

О.І. ФЕОКТИСТОВ, В.Т. КУПРЯШКІН, Л.П. СИДОРЕНКО, В.А. ЛАШКО

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

## РОЗПОДІЛ ЕЛЕКТРОНІВ ЗА ЕНЕРГІЄЮ В “ПІКУ НУЛЬОВОЇ ЕНЕРГІЇ”, ЩО ВИНИКАЄ ПРИ РАДІОАКТИВНОМУ РОЗПАДІ АБО ПРИ БОМБАРДУВАННІ МІШЕНІ ЗАРЯДЖЕНИМИ ЧАСТИНКАМИ

УДК 539.163

---

*Проведено дослідження розподілу за енергією  $e_0$ -електронів, що вилітають з поверхні джерел при радіоактивному розпаді та при бомбардуванні їх зарядженими  $\alpha$ -і  $\beta$ -частинками. З вимірів кривої затримки при подачі затримуючого потенціалу між джерелом (або мішенню) та детектором  $e_0$ -електронів визначався інтегральний спектр  $e_0$ -електронів  $N(E)$  в інтервалі від 0 до 24 еВ. Показано, що отриманий розподіл  $e_0$ -електронів добре узгоджується з теоретичним, який випливає з опису його як ефекту струсу – це раптове збурення електричним зарядом, який виникає поблизу поверхні, що приводить до струшування слабкозв'язаних електронів з поверхні.*

*Ключові слова:* відбиття, пропускання, ефект струсу, мікроканалні пластини (МКП)

### 1. Вступ

Під час дослідження випромінювання, що супроводжує радіоактивний розпад, завжди в спектрі електронів спостерігається пік нульової енергії, що являє собою розподіл електронів з максимальною інтенсивністю в інтервалі  $\leq 1$  еВ, з півшириною розподілу близько 1–2 еВ та падінням інтенсивності в подальшому так швидко, що при енергії близько 15–20 еВ нею можна знехтувати. Ці електрони ми називаємо електронами близьконульової енергії і позначаємо їх як  $e_0$ -електрони, на противагу до інших, швидких електронів, які позначаємо як  $e_f$ -електрони.

Вперше пік нульової енергії було знайдено у роботі [1] під час дослідження низькоенергетичної частини спектра електронів  $^{239}\text{Pu}$ . Для його реєстрації використовувався звичайний  $\beta$ -спектрометр з лічильником Гейгера–Мюллера, хоча він пристосований для реєстрації тільки еле-

ктронів з енергією в десятки і більше кеВ. Тому під час знімання спектра застосовувалось попереднє прискорення електронів до енергії  $E$ . Виявилось, що пік також розташований при енергії  $E$ , тобто власна енергія спостережуваних електронів близька до нуля. Автори роботи пояснили появу піка автоелектронною емісією. Однак, у роботі [2] поряд з  $\beta$ -спектрометром був застосований електростатичний аналізатор, який дозволив виключити появу автоелектронної емісії, але пік нульової енергії завжди був присутній в усіх спектрах досліджуваних радіоактивних джерел. Автори назвали його “піком нульової енергії” і пояснили його появу як результат вторинної електронної емісії оже-електронів, заморожених первинних або вторинних електронів, утворених в джерелі або в підкладці  $\alpha$ -частинками,  $\beta$ -частинками або  $\gamma$ -квантами. Але найбільш детально пік нульової енергії вивчався в роботі [3] за допомогою спеціально побудованого електростатичного спектрометра високої роздільної здатності. Було встановлено, що інтенсивність та фор-

© О.І. ФЕОКТИСТОВ, В.Т. КУПРЯШКІН,  
Л.П. СИДОРЕНКО, В.А. ЛАШКО, 2013

ISSN 2071-0194. Укр. фіз. журн. 2013. Т. 58, № 2

ма розподілу спектра залежать від температури, термічної обробки, вакууму та інших факторів. Було зроблено висновок, що походження піка нульової енергії пов'язано зі станом поверхні радіоактивного джерела і було запропоновано назвати це явище радіаційною електронною емісією (РЕЕ), визначивши його таким чином: "РЕЕ – це істинно вторинна емісія адсорбатів, що збуджується радіоактивним випромінюванням". Випромінювання електронів відбувається з поверхні, а не з надр джерела, а властивості поверхні визначають властивості електронної системи, що знаходиться на поверхні адсорбованої плівки. Таким чином,  $e_0$ -електрони зароджуються на поверхні джерела, однак причина появи емісії, яким чином вона відбувається, в означенні РЕЕ не міститься. В роботі [4], при надвисокому вакуумі та очищенні поверхні зразка інертними газами одночасно з вимірюванням піка нульової енергії, було показано, що інтенсивність його падає зі збільшенням тривалості очищення поверхні, можливо, внаслідок зменшення кількості таких електронів на поверхні. Пояснення причини появи на поверхні цих електронів не було метою даної роботи. Основним завданням наших досліджень є пояснення самої природи емісії  $e_0$ -електронів у вакуум при радіоактивному розпаді або при проходженні заряджених частинок через мішень.

