

ВОЗМОЖНОСТЬ ВОЗБУЖДЕНИЯ НЕРАВНОВЕСНЫХ ОЖЕ – ПЕРЕХОДОВ КОРПУСКУЛЯРНЫМИ ЗОНДАМИ

Е.Р. Бурмистров^{1,a}, Л.П. Авакянц^{1,b}

¹*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра общей физики, Россия, 119991,
Москва, Ленинские горы, д.1, стр.2*

E-mail: ^aeugeni.conovaloff@yandex.ru, ^bavakyants@genphys.phys.msu.ru

Поступила 10.12.2020

Главное содержание исследования составляет теоретическое обоснование возможности возбуждения неравновесного Оже – перехода. Основное внимание в работе авторы акцентируют на возможные механизмы обменного взаимодействия электронных оболочек, которые приводят к возникновению данного квантового эффекта. В качестве исследовательской задачи была определена попытка провести вычисление вероятности неравновесного Оже – перехода и оценить его скорость. Результаты показывают, что данный процесс характеризуется значением $\tau \sim 10^{-14}$ с. Таким образом, в нашей статье впервые обосновывается мысль о возможности возбуждении нового неравновесного Оже – перехода и приводится его вероятностная оценка.

Ключевые слова: вероятность, квантовые переходы, Оже – спектры, эмиссия, зонд.

УДК 13.2

PACS: 12.90.+b

DOI: 10.31145/2224-8412-2020-21-1-37-49

Введение

В настоящее время актуальны методы анализа структуры вещества по энергетическому спектру потока вторичных частиц. Перспективу исследований открывает метод эмиссионной Оже – спектроскопии, позволяющий установить структуру поверхности твердого тела на атомном уровне, а также распределение частиц во вторичном потоке по скоростям и энергиям [1, 2]. Полученное распределение несет информацию, важную для дальнейших

исследований, в частности, характеризует прочность химической связи и степень возбуждения атомных структур в твердом теле. Следует отметить, что метод эмиссионной Оже – спектроскопии может быть использован для анализа состава и структуры химических связей в растворах сложных органических смесей, коллоидных соединений, твердых тел и газовых смесей [3, 4].

Распыление частицами корпускулярных зондов многокомпонентных и многофазных поверхностей представляет большой интерес как с точки зрения получения более полной картины состояния атомов приповерхностного слоя, так и для решения ряда прикладных задач [5, 6, 7]. Это стало темой обсуждения нескольких докладов международной конференции «ВИМС-18», «ВИМС-19» [8, 9]. Актуальность проводимых нами исследований обоснована получением дополнительной информации из Оже – спектров в процессе совершенствования оптических устройств, в частности, разрешающей способности анализаторов в оптических установках. Действительно, апертура современных записывающих оптических систем настроена таким образом, что значительная часть информации теряется при регистрации спектров на основе применения метода Оже – спектроскопии [10]. В частности, теряется информация об особенностях возбужденных атомных структур, о наличии которых свидетельствуют дополнительные амплитудные пики в Оже – спектрах, которые не регистрируются оптической системой из-за узкого выбранного диапазона энергий. Практическая значимость исследования обоснована и заключается в том, что по наличию неравновесных Оже – электронов во вторичном потоке можно судить не только о структуре, но и о состоянии вещества. Таким образом, повышение селективности в процессе интерпретации Оже – спектра приводит к открытию новых особенностей в открытии свойств атомных оболочек [11].

Существование неравновесного динамического процесса как нового эффекта с участием электронов в рамках Оже – рекомбинации другими авторами не исследовалось. Данное исследование впервые ставит перед собой задачу теоретически оценить вероятность нового неравновесного Оже – перехода. Показано, что исследуемый эффект характеризуется временем релаксации $1.82 \cdot 10^{-14}$ с и заключается в том, что система стремится снять возбуждение за счет испускания электронов, энергия которых превышает энергию падающих частиц зонда. Обнаружено, что интенсивность неравновесного Оже – перехода увеличивается с ростом порядкового номера и лучше всего наблюдается для элементов Al, Na, Br. Для реализации поставленных задач была проведена численная оценка вероятности неравновесного Оже – перехода и получен Оже – спектр с целью выявления амплитудных пиков, свидетельствующих о существовании исследуемого эффекта.

