ФІЗИКА І ХІМІЯ ТВЕРДОГО ТІЛА
Т. 10, № 1 (2009) С. 74-80

PHYSICS AND CHEMISTRY OF SOLID STATE
V. 10, № 1 (2009) P. 74-80

PACS: 61.82.MS, 79.75.+g

ISSN 1729-4428

О.Я. Мельник[1], П.В. Галій[2]

Транспорт до поверхні та вихід у вакуум низькоенергетичних екзоелектронів CsBr

[1]Львівський національний університет імені Івана Франка
фізичний факультет, вул. Кирила і Мефодія, 8а, м. Львів, 79005
[2]факультет електроніки, вул. Драгоманова, 50, м. Львів, 79005
melnyk.oksana@gmail.com

В роботі досліджено процеси транспорту низькоенергетичних екзоелектронів у кристалі броміду цезію з точки зору енергетичних втрат. Обгрунтовано вибір основних міжчастинкових взаємодій, розгляд яких є актуальним для вказаних вище процесів. Уточнено раніше отриманий авторами результат для товщини шару кристалу CsBr, що бере участь в екзоемісії електронів, а також отримано величину результуючої ймовірності їх виходу. Одержані результати задовільно узгоджуються з відомими з експериментів, і дозволяють стверджувати, що метод екзоелектронної емісії є високоефективним для спектроскопії дефектів поверхні та тонких приповерхневих шарів.

Ключові слова: екзоемісія, цезій галоїди, транспорт електронів.

Стаття поступила до редакції 18.05.2008; прийнята до друку15.12.2008.

Вступ

Процеси руху до емітуючої поверхні низькоенергетичних ($E \le E_g$, де E_g – ширина зони заборонених енергій діелектрика) екзо-, фото-, та вторинних електронів в діелектриках подібні [1-5]. У випадку низькоенергетичних вторинних чи фотоелектронів, збуджуваних у зону провідності зі швидкостями 10^{13}-10^{17} ел./с·см^3, можна говорити про їх "квазірівноважні" концентрації в зоні провідності і відповідно про їх статистичний енергетичний розподіл і застосування рівняння Больцмана для розв'язування проблем транспорту. В той же час, кількість збуджуваних, у рекомбінаційних процесах на електронних F-центрах, екзоелектронів у зону провідності не перевищує 10^4-10^7 ел./с·см^3 [6]. Відповідно, значно меншими будуть їх "квазірівноважні" концентрації в зоні провідності, якщо про такі можна говорити. Тому, виникає необхідність розглядати ймовірності народження екзоелектрона з тою чи іншою енергією в рекомбінаційних процесах, що і зроблено нами в ряді робіт [6-8] і вважати ці густини ймовірності ($W(E)$) енергетичними спектрами народжених екзоелектронів, а для розв'язання проблем транспорту також перейти до модельних ймовірнісних експериментів руху окремого електрона. Такий підхід дозволить передбачити лише ймовірність настання події, наприклад, того, що народжений з тою чи іншою енергією екзоелектрон досягне поверхні і буде емітований у вакуум. Зрозуміло, що від передбачуваної ймовірності події можуть бути відхилення, причому тим більші, чим менше збуджуваних екзоелектронів у "колективі" – зоні провідності.

Відомо, що діелектричні лужно-галоїдні кристали (ЛГК) є високоефективними емітерами вторинних електронів – при електронному [9] чи X-, ВУФ-, УФ-опроміненні [2,4]. Окрім малого електронного спорідненння χ, у ЛГК високий вихід низькоенергетичних електронів є спричиненим також тим, що їх рух у „бездефектних" кристалах визначається в основному взаємодією з коливними модами гратки кристалу, а саме електрон-фононними взаємодіями [5, 9]. Чимало спроб опису транспорту низькоенергетичних електронів у ЛГК робилися у різні роки різними групами дослідників [4, 5, 10, 11]. Отримані теоретичні результати дуже часто добре узгоджуються з експериментом, коли мова йде про інтегральні характеристики вторинної електронної емісії, наприклад вихід (коефіцієнт вторинної електронної емісії (КВЕЕ)) [9], у випадку ж диференційних характеристик, наприклад енергетичного спектра емітованих електронів, ситуація є гіршою [2,3,12].

ЛГК CsBr з домішкою Eu є перспективним для запису інформації X-випромінюванням [13], кристали CsBr та CsI використовуються як УФ-фотокатоди [14]. Фотокатоди на основі CsBr(Cr) є перспективними для систем багатоелектронної літографії [15].

