СПЕКТР ЕЛЕКТРОНІВ НИЗЬКОЕНЕРГЕТИЧНОЇ ОБЛАСТІ, ЩО ВИНИКАЄ ПРИ ОПРОМІНЕННІ Au α-ЧАСТИНКАМИ ^{238}Pu

В.Т. КУПРЯШКІН, Л.П. СИДОРЕНКО, О.І. ФЕОКТІСТОВ, Є.П. РОВЕНСЬКИХ

Інститут ядерних досліджень НАН України
(Просп. Науки, 47, Київ 03680; e-mail: kupryashkinvt@yahoo.com)

УДК 539.163
©2012

Методом часових (αe)-збігів досліджено низькоенергетичний спектр електронів, що виникає внаслідок бомбардування атомів мішені Au α-частинками ^{238}Pu. Іонізація атомів при бомбардуванні їх зарядженими частинками розглядається як струс електронів у неперервний спектр при раптовому збуренні їх налітаючою частинкою. Порівняння експериментального розподілу вилітаючих електронів по енергії з розрахунковим показало гарне узгодження, що підтверджує правильність опису іонізації як результат ефекту струсу.

1. Вступ

Якщо частинка із зарядом Ze пролітає зі швидкістю V повз електрон атома, що знаходиться на поверхні мішені, то в момент їх найбільшого зближення r вона передає йому енергію $\frac{Ze^2}{r}$. Якщо процес передачі енергії проходить швидко, майже раптово, то цей електрон має імовірність вилетіти із зв'язаного стану в неперервний спектр, залишаючи атом в іонізованому стані. Раптовість означає, що час прольоту частинки через атом $\tau \cong \frac{r}{V}$ набагато менший за період переходу атома з нейтрального стану i у збуджений f, так, щоб $\tau \ll 2\pi\omega_{fi}^{-1}$, де ω_{fi} – частота переходу. Такий процес можно розглядати як ефект струсу. Якщо умови раптовості не виконуються або через імовірнісний характер цього процесу струсу не відбулось, то при закінченні дії збурення електрон повертає цю енергію пролітаючій частинці назад, а атом залишається в незбудженому стані.

Як відомо із квантової механіки, якщо збурення системи явно залежить від часу та відбувається раптово, то вона може здійснити вимушений перехід із початкового незбудженого стану у збуджений іонізований (дірковий) із струсом електрона в неперервний спектр. При цьому хвильова функція початкового стану $\psi_i^{(0)}(q)$ "не встигає" змінитись за цей час [1, 2], і всі інші електрони залишаються на своїх місцях. У випадку прольоту зарядженої частинки через атом вся енергія збурення $\frac{Ze^2}{r}$, що передається електрону, повністю витрачається на подолання енергії зв'язку φ і на надбання кінетичної енергії $E = \frac{Ze^2}{r} - \varphi$. Тут і надалі φ, крім значення енергії зв'язку, включає в себе також роботу виходу і, крім того, у всіх наведених співвідношеннях використовуються абсолютні значення енергії.

У більшості випадків ефект струсу розглядається під час раптового збурення, яке виникає спонтанно в системі, що знаходиться у стані спокою і надалі залишається таким самим. У випадку бомбардування мішені зарядженою частинкою збурення виникає в результаті короткодійної взаємодії α-частинки з електроном атома в момент їх найбільшого зближення, а потім зникає. У першому випадку зміна гамільтоніана взаємодії має вигляд $H_0 \to H_0 + \Delta H$ і викликає "струс типу включення збурення", тоді як у другому випадку зміна гамільтоніана має вигляд $H_0 \to H_0 + \Delta H \to H_0$ та викликає "струс типу розсіяння збурення" [3, 4].

Згідно з теорією збурень першого порядку для переходів, що залежать від часу [1, 2] і зважаючи на те, що в кінцевому стані системи електрон знаходиться в неперервному спектрі, а також на те, що взаємодія проходить за скінченний проміжок часу τ, імовірність струсу електрона в неперервний спектр з кінетичною

енергією в інтервалі від 0 до E від одної зарядженої частинки, що проходить крізь атом, рівноімовірна по всій площі атома радіуса r_a, ми пропонуємо подати її такою напівемпіричною формулою [5, 6]:

$$W(E) = \frac{c}{V}\left(\frac{Ze^2}{r_a}\right)^2 \left|\int \psi_i^{(0)}\psi_f^* dq\right|^2 bF(E). \qquad (1)$$

