

INTERACTIONS OF RADIATION AND PARTICLES WITH CONDENSED MATTER

PACS numbers: 32.30.Rj, 34.80.Dp, 78.70.En, 79.20.Ap, 79.20.Kz, 82.80.Pv

Біляпорогова KL -іонізація атомів металу Al при електронному бомбардуванні

М. О. Боровий, Ю. П. Гололобов*

*Київський національний університет імені Тараса Шевченка,
вул. Володимирська, 60,
01033 Київ, Україна*
**Національний транспортний університет,
вул. М. Омеляновича-Павленка, 1,
01010 Київ, Україна*

Експериментально досліджено відносну інтенсивність групи рентгенівських емісійних ліній $K\alpha_{1,2}$ та $K\alpha L^1$ $\gamma = I(K\alpha_3)/[I(K\alpha_4) + I(K\alpha^1)]$ та $\eta = I(K\alpha L^1)/I(K\alpha_{1,2})$ при електронному бомбардуванні металу Al у діапазоні енергій електронів 2–15 кеВ. Встановлено, що наближення енергії електронів до порогу $KL_{2,3}$ -іонізації (енергія порогу $E_{KL} = 1,671$ кеВ) супроводжується зростанням відносної інтенсивності γ , яке складає 18% при найменшій досягнутій енергії пучка $E = 2$ кеВ. Ефект відображує біляпорогове збільшення відношення перерізів збудження 1P - та 3P -термів $KL_{2,3}$ -конфігурації $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$. Показано, що таке зростання не може бути пов'язаним з двостадійним «shake-off» механізмом двоелектронної іонізації, ефективність якого біля енергетичного порогу значно зменшується. Запропоновано пояснення ефекту проявом прямої двоелектронної $KL_{2,3}$ -іонізації при непружному розсіюванні електрона атомом Al. На прикладі двоелектронного збудження $1s^1 2p^1(^1P) - 3s^1 4p^1(^1P)$ та $1s^1 2p^1(^1P) - 3s^1 4p^1(^3P)$ атому гелію теоретично показано, що при наближенні енергії електрона

Corresponding author: Mykola Oleksandrovyich Borovyi
E-mail: nborovoy1@gmail.com

*Taras Shevchenko National University of Kyiv,
60 Volodymyrska Str., UA-01033 Kyiv, Ukraine*
**National Transport University,
1 M. Omelyanovycha-Pavlenko Str., UA-01010 Kyiv, Ukraine*

Citation: M. O. Borovyi and Yu. P. Gololobov, Near-Threshold KL -Ionization of Al Metal Atoms under Electron Bombardment, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **41**, No. 11: 1421–1431 (2019) (in Ukrainian), DOI: [10.15407/mfint.41.11.1421](https://doi.org/10.15407/mfint.41.11.1421).

до порогу відношення $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$ стрімко збільшується за рахунок зростання обмінної взаємодії. Зроблено висновок про домінуючу роль механізму прямої двоелектронної іонізації при біляпороговій $KL_{2,3}$ -іонізації металу Al електронним ударом.

Ключові слова: рентгенівські $K\alpha L^1$ -лінії, електронний удар, двоелектронна іонізація, триплетний, синглетний терм.

The relative intensities of the $K\alpha_{1,2}$ and $K\alpha L^1$ group of X-ray emission lines $\gamma = I(K\alpha_3)/[I(K\alpha_4) + I(K\alpha')]$ and $\eta = I(K\alpha L^1)/I(K\alpha_{1,2})$ are experimentally investigated under electron bombardment of Al metal in the electron energy range of 2–15 keV. As established, the approach of the electron energy to the $KL_{2,3}$ -ionization threshold (energy of threshold $E_{KL} = 1.671$ keV) is accompanied by an increasing of the relative intensity γ , which reaches 18% at the smallest achieved beam energy $E = 2$ keV. The effect indicates the near-threshold increasing in the ratio $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$ of 1P - and 3P -terms excitation cross sections $KL_{2,3}$ -configuration. As shown, such increasing cannot be related to the two-stage ‘shake-off’ mechanism of two-electron ionization, whose efficiency near the energy threshold is significantly reduced. An explanation of the effect by the manifestation of direct two-electron $KL_{2,3}$ ionization at inelastic scattering of electron by the Al atom is proposed. The two-electron excitation $1s^1 2p^1(^1P) - 3s^1 4p^1(^1P)$ and $1s^1 2p^1(^1P) - 3s^1 4p^1(^3P)$ of a helium atom uses as example, it is theoretically shown that as the electron energy comes to the threshold, the ratio $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$ rapidly increases due to an increasing of the exchange interaction. As concluded, the role of the direct two-electron ionization mechanism is dominant in the near-threshold $KL_{2,3}$ -ionization of Al metal by electron impact.