Ефект екзоелектронної емісії (ЕЕЕ) спостерігається з поверхні твердих тіл, що знаходяться у нерівноважному енергетичному стані. Для кристала CsBr однією з можливих передумов протікання явища ЕЕЕ є збудження його помірними дозами ($D \leq 10^4$ Гр) ультрафіолету (УФ) ($h\nu \leq 7$ еВ), що селективно утворює аніонні екситони і радіаційні дефекти в аніонній підгратці. Схематичне представлення приповерхневої області ЛГК CsBr після такого опромінення наведене на рис. 1а.

Однією з важливих характеристик екзоемісійної спектроскопії поверхні є енергія емітованих електронів, яка, як правило, менша за енергію електронів у процесах вторинної та фотоелектронної емісій, але приблизно на порядок перевищує енергії „нетермалізованих" електронів при кімнатній (0,027 еВ) та вищих температурах.

В роботі, на основі запропонованої нами раніше методології розрахунку "енергетичних спектрів" народжених екзоелектронів у кристалах CsBr, CsI та їх характеристик [6-8], досліджено процес транспорту низькоенергетичних екзоелектронів до поверхні і подолання ними поверхневого енергетичного бар'єру, а також зроблено спробу уточнення оцінки їх глибини виходу – товщини екзоемісійно-активного приповерхневого (скін) шару.

I. Енергетичні втрати при транспорті та повна ймовірність емісії

1.1. Обґрунтування модельних розрахунків

Струм ЕЕЕ утворюють електрони, що вийшли за межі твердого тіла і володіють кінетичною енергією $E > 0$. Появі екзоелектронів у вакуумі передують наступні три етапи:

1) народження екзоелектрона на поверхні чи у приповерхневому шарі на глибині d_i (рис. 1б);

2) його рух до поверхні з енергетичнимим втратами, які залежать від того, на якій глибині і з якою енергією екзоелектрон народився;

3) подолання поверхневого енергетичного бар'єру χ. Тут зауважимо, що ймовірність останнього етапу залежить від енергії та імпульсу, з якими екзоелектрон досяг межі розділу поверхня/вакуум [7].

Наголосимо на ще одній (окрім малої енергії екзоелектронів) особливості явища ЕЕЕ у порівнянні з емісією Оже-електронів. Відомо, що електрони, котрі покидають поверхню твердого тіла у результаті Оже-ефекту, є інформативними з точки зору Оже-електронної спектроскопії поверхні лише тоді, коли вони дійшли до емітуючої поверхні з енергією, з якою народилися, тобто не зазнавши енергетичних втрат при транспорті до межі розділу. Для ЕЕЕ ситуація інша – на експерименті реєструється струм екзоемісії, внесок у котрий роблять, і, відповідно, є інформативними, *всі* емітовані приповерхневим шаром твердого тіла екзоелектрони, у тому числі ті з них, котрі зазнали втрат при розсіянні на фононах, нейтральних та заряджених дефектах, інших центрах розсіяння, оскільки існування *кожного* такого електрона свідчить про наявність електронного центра, що був його джерелом. Саме тому проведено дослідження транспорту таких екзоелектронів до емітуючої поверхні та їх енергетичних втрат, результати яких наведені нижче.

Для ЛГК CsBr раніше нами з квантово-механічної точки зору досліджено 1-ий етап ЕЕЕ [6-8,16]. Етап транспорту з наступним виходом у вакуум є складним для теоретичного опису з огляду на численність і різноманітність взаємодій у забарвленому екзоемісійно-активному приповерхневому скін-шарі [17].

Оскільки середня енергія народжених екзоелектронів у CsBr становить порядку 1 еВ [6,7], можна передбачити, які процеси будуть визначальними при їх русі до поверхні: такі електрони зазнають розсіяння на оптичних і акустичних фононах (електрон-фононні взаємодії характеризуються дуже малими втратами енергії - десятки меВ), повторно захоплюються на пастки, а також розсіюються на дефектах.

В модельних розрахунках вважатимемо, що електрони рухаються у об'ємі кристала вздовж стохастичних траєкторій як квазікласичні частинки. Справді, у [18] показано, що вторинні низькоенергетичні електрони є сильно локалізовані, тому на оцінку їх транспорту квантові ефекти впливають слабко. Зауважимо, що розгляд транспорту як дифузійного процесу можливий тоді, коли середня довжина вільного пробігу не залежить від енергії електрона [5], а у нашому випадку це не так.