Перші два множники описують імовірність зустрічі частинки з електроном струсу та передачі йому енергії збурення. При $V = c$, де c – швидкість світла у вакуумі, виникає найменша імовірність струсу. У матричному елементі хвильові функції початкового та кінцевого станів виникають від стаціонарних станів типу $\Psi = \psi(q)e^{-i\frac{E}{\hbar}t}$, де $\psi(q)$ – хвильова функція тільки від координат q, а $\psi_i^{(0)}(q)$ описує початковий стан системи з гамільтоніаном H_0, тоді як $\psi_f^*(q)$ – кінцевий стан з гамільтоніаном $H_0 + \Delta H$. Основним або нормальним станом системи ψ_f є стан з найменшим значенням кінетичної енергії електрона E=0, тобто $\Psi_f = \psi_f(q)$. Імовірність вимушеного переходу $i \to f$ не залежить від енергії, яка передається електрону струсу, якщо $\frac{Ze^2}{r} > \frac{Ze^2}{r_{\max}} = \varphi$, оскільки внаслідок короткої тривалості збурення, з огляду на співвідношення невизначеності, всі відстані r<$r_{\max}$ стають невизначеними. Функція $F(E)$ є інтегральним розподілом електронів, що струшуються в неперервний спектр з кінетичною енергією в інтервалі від 0 до E, носить імовірнісний характер та виражається як

$$F(E) = \left[\frac{1}{\sqrt{\varphi}}\operatorname{arctg}\sqrt{\frac{E}{\varphi}} - \frac{\sqrt{E}}{E+\varphi}\right], \quad F(0) = 0. \qquad (2)$$

Цей вираз випливає з розгляду диференціального спектра струшуваних електронів, який, в свою чергу, випливає з розгляду фазового об'єму неперервного спектра [5]. Густина рівнів електронів неперервного спектра:

$$\frac{dv}{dE} = b\sqrt{E}, \qquad (3)$$

де $b = \frac{\sqrt{2}m^{3/2}V_e}{\pi^2\hbar^3}$, m – маса електрона, V_e – об'єм, що займає один електрон у фазовому об'ємі неперервного спектра. Тоді диференціальний розподіл електронів, що струшуються в вакуум такий:

$$\frac{dW}{dE} = D\frac{b\sqrt{E}}{(E+\varphi)^2},$$

де

$$D = \frac{c}{V}\left(\frac{Ze^2}{r_a}\right)^2 \left|\int \psi_i^{(0)}\psi_f^* dq\right|^2. \qquad (4)$$

Це співвідношення добре виконується при вимірах спектрів струсу електронів близьконульової енергії. Проводячи інтегрування (4) по енергії в інтервалі від 0 до E, ми отримуємо формулу (2).

Мета роботи – визначення розподілу електронів по енергії $F(E)$, що струшуються в неперервний спектр при прольоті α-частинок ^{238}Pu крізь мішень із золота. Раніше ми дослідили такий розподіл для мішеней з алюмінію та міді [6, 7], і ці досліди показали гарне узгодження з теорією. Однак атоми цих мішеней мають порівняно невелику кількість електронів на оболонках, у той час як у золота їх 79. Порівняння експериментального розподілу електронів з теоретичним $F(E)$ дозволить і у цьому випадку перевірити, чи можна іонізацію атомів Au (пролітаючою α-частинкою) пояснити ефектом струсу.

2. Умови проведення експерименту

Дослідження енергетичного розподілу електронів іонізації, що виникає при проходженні α-частинки через речовину, проводили методом часових (αe)-збігів при подачі гальмівної напруги U в каналі реєстрації електронів. Далі вимірювали швидкості рахунку збігів N від величини напруги U, що гальмує електрони. Часові спектри збігів реєстрували багатоканальним аналізатором ORTEC-NORLAND.

Вимірювання енергетичного спектра електронів проводили у двох геометріях, що подані на рис. 1. В експерименті на пропускання (рис. 1,*а*) α-частинки, що випромінюються з джерела S, проходят через мішень T у вигляді прозорого шару Au, напиленого на лавсанову плівку, та реєструються детектором $\mathrm{МСР}_1$, що є збіркою з двох мікроканальних пластин у вигляді шеврона. Щоб знівелювати вплив електронів, що вилітають з мішені та попадають в детектор $\mathrm{МСР}_1$, його було зекрановано Al-фольгою товщиною 10 мкм. Електрони e, що випромінюються з мішені при її бомбардуванні α-частинками, реєструються іншим детектором $\mathrm{МСР}_2$ такого самого типу. В експерименті на відбиття (рис. 1,*б*) джерело S і детектор α-частинок $\mathrm{МСР}_1$ міняються місцями, для цього вони обидва повертаються на 180 градусів навколо центральної точки мішені. В експерименті на пропускання електрони з мішені вилітають у напрямку руху α-частинок, а в експерименті на відбиття вони вилітають у протилежному напрямку до напрямку руху α-частинок, але при цьому в обох випадках вони вилітають з однієї і тієї ж поверхні мішені.