Key words: X-ray $K\alpha L^1$ lines, electron impact, two-electron ionization, triplet, singlet term.

Експериментально досліджена відносна інтенсивність групи рентгеновських емісійних ліній $K\alpha_{1,2}$ і $K\alpha L^1$ $\gamma = I(K\alpha_3)/[I(K\alpha_4) + I(K\alpha')]$ і $\eta = I(K\alpha L^1)/I(K\alpha_{1,2})$ при електронній бомбардуванні металу Al в діапазоні енергій електронів 2–15 кеВ. Установлено, що приближення енергії електронів к порогу $KL_{2,3}$ -іонізації (енергія порога $E_{KL} = 1,671$ кеВ) супроводжується збільшенням відносної інтенсивності γ , яке становить 18% при найменшій досягнутій енергії пучка $E = 2$ кеВ. Ефект відображає околпорогове зростання відношення сечений возбуждення 1P - та 3P -термов $KL_{2,3}$ -конфігурації $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$. Показано, що таке зростання не може бути пов'язаним з двохетапним «shake-off» механізмом двоелектронної іонізації, ефективність якого вблизи енергетичного порога значительно зменшується. Предложено объяснение эффекта проявлением прямой двухэлектронной $KL_{2,3}$ -ионізації при неупругом рассеянии електрона атомом Al. На примере двухэлектронного возбуждення $1s^1 2p^1(^1P) - 3s^1 4p^1(^1P)$ і $1s^1 2p^1(^1P) - 3s^1 4p^1(^3P)$ атома гелія теоретически показано, что при приближении энергии електрона к порогу отношение $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$ стремительно увеличивается за счет роста обменного взаимодействия. Сделан вывод о доминирующей роли механизма прямой двухэлектронной ионізації при околпороговом

пороговой $KL_{2,3}$ -ионизации металла Al электронным ударом.

Ключевые слова: рентгеновские $K\alpha L^1$ -линии, электронный удар, двух-электронная ионизация, триплетный, синглетный терм.

(Отримано 4 липня 2019 р.)

1. ВСТУП

При взаємодії електронного пучка з металами важливу роль відіграє процес іонізації електронних оболонок атомів металів. У випадку однократної іонізації відомі численні роботи, в яких експериментально та теоретично визначено перерізи іонізації K -оболонки, L -, M -підоболонок атомів елементів $6 < Z < 92$ та запропоновано ряд аналітичних виразів (як напівемпіричних, так і отриманих теоретично у різних наближеннях), що забезпечують коректне обчислення таких перерізів (наприклад, [1, 2]). Необхідно відзначити, що однократна іонізація електронних оболонок завжди супроводжується утворенням однієї чи декількох додаткових вакансій в електронних оболонках з більшими значеннями головного квантового числа та підоболонках з більшими значеннями орбітального квантового числа за рахунок процесів shake-off (SO), Оже- та Костера–Кроніга [3, 4]. Зокрема, у випадку двоелектронної $KL_{2,3}$ -іонізації, при якій утворення $1s^{-1}$ -вакансії супроводжується викидом $2p$ -електрона за рахунок SO-процесу, імовірність $KL_{2,3}$ -іонізації для металу Al може досягати 10% від імовірності однократної K -іонізації [3]. Однак, на відміну від однократної K -іонізації перерізи $KL_{2,3}$ -іонізації при електронному бомбардуванні, особливо в області енергій електронного пучка біля енергетичного $KL_{2,3}$ -порогу, практично не досліджені. Оскільки двоелектронній $KL_{2,3}$ -конфігурації відповідають стани синглетного 1P - та триплетного 3P -термів, то найбільш інформативним параметром, який відображує характер процесу $KL_{2,3}$ -іонізації, розглядається саме відношення перерізів генерації цих термів $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$.