Розсіяння на дефектах та захоплення на пастках сильно залежить від знаку дефекта, концентрації незаповнених пасток. Таке розсіяння врахуємо якісно, шляхом введення ефективної глибини виходу. Зупинимося детальніше на енергетичних втратах при взаємодіях з оптичними і акустичними фононами, оскільки концентрації їх співмірні з концентраціями йонів кристалічної гратки і такі взаємодії є найбільш ефективними [5].

Оскільки розсіяння на акустичних фононах відіграє важливу роль, якщо значення енергії електрона перевищує 2-3 еВ [4], ми ним нехтуватимемо і враховуватимемо лише втрати на поляризаційну електрон-*LO*-фононну взаємодію. Це приведе до деякого завищення результату для глибини виходу екзоелектронів. Розсіяння на акустичних фононах є квазіпружним процесом, який робить випадковим напрям руху, тобто великою є ймовірність виникнення відхилень на великі кути від початкового напрямку руху при зіткненнях [3,19], а при розсіянні на оптичних фононах навпаки – більш ймовірним є збереження напряму руху електрона (за [5], малокутові відхилення, що становлять 0-5º).

Відносно електрон-електронних взаємодій збуджених у зону провідності низькоенергетичних електронів, зауважимо таке. З експериментальних результатів відомо, що густина струму екзоемісії з поверхні CsBr у максимумах термостимульованої ЕЕЕ (реєструється при нагріванні попередньо збудженого кристалу) становить 10^4-10^5 ел./с·см^2. Тоді кількість екзоелектронів, збуджуваних у

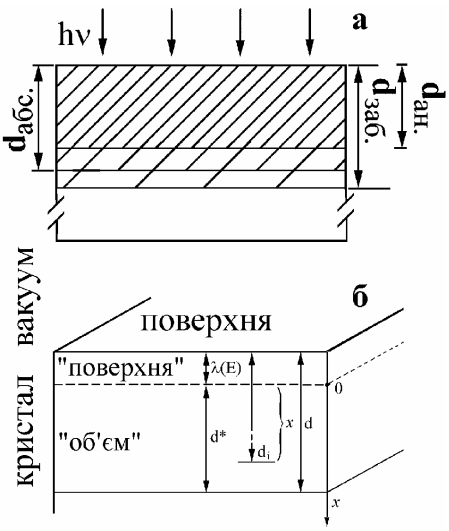

Рис. 1. а) Схематичне зображення приповерхневої області кристалу CsBr, опроміненого помірними дозами УФ: $d_{заб.} \approx 10^{-3}$ см – забарвлений шар; $d_{абс.} \approx 10^{-4}$ см – шар, що абсорбує УФ; $d_{ан.} \approx 10^{-5}$-10^{-6} см – шар, що аналізується методом екзоелектронної емісії (ЕЕЕ).

б) Приповерхневий шар кристалу: *λ(E)* - довжина вільного пробігу екзоелектрона з енергією *E*; *d* - максимальна глибина виходу екзоелектронів; *x* – шлях екзоелектрона з глибини „об'єму" (від точки народження) до „поверхні" (детальніші пояснення – див. текст).

рекомбінаційних процесах на F-центрах у зону провідності, не перевищує 10^7-10^8 ел./с·см^3. Так звані парні електрон-електронні взаємодії починають проявлятися при квазірівноважних концентраціях електронів у зоні провідності, що перевищують 10^{17} см$^{-3}$ [9]. Тому електрон-електронні взаємодії при русі екзоелектронів до поверхні та подоланні ними поверхневого енергетичного бар'єру не розглядатимемо взагалі.

1.2. Енергетичні втрати при транспорті

Розглянемо безпосередньо другий етап процесу екзоемісії. Хоча екзоелектрони емітуються з поверхні твердого тіла, народитися вони можуть як на поверхні, так і в об'ємі кристала – скрізь, де є наведені радіаційним опроміненням електронні центри забарвлення (рис. 1а). У броміді цезію такими центрами є F-центри – аніонна вакансія (брому), що захопила електрон. Ми називатимемо "поверхнею" приповерхневий шар з товщиною, співмірною з середньою довжиною вільного пробігу відносно зіткнень – λ (рис. 1б), тобто "поверхневі" електрони не зазнають енергетичних втрат при русі до межі розділу "тверде тіло/вакуум", а тому їх енергетичний спектр при підході до цієї межі поділу співпадає зі спектром народжених електронів. "Об'ємом" називатимемо шар товщиною $d^* = d - \lambda$, де d – максимальна глибина виходу екзоелектронів (перерахована за наведеною у [17] схемою наближена оцінка зверху дала 1100 нм). Графічна схема приповерхневого шару кристалу з основними введеними глибинами наведена на рис. 1б.