На передній поверхні детектора електронів $\mathrm{МСР}_2$ було закріплено дві сітки *1* і *2*. На внутрішню сітку

2 подавали затримуючий потенціал U, що змінювався у процесі вимірів, а зовнішня сітка *1* була завжди заземлена для того, щоб зберегти незмінним ефективний тілесний кут реєстрації електронів при зміні затримуючого потенціалу. Вся система знаходилась у вакуумній камері при розрідженні $5{\cdot}10^{-6}$ мм рт. ст. Джерелом служив ^{238}Pu з набору "ОСАИ" з енергією α-частинок 5,5 МеВ. У ролі мішені використовували прозорий шар золота, який було напилено на лавсанову плівку.

На рис. 2 подано фрагменти часових спектрів, виміряних у геометрії на пропускання і відбиття при різних значеннях затримуючого потенціалу U. Верхні криві – часові (αe)-спектри збігів в експериментах на пропускання, а криві під ними – на відбиття. Як видно з рисунка, при напрузі $U = 0$ В на сітці *2* кожен з розподілів складається з 2-х піків: зліва – пік від електронів близьконульової енергії e_0, а справа – від швидких електронів e_f. Перший з них з'являється в результаті взаємодії електронів, що знаходяться на поверхні, з нерухомим зарядом, який раптово виникає біля поверхні мішені після проходження α-частинки через неї (ефект струсу e_0-електронів з поверхні [8]). Максимум енергетичного розподілу e_0-електронів знаходиться приблизно при 1 еВ, його інтенсивність швидко спадає так, що при енергії більше 24 еВ нею можна вже знехтувати. Кутовий розподіл e_0-електронів витягнутий у напрямку нормалі до поверхні мішені як при пропусканні, так і при відбитті. Опис виходу e_0-електронів, що виникають при радіоактивному розпаді (як ефект струсу), детально розглянуто в роботах [8–10].

Поява піка швидких електронів e_f пов'язана з двома процесами, які виявляються по різному в експериментах на пропускання і на відбиття. В експерименті на пропускання під час проходження α-частинки крізь мішень вона взаємодіє із зв'язаними електронами атомів, які знаходяться на поверхні, що приводить до струсу електронів у неперервний спектр. Ці електрони іонізації ми позначаємо як e_f^i. Їх кутовий розподіл направлений вперед, у бік руху α-частинки, тобто в напрямку нормалі до поверхні мішені. В експерименті на відбиття, як нами було раніше визначено в роботі [9], такі електрони не спостерігаються. Однак необхідно відзначити, що в обох випадках при проходженні α-частинки через атом, що знаходиться всередині мішені, при пропусканні і при відбитті, виникає струс електрона, при цьому він переходить на більш високу незаповнену оболонку атома, створюючи вакансію на попередньому місці. При заповнені цієї вакансії виникає виліт оже-електронів, що також