Нещодавно нами було показано, що у металах Ti, Cr та їх іонно-ковалентних сполуках за рахунок взаємодії континуумів $KL_{2,3}(^3P)\epsilon p(^3S)$ та $KL_{2,3}(^1P)\epsilon p(^3S)$ відношення $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$ зменшується на 20–40% відносно статистичного значення 3:1 і є чутливим до величини ефективного заряду атома [5]. Раніше повідомлялося про таке ж зменшення величини $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$ при фотонному збудженні станів 1P - та 3P -термів $KL_{2,3}$ -конфігурації атомів Zp -елементів біля енергетичного порогу, що пов'язується з ефектами монопольної перебудови електронних оболонок у полі $1s^{-1}$ -вакансії [6, 7]. У той же час, при електронному бомбардуванні металу характер залежності $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$ від енергії електронів біля порогу $KL_{2,3}$ -іонізації зали-

шається недослідженим. Важливо, що існує експериментальна можливість визначення величини $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$ за відносними інтенсивностями окремих ліній рентгенівського емісійного $K\alpha L^1$ -спектру, яким відповідають одноелектронні радіаційні переходи з початковими станами 1P - та 3P -термів: $^1P(KL_{2,3})-^1S(L_{2,3}L_{2,3})$ — лінія $K\alpha'$, $^3P(KL_{2,3})-^3P(L_{2,3}L_{2,3})$ — лінія $K\alpha_3$, $^1P(KL_{2,3})-^1D(L_{2,3}L_{2,3})$ — лінія $K\alpha_4$ [8]. Тому у представленій роботі було експериментально досліджено відносну інтенсивність компонентів групи сателітних ліній $K\alpha L^1$ металу Al при електронному бомбардуванні біля порогу $KL_{2,3}$ -іонізації та запропоновано модель біляпорогової двоелектронної $KL_{2,3}$ -іонізації електронним ударом.

2. МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Група рентгенівських емісійних $K\alpha_{1,2}$ - та $K\alpha L^1$ -ліній Al збуджувалася електронами з енергією $E = 2-15$ кеВ при використанні електронної гармати приладу ЕММА-2. Для формування та фокусування електронного пучка в області напруг $2-5$ кВ було внесено відповідні конструктивні зміни в стандартну схему приладу. $K\alpha$ -спектри збуджувалися у полікристалічному металі алюмінії, хімічна чистота зразків була не нижче, ніж 99,99%. Лінії реєструвалися пропорційним лічильником у першому порядку відбивання від площин (10 $\bar{1}1$), вигнутого за Іоганном монокристалу кварцу у режимі покрокового сканування (крок 0,1–0,4 еВ) з часом накопичення 1–100 с. При обробці спектрограм вводилися поправки на кутову залежність коефіцієнта відбивання кварцу та дисперсію приладу при переході від шкали кутів до шкали енергій. Більш детально методика обробки спектрограм наведена у роботах [9, 10]. Як приклад, типовий $K\alpha$ -спектр Al наведено на рис. 1. При виділенні групи $K\alpha L^1$ -ліній із короткохвильового схилу $K\alpha_{1,2}$ -дублету компоненти $K\alpha_1$ та $K\alpha_2$ апроксимувалися амплітудними функціями Фойгта. Штрихова лінія фону на рис. 1 є сумою цих функцій. Поділ $K\alpha L^1$ -ліній на компоненти $K\alpha'$, $K\alpha_3$ та $K\alpha_4$ також здійснювався з використанням трьох функцій Фойгта. Вказані компоненти представлені штриховими лініями.

3. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

При дослідженні відносної інтенсивності групи $K\alpha_{1,2}$ - та $K\alpha L^1$ -ліній Al вимірювалися відносна інтенсивність $\gamma = I(K\alpha_3)/[I(K\alpha_4) + I(K\alpha')]$, яка визначає відношення $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$, та відносна інтенсивність $\eta = I(K\alpha L^1)/I(K\alpha_{1,2})$, що характеризує імовірність утворення додаткової $2p^{-1}$ -вакансії при іонізації K -оболонки (P_L). Згідно з [11, 12], для елементів $10 < Z < 14$ виконуються умови:

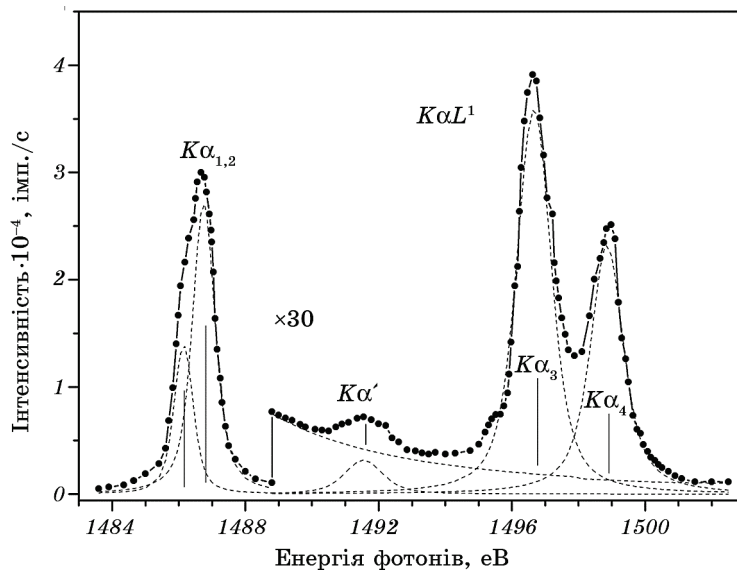


Рис. 1. Група рентгенівських емісійних ліній $K\alpha_{1,2}$ та $K\alpha L^1$ АІ при електронному бомбардуванні (енергія пучка $E = 8$ кеВ).

Fig. 1. The group of X-ray emission lines $K\alpha_{1,2}$ and $K\alpha L^1$ Al under electron bombardment (energy of beam $E = 8$ keV).

$$\gamma = \frac{3}{5} \frac{\sigma(^3P)}{\sigma(^1P)}, \tag{1}$$

$$\eta = \frac{5}{4} P_L \left(1 + \frac{\Gamma_{L_{2,3}}}{\Gamma_K} \right), \tag{2}$$

де $\Gamma_{L_{2,3}}$, Γ_K — ширини $L_{2,3}$ - та K -рівнів [13].

Основний експериментальний результат, отриманий у даній роботі, полягає у тому, що при наближенні енергії електронів до порогу $KL_{2,3}$ -іонізації АІ відносна інтенсивність γ зростає, збільшуючись на 18% при найменшій досягнутій енергії пучка $E = 2$ кеВ (поріг $KL_{2,3}$ -іонізації $E = 1,671$ кеВ [13]). Цей ефект ілюструє рис. 2, на якому наведено контур $K\alpha L^1$ при двох енергіях електронів пучка. Видно, що при нормуванні пікової інтенсивності компонента $K\alpha_3$ (початковий терм 3P) на одиницю інтенсивності компонента $K\alpha_4$ (початковий терм 1P) при збудженні біля порогу ($E = 2$ кеВ) помітно менша, а ніж далеко за порогом ($E = 10$ кеВ). На рисунку 3 представлено залежності величин $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$ та P_L від енергії пучка, отримані за експериментальними значеннями відносних інтенсивностей γ та η — формули (1), (2). В області енергій $4 < E < 50$ кеВ відношен-

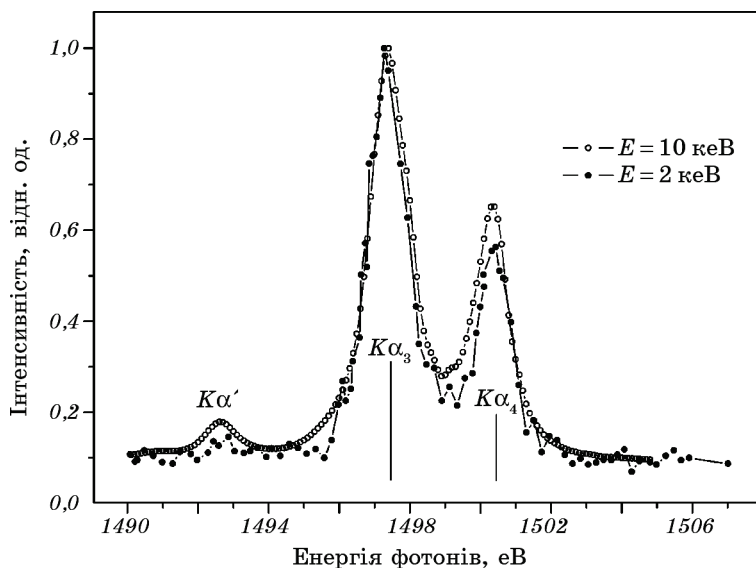


Рис. 2. Група рентгенівських емісійних ліній $K\alpha L^1$ Al (енергія пучка 2 та 10 кеВ).

Fig. 2. The group of X-ray emission lines $K\alpha L^1$ Al (energy of beam 2 and 10 keV).

