энергии  $\bar{\varepsilon}$  в материале  $M_x$  (для этого существуют таблицы [1]), становится возможным определить толщину мишени по ширине спектра или, другими словами, по значению  $E_{\min} - E_1$  (рис. 3):

$$d = \frac{E_1 - E_{\min}}{\left( \frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu} \right) \bar{\varepsilon}};$$

3) по значению пороговой энергии  $E_2$  находим кинематический фактор материала подложки, основываясь на уравнении

$$E_2 = k \left( \theta, \frac{M_{\text{He}}}{M_{X_2}} \right) E_0 - \left( \frac{1}{\mu_0} + \frac{1}{\mu} \right) d \bar{\epsilon},$$

которое утверждает, что потери энергии иона гелия, отраженного от верхней границы подложки, складываются из упругих потерь энергии при отражении от подложки и неупругих потерь энергии в тонком слое. В полученном уравнении единственной неизвестной величиной является  $M_{X_2}$  – масса материала подложки. Таким образом, мы описали методику, следуя которой можно распознать и компонентный состав мишени, и толщу слоев, из которых она состоит.

Следует сказать, что добавление энергоанализатора в схему экспериментов Резерфорда создает спектроскопию, способную заглянуть внутрь исследуемого материала. Данная методика называется спектроскопией обратного резерфордовского рассеяния.

### ЭЛЕКТРОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

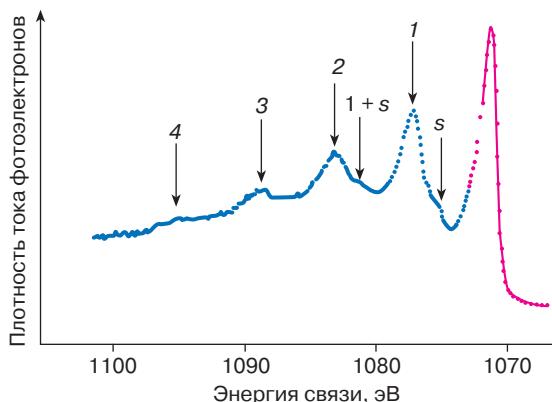
Если в экспериментах заменить ионную пушку на электронную и поменять полярность на энергоанализаторе, то полученная аппаратура станет пригодна для реализации ряда методик электронной спектроскопии. В настоящее время сняты многие технические проблемы, связанные с экспериментальной регистрацией спектров, но процесс интерпретации полученных сигналов с целью получения количественной информации об исследуемом объекте отработан очень плохо. Причина этого: 1) сложность описания процесса электронного рассеяния – простая модель одного сильного соударения, рассмотренная выше в приложении к рассеянию быстрых ионов гелия, неприменима в случае электронного рассеяния, потери энергии электронов происходят на фоне быстрой изотропизации потока; 2) экспериментальный уровень электронной спектроскопии значительно превышает тот, который достигнут в ионной спектроскопии: тонкая структура, наблюдаемая в электронных спектрах, требует создания более детальных методик теоретического описания.

Будем рассматривать твердое тело как коллектив положительных ионов, совершающих малые колебания около своих положений равновесия, и электронного газа, образованного электронами, наиболее слабо связанными с ядром. Стационарные энергетические уровни электронов в кристалле отличаются от конфигурации энергетических уровней электрона в изолированном атоме. Коллективизированные электроны в кристалле образуют системы практически энергетически непрерывно расположенных уровней, называемых зонами. Наиболее слабо связанные с ионным остовом электроны образуют валентную зону, за ней следует запрещенная зона, затем зона проводимости. Электроны, сильно связанные с ядрами, не принимают участия в образовании связей атомов в кристалле. Энергии

заполненных электронных оболочек у ионов кристаллического остова остаются почти такими же, как и в свободных атомах.

Чтобы подойти к пониманию процессов потерь энергии электронов в твердом теле, изменим схему эксперимента и вместо электронной пушки включим туда источник электромагнитного излучения. Полученная схема напоминает эксперименты по фотоэффекту, но в отличие от опытов Столетова нас интересует не полный ток фотоэлектронов, а их энергетический спектр. Когда на поверхность исследуемой мишени падает не оптическое излучение, у которого энергия квантов  $\hbar\omega$  невелика, то в соответствии с формулой Эйнштейна  $\hbar\omega = \frac{mv^2}{2} + A$  из мишени вырываются электроны из зоны проводимости. Большой интерес будет представлять ситуация, когда мишень зондируется более энергичным, чем оптическое, ультрафиолетовым, рентгеновским или  $\gamma$ -излучением и энергия кванта  $\hbar\omega$  становится достаточной для вырывания электронов из заполненных электронных оболочек ионного остова. Если энергия кванта превышает энергию связи электрона в частице ионного остова на  $i$ -м подуровне:  $\hbar\omega \geq E_i + A$ , то энергоанализатор зафиксирует данный электрон наряду с электронами с подуровней, энергия связи которых  $E_s < E_i$ . Качественно картина, зарегистрированная энергоанализатором, должна бы представлять набор пиков, которые воспроизводят структуру энергетических уровней в ионе кристаллического остова. Однако фиксируемый энергоанализатором спектр представляет собой картину, значительно более сложную.