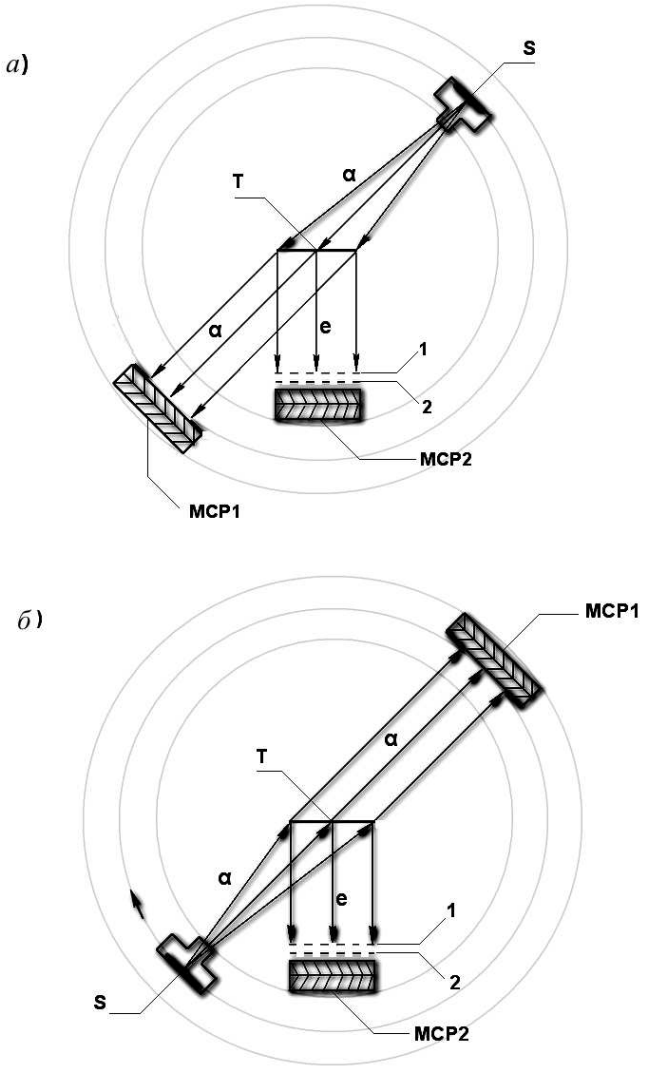

Рис. 1. Схема експерименту в геометрії на пропускання ($а$) та на відбиття ($б$). S – джерело ^{238}Pu, T – мішень, MCP_1 – детектор α-частинок, MCP_2 – детектор електронів. Зовнішня сітка *1* заземлена, а на внутрішню сітку *2* подається затримуючий потенціал U. Відстань від мішені T до джерела S і до MCP_1 становить 40 мм, а до MCP_2 – 25 мм

будуть швидкими, і які ми позначаємо e_f^A. Напрямок вильоту оже-електронів не залежить від напрямку руху α-частинки, їх розподіл ізотропний [9].

Таким чином, піки швидких електронів e_f, що спостерігаються в експериментах на пропускання і на відбиття, суттєво відрізняються один від одного за своєю природою. В експерименті на пропускання поява піка швидких електронів e_f пов'язана з електронами e_f^i, що виникають під час іонізації атомів, які знаходяться на поверхні, і з електронами оже e_f^A, так