Методология и общая концепция

Неравновесные Оже – электроны являются индикаторами состояния исследуемой поверхности. По скорости счета неравновесных Оже – электроны, а также по амплитуде электрического сигнала, генерируемого регистрирующей системой, можно судить о степени возбуждения и электронной структуре атомов, находящихся на поверхности исследуемого образца.

Энергетическое распределение вторичных частиц зависит от их структурных модификаций. Это могут быть возбужденные одиночные атомы или сложные молекулярные кластеры. Следовательно, различия в состоянии молекул приводят к трансформации Оже – спектров [12]. Из них (см., например, обзоры [13, 14]) следует, что энергия частиц, вылетающих с поверхности исследуемого образца, как правило, меньше их исходных значений. Этот результат является превалирующим и проявляется при кулоновском рассеянии, нормальном эффекте Комптона, Оже – рекомбинации и комбинационного рассеяния света [15, 16].

В некоторых случаях наблюдается отклонение от общих закономерностей, когда энергетические параметры падающих частиц ниже их значений после взаимодействия с поверхностными атомами [17]. В [18, 19] показано, что этот эффект наблюдается в спектроскопии комбинационного рассеяния света (эффект Рамана), а также в аномальном эффекте Комптона.

Рекомбинация вакансии и электрона может сопровождать новый механизм взаимодействия электронных оболочек, в котором энергия вторичной частицы больше энергии первичной [20]. Реализация такого квантово-механического процесса обусловлена особенностями электронного обмена атомами в поверхностных слоях, в которых вакансия занята носителем заряда, внешним по отношению к электронной оболочке. Для дальнейшей оценки вероятности неравновесного Оже – перехода стоит остановиться на более подробном рассмотрении кинетики процесса.

В случае классической Оже – рекомбинации, когда возбужденный электрон переходит на более низкие энергетические уровни, испускается квант электромагнитной энергии (γ квант при переходе валентных электронов), который передается другому возбужденному носителю заряда. В результате атомная система избавляется от избыточной энергии за счет испускания Оже – электрона в область пространственного континуума. Однако цель данной работы – рассмотреть новый механизм электронного обмена, в условиях которого возможна эмиссия неравновесного Оже – электрона с энергией, превышающей скорость зондирующих частиц.

На рис.1. представлена энергетическая диаграмма исследуемого процесса с участием электронной пары, локализованной на К – слое и одного неспаренного электрона на L – слое.

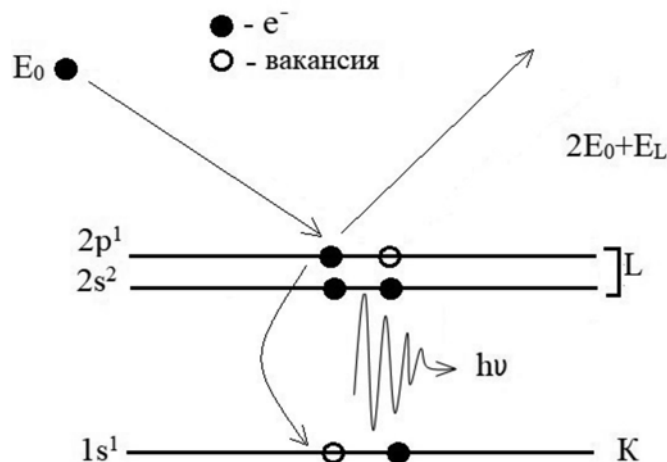


Рис. 1. Энергетическая диаграмма электронного обмена с участием связанных и свободных электронов