Згідно з нашими уявленнями причиною випромінювання  $e_0$ -електронів з поверхні радіоактивних джерел є раптове виникнення електричного заряду поблизу поверхні. Такий заряд виникає безпосередньо в момент радіоактивного розпаду або при проходженні заряджених частинок через поверхню. Випромінювання  $e_0$ -електронів з поверхні є частковим випадком ефекту струсу, найкраще вивченого при  $\beta^-$ -розпаді, коли стрибком змінюється заряд ядра на  $+1$ , а з атомної оболонки, як наслідок цього, струшується електрон. У низці робіт [5–9] ми досліджували вихід  $Y$   $e_0$ -електронів у вакуум залежно від виду радіоактивного розпаду, від товщини радіоактивного джерела, від величини заряду, що виникає в процесі радіоактивного розпаду, а також від швидкості руху заряджених частинок, що пролітають через поверхню мішені. В нашій роботі дослідження буде зосереджене на визначенні розподілу  $e_0$ -електронів за енергією і встановленні їхньої енергії зв'язку  $E_n$  до вильоту з поверхні джерела або мішені.

Але, передусім, розглянемо більш детально опис емісії  $e_0$ -електронів внаслідок раптового виникнення електричного заряду поблизу поверхні як ефекту струсу. Він заснований на теоретичних уявленнях, викладених у роботах [10, 11] і впливає з розв'язку нестационарного рівняння Шредінгера в першому порядку наближення теорії збурень.

## 2. Опис емісії $e_0$ -електронів як ефекту струсу

Вихід  $e_0$ -електронів, що струшуються в вакуум в інтервалі енергії від 0 до  $E$ , внаслідок раптового виникнення електричного заряду поблизу них, в момент прольоту зарядженої частинки через поверхню мішені, визначається за формулою

$$\Upsilon(E) = \pi \frac{c}{v_p} \left( \frac{\Delta Z e^2}{x} \right)^2 \left| \int \psi_f^* \psi_i^{(0)} dq \right|^2 \times \\ \times b \int_0^E \frac{\sqrt{E} dE}{(E + E_n)^2} = B \int_0^E \frac{\sqrt{E} dE}{(E + E_n)^2} = BF(E). \quad (1)$$

Тут  $c$  – швидкість світла,  $v_p$  – швидкість зарядженої частинки,  $\Delta Z e$  – раптовий заряд, що виникає при передачі збурення  $e_0$ -електрону,  $x$  – середня відстань між двома сусідніми слабкозв'язаними електронами на поверхні, що здатні струситися у вакуум,  $\left| \int \psi_f^* \psi_i^{(0)} dq \right|$  – матричний елемент переходу системи з початкового, нейтрального стану  $i$  в кінцевий стан  $f$  з вакансією на місці електрона, що вилетів,  $q$  – координати хвильових функцій,  $\psi(q)$  – задають координатні частини хвильових функцій стаціонарного руху  $\Psi(q, t) = \psi(q) \exp(-iE \frac{t}{\hbar})$ ,  $b = \frac{\sqrt{2m_e^{3/2} V_e}}{\pi^2 \hbar^3}$  – коефіцієнт при визначенні щільності рівнів  $e_0$ -електронів  $\nu = b\sqrt{E}$  в неперервному спектрі,  $V_e$  – об'єм, що займає  $e_0$ -електрон у неперервному спектрі,  $m$  – його маса,  $F(E)$  – форма інтегрального розподілу  $e_0$ -електронів у неперервному спектрі за енергією в інтервалі від 0 до  $E$ , яка визначається як інтеграл від диференціального розподілу  $e_0$ -електронів:

$$F(E) = \int_0^E \frac{\sqrt{E} dE}{(E + E_n)^2} = \frac{1}{\sqrt{E_n}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{E}{E_n}} - \frac{\sqrt{E}}{E + E_n}, \\ F(0) = 0. \quad (2)$$

Тут  $E_n$  – енергія зв’язку електрона на поверхні, з якої він струшується. Тільки вона одна і повинна визначати розподіл  $e_0$ -електронів за енергією.