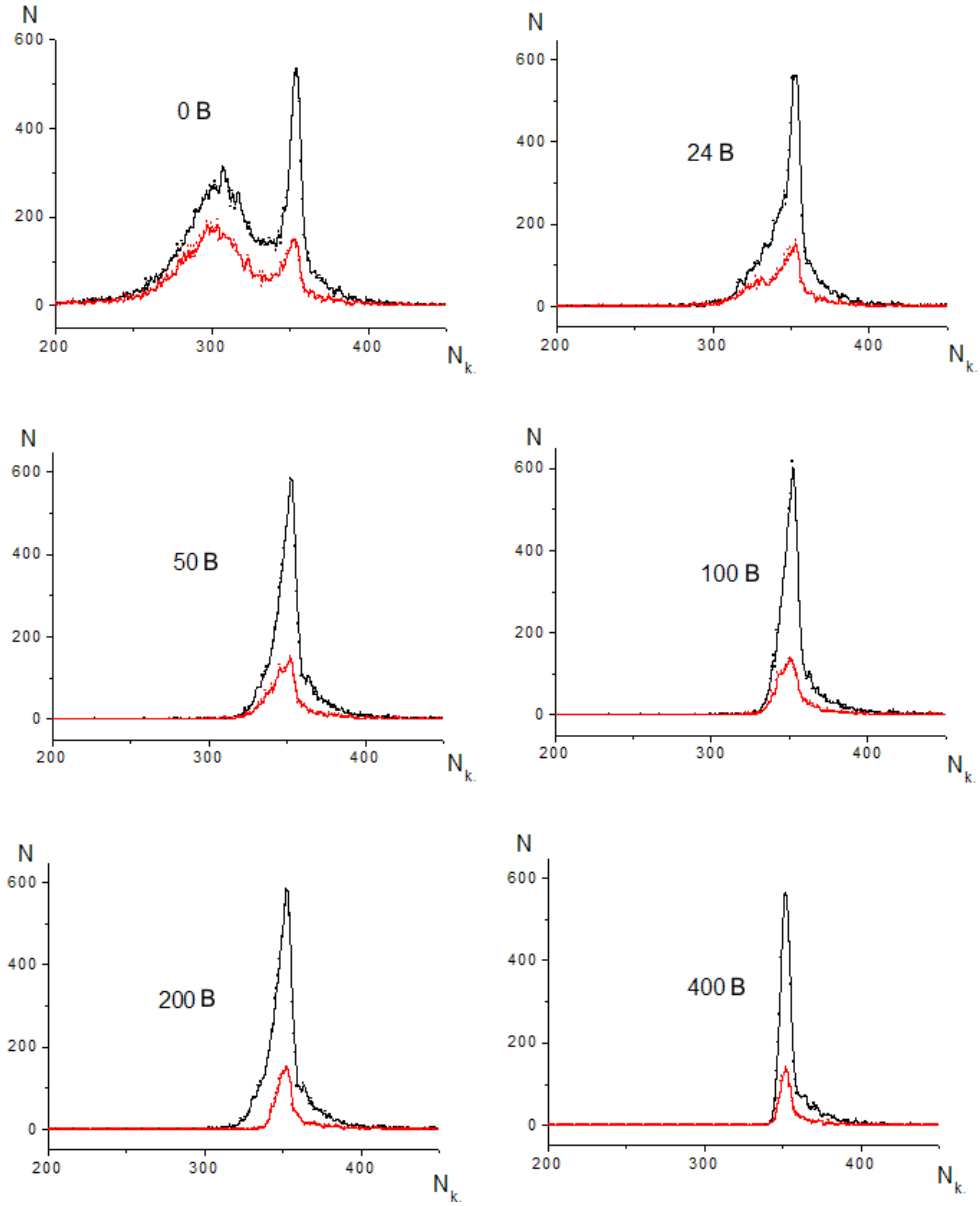

Рис. 2. Ділянки часових спектрів (αe)-збігів, виміряні в геометрії на пропускання і відбиття при різних значеннях затримуючого потенціалу U =0, 24, 50, 100, 200 і 400 В

що $e_f = e_f^i + e_f^A$, а в експерименті на відбиття поява піка швидких електронів пов'язана лише з електронами оже, тобто $e_f = e_f^A$. Кількість вакансій, що виникли при збудженні атома, не залежить від напрямку руху α-частинок у приповерхневому шарі мішені, тому і кількість електронів e_f^A, що з'являються у спектрах після заповнення цих вакансій, однакова в експериментах на пропускання і на відбиття. Тому, щоб визначити інтенсивність піка швидких електронів іонізації e_f^i, потрібно від інтенсивності піка швидких електронів у спектрі на пропускання відняти його інтенсивність у спектрі на відбиття.

Як видно з рис. 2, інтенсивність піка швидких електронів зі збільшенням затримуючого потенціалу U плавно спадає, оскільки виникає обрізання по нижній межі інтегрального спектра. При $U = 24$ В пік нульової енергії практично зникає.

У роботі було виміряно часові спектри ($e\alpha$)-збігів у геометрії на пропускання і на відбиття в інтервалі від 0 до 400 В при різних значеннях затримуючого

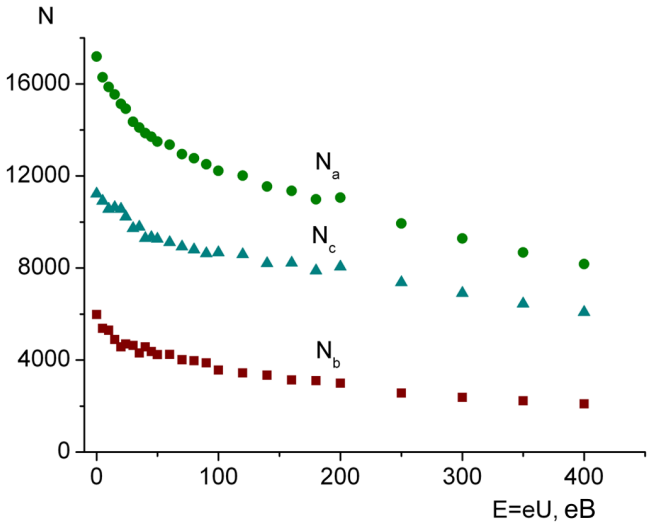

Рис. 3. Швидкість лічби часових (αe)-збігів залежно від затримуючого потенціалу при різних геометріях експерименту: N_a – у геометрії на пропускання; N_b – у геометрії на відбиття; N_c – швидкість лічби (αe)-збігів тільки для швидких електронів e_f^i, що виникають при іонізації

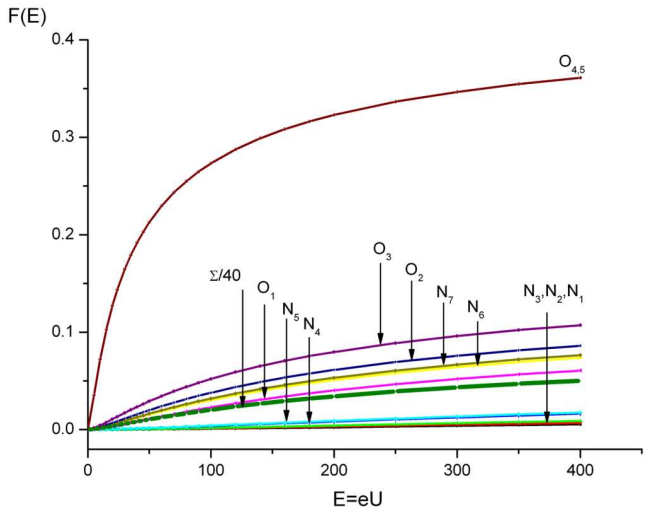

Рис. 4. Розрахункові значення залежності інтегральних енергетичних розподілів $F_k(E)$ для електронів різних підоболонок Au