ня $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$ набуває значення 3,1–3,2, що близько до статистичного 3:1, однак при наближенні до порогу $KL_{2,3}$ -іонізації ($E < 4$ кеВ) відношення починає зростати, досягаючи $\sigma(^3P)/\sigma(^1P) = 3,77$. Такий результат є неочікуваним, оскільки, як вже зазначалося [5–7], відомі багаточастинкові ефекти у системи « $KL_{2,3}$ -іонізований атомний залишок–повільний ежектований $2p$ -електрон» спричиняють зміщення станів 1P - та 3P -термів і, як наслідок, зменшення відношення $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$ на 20–40% відносно статистичного значення. Отже, можна говорити про існування суттєвих відмінностей у процесах біляпорогової кратної $KL_{2,3}$ -іонізації атомів у металі при опроміненні електронами та фотонами.

Для визначення механізму виявленого ефекту необхідно звернути увагу на той факт, що в SO моделі процес $KL_{2,3}$ -іонізації фотоном чи електроном далеко за порогом ($E/E_{KL} \gg 1$) розглядається як дво-стадійний — спочатку відбувається однократна K -іонізація, а за нею — викид $2p$ -електрона як реакція на швидку зміну самоузгодженого поля атому при утворенні $1s^{-1}$ -вакансії. Саме у цій моделі при наближенні до порогу можливий прояв конфігураційної взаємодії [5–7], яка спричиняє зменшення відношення $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$. Однак, у рамках SO моделі не існує жодного механізму, наслідком якого було б зростання відношення $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$. Отже, отриманий

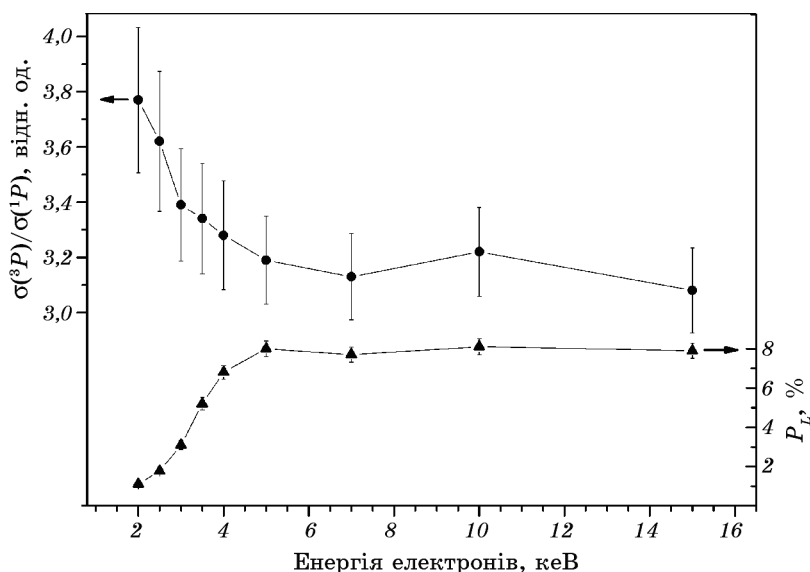


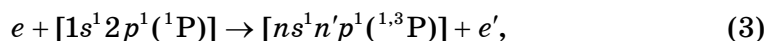
Рис. 3. Залежності величин $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$ та P_L АІ від енергії пучка.

Fig. 3. Dependences of the values $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$ and P_L of Al on the beam energy.

експериментальний результат свідчить, що при електронному бомбардуванні біля порогу $KL_{2,3}$ -іонізації проявляється деякий інший процес, який не реалізується у випадку біляпорогового фотопоглинання. На наш погляд, ним може бути пряма двоелектронна $KL_{2,3}$ -іонізація при непружному співударі атома з електроном пучка (two-step-two — TS2 [15]). Спад імовірності P_L у 6–7 разів, який спостерігається експериментально при наближенні до порогу $KL_{2,3}$ -іонізації (рис. 3), відображує суттєве зменшення ефективності SO процесу. Тоді зростання $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$ біля порогу повинно бути характерною рисою саме TS2 механізму.