Поклавши температуру $T = 300$ K, у CsBr для екзоелектрона з енергією 2,00 еВ довжина вільного пробігу становить $\lambda = 3$ нм [7], а для "об'єму" $d^* \approx 1100$ нм.

Введемо ряд величин для опису транспорту екзоелектрона до поверхні у квазі-класичному наближенні: m – кількість зіткнень з фононами, яких зазнав екзоелектрон при проходженні шару товщиною x в кристалі; $N(E) = \dfrac{E}{\overline{\Delta E}}$ – максимально припустима кількість зіткнень з *LO*-фононами до термалізації, де $\overline{\Delta E}$ – середні втрати за один акт розсіяння на фононах [20]:

$$\overline{\Delta E}(T) = \frac{\hbar\omega_L}{2n(T)+1}, \qquad (1)$$

де ω_L – гранична ($\vec{k} \to 0$, $\omega_L(\boldsymbol{k})$) частота *LO*-коливної вітки, що для CsBr становить $1{,}87 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$ [9];
n(T) – температурна залежність кількості оптичних фононів з енергією $\hbar\omega_L$ -

$$n(T) = \left(\exp\left(\frac{\hbar\omega_L}{kT}\right) - 1\right)^{-1}; \qquad (2)$$

Для ймовірності зазнати m зіткнень при проходженні шляху x [21] матимемо:

$$P_m(x,E) = \frac{1}{m!}\left(\frac{x}{\langle\lambda(E)\rangle}\right)^m \exp\left\{-\frac{x}{\langle\lambda(E)\rangle}\right\}. \qquad (3)$$

Тут $\langle\lambda(E)\rangle$ – середня довжина вільного пробігу електрона з енергією *E*. Оскільки за m зіткнень електрон втратить енергію $m \times \overline{\Delta E}$, за вираз для $\langle\lambda(E)\rangle$ візьмемо середнє значення довжин вільного пробігу при максимальній та мінімальній енергії екзоелектрона:

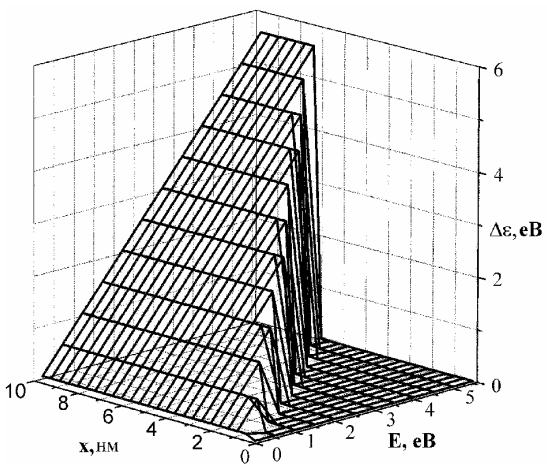

Рис. 2. Величина енергетичних втрат $\Delta\varepsilon$ екзоелектрона, народженого з енергією E при проходженні шляху x в кристалі CsBr.

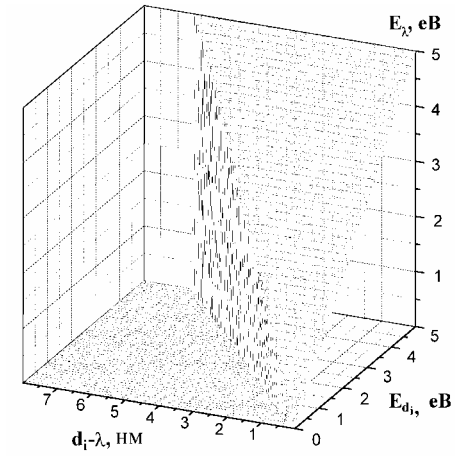

Рис. 3. Енергії екзоелектронів на "поверхні" (див. пояснення до (7)).

$$\langle\lambda(E)\rangle = \frac{1}{2}\left(\lambda(E) + \lambda\left(E - m\times\overline{\Delta E}\right)\right). \qquad (4)$$

Використавши аналітичну квазілінійну енергетичну залежність $\lambda(E)$ [17] $\lambda(E) = \lambda_0 + \lambda_1 E$ (для CsBr параметри λ_0 і λ_1 становлять 2,6 Å та 13,6 Å/eB, відповідно), отримаємо для (4)

$$\langle\lambda(E)\rangle = \lambda(E) - \frac{m\overline{\Delta E}\lambda_1}{2}. \qquad (5)$$

Втрати народженого з енергією E на глибині d_i ($d > d_i > \lambda$) від межі розділу "тверде тіло/вакуум" екзоелектрона при проходженні шляху $x = d_i - \lambda$ в "об'ємі" (див. рис. 1б) запишемо, використовуючи залежність (3):

$$\Delta\varepsilon(x,E) = \frac{\sum_{m=1}^{N(E)} m\overline{\Delta E}\ P_m(x,E)}{\sum_{m=1}^{N(E)} P_m(x,E)}. \qquad (6)$$

Чисельний розрахунок енергетичних втрат за (6) з врахуванням наведених вище співвідношень (1)-(5) дає результати, наведені на рис. 2.