Как уже упоминалось выше, поверхность исследуемого образца в рамках эмиссионной Оже – спектроскопии бомбардируется частицами корпускулярного зонда (в данном случае электронными пучками). Скорость распыляемых частиц по порядку величины сравнима с энергией связи $1s^1$ -электронов с ядром, что позволяет выбить $1s^1$ -электрон и получить вакансию на К-слое. Основная идея данной работы состоит в том, что состояние $2p^1$ занимает падающей частицей зонда, которая не потеряла энергию в приповерхностных слоях исследуемого вещества и не испытывала неупругого рассеяния на атомах кристаллической решетки. В результате перехода электрона из состояния $2p^1$ в состояние $1s^1$ высвобождается квант энергии, который передается частице зонда, занявшей состояние $2p^1$. Развивая эту концепцию, можно сделать вывод, что атомная система избавляется от избыточной энергии за счет испускания неравновесного Оже – электрона с энергией выше, чем у частиц, падающих на поверхность исследуемого образца. В свете вышеизложенного важны следующие оценки и выводы, которые представляют интерес для нашего исследования:

1) Исходя из представлений об электронных конфигурациях атомов наиболее вероятный процесс неравновесного Оже – перехода будет наблюдаться для элементов Al, Na, Br;

2) Влияние примесей и загрязняющих веществ в исследуемом образце сильно повлияет на форму спектра и дальнейшую сложность его интерпретации. Это приводит к необходимости отжига пленки при высоких температурах (около 1000K) в техническом вакууме;

3) Толщина образца должна быть порядка 8–10 атомных слоев. Это связано с экспоненциальным уменьшением вероятности неравновесного Оже – перехода с увеличением глубины проникновения зондирующих частиц в образец;

4) Энергия налетающих электронов должна лежать в диапазоне, соответствующем энергиям связи электронов на К – слое выбранных атомов (порядка 1-15 кВ);

5) Для обеспечения локального воздействия на поверхность образца диаметр зондирующего пучка должен быть узким, что соответствует 1-2 мкм.

Важным моментом для исследований является положение о том, что концентрация электронов в поверхностном слое должна быть высокой, а время перехода между состояниями $2p^1$ и $1s^1$ должно быть достаточно коротким. Действительно, когда пробная частица выбивает электрон из К – слоя, образуется вакансия, которая заполняется за очень короткое время. Необходимо, чтобы $2p^1$ -электрон успел его заполнить, а значит, плотность электронного окружения в месте локализации атома должна быть высокой.

Математическая модель

Оценим численно возможность реализации неравновесного Оже – перехода. Вероятность перехода для нормального эффекта Оже в общем случае рассчитывается с помощью формулы [13]

$$W_A = \frac{2\pi}{\hbar} \rho(k) \left| \iint \varphi_f(r_1) \psi_f(r_2) U \varphi_i(r_1) \psi_i(r_2) dV_1 dV_2 \right|^2, \quad (1)$$

где интегрирование производится по всему объёму; $\rho(k) = mV k \cdot d\Theta / 8\pi^3 \hbar^2$ – плотность состояний с нормировкой для ящика объёмом V ; $d\Theta = \sin \theta d\theta d\phi$ – элемент телесного угла; k – модуль волнового вектора; $\hbar = 1.055 \cdot 10^{-34}$ Дж·с; $e = 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл; $U = e^2 / (r_1 - r_2)$ – потенциал взаимодействия. Волновые функции KLL – перехода в водородоподобном атоме имеют вид [14]:

$$\begin{aligned} \varphi_i(r_1) &= \frac{r_1}{a\sqrt{6a^3}} \exp(-r_1 / 2a) Y_{1m}(\theta_1, \phi_1), & \psi_f(r_2) &= \frac{1}{\sqrt{V}} \exp(ikr_2), \\ \varphi_f(r_1) &= \frac{2}{\sqrt{a^3}} \exp(-r_1 / a), & \psi_i(r_2) &= \frac{r_2}{a\sqrt{6a^3}} \exp(-r_2 / 2a), \end{aligned} \quad (2)$$

где $a = a_0 / Z = \hbar^2 / me^2$ – первый радиус Бора; $m = 9.1 \cdot 10^{-31}$ кг; Z – атомный номер.

Сферические функции с точностью до нормировочного коэффициента в общем виде выражаются через присоединённые полиномы Лежандра

$$Y_{l,m}(\theta, \phi) = \Phi(\phi) \cdot i^l (-1)^m \sqrt{\frac{(2l+1)(l-m)!}{2(l+m)!}} (1-x^2)^{m/2} \frac{d^m}{d(x)^m} \left[\frac{1}{2^l l!} \cdot \frac{d^l}{d(x)^l} (x^2-1)^l \right], \quad (3)$$

где l, m , – орбитальное и магнитное квантовые числа; $\Phi(\phi) = 1 / \sqrt{2\pi} \exp(im\phi)$ – собственные функции оператора проекции момента количества движения на ось; $x = \cos \theta$.