потенціалу U так: від 0 до 50 В, із кроком 5 В, від 50 до 100 В, із кроком 10 В, від 100 до 200 В, із кроком 20 В, а також від 200 до 400 В, із кроком 50 В, всього 25 точок. Час виміру кожної точки становив 2 години, при цьому детектором МСР_1 кожного разу реєстрували приблизно $7{,}2 \cdot 10^5 \alpha$-частинок.

3. Наведення результатів вимірів

На рис. 3 подано залежності швидкості лічби експериментів на пропускання $N_a(E)$ і на відбиття $N_b(E)$. Попередньо із цих залежностей було виключено розподіл електронів близьконульової енергії, що відбувається у спектрі при енергіях $E < 24$ еВ. Різниця швидкості лічби збігів в експериментах на пропускання і відбиття визначає залежність швидкості лічби (αe)-збігів $N_c(E)$ тільки для швидких електронів e_f^i, що виникають при іонізації атомів, вилітаючих у вакуум. З них можна отримати залежність для інтегрального спектра $N_\int(E)$ по енергії в інтервалі від 0 до E для електронів іонізації, які струшуються в неперервний спектр. Це дозволяє провести порівняння отриманого розподілу з теоретичним, що випливає з розгляду процесу іонізації як ефекту струсу:

$$N_\int(E) = N_c(eU = 0) - N_c(eU = E) = \Sigma_k m_k A_k F_k(E).$$

Індекс k використовується для позначення різних підоболонок Au, з яких струшуються електрони, m_k – кількість електронів на підоболонці, а A_k – множник, що не залежить від розподілу електронів струсу по енергії:

$$A_k = \eta \frac{c}{V} \left(\frac{Z_e^2}{r_a} \right)^2 \left| \int \psi_f^* \psi_i^{(0)} dq \right|^2 bN_\alpha.$$

Тут η залежить від умов проведення експерименту і виражається як добуток ефективності реєстрації електронів ε, долі їх збирання на детекторі МСР_2 Ω_{eff} та прозорості сіток δ; N_α – кількість зареєстрованих α-частинок у процесі вимірів в кожній точці. Інші множники було визначено при розгляді формули (1). Один від одного A_k відрізняються лише значеннями матричних елементів.

Хоча для золота кількість оболонок і підоболонок велика, але для K-, L- і M-оболонок, внаслідок їх великої енергії зв'язку, значення $F_k(E)$ в області $E \leq 400$ еВ малі як у порівнянні з максимальним значенням для них самих, так і в порівнянні з $F_k(E)$ інших оболонок. У спектрах часових збігів (див. рис. 2) можна спостерігати на правій частині затяжку падіння інтенсивності лінії, яка, можливо, пов'язана з присутністю у спектрі електронів із цих оболонок. Їх внесок у загальну інтенсивність лінії не перевищує декількох відсотків, тому їх вплив на розподіл по енергії електронів струсу в області, що розглядається, ще менший і ним можна знехтувати. Але й інші електрони N- і O-підоболонок відіграють різну роль в розподілі електронів струсу по енергії. На рис. 4 наведено розраховані значення $F_k(E)$ для енергій зв'язку різних підоболонок. Особливо вирізняється розподіл

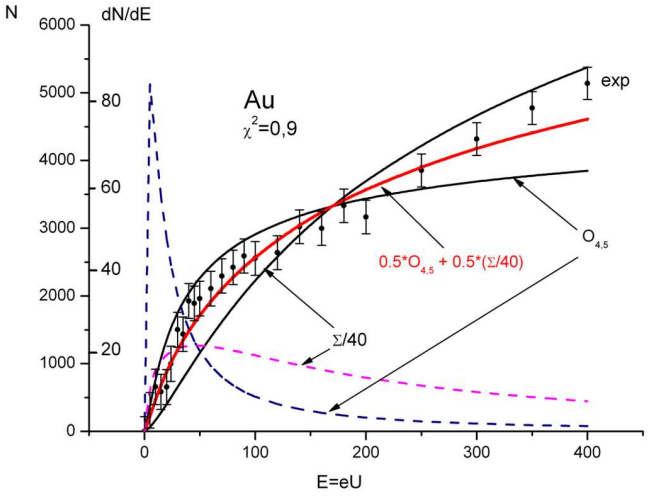

Рис. 5. Порівняння експериментальних значень $N_{\int}(E)$ з розподілом, розрахованим для електронів, що струшуються тільки з $O_{4,5}$- і $\Sigma/40$-підоболонок. Наведено також розрахункові диференціальні розподіли цих електронів по енергії