Скориставшись результатами (6), розрахуємо енергії, якими володіють екзоелектрони, народжені на глибині d_i з $E = E_{d_i}$, при підході до "поверхні":

$$E_\lambda(d_i, E_{d_i}) = E_{d_i} - \Delta\varepsilon\left(d_i - \lambda, E_{d_i}\right), \qquad (7)$$

де E_λ – енергія екзоелектрона на глибині λ (товщина "поверхні");

E_{d_i} – енергія екзоелектрона на глибині d_i (глибина народження);

$d_i - \lambda$ – шлях, який проходить екзоелектрон до "поверхні".

Графічне зображення залежності, розрахованої за (7) для різних глибин народження екзоелектронів, наведене на рис. 3. З аналізу цієї графічної залежності можна зробити висновок про те, що максимальна глибина виходу реально не перевищує 6 нм для низькоенергетичних електронів, якими є народжені екзоелектрони.

Пригадавши, як ми ввели у модельному розгляді "поверхню", остаточно для максимальної глибини виходу матимемо 9 нм. Зауважимо, що цей результат непогано узгоджується з експериментальним (6-7 нм), одержаним в роботі [22]. Проведене комп'ютерне моделювання дало для глибину виходу екзоелектронів 10-20 нм [23]. Таким чином, шляхом врахування того, що екзоелектрон з різною ймовірністю може зазнати різну кількість розсіянь, нам вдалося дуже суттєво уточнити оцінку для товщини екзоемісійно-активного шару (9 та 1100 нм відповідно).

1.3. Повна ймовірність акту екзоемісії

Перейдемо до розгляду третього етапу елементарного акту ЕЕЕ – подолання поверхневого енергетичного бар'єру екзоелектроном та розрахунків ймовірності цього акту в цілому.

Розрахунок ефективної глибини зони виходу екзоелектронів λ_{ef} (дифузійного пробігу), який вразовує процеси розсіяння на фононах та дефектах, проведено нами у [7]. Для λ_{ef} як товщини приповерхневого шару CsBr, з якого емісія можлива з ймовірністю 1/e, для екзоелектронів з енергією 2 eB отримано $\cong 14$ нм. Екзоелектрони, народжені в приповерхневому шарі товщиною порядку λ_{ef}, з великою ймовірністю можуть досягти поверхні кристалу, зберігши значення енергії та імпульсу, отримані при народженні. Внесок "глибоких" екзоелектронів, народжених в глибині кристалу на відстанях $x > \lambda_{ef}$ від поверхні, не є суттєвим у результуючому струмі екзоемісії (однак процеси термоактивованої дифузії екзоемісійно-активних центрів із збудженого приповерхневого шару кристалу (рис. 1а) у екзоемісійно-активний шар значно впливатимуть на процеси наростання та загасання струму ЕЕЕ).

Повна ймовірність акту екзоемісії P_0

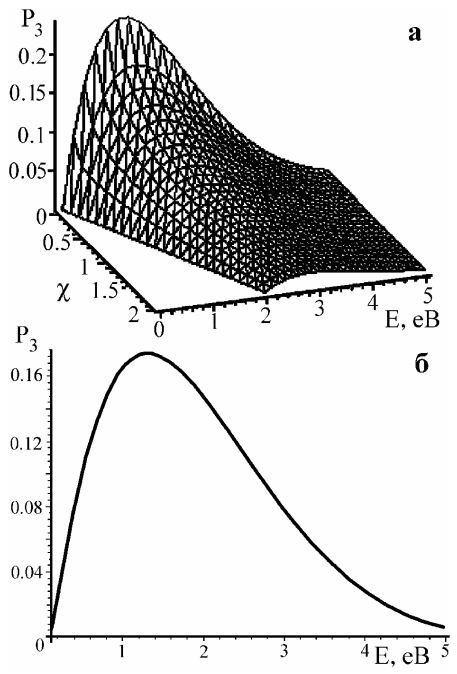

Рис. 4. Ймовірність подолання поверхневого енергетичного бар'єра екзоелектроном в залежності від його енергії в зоні провідності та енергетичної висоти бар'єра у різних точках емітуючої поверхні (а) та для випадку фіксованого електронного споріднення χ = 0,11 еВ (б). Область локалізації a = 0,3951 нм.