При написанні формули (1) ми виходили з основної формули, яка визначає ймовірність ефекту струсу [12]:

$$dW(E) = \left(\frac{\Delta Z e^2}{r}\right)^2 \left|\psi_f^* \psi_i^{(0)} dq\right|^2 b \frac{\sqrt{E} dE}{(E + E_n)^2}.$$

Пролітаючи через поверхню мішені, заряджена частинка взаємодіє з  $e_0$ -електроном, який знаходиться від неї на відстані  $r$ , передаючи йому збурення  $\frac{\Delta Z e^2}{r}$ .

Під раптовою збурення ми розуміємо виконання співвідношення  $\tau \ll \omega_n^{-1}$ , де  $\omega_n$  – частота переходу, а  $\tau$  – час передачі збурення. При цьому хвильова функція  $\Psi_i^0$  не встигає змінитися і продовжує залишатися в попередньому стані як  $\Psi_i^0(q, t) = \psi_i^0(q)$ , а вся енергія отриманого збурення витрачається електроном тільки на подолання енергії зв’язку  $E_n$  і набуття кінетичної енергії  $E$ , тому

$$\frac{\Delta Z e^2}{r} = E + E_n, \text{ при } E = 0, \quad r_{\max} = \frac{\Delta Z e^2}{E_n}. \quad (3)$$

Електрони, які знаходяться на поверхні, можуть отримувати різну енергію, однак внаслідок того, що  $\tau \ll \omega_n^{-1}$  і співвідношення невизначеності  $\Delta E \tau = \hbar$  в момент струсу  $\frac{\Delta E}{E} \gg 1$ , їхня енергія стає нерозрізною і розподіл  $e_0$ -електронів за енергією визначається тільки функцією  $F(E)$ . Тому тільки після вимірювання енергії  $e_0$ -електронів можна сказати з якої відстані вилетів електрон.

Щоб перейти до формули (1), яка описує вихід  $e_0$ -електронів, здатних одночасно струситися у вакуум в інтервалі енергії від 0 до  $E$ , необхідно врахувати, що вони займають на поверхні площу кільця  $|\pi r^2 - \pi r_{\max}^2|$ , а їх кількість становить  $\frac{|\pi r^2 - \pi r_{\max}^2|}{x^2}$ . Запис площі кільця в такому порядку його членів (використовуючи модуль) пов’язаний з необхідністю, саме в такому порядку, проведення узгодження його членів з межами інтегрування  $e_0$ -електронів від 0 до  $E$  у формулі  $F(E)$ . Крім того, оскільки в подальшому  $\pi r_{\max}^2$  множиться на  $F(E) = 0$ , воно виключається з подальшого розгляду. При  $r > r_{\max}$  енергія електрона, яка передається, менша за  $E_n$  і струс не може відбуватися

без порушення закону збереження енергії, а при розташуванні  $e_0$ -електронів в площі кола від 0 до  $r$ , що відповідає енергії більше  $E$ , струс не спостерігається через те, що в кінцевому стані неперервного спектра в інтервалі від 0 до  $E$  таких рівнів немає. Нарешті, враховуючи залежність ймовірності збурення системи від швидкості частинки, що пролітає повз, як  $\frac{c}{v_p}$ , перші множники формули (1), які визначають ймовірність збурення системи зарядженою частинкою, що пролітає поблизу, мають вигляд  $\pi \frac{c}{v_p} \left(\frac{\Delta Z e^2}{x}\right)^2$ .

На відміну від раптового виникнення збурення зарядом частинки, що пролітає поряд, яке приводить до струсу типу “розсіяння збурення” [13], при джерелі нерухомого заряду, який раптово виникає на відстані  $h$  від поверхні джерела, відбувається струс типу “включення збурення”, у формулі (1) варто виключити множник  $\frac{c}{v_p}$ , а у формулі (3) внести зміни  $\frac{\Delta z e^2}{\sqrt{h^2 + r_{\max}^2}} = E + E_n$ , де при  $E = 0$   $\sqrt{h^2 + r_{\max}^2} = \frac{\Delta z e^2}{E_n}$ .

Явище струсу можна представити як таке, що відбувається у дві стадії. На першій стадії відбувається раптове збурення системи. Ймовірність збурення описується множником  $\pi \left(\frac{\Delta Z e^2}{x}\right)^2$  або  $\pi \frac{c}{v_p} \left(\frac{\Delta Z e^2}{x}\right)^2$ . Решта членів формули (1) відносяться до другої стадії – опису ймовірності переходу системи з початкового стану в кінцевий і розподілу  $e_0$ -електронів в енергетичному спектрі. Вона не залежить від природи збурення першої стадії, хоча і не може відбутися без неї.