На рис. 4 представлен энергетический спектр, сформированный электронами, возникшими в результате фотоионизации  $1s$ -уровня металлического натрия. Помимо основного пика, соответствующего энергии связи  $1s$ -электронов, наблюдается большое количество дополнительных пиков или, как их называют, сателлитов. Объясняется данное явление эффектами многократного рассеяния электронов при их движении в мишени следующим образом: основной пик (красный (рис. 4)) образуют электроны с  $1s$ -уровня, которые, двигаясь из глубины образца к поверхности, не испытали никаких неупругих столкновений, приводящих к потерям энергии. Дополнительный пик, обозначенный на рис. 4 цифрой 1, сформирован электронами, которые однократно неупруго рассеялись, потеряв энергию на возбуждение колебаний коллективизированных электронов около ионных остовов кристалла или, как их чаще называют, плазменных колебаний (в плазме ионного остова и газа коллективизированных электронов). Здесь отражен квантовый характер процесса возбуждения колебаний: электроном для рождения плазменного колебания может быть потеряна энергия  $\hbar\omega_{pl}$ . Пики, обозначенные на рис. 4 цифрами 2, 3, 4, образованы электронами, которые



**Рис. 4.** Энергетический спектр фотоэлектронов, эмитированных с  $1s$ -уровня натрия. Фотовозбуждение электронов производило рентгеновское излучение с  $K_{\alpha}$  уровня алюминия, энергия кванта 1486,6 эВ

дважды, трижды, четырехкратно теряли энергию на возбуждение плазменных колебаний (в специальной литературе очень часто термин “квант плазменных колебаний” заменяется более коротким – “плазмон”).

Выделяются на рис. 4 и другие особенности: буквой  $s$  обозначена особенность, вклад в которую сделан электронами, потерявшими квант энергии  $\hbar\omega_{spl}$  на возбуждение плазмонов в поверхностном слое твердого тела. Назовем величину  $\hbar\omega_{spl}$  квантом поверхностных плазменных колебаний или поверхностным плазмоном в отличие от энергии  $\hbar\omega_{pl}$ , характерной для объема твердого тела, где свойства однородны. Будем называть квант  $\hbar\omega_{pl}$  объемным плазмоном. Частота колебаний электронов в поверхностном  $\omega_{spl}$  слое меньше, чем та частота  $\omega_{pl}$ , которая характерна для объема мишени:  $\omega_{spl} < \omega_{pl}$ . Поскольку потеря энергии  $\hbar\omega_{spl}$  на возбуждение поверхностного плазмона меньше, поскольку пик, образованный электронами, потерявшими энергию на их возбуждение, сдвинут вправо (рис. 4) по отношению к пику объемного плазмона. На рис. 4 индексом  $1 + s$  отмечена особенность, вклад в которую дали электроны, однократно возбудившие при своем движении в мишени по одному поверхностному и одному объемному плазмону. Поскольку интенсивность процесса рассеяния на объемных плазмонах значительно выше, чем на поверхностных (что следует из рис. 4), то можно заключить, что часть траектории электрона, приходящаяся на приповерхностную область, в среднем значительно меньше той, которую электрон проходит в однородном массиве мишени. Соотношение интенсивностей рассеяния на объемном и поверхностном плазмонах не является характеристикой материала мишени, но определяется морфологией и состоянием ее поверхности.

В отличие от представленного на рис. 4 спектра, снятого в узком энергетическом интервале, обзорный спектр, часто называемый ЭСХА-спектром (ЭСХА – Электронная Спектроскопия для Химического Анализа, название, которое дал методу разработавший его шведский ученый К.М. Зигбан), фиксирует электроны в широком энергетическом интервале. Энергия связи электронов  $E_i$ , фиксируемых в обзорных спектрах, находится в пределах от 0 до 600 эВ, в этом интервале энергий почти все элементы имеют характерные линии. Данный метод дает подробную качественную информацию об образце в пределах глубин, из которых могут вылететь электроны с энергией  $E = \hbar\omega - E_i$ , не испытав никаких неупругих потерь энергии. В стандартной постановке эксперимента ( $\hbar\omega \approx 1000$  эВ) глубина выхода фотоэлектронов составляет величину порядка 0,01 мкм (глубина выхода электронов определяется энергией  $E = \hbar\omega - E_i$ , с которой электрон начинает двигаться в мишени). Примыкающая к поверхности область, анализируемая методом ЭСХА, составляет несколько десятков атомных монослоев. Она настолько мала, что заслуживает в первом приближении названия “поверхность”.