Тот факт, что радиальная составляющая волновой функции s – состояния мала по сравнению с волновой функцией p – состояния, позволяет применить грубое приближение для потенциала взаимодействия, согласно которому

$$e^2 / (r_1 - r_2) \approx (e^2 / r_2)(1 + (r_1 / r_2) \cos \theta_{12}) = e^2(1 / r_2 + (r_1 / r_2^2)(C_1 C_2 + S_1 S_2)), \quad (4)$$

$$\text{где } C_1 = \cos \theta_1, C_2 = \cos \theta_2, S_1 = \sin \theta_1, S_2 = \sin \theta_2; Y_{10}(\theta_2, \phi_2) = \frac{i}{2} \sqrt{\frac{3}{4\pi}} C_2 = A.$$

В водородоподобном атоме энергия неравновесного Оже – электрона E_0 связана с энергиями $(E_K)K$ – и $(E_L)L$ – оболочек соотношением [15]

$$\begin{cases} E_O = E_K - 2E_L \\ E_L = E_K / 4 \end{cases} \Rightarrow E_O = E_K / 2, \quad (5)$$

следовательно

$$E_K = (eZ)^2 / 2a_0 \Rightarrow ak = (a_0 / Z) \sqrt{mE_K / \hbar^2} = 1 / \sqrt{2} \Rightarrow k = 1 / a\sqrt{2}. \quad (6)$$

Эмиссия неравновесного Оже – электрона обусловлена тем, что вакансию на L – слое занимает первичный электрон. Следовательно, вместо волновой функции – состояния следует использовать плоскую волну де – Бройля. Вероятностные функции принимают вид

$$\begin{aligned} \varphi_i(x_1) &= \frac{1}{\sqrt{a^3}} \exp(ik'r_1 C_1), & \psi_f(x_2) &= \frac{1}{\sqrt{V}} \exp(ikr_2 C_2). \\ \varphi_f(x_1) &= \frac{2}{\sqrt{a^3}} \exp(-r_1 / a), & \psi_i(x_2) &= \frac{Ar_2}{a\sqrt{6a^3}} \exp(-r_2 / 2a), \end{aligned} \quad (7)$$

Соответствующую вероятность неравновесного Оже – перехода можно оценить на основе интеграла

$$W_A = R \left\{ \iint \varphi_f(r_1) \varphi_f^*(r_1) \psi_f(r_2) \psi_f^*(r_2) (1/r_2 + (r_1/r_2^2)(C_1 C_2 + S_1 S_2))^2 \times \right. \\ \left. \times \varphi_i(r_1) \varphi_i^*(r_1) \psi_i(r_2) \psi_i^*(r_2) d^3 r_1 d^3 r_2 \right\} = \quad (8)$$

$$= R \left\{ \iint (2A^2 / 3a^{12} V) \exp(-2r_1 / a) (1/r_2 + (r_1/r_2^2)(C_1 C_2 + S_1 S_2))^2 r_2^2 \exp(-r_2 / a) d^3 r_1 d^3 r_2 \right\},$$

где $R = (2e^4 m V k / 8\pi^2 \hbar^3) \cdot d\Theta$. Полагая, что $d\Theta = 4\pi$, $\int_0^{2\pi} d\phi_1 \int_0^{2\pi} d\phi_2 = 4\pi^2$ и переходя к сферическим координатам, матричный элемент можно рассчитывается на основе формулы