визначається добутком ймовірностей – оскільки відбуваються три послідовні події: 1) народження екзоелектрона (ймовірність якої P_1); 2) досягнення поверхні народженим екзоелектроном (ймовірність якої $P_2(x, E)$ залежить від глибини народження x, та енергії, з якою він народився – остання визначає ефективну глибину виходу λ_{ef}); 3) подолання поверхневого енергетичного бар'єра (ймовірність якої $P_3(\chi, E)$ залежить від висоти бар'єра χ та енергії E, з якою екзоелектрон досяг поверхні).

Для повної ймовірності елементарного акту емісії екзоелектрона маємо $P_0 = P_1 \times P_2(x,E) \times P_3(\chi,E)$, де

$$P_2(x) = \frac{1}{2} \times \exp\left(-\frac{x}{\lambda_{\text{ef.}}}\right). \qquad (8)$$

Оскільки розглядається ізотропна модель, у вираз (8) було введено множник ½, котрий для екзоелектрона означає ймовірність почати рух вгору (у верхній півсфері 2π - до поверхні) для електронів, народжених на глибині x.

Для ймовірності народження екзоелектрона P_1 візьмемо повну ймовірність народження екзоелектрона 0,6 [8] (так ми трохи завищуємо значення нашої оцінки, чого, однак, уникнути не можемо - зважаючи на малу кількість екзоелектронів, що народжуються за секунду в одиниці об'єму, трактування їх як колективу, що підлягає статистичним закономірностям, є дещо наближеним).

Для розрахунку ймовірності $P_3(\chi, E)$ подолання поверхневого енергетичного бар'єру екзоелектронами, народженими на „поверхні", використаємо схему, аналогічну запропонованій нами раніше у [7], однак замість апроксимованого енергетичного спектру народжених екзоелектронів використаємо його істинний вигляд.

Вираз для ймовірності подолання поверхневого енергетичного бар'єра екзоелектронами через їх енергетичний розподіл $f(E,\Omega)$ запишемо у такий спосіб:

$$P_3(\chi,E) = \int_0^{2\pi}\int_0^{\theta_{\max}} f(E,\Omega)\sin\theta\, d\theta\, d\varphi, \qquad (9)$$

тут межа інтегрування по куту θ знаходиться з так званої умови „конуса" [7] $\cos\theta_{\max} = \left(\chi/E\right)^{1/2}$. Оскільки розгляд руху ведеться в ізотропній моделі, то в розподілі $f(E,\Omega)$ можна виділити енергетичну та кутову частини: $f(E,\Omega) = f(E)\times f(\Omega)$. Кутову частину запишемо як $f(\Omega) = 1/2\pi$ (розподіл народжених екзоелектронів за імпульсом ізотропний), а енергетична $f(E)$ – це енергетичний спектр народжених екзоелектронів $W(E,a_i)$ (тут a_i – радіус області „локалізації" електрона на F-центрі). Тоді (9) матиме вигляд:

$$P_3(\chi,E) = \int_0^{2\pi}\int_0^{\arccos(\sqrt{\chi/E})} \frac{1}{2\pi}\times W(E,a_i)\sin\theta\, d\theta\, d\varphi\ . \qquad (10)$$

Розрахувавши окремі внутрішні інтеграли по кутах, отримаємо:

$$P_3(\chi,E) = \left(1-\sqrt{\frac{\chi}{E}}\right)W(E,a_i)\,. \qquad (11)$$

Раніше, у роботі [7], при розрахунку ймовірності подолання поверхневого енергетичного бар'єру в ізотропній моделі ЕЕЕ, де в якості "енергетичної частини" загального "енергетично-кутового спектру" екзоелектронів $W(E, \Omega)$ використовувався експонентційний "максвелівський хвіст нормованого розподілу", і результат виявився залежним від середньої енергії екзоелектронів, що робило некоректним подальше застосування цієї залежності у розрахунках, котрі стосуються окремого екзоелектрона. Натомість тут, при використанні істинного "енергетичного спектру народжених екзоелектронів $W(E, a_i)$", подібного обмеження немає, оскільки отримана ймовірність залежить від енергії електрона.