В подальшому ми розглянемо експериментальний розподіл  $e_0$ -електронів за енергією в інтегральному спектрі, порівняємо його з теоретичним описом на основі наведених вище формул і отримаємо підтвердження правильності інтерпретації емісії  $e_0$ -електронів як ефекту струсу.

### 3. Дослідження розподілу $e_0$ -електронів за енергією

Спостереження за випромінюванням  $e_0$ -електронів, що складають пік нульової енергії, відбувалось шляхом вимірювання кривої затримки  $N(eU)$ , коли між поверхнею джерела (мішені) і детектором електронів подається затримуючий потенціал  $U$ , який пропускає на детектор лише електрони з енергією  $E > eU$ . Прикладом таких вимірів є дослі-

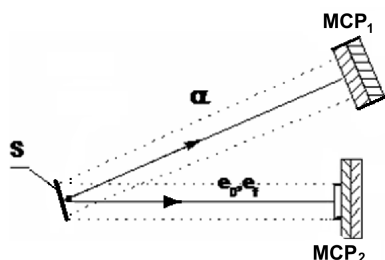


Рис. 1. Схема експерименту:  $S$  – джерело,  $MCP_1$  – детектор  $\alpha$  – частинок,  $MCP_2$  – детектор електронів

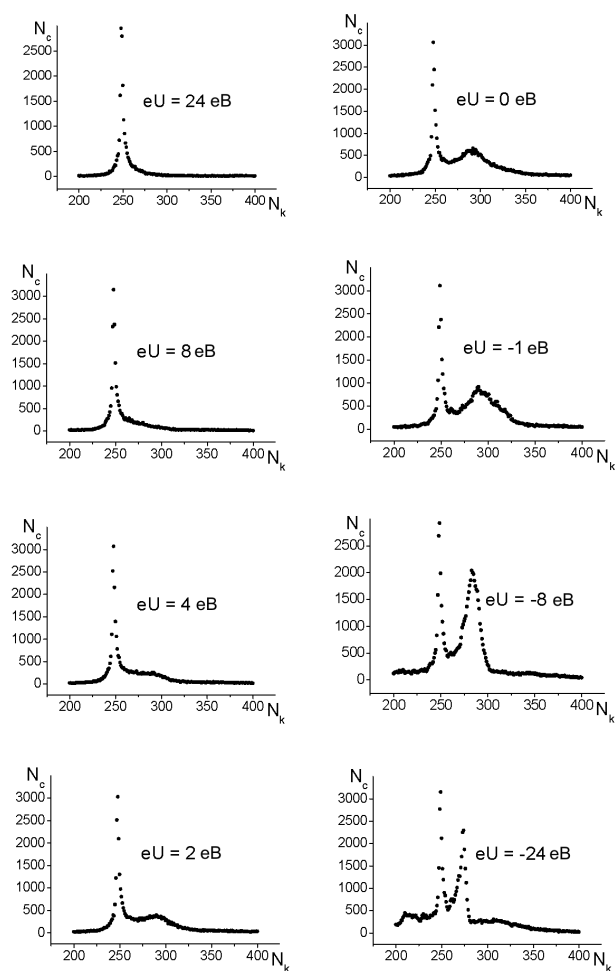


Рис. 2. Фрагменти ділянок спектрів збігів  $N_{e\alpha}$  залежно від потенціалу затримки, які демонструють, як формується пік нульової енергії.  $N_k$  – номер каналу аналізатора

дження розпаду  $^{226}\text{Ra}$ , де геометрія вимірів зображена на рис. 1. Джерело  $S$   $^{226}\text{Ra}$  з комплексу стандартних джерел ОСАІ прикрите плівкою товщи-

ною 0,2 мкм для збереження продуктів розпаду.  $\alpha$ -частинки, які проходять через поверхню джерела, викликають раптову появу заряду поблизу слабкозв'язаних електронів поверхні, що, у свою чергу, приводить до струшування їх у вакуум. Ці  $e_0$ -електрони реєструються детектором  $MCP_2$ , який являє собою шеврон з двох мікроканальних пластинок. Крім того, на  $MCP_2$  потрапляють і швидкі електрони  $e_f$ , а  $\alpha$ -частинки, які вилітають з мішені, реєструються детектором  $MCP_1$ . Джерело і детектори розташовані в вакуумній камері, вимірювання проводились під тиском  $5 \cdot 10^{-6}$  мм Нг. Між мішенню і  $MCP_2$  створюється затримуючий потенціал  $U$ . Виміри кривої затримки  $N(E)$  проводяться в режимі  $(e\alpha)$ -збігів, що дозволяє у часовому спектрі збігів відділити  $N(E)$  для  $e_0$ -електронів від  $N(E)$  для  $e_f$ -електронів. Для реєстрації спектрів використовувався багатоканальний аналізатор імпульсів.