$$W_A = R' \left\{ \iiint \int A^2 \exp(-1/a \cdot (2r_1 + r_2)) (1/r_2 + (r_1/r_2^2)(C_1 C_2 + S_1 S_2))^2 r_2^2 r_1^2 r_2^2 S_1 S_2 dr_1 dr_2 d\theta_1 d\theta_2 \right\} = \\ = R' \left[\iiint \int A^2 \exp(-1/a \cdot (2r_1 + r_2)) r_1^2 r_2^2 S_1 S_2 dr_1 dr_2 d\theta_1 d\theta_2 + \right. \\ \left. + 2 \iiint \int A^2 \exp(-1/a \cdot (2r_1 + r_2)) r_1 (C_1 C_2 + S_1 S_2) S_1 S_2 dr_1 dr_2 d\theta_1 d\theta_2 + \right. \\ \left. + \iiint \int A^2 r_1^4 \exp(-1/a \cdot (2r_1 + r_2)) (C_1 C_2 + S_1 S_2)^2 S_1 S_2 dr_1 dr_2 d\theta_1 d\theta_2 \right], \quad (9)$$

где $R' = 4\sqrt{2}e^4 m / 3a^{12} \hbar^3$.

Расчёт интеграла (9) производился аналитическими методами. Результаты представлены в таблице 1.

Ширина спектральной линии связана со временем жизни соотношением неопределённости Гейзенберга соотношением

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar. \quad (10)$$

Для энергетических уровней атомов $\Delta t = \tau$, где τ – время жизни возбуждённого состояния. С другой стороны, согласно классическому определению соотношению неопределённости

$$\Delta p_x \cdot \Delta x_{per} \geq \hbar, \quad (11)$$

где Δx_{per} – длина свободного пробега вторичной частицы (рис.2).

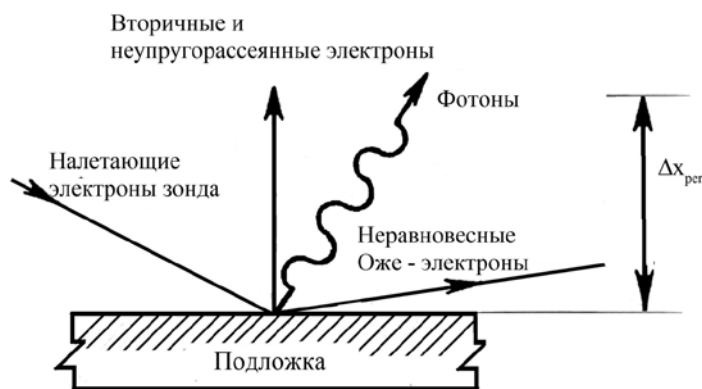


Рис.2. Схематическое изображение процесса бомбардировки поверхности электронами зонда. Показаны падающие электроны, а также частицы во вторичном потоке

Учитывая, что неопределённость в импульсе связана с неопределённостью в энергии соотношением $\Delta p_x = 2m\Delta E$, то

$$\begin{cases} \Delta E \geq \hbar / 2m\Delta x_{per} \\ \Delta E \geq \hbar / \tau \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \Delta E \cong \hbar / 2m\Delta x_{per} \\ \Delta E \cong \hbar / \tau \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \Gamma \cong \hbar / 2m\Delta x_{per} \\ \Gamma \cong \hbar W_A \end{cases} \quad (12)$$

Два последних соотношения определяют характер зависимости уширения спектральной линии как функции массы налетающей частицы и скорости неравновесного Оже – перехода.

Обсуждение результатов

Результаты расчёта интеграла (9), характеризующего энергетические переходы KLL с образованием неравновесного Оже – электрона для водородоподобного атома показывают, что данный процесс характеризуется высокой вероятностью $W_A = 0.386 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$. В таблице 1 представлены теоретически рассчитанные по формуле (7) значения W_A и времена жизни возбуждённого состояния $\tau = 1 / W_A$. Приведены атомные массы химических элементов с учётом изотопического состава m .

Таблица 1

Теоретические значения неравновесных Оже – переходов.
Представлены данные энергетического уширения вторичных частиц

Порядковый номер	Элемент	$W_A, 10^{13} \text{ с}^{-1}$ Неравновесный Оже – переход	$\tau, 10^{-14} \text{ с}$	$\Gamma, \text{ мэВ}$
35	Br	0.78	2.15	4.8
11	Na	0.50	1.98	5.2
12	Mg	0.54	1.82	5.7
13	Al	0.56	1.75	5.9
14	Si	0.61	1.63	6.4

В таблице приняты обозначения, согласно которым Γ – ширина спектральной линии, соответствующая энергетическому распределению частиц во вторичном потоке; W_A , τ – вероятность и время неравновесного Оже – перехода в возбуждённой атомной структуре.