для $O_{4,5}$-підоболонок, енергія зв'язку для яких становить 11,7 еВ (при розрахунках $F_k(E)$ скрізь використовували відомі енергії зв'язку з урахуванням потенціалу іонізації поверхні 9,2 еВ). Тому $N_{\int}(E)$ можно описати як таке, що складається тільки з двох розподілів: $10A_{04,5}F_{04,5}(E)$ і $40B_{\Sigma/40}F_{\Sigma/40}(E)$. Тут 10 – число електронів на підоболонках $O_{4,5}$, а 40 – на інших оболонках атома Au. На жирній кривій (рис. 4) символ $\Sigma/40$ відноситься до рівнодіючої кривої, що замінює в описі всі інші криві $F_k(E)$, які відносяться до інших підоболонок, що розглядаються. Розподіл $F_{\Sigma/40}(E) = \frac{1}{40}\sum\limits_k m_k F_k(E)$, а $B_{\Sigma/40}$ відповідає усередненому значенню квадрата матричного елемента $|M_{fi}|^2$ по цій сумі в інтервалі енергій електронів струсу від 0 до 400 еВ. Кожне із значень $A_{04,5}$ і $B_{\Sigma/40}$ визначали підгонкою методом найменших квадратів $\chi^2_{\min}$ по всіх 25 точках вимірів. На рис. 5 кожен із розподілів подано в порівнянні з експериментальними значеннями $N_{\int}(E)$, зображеними на рисунку точками.

Далі розподіл електронів по енергії подано таким, що складається з двох доданків: $O_{4,5}$-підоболонки та рівнодіюча усіх інших оболонок:

$$N_{\int}(E) = 10xA_{04,5}F_{04,5}(E) + 40(1-x)B_{\Sigma/40}F_{\Sigma/40}(E).$$

Значення x також визначалось методом $\chi^2_{\min}$, x =0,5, тобто при проходженні α-частинки ^{238}Pu через поверхню Au половина струшуваних у вакуум електронів виникає з $O_{4,5}$-підоболонок, а інша половина – з усіх інших. Незначно зміниться результат порівняння експериментального розподілу з теоретичним, якщо знехтувати впливом електронів, що знаходяться на N_{1-3}-підоболонках, внаслідок малого значення $F_k(E)$, тобто коли використовується крива $\Sigma/32$ замість показаної на рис. 4 кривої $\Sigma/40$. Вони близькі один до одного, і розподіл електронів, що струшуються з $O_{4,5}$-підоболонок, практично не змінюється. Енергія зв'язку, що використовується в рівнодіючій кривій $F_{\Sigma/40}(E)$, становить 140 еВ, тоді як при $F_{\Sigma/32}(E)$ вона становить 117 еВ.

Що стосується 79-го електрона P_1-оболонки Au, то струс його з поверхні мішені виникає подібно до електрона близьконульової енергії, тобто він реєструється в піку нульової енергії, максимум розподілу якого знаходиться в області 1 еВ, він був виключений нами під час розгляду швидких електронів струсу.

Раніше успішний опис розподілу електронів іонізації по енергії було отримано для мішеней з Al та Cu [6, 7]. Тепер цей опис отриманий нами і для мішені Au, що має значно більше електронів на підоболонках атома, ніж у Al та Cu, і де також спостерігається гарне узгодження між експериментальним розподілом електронів по енергії в низькоенергетичній області з теоретичним, яке ґрунтується на представленні процесу іонізації як ефекту струсу.

4. Висновок

Гарне узгодження отриманого інтегрального розподілу електронів струсу по енергії з розрахунковим розподілом $F(E)$ показало, що повинен бути правильним і опис диференціального розподілу електронів по енергії, що визначається за формулою (4) і показаний на рис. 5 пунктирними лініями. Він не залежить від типу пролітаючої зарядженої частинки та величини енергії збурення. Максимум цього енергетичного розподілу $\frac{dN}{dE}$ повинен знаходитись при $E = \frac{1}{3}\varphi$, а півширина розподілу близька до 1,9 φ. Також $F(E)$ залежить тільки від енергії зв'язку φ і при великій енергії відносно φ прямує до насичення $F(E) \to \frac{\pi}{2\sqrt{\varphi}}$.