Простежити за формуванням піка нульової енергії можна розглядаючи рис. 2, де наведені фрагменти спектрів збігів  $(e_f\alpha)$  і  $(e_0\alpha)$  залежно від потенціалу кривої затримки  $U$ . При  $eU = +24$  eV у спектрі спостерігається тільки пік швидких  $(e_f\alpha)$ -збігів. У подальшому при  $eU = +8, +4, +2$  eV спостерігається зростання піка нульової енергії, який повинен закінчуватись при 0 eV, коли всі  $e_0$ -електрони при даному ефективному тілесному куті  $\Omega_{ef}$  потрапляють на детектор  $MCP_2$ . Однак, зростання піка продовжується і після того, як потенціал кривої затримки стає від'ємним  $eU < 0$  через витягування  $e_0$ -електронів з інших областей за межами тілесного кута. Це видно з розгляду трьох інших спектрів, показаних на рис. 2, де інтенсивність  $e_0$ -піка спочатку зростає, а потім спадає, зсуваючи його у бік  $e_f$ -піка. Але нас буде цікавити лише діапазон затримки від +24 до 0 eV. У всьому діапазоні затримки від  $eU = +24$  eV до  $eU = -24$  eV пік швидких збігів практично не змінюється. Тому, взагалі, для подальшого аналізу кривої затримки не обов'язково окремо проводити вимірювання збігів  $(e_0\alpha)$ , а можна просто використовувати звичайну криву затримки  $N(e_0 + e_f)$ , побудовану без збігів, що значно спрощує проведення вимірів. На рис. 3, в центрі, кружечками показані значення кривої затримки в простому спектрі  $(e_0 + e_f)\alpha$ -збігів, а квадратиками показані значення кривої затримки, коли  $e_0$ -електрони були виділені з  $(e_0\alpha)$ -збігів.

Залежність інтегрального спектра  $e_0$ -електронів від енергії  $N_f(E)$  можна отримати з такого співвідношення кривої затримки:

$$N_f(E) = \int_0^{E_{\max}} \frac{dN}{dE}(E) dE - \int_E^{E_{\max}} \frac{dN}{dE}(E) dE = \int_0^E \frac{dN}{dE}(E) dE = N(0) - N(E). \quad (4)$$

Потім, прирівнюючи  $N_f(E) = AF(E)$ , за методом найменших квадратів проводилась підгонка для всіх вимірних точок з метою отримати значення  $A$  і  $E_n$ . Тут

$$A = \varepsilon \Omega_{\text{ef}} n_{\alpha} B, \quad (5)$$

де  $\varepsilon$  – ефективність реєстрації  $e_0$ -електронів детектором МСР<sub>2</sub>,  $\Omega_{\text{ef}}$  – ефективний тілесний кут реєстрації,  $n_{\alpha}$  – кількість зареєстрованих  $\alpha$ -частинок детектором МСР<sub>1</sub> під час вимірювання  $N_f(E)$ ,  $B$  – див. формулу (1),  $F(E)$  – див. формулу (2).

Таким чином, щоб описати розподіл  $e_0$ -електронів, які складають пік нульової енергії, необхідно виміряти криву затримки в інтервалі від 24 еВ до 0 еВ, скласти з неї інтегральний розподіл  $e_0$ -електронів за енергією і підігнати до нього, варіюючи по всіх точках, коефіцієнти  $A$  і  $E_n$ , теоретичний розподіл за формулою (2).

На рис. 3 наведено інтегральні спектри  $e_0$ -електронів від енергії, отримані з кривих затримки у випадку  $(e_0 + e_f)\alpha$ - та  $(e_0\alpha)$ -збігів з відповідними зображеннями точок. Можна бачити, що вони добре узгоджуються один з одним, визначаючи енергію зв'язку як  $E_n = 0,93 \pm 0,07$  еВ або  $E_n = 0,94 \pm 0,08$  еВ, відповідно. Три роки тому нами були проведені два виміри кривої затримки для цього джерела  $^{226}\text{Ra}$ , з яких впливають значення енергії зв'язку  $E_n = 0,83 \pm 0,06$  еВ та  $E_n = 0,70 \pm 0,04$  еВ, і можна вважати, що вони узгоджуються задовільно. На підставі значення енергії зв'язку  $e_0$ -електронів  $E_n$ , які струшуються з поверхні і які отримані експериментально, в правому верхньому куті рис. 3 наведено їхній диференціальний розподіл за енергією, розрахований за формулою (2).