Из данных таблицы 1 видно, что с увеличением порядкового номера атома ширина полосы пропускания и вероятность неравновесного Оже – перехода увеличиваются. Стоит отметить, что неравновесные Оже – электроны, вышедшие из более глубоких слоёв, теряют энергию из-за неупругих столкновений и не дают вклад в Оже – линии, однако уширяют их.

Положение максимумов, соответствующих неравновесным Оже – переходам, можно определить с точностью до ± 5 эВ, в то время как повышение селективности Оже – анализа с поверхности плёнки или твёрдого тела приводит к неизбежному сужению интенсивности и ширины пропускания энергоанализатора [16, 17, 18]. Следовательно, значительная часть информации о состоянии исследуемого вещества теряется.

Учитывая указанные особенности, методика выращивания образцов выбрана в пользу атомно – слоевого осаждения газовой фазы напыляемого вещества на подложку с выбранными адгезионными свойствами. Формирование исследуемых образцов проводилось на установке «ALD P-1000 Picosun» за счет последовательного нанесения моноатомных слоев, что обеспечило непрерывный контроль напыляемого покрытия. Образцы представляли собой тонкие пленки, полученные осаждением оксида серебра Ag_2O на подложке Si_3N_4 толщиной 2.5 мкм. Дальнейший отжиг при температуре обработки 170°C производился с целью модификации Ag_2O в его кубическую η -фазу и устранения загрязняющих примесей. Рис. 3, 4 дают изображение экспериментальной кривой распределения вторичных заряженных частиц по энергиям, а также результаты первого и второго дифференцирования.