Розподіл струшуваних електронів по енергії носить імовірнісний характер і наряду з імовірністю вимушеного переходу $i \to f$(електрон–дірка) не залежить від величини збурення, що передається. Здавалось, енергія електронів струсу сама визначається з співвідношення $E = \frac{Ze^2}{r} - \varphi$, де r<$r_{\max}$, а $r_{\max}$ випливає із залежності $\frac{Ze^2}{r_{\max}} = \varphi$, однак внаслідок співвідношення невизначеності Гейзенберга передача енергії електрона струсу в момент взаємодії не може бути визначена точно (невизначеність передачі енергії в кіль-

ка разів перевищує саму величину передачі енергії), оскільки вона сама визначається відстанню r, яка також стає невизначеною в момент взаємодії. Всі відстані $r<r_{\max}$ при прольоті частинки через атом стають невизначеними, і збурення, що при цьому виникає, рівноімовірно, приводить до струсу. Залежність струсу від енергії електрона виникає тільки при заповненні ним одного з вільних станів неперервного спектра, що визначається імовірністю цього заповнення, і вже тільки після визначення енергії електрона E можна дізнатись про відстань r, на якій частинка пролетіла крізь нього, інакше це буде суперечити співвідношенню невизначеності, що випливає з ефекту раптовості. Таким чином, ефект струсу при іонізації атома пролітаючою зарядженою частинкою є одним із прикладів прояву співвідношення невизначеності в квантовій механіці.

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Квантовая механика* (Наука, Москва, 1974), с.179.
2. А.С. Давыдов, *Квантовая механика* (Наука, Москва, 1973), с.439.
3. А.М. Дыхне, Г.Л. Юдин, УФН **121**, 157 (1977).
4. А.М. Дыхне, Г.Л. Юдин, УФН **125**, 378 (1978).
5. О.І. Феоктістов, УФЖ **55**, 165 (2010).
6. Л.П. Сидоренко, В.Т. Купряшкін, О.І. Феоктістов, Є.П. Ровенських, УФЖ **55**, 757 (2010).
7. В.Т. Купряшкин, Л.П. Сидоренко, О.И. Феоктистов, Є.П. Ровенских, ЖЭТФ **139,**679 (2011).
8. В.Т. Купряшкин, Л.П. Сидоренко, А.И. Феоктистов, И.П. Шаповалов, Изв. РАН. Сер. физ. **67**, 1446 (2003).
9. В.Т. Купряшкин, Л.П. Сидоренко, А.И. Феоктистов, И.П. Шаповалов, Изв. РАН. Сер. физ. **68**, 1208 (2004).
10. О.І. Феоктістов, УФЖ **53,** 1043 (2008).

Одержано 18.03.11

СПЕКТР ЭЛЕКТРОНОВ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ, ВОЗНИКАЮЩИЙ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ Au α-ЧАСТИЦАМИ ^{238}Pu

В.Т. Купряшкин, Л.П. Сидоренко, А.И. Феоктистов, Е.П. Ровенских

Р е з ю м е

Методом временных (αe)-совпадений исследован низкоэнергетический спектр электронов, возникающих при бомбардировке мишени Au α-частицами ^{238}Pu. Ионизация атомов при бомбардировке заряженными частицами рассматривается как стряхивание электронов в непрерывный спектр при внезапном возмущении их пролетающей частицей. Сравнение экспериментального распределения вылетающих электронов по энергии с расчетным показало хорошее согласие, что подтверждает правильность описания ионизации как результат эффекта встряски.

LOW-ENERGY SPECTRUM OF ELECTRONS EMITTED AT IRRADIATION OF Au BY α-PARTICLES OF ^{238}Pu

V.T. Kupryashkin, L.P. Sidorenko, A.I. Feoktistov, E.P. Rovenskykh

Institute for Nuclear Research, Nat. Acad. of Sci. of Ukraine
(*47, Prosp. Nauky, Kyiv 03680, Ukraine*
e-mail: kupryashkinvt@yahoo.com)

S u m m a r y

By the timing (αe)-coincidence method, we study the low-energy spectrum of electrons arising from the bombardment of an Au target by α-particles of the ^{238}Pu source. The ionization of atoms by charged particles is considered as the shake off of electrons into the continuous spectra at their sudden perturbation by passing particles. The experimental energy distribution of emitted electrons well agrees with the theoretical one, which confirms the validity of the consideration of the ionization as a result of the shake off process.