Розгляд залежності ймовірності подолання поверхневого енергетичного бар'єра від електронного споріднення матеріалу, проведений нами задля загальності розгляду, є виправданим також з точки зору навіть одного конкретного матеріалу – справді, при іонізуючому опроміненні на поверхні ЛГК з'являються точки (чи навіть цілі області) з відмінним електронним споріденням, т. з. сингулярності, для яких χ може суттєво відрізнятися від прийнятого для цього кристалу значення.

Результат машинного розрахунку виразу (11) для найбільш фізичної області локалізації зображено на рис. 4а. Бачимо, що для випадку CsBr (при середньому значенні χ = 0,11 еВ), ця ймовірність для екзо-

електрона з енергією 2 еВ становить 0,15 (див. рис. 4б). Тоді повна ймовірність виходу електронів, народжених на глибині $x = \lambda = 3$ нм з енергією 2 еВ (для них енергетичні втрати можна не враховувати), дорівнюватиме $P_0 = 0{,}6\times0{,}4\times0{,}15 \approx 0{,}04$. Такого ж порядку ($\cong 0{,}10$) ймовірність виходу повільних вторинних електронів отримана експериментально в [9] для тонких шарів CsBr.

Висновки

При розгляді процесів транспорту народжених екзоелектронів до поверхні використано ймовірнісний "енергетичний спектр" та модельні ймовірнісні рохрахунки процесів їх розсіяння та руху до поверхні. Такий підхід дозволив одержати максимальні глибини виходу екзоелектронів (9 нм), які задовільно узгоджуються з експериментальним (6-7 нм). Врахування того, що екзоелектрон з різною ймовірністю може зазнати різну кількість розсіянь, дало змогу суттєво уточнити оцінку товщини екзоемісійно-активного шару (9 та 1100 нм відповідно).

Оцінена повна ймовірність акту емісії окремого екзоелектрона як добуток ймовірностей трьох послідовних подій: народження екзоелектрона; досягнення поверхні народженим екзоелектроном та подолання поверхневого енергетичного бар'єра. Отримана її оцінка, задовільно узгоджується з експериментальними даними для CsBr.

Узагальнені результати розрахунків товщини екзоемісійно-активного шару та ефективної глибини виходу екзоелектронів дозволяють стверджувати, що метод екзоелектронної емісії має високу ефективність для спектроскопії дефектів поверхні та тонких приповерхневих шарів, а також радіаційної скін-дозиметрії. На основі цих величин, а також розрахованих енергетичних втрат, надалі можуть будуть проведені розрахунки реального спектра емітованих екзоелектронів з кристалу CsBr.

Мельник О.Я. – канд. фіз.-мат. наук, асистент кафедри фізики твердого тіла;
Галій П.В. – канд. фіз.-мат. наук, доцент кафедри фізики напівпровідників.

[1] H.-J. Fitting, J.-Ch. Kuhr, E. Schreibe, A. von Czarnowski. Attenuation and escape depths of low energy electron emission // *Proc. of the 13th Intern. Symp. on Exoemission and Related Relaxation Phenomena.* Latvian Journal of Physics and Technical Sciences. Supplement, **6**, pp. 30-34 (2000).

[2] T. Boutboul, A. Akkerman, A. Gibrekhterman, A. Breskin, R. Chechik. An improved model for ultraviolet- and X-ray induced electron emission from CsI // *J. Appl. Phys.*, **86**, pp. 5841-5949 (1999).

[3] A. Akkerman , T. Boutboul, A. Breskin, R. Chechik, A. Gibrekhterman. Low-energy electron transport in alkali halides // *J. Appl. Phys.*, **76**, pp. 4656-4662 (1994).

[4] A. Ausmees , M. Elango , A. Kikas, E. Nommiste, and A. Saar. Probing of electron-phonon scattering in ionic solids by XUV-induced electron emission spectroscopy // *Surface science*, **269-270**, pp. 583-589 (1992).

[5] I. Llacer, E.L. Garwin. Electron-phonon interaction in alkali halides. I. The transport of secondary electrons with energies between 0.25 and 7.5 eV // *J. Appl. Phys.*, **40**(7), pp. 2766-2775 (1969).

[6] P. Galiy, O. Mel'nyk. Electronic relaxations of radiative defects of the anion sublattice in caesium bromide crystals and exoemission of electrons // *Radiation Effects & Defects in Solids*, **157**(6-12), pp. 683-689 (2002).

[7] П.В. Галій, О.Я. Мельник. Енергетичний спектр та ймовірність виходу екзоелектронів у рекомбінаційній моделі екзоемісії // *Журнал фізичних досліджень*, **7**(1), сс. 84-92 (2003).