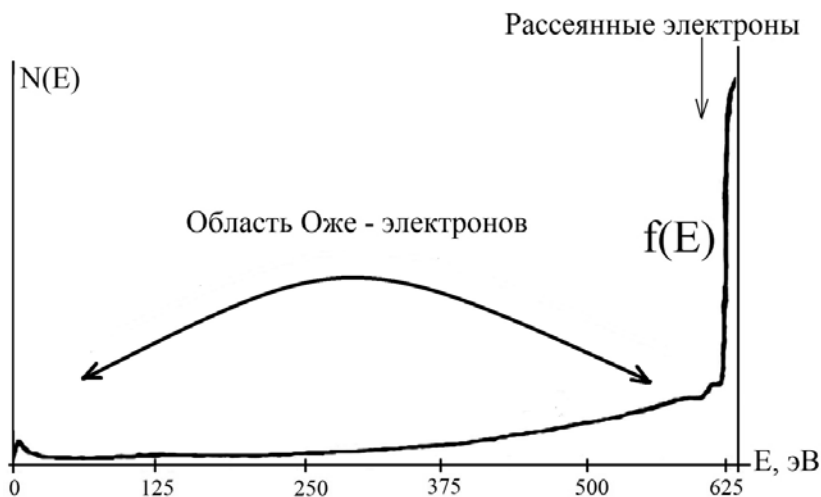


Рис.3. Экспериментальный Оже – спектр

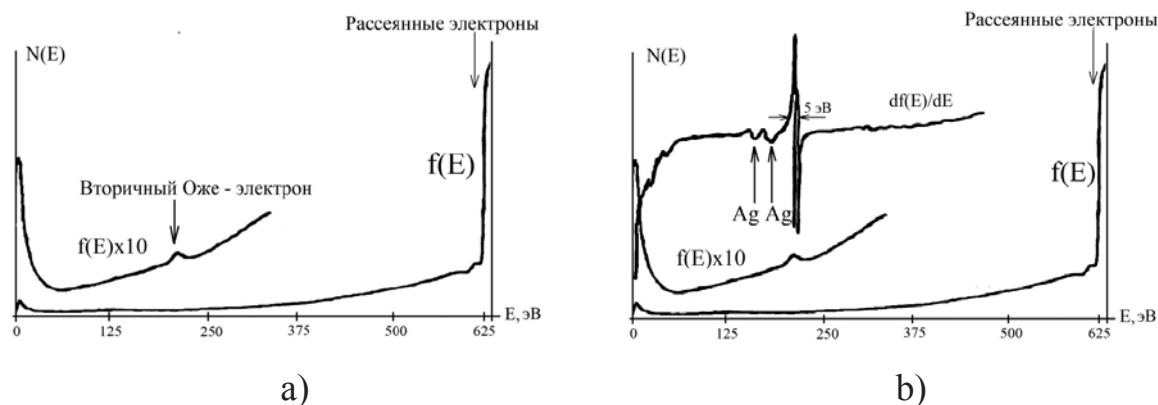


Рис.4. а) Усиленный в 10 раз результат первого дифференцирования экспериментального Оже – спектра; б) Результат второго дифференцирования и выявленные фундаментальные переходы

Неравновесные Оже – электроны являются частью всех вышедших с поверхности образца частиц, имеющих различное происхождение [19, 20]. Следует отметить, что при интерпретации Оже – спектров следует анализировать весь энергетический диапазон, чтобы найти характерные пики, соответствующие неравновесным Оже – переходам.

Операция дифференцирования кривой вольт – амперной характеристики позволяет выявить особенности Оже – процесса при обнаружении максимумов, величина которых соответствует частоте переходов. На рис.4. нижняя кривая $f(E)=dN/dE$, которая является результатом первого дифференцирования экспериментальной кривой вольт – амперной характеристики, даёт распределение вторичных электронов по энергиям. Второе дифференцирование (см. верхнюю кривую $df(E)/dE$) выявляет дополнительные особенности спектра возбуждённой атомной структуры. Важно отметить, что именно неравновесные Оже – электроны дают основной вклад в возрастающий участок производной, отвечающей области истинно вторичных электронов.

Установлено, что спектральная ширина локального максимума, изображенного на рис.4. б) определяется наличием во вторичном потоке именно неравновесных Оже – электронов. Действительно, вышедшие с поверхности неравновесные Оже – электроны не могут усиливать сигнал или давать дискретный набор линий в силу их малой интенсивности во вторичном потоке. Однако они вносят основной вклад в возрастающий участок производной и уширяют локальный максимум, что видно из рис.4.б). Ширина линии спектра, равная 5эВ является нижним пределом в обнаружении неравновесных Оже – спектров, начиная с которого интенсивность их вылета с поверхности исследуемого образца увеличивается с ростом энергии падающих электронов. Это приводит в дальнейшем к уширению локального максимума.

Выводы

Установлено, что одним из возможных каналов релаксации атомных или кластерных структур в поверхностных слоях твердого тела является эмиссия неравновесных Оже – электронов. Эффект неравновесного Оже – перехода, исследуемый в данной работе, заключается в том, что вакантное место заполняется падающим электроном корпускулярного зонда, а энергия перехода высвобождается и передается эмитирующему электрону зонда. Показано, что этот процесс становится конкурирующим с нормальной Оже – рекомбинацией с увеличением порядкового номера химического элемента и с увеличением радиуса атома в приповерхностном слое.

В ходе работы удалось получить математическую модель, описывающую процесс неравновесного Оже – перехода и позволяющую получить численную оценку вероятности этого эффекта. Следует отметить, что математическая модель, полученная в рамках исследования, была основана на общем формализме механических кинетических процессов. Представленный в работе расчет вероятности неравновесного Оже – перехода проводился с учетом кулоновского взаимодействия электрон-электронного взаимодействия и учитывал частичное экранирование атома остальными частицами. На основании полученных данных в данной работе показано, что релаксация атомной структуры, сопровождающаяся эмиссией неравновесного Оже – электрона, характеризуется временем релаксации $\sim 10^{-14}$ с. В рамках математической модели удалось получить численную оценку вероятности неравновесного Оже – перехода $\sim 10^{13} \text{ с}^{-1}$.

Проведенный расчет вероятности с учетом кулоновского частичного экранирования атомов позволил изучить кинетику неравновесного процесса. Важно, что по наличию во вторичном потоке неравновесных Оже – электронов можно судить о прочности химической связи атомов и электронной структуре атомных оболочек. Это необходимо учитывать в процессе совершенствования оптических приборов, в частности разрешающей способности анализаторов в оптических установках.