Як уже зазначалось вище, внаслідок змін тілесного кута зі зміною потенціалу  $U$ , енергетичний

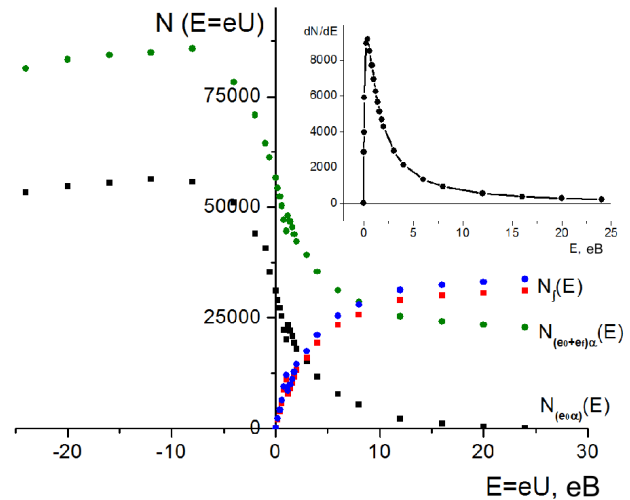


Рис. 3. Криві затримки  $N_{e\alpha}$  і інтегральні спектри  $N_f$ , що впливають з них. У правому верхньому куті наведений диференціальний розподіл електронів  $e_0$  за енергією (подробі див. у тексті)

спектр  $e_0$ -електронів зазнає спотворень. Це особливо відчутно відображається на диференціальному спектрі. Дійсно, при  $E_e = 0$  еВ похідна від кривої затримки повинна проходити через 0, що насправді не спостерігається. Навіть у роботах, в яких безпосередньо диференціальний спектр вимірюється за допомогою спектрометрів високої роздільної здатності, через відчутний вплив приборної лінії в області енергії  $E$  близько 0 еВ, спектр сильно спотворюється (спектр заходить в інтервал від'ємних значень при  $E < 0$  еВ) [3]. Диференціальний спектр являє собою вузький пік з максимумом інтенсивності при  $E_{\max} = \frac{1}{3}E_n$ , тобто в околі енергії кількох десятків еВ, де всі спотворення проявляються найбільш сильно.

Інтегральний спектр зазнає менших спотворень, ніж диференціальний. По-перше, завжди при  $E = 0$   $N_f(E) = 0$ , як і повинно бути, а по-друге, при малій енергії  $e_0$ -електронів спотворення менше впливають на результат, оскільки основні значення  $N_f(E)$  знаходяться при більшій енергії. Так, наприклад, отримане нами значення  $E_n = 0,93 \pm 0,07$  еВ, коли в основному розгляді використовуються точки з затримкою  $eU$  в інтервалі від 0 до 2 еВ з кроком 0,2 еВ, наведені на рис. 3, можна порівняти з  $E_n$ , де точки беруться в порядку 0, 1, 2 еВ, і т. п., що спускає першу точку нижче. При цьому енергія зв'язку  $E_n$  зміниться тільки від  $0,85 \pm 0,09$  до  $0,98 \pm 0,07$  еВ, тобто можливі спо-

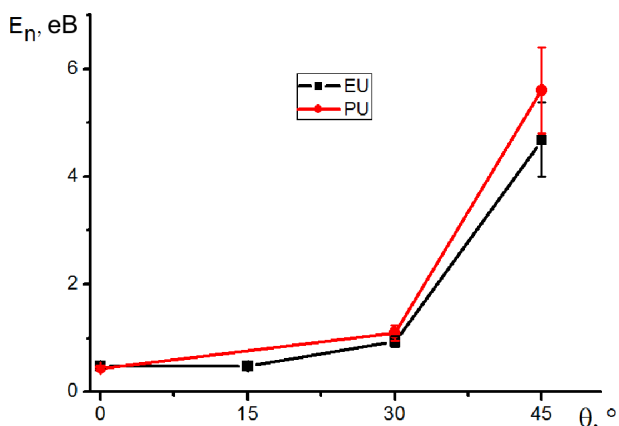


Рис. 4. Залежність енергії зв'язку  $e_0$ -електронів  $E_n$  від кута вильоту  $\theta$  відносно нормалі до поверхні мішені: ■ – для джерела  $^{152}\text{Eu}$ , і ● – для  $^{238}\text{Pu}$

творення на початку інтегрального спектра мало впливають на результат визначення  $E_n$ .