Вернемся к схеме эксперимента, описанной в начале раздела, когда поверхность зондируется электронами и наблюдается спектр отраженных электронов. Картина характерного спектра представлена на рис. 5 и напоминает представленный на рис. 4 спектр фотоэлектронов. Попытаемся понять причины качественного подобия спектров. Все фотоэлектроны рождаются с одинаковой энергией  $E = \hbar\omega - E_i$  и формируют основной (самый правый на рис. 4) пик, если достигают поверхности образца, не испытывая никаких неупругих потерь энергии. В спектре отраженных электронов выделяется пик упругоотраженных электронов, электронов, которые изменили направление своего движения только за счет упругого рассеяния на ядрах и при этом ухтирились ни разу не испытать неупрого рассеяния. Упругое взаимодействие электронов с ядрами, как это следует из (5), не приводит к изменению энергии электрона, так как масса электрона намного меньше массы иона. Далее как в спектре отраженных электронов, так и в спектре фотоэлектронов следует пик, сформированный группой электронов, энергия которых уменьшена на величину, необходимую для рождения плазменных колебаний, и т.д. Потеря энергии быстрыми электронами идет по одинаковым правилам и не зависит от того, где и при каких условиях он родился. Форма спектра определяется длиной траектории, которую электрон проходит в мишени, и его начальной энергией. Длина траектории, пройденная в мишени электроном, определяет степень его участия в неупрого столкновениях разной кратности. Наблюдается значительное количественное различие в картине сателлитов фотоэлектронов и спектре характеристических потерь отраженных электронов, даже если,

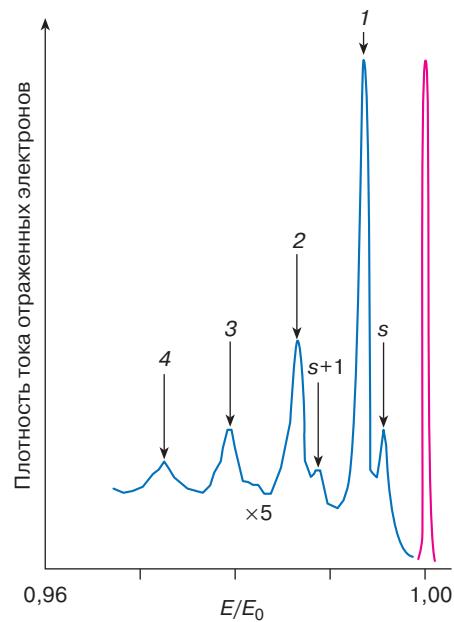
используя одну и ту же мишень, добиться равенства энергий в зондирующем пучке электронов  $E_0$  и энергий фотоэлектронов:  $E_0 = \hbar\omega - E_i$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы обсудили эксперименты по рассеянию электронов и легких ионов в твердых телах. Рассмотрели не совсем стандартную постановку эксперимента по наблюдению фотоэффекта. Наличие энергоанализатора в схеме эксперимента позволяет получать информацию о компонентном составе поверхности мишени и исследовать послойный состав.

Возможности электронной и ионной спектроскопии далеко не исчерпаны. Пока мы можем понять далеко не все, о чем нам рассказывают электроны и ионы, рассеянные исследуемой мишенью. А говорят они хором, перебивая друг друга, и задача выделения разборчивого сигнала на фоне создаваемого шума становится совсем непростой. Аналитическое описание процесса рассеяния атомных частиц приводит к необходимости исследования граничных задач для так называемых уравнений переноса, задач, рассмотрение которых находится далеко за рамками школьных программ. Поэтому отметим только, что процедура отыскания решений уравнений переноса относится к числу наиболее сложных задач математической физики. Весьма эффективным иногда оказывается статистическое моделирование процесса многократного рассеяния на компьютере.

В сложившейся на сегодня ситуации заметно отставание экспериментального уровня исследования процессов ионного рассеяния по сравнению с электронной спектроскопией. Например, отсутствуют данные о спектрах отраженных ионов, измеренные с высоким разрешением в узком энергетическом интервале, подобные тем электронным спектрам, которые обсуждались выше (см. рис. 5). Наличие такой информации позволило бы решить вопросы о механизмах торможения ионов в твердом теле и получить надежные данные по коэффициентам средних потерь энергии на единице длины (которые в настоящее время для энергий от единиц до сотен



**Рис. 5.** Энергетический спектр электронов, отраженных от Al-мишени, измеренный в области малых потерь энергии (начальная энергия пучка электронов  $E_0 = 2$  кэВ)

килоэлектронвольт известны с точностью до сотен процентов).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Фелдман Р., Майер Д. Основы анализа поверхности и тонких пленок. М.: Мир, 1989.

\* \* \*

Виктор Петрович Афанасьев, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры общей физики и ядерного синтеза Московского энергетического института. Область научных интересов – взаимодействие частиц и излучений с веществами сложного состава. Автор около 100 научных публикаций в области многократного рассеяния частиц и излучений в веществах сложного состава.