[8] P.V. Galiy, O.Ya. Mel'nyk and O.V. Tsvetkova. Excitonic ionizations of the electron centres in caesium iodide crystal and exoemission of electrons // *Journal of Luminescence*, **112**(1-4), pp. 105-108 (2005).

[9] П.В. Галий, И.З. Гудь, Н.А. Цаль. Вторично-эмиссионная эффективность диэлектрических эмиттеров в диапазоне средних энергий возбуждающих электронов // *Украинский физический журнал*, **29**(2), сс. 265-271 (1984).

[10] H. Frölich. Electrons in lattice fields // *Advances In Physics*, **3**(11), pp. 325-361 (1954).

[11] H.-J. Fitting, J.-U. Friemann. Monte-Carlo Studies of the Electron Mobility in SiO_2 // *Phys. Status Solidi A*, **69**(1), pp. 349-358 (1982).

[12] A. Gibrekhterman, A. Akkerman, A. Breskin, and R. Chechik. Characteristics of secondary electron emission from CsI induced by x rays with energies up to 100 keV // *Journal of Applied Physics*, **74**(12), pp. 7506-7509 (1993).

[13] S. Schweizer, U. Rogulisa, S. Assmanna, J.-M. Spaetha. RbBr and CsBr doped with Eu^{2+} as new competitive X-ray storage phosphors // *Radiation Measurements*, **33**(5), pp. 483-486 (2001).

[14] B.K. Singh, E. Shefer, A. Breskin, R. Chechik and N. Avraham. CsBr and CsI UV photocathodes: new results on quantum efficiency and aging // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **454**(2-3), pp. 364-378 (2000).

[15] J.R. Maldonado, Z. Liu, Y. Sun, P.A. Pianetta, F.W. Pease. Photoelectron emission studies in CsBr at 257 nm // *J. Vac. Sci. & Tech. B.*, **24**(6), pp. 2886-2891 (2006).

[16] П.В. Галій, О.Я. Мельник. Електронні релаксації радіаційних дефектів аніонної підгратки кристалів броміду цезію та екзоемісія електронів // *Український фізичний журнал*, **47**(4), сс. 376-384 (2002).
[17] P. Galiy, O. Mel'nyk. Estimation of the slow electrons maximum escape depth for the exoemissive surface skin-dosimetry // *Вісник Львівського університету*. Серія фізична, **35**, сс. 12-17 (2002).
[18] R.H. Ritchie, A. Howie, P.M. Echenique, G.J. Basbas, T.L. Ferrell and J.C. Ashley. Plasmons in scanning transmission electron microscopy electron spectra // *Scanning Microscopy Supplement*, **4**, pp. 45-49 (1990).
[19] H.-J. Fitting, J.-U. Friemann. Monte-Carlo Studies of the Electron Mobility in SiO_2 // *Phys. Status Solidi A.*, **69**(1), pp. 349-358 (1982).
[20] H.-J. Fitting. Temperature dependence of secondary electron emission from SiO_2-layers // *Kristal und Technik*, **15**(2), pp. 193-195 (1980).
[21] М.А. Эланго. *Элементарные неупругие радиационные процессы*. Наука, М. 152 с. (1988).
[22] А.А. Персинен, И.А. Васильев, Г.А. Михальченко. Толщина поверхностного слоя, учавствующого в термостимулированной эмиссии электронов для кристаллофосфора CsBr // *ФТТ*, **11**(10), сс. 2902-2905 (1969).
[23] И.А. Главатских. *Моделирование процессов транспорта и эмиссии электронов при заряжении поверхности доиксида кремния электронным пучком*. Автореф. дис…канд.физ.-мат.наук:01.04.07, Екатеринбург, 23 с. (2002).

O.Ya. Melnyk[1], P.V. Galiy[2]

Transport of Low-Energy CsBr Exoelectrons Towards the Surface and Escape into Vacuum

[1]Ivan Franko Lviv NationalUniversity
physical faculty, 8a Kyrylo and Mefodij Str., Lviv, 79005
[2]electronics faculty,50 Drahomanov Str., Lviv, 79005
melnyk.oksana@gmail.com

In this study investigation of the transport processes of the low-energy exoelectrons with energy loses for cesium bromide crystal are executed, therefore crucial interactions significantly influencing such complex processes among various taking place are clarified. Previously attained result for the thickness of the exoemissive active layer for CsBr was upgraded. The probability of exoelectrons emission act is attained. Since the obtained results are highly confirmed by experimental ones, one can conclude that method of exoemission is rather adequate for the surface and thin subsurface layers defects spectroscopy.