Протягом кількох років, коли ми досліджували виходи  $e_0$ -електронів з різних джерел, неодноразово вимірювались також криві затримки. Це дозволяє нам отримати для них дані про енергію зв'язку слабкозв'язаних електронів, які знаходяться на поверхні. Для виміряних джерел отримані такі значення  $E_n$ :  $^{46}\text{Sc}$  – 0,41,  $^{60}\text{Co}$  – 0,60,  $^{152}\text{Eu}$  – 0,62,  $^{153}\text{Gd}$  – 0,58,  $^{154}\text{Eu}$  – 0,74,  $^{226}\text{Ra}$  – 0,82,  $^{233}\text{U}$  – 0,79,  $^{238}\text{Pu}$  – 1,0,  $^{239}\text{Pu}$  – 0,86 еВ. Перші п'ять джерел являють собою напilenі на підкладки стабільні ізотопи, які пізніше були опромінені на реакторі за реакцією  $(n, \gamma)$ , у той час як інші джерела відносяться до групи стандартних  $\alpha$ -джерел ОСАИ, де радіоактивні ізотопи безпосередньо наносились на підкладки. Виняток становить  $^{226}\text{Ra}$ , про що вже було згадано вище. Відомості про енергії зв'язку електронів  $E_n$  наведені як середні значення на підставі кількох вимірів, проведених у різний час. Ці значення подані без зазначення похибок вимірювань, оскільки крім статистичних похибок можуть виникнути інші, пов'язані з різними умовами вимірювань. Відхилення може в окремих випадках досягати 20–30% від наведених середніх значень. Тим не менш в усіх випадках  $e_0$ -електрони стартують у вакуум зі зв'язаних станів з енергією  $\leq 1$  еВ.

У роботі [14] нами було досліджено кутовий розподіл  $e_0$ -електронів, що вилітають з поверхні джерел у вакуум. З нього випливало, що інтенсивність

випромінювання  $e_0$ -електронів направлено різко вперед, у напрямку нормалі до поверхні, і швидко падає зі зростанням кута  $\theta$  між напрямком руху їх на детектор МСР<sub>2</sub> і нормаллю до поверхні вильоту. В даній роботі проведені вимірювання кривих затримки для  $e_0$ -електронів при різних кутах  $\theta$  для джерел  $^{152}\text{Eu}$  і  $^{238}\text{Pu}$  з метою визначення  $E_n$ . Джерело  $^{238}\text{Pu}$  було прикрито Al-фольгою. Значення  $E_n$ , отримані в цих вимірюваннях, наведені на рис. 4. Спостерігається значний ріст енергії зв'язку  $E_n$  зі зростанням кута вильоту  $\theta$ , а оскільки в диференціальному спектрі максимум інтенсивності знаходиться при енергії  $E_{\text{max}} = \frac{1}{3}E_n$ , а ширину лінії близько  $2E_n$ , всі лінії різко стають ширшими і зміщуються праворуч, у бік більших енергій. При  $\theta = 60^\circ$  струс практично не спостерігається.

Під час дослідження виходу  $e_0$ -електронів, зв'язаного з різним видом радіоактивного розпаду для джерела  $^{152}\text{Eu}$  [15], також були виміряні криві затримки. Вимірювання проводили у збігу з  $\gamma$ -променями, для реєстрації яких використовувався  $\gamma$ -спектрометр GX-40. Криві затримки для різного типу розпаду знімалися в трьох спектрах збігів електронів з  $\gamma 344$  кеВ, коли джерелом раптового збурення виступає  $\beta^-$ -розпад, з  $\gamma 122$  кеВ, коли раптове збурення виникає після електронного захвату і з  $K_\alpha$ -променями, коли раптове збурення виникає після внутрішньої конверсії  $\gamma 122$  кеВ. Всі три криві приводять до розподілу  $e_0$ -електронів за енергією, який впливає з формули (2), якщо для них використовувати значення  $E_n = (1,3 \pm 0,6)$  еВ для ( $e_0 \gamma 344$ )-збігів,  $(1,8 \pm 0,3)$  еВ для ( $e_0 \gamma 122$ )-збігів та  $(1,3 \pm 0,2)$  еВ для ( $e_0 K_\alpha$ )-збігів. Підвищені значення  $E_n$ , що спостерігаються в цих вимірюваннях, викликані тим, що зареєстровані  $e_0$ -електрони вилітали під кутом до поверхні джерела. Оскільки в усіх трьох випадках бере участь одна і та сама поверхня, значення  $E_n$  повинні бути однаковими. Можна вважати, що в межах похибок вимірів всі три значення збігаються.

#### 4. Висновки

Таким чином, проведене нами дослідження показало, що спостережуваний при радіоактивному розпаді пік нульової енергії завжди містить розподіл  $e_0$ -електронів за енергією, який впливає з його опису за формулою (2) як ефекту струсу – раптовим збуренням зарядом, що виникає поблизу

поверхні і струшуванням слабкозв’язаних електронів, що знаходяться на поверхні. Їхня енергія зв’язку не перевищує 1 eV, а концентрація залежить від забруднення поверхні, хоча не можна виключити їх присутність і на надчистих поверхнях [4].