Авторы работы полагают, что этот эффект можно наблюдать не только с помощью Оже – электронной спектроскопии, но и при возбуждении атомов твердых тел ионами средних или высоких энергий и фотонными зондами.

Литература

1. Зельцер И.А., Моос Е.Н., Кукушкин С.А. // Письма в ЖТФ. 2008. № 13. С. 56 – 60.
2. Абгарян В.К., Гидаспов В.Ю., Надирадзе А.Б., и др. // Письма в ЖТФ. 2019. 45. № 4. С. 4 – 6.
3. Русских А.Г., Орешкин В.И., Жигалин А.С., и др. // Письма в ЖТФ. 2016. 42. № 5. С. 3 – 7.
4. Repsilber T., M. Borghesi, J., Gauthier C., et al. // Appl. Phys. 2005. **80**, N 134, P 905 – 910.
5. Faenov A. Ya., Pikuz T. A., Fukuda Y., et al. // Appl. Phys. Lett. 2009, **95**, N 27, P 673 – 680.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория. – М.: Физматлит. Т.3. М., 1963.
7. Windhorn L., Witte T., Yeston J. S., et al. // Chem. Phys. Lett. 2002, **37**, N 14, P 120 – 189.
8. Windhorn L., Yeston J.S., Witte T., et al. // J. Chem. Phys. 2003, **641**, N 358, P 119 – 127.
9. Малышев В.И. // УФН. 1957. **LXII**. С. 320 – 350.
10. Сущинский М.М., Бажулин П.А. // УФН. 1957. **LXII**. С. 301 – 320.
11. Ландсберг Г. С., Мандельштам Л. И. // Журнал Русского физ.-хим. об-ва. 1928. **60**. С. 55 – 61.
12. Ковальчук М.В. // Приборы и техника эксперимента. 1987. 3. С. 191-195.
13. Hertel N. // Phys. Lett. A. 1980, **75**, N 6, P 501 – 502.
14. Зельцер И.А., Кукушкин С.А., Моос Е.Н. // Известия РАН. Серия физическая. 2008. **72**. №7. С. 873-877.
15. Burmistrov E.R., Afanasova M.M. // SN Applied Sciences. 2020, **2**, N 1532, 10 p.
16. Райхбаум Я.Д., Костюкова Е.С. // Изв. АН СССР, сер. Физ. 1954. **18**. №2. С. 289 – 290.
17. Богачев Г.Г., Ремета Е.Ю. // Оптика и спектроскопия. 2020. **128**, № 10. 9 с.
18. Иванова Е.П. // Оптика и спектроскопия. 2018. **125**. № 8. С. 3-13.
19. Коробов А.И., Агафонов А.А., Изосимова И.Ю. // ЖТФ. 2018. **88**. № 3. 8 с.
20. Хисамов Р.Х., Юмагузин Ю.М., Мулюков Р.Р., Назарок К.С. и др. // Письма в ЖТФ. 2013. 7. С. 76-83.

POSSIBILITY OF EXCITATION OF NONEQUILIBRIUM AUGER TRANSITIONS BY CORPUSCULAR PROBES

Burmistrov E.R.^{1,a}, Avakyants L.P.^{1,b}

¹*Department of General Physics, Faculty of Physics,
M.V. Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia.
E-mail: ^aeugeni. conovaloff@yandex.ru, ^bavakyants@genphys.phys.msu.su*

Received 10.12.2020

The main content of the research is the theoretical substantiation of the possibility of excitation of a nonequilibrium Auger transition. The main attention in the work is focused on the possible mechanisms of the exchange interaction of electron shells which lead to the appearance of this quantum effect. As a research problem, an attempt was made to calculate the probability of a nonequilibrium Auger transition and to estimate its speed. The results show that this process is characterized by a value of 10^{-14} s. Thus in our article for the first time the idea of the possibility of exciting a new nonequilibrium Auger transition is substantiated and its probabilistic estimate is given.

Keywords: probability, quantum transitions, Auger – spectra, emission, probe.