1. H. Schneider, O. Huber, F. Humbel, A. de Shalit, and W. Zunti, *Helv. Phys. Acta* **25**, 259 (1952).
2. M.S. Freedman, F.T. Porter, F. Wagner, and R.P. Day, *Phys. Rev.* **108**, 836 (1957).
3. Б.В. Бобькин, В.П. Бурминский, С.К. Любов, Поверхность. Физика, химия, механика **9**, 71 (1992).
4. D. Hasselkamp, *Springer Tracts Mod. Phys.* **123**, 1 (1992).
5. А.О. Вальчук, В.Т. Купряшкін, Л.П. Сидоренко та ін., *УФЖ* **51**, 127 (2006).
6. О.І. Феоктистов, А.О. Вальчук, О.В. Коваленко, Н.Ф. Коломієць, В.Т. Купряшкін, Л.П. Сидоренко, І.П. Шаповалова, *УФЖ* **51**, 1044 (2006).
7. А.О. Вальчук, В.Т. Купряшкін, Л.П. Сидоренко, О.І. Феоктистов, А.Є. Борзаковський, В.І. Куц, *УФЖ* **58**, 853 (2008).
8. А.И. Феоктистов, А.А. Вальчук, В.Т. Купряшкин, Л.П. Сидоренко, И.П. Шаповалова, *Изв. РАН, Сер. физ.* **72**, 281 (2008).
9. О.І. Феоктистов, *УФЖ* **53**, 1043 (2008).
10. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, *Квантовая механика* (Наука, Москва, 1974).
11. А.С. Давыдов, *Квантовая механика* (Физматгиз, Москва, 1963).
12. В.Т. Купряшкин, Л.П. Сидоренко, А.И. Феоктистов, Е.П. Ровенских, *ЖЭТФ* **139**, 679 (2011).
13. А.М. Дыхне, Г.Л. Юдин, *УФН* **121**, 157 (1977).
14. В.Т. Купряшкин, Л.П. Сидоренко, А.И. Феоктистов, И.П. Шаповалова, *Изв. РАН, Сер. физ.* **68**, 1208 (2004).
15. В.Т. Купряшкин, Л.П. Сидоренко, А.И. Феоктистов, И.П. Шаповалова, *Изв. РАН, Сер. физ.* **67**, 1446 (2003).

Одержано 15.06.12

А.И. Феоктистов, В.Т. Купряшкин,  
Л.П. Сидоренко, В.А. Лашко

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ПО ЭНЕРГИИ  
В “ПИКЕ НУЛЕВОЙ ЭНЕРГИИ”, ВОЗНИКАЮЩЕМ  
ПРИ РАДИОАКТИВНОМ РАСПАДЕ ИЛИ  
ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ МИШЕНИ  
ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Резюме

Проведено исследование распределения по энергии  $e_0$ -электронов, вылетающих с поверхности источников при радиоактивном распаде и при бомбардировке их заряженными  $\alpha$ - и  $\beta$ -частицами. Из измерений кривой задержки при подаче задерживающего потенциала между источником (или мишенью) и детектором  $e_0$ -электронов определялся интегральный спектр  $e_0$ -электронов  $N(E)$  в интервале от 0 до 24 эВ. Показано, что полученное распределение  $e_0$ -электронов хорошо согласуется с теоретическим, следующего из описания его как эффекта встряски – это внезапное возмущение электрическим зарядом, возникающим вблизи поверхности, что приводит к стряхиванию слабосвязанных электронов с поверхности.

А.И. Феоктистов, В.Т. Купряшкин,  
Л.П. Сидоренко, В.А. Лашко

ENERGY DISTRIBUTION OF ELECTRONS  
IN THE “ZERO-ENERGY PEAK” INDUCED  
BY A RADIOACTIVE DECAY OR A TARGET  
BOMBARDMENT WITH CHARGED PARTICLES

Summary

The energy distribution of near-zero electrons ( $e_0$ -electrons) emitting from the surface of radioactive sources or from the surface bombardment with  $\alpha$ - or  $\beta$ -particles is studied. The integrated spectrum  $N(E)$  of  $e_0$ -electrons with the energy  $E = (0 \div 24)$  eV is determined from the measurements of the delay curve by applying a retarding potential between the source (or the target) and the detector of  $e_0$ -electrons. The calculated distribution of  $e_0$ -electrons is shown to be in good agreement with the theoretical one obtained in the framework of the shakeoff model, i.e. when the perturbation by an electric charge arising near the surface and it shakes off weakly bound electrons from the surface.