Для підтвердження висновку про TS2 механізм іонізації біля енергетичного порогу необхідно обчислити амплітуду непружного розсіювання електрона атомом з утворенням станів $KL_{2,3}$ -конфігурації, причому у кінцевому стані система має складатися з чотирьох частинок: розсіяний електрон, $KL_{2,3}$ -іонізований атом у станах 1P - чи 3P -терму, а також $1s$ - та $2p$ -електрони у можливих станах дискретного спектру $|nl\rangle, |n'l'\rangle$, неперервного спектру $|\varepsilon l\rangle, |\varepsilon'l'\rangle$, чи змішаних станах $|nl\rangle, |\varepsilon'l'\rangle$. На сьогодні розв'язок такої задачі для атомів, що містять більше двох електронів, навіть методом збіжного сильного зв'язку є вкрай складним [16, 17]. Тому для оцінки відношення $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$ за TS2 механізмом запропоновано спрощену модель: а) Z -електронний атом з активними $1s$ - та $2p$ -електронами (такими, що беруть участь у непружному розсіюванні

електрона пучка) розглядається як атом гелію, що перебуває у збудженому стані $1s^1 2p^1(^1P)$ (враховано принцип вакансій Паулі — еквівалентність електрона у незаповненій оболонці та вакансії у повністю заповненій оболонці [18]); б) з усіх можливих кінцевих станів вибитих $1s$ - та $2p$ -електронів розглядаються тільки кінцеві дискретні стани $|nl\rangle, |n'l'\rangle$. Такій моделі відповідає двоелектронне збудження атому He:



де $n, n' \geq 3$. Повна хвильова функція триелектронної системи «електрон–двоелектронний атом» записувалася через хвильову функцію електрона, що розсіюється, та двоелектронні функції синглетних і триплетних станів атома [16, 17]:

$$\Phi(\mathbf{r}_1\sigma_1, \mathbf{r}_2\sigma_2, \mathbf{r}_3\sigma_3) = (1 - P_{1,2} - P_{1,3}) \sum_{\gamma} \{ \psi_{\gamma}^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) F_{\gamma}^{(0)}(\mathbf{r}_3) \chi^{(0)}(\sigma_1, \sigma_2; \sigma_3) + \psi_{\gamma}^{(1)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) F_{\gamma}^{(1)}(\mathbf{r}_3) \chi^{(1)}(\sigma_1, \sigma_2; \sigma_3) \}, \quad (4)$$

де \mathbf{r}_i, σ_i — сукупність просторових та спінових змінних i -го електрона; P_{ij} — оператор перестановки електронів i та j ; $\psi_{\gamma}^{(0)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \psi_{\gamma}^{(1)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$ — координатні двоелектронні функції синглет-

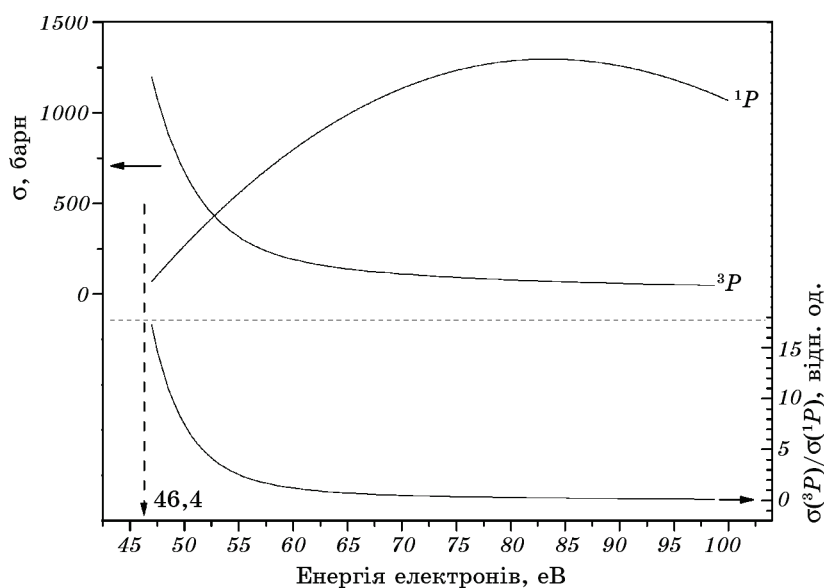


Рис. 4. Залежність величин $\sigma(^1P)$, $\sigma(^3P)$ та $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$ He від енергії пучка.

Fig. 4. Dependences of the of the values $\sigma(^1P)$, $\sigma(^3P)$ and $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$ of the He on the beam energy.

них та триплетних станів атому відповідно, $F_\gamma^{(0)}(\mathbf{r}_3), F_\gamma^{(1)}(\mathbf{r}_3)$ — координатні хвильові функції електрона, що розсіюється, які відповідають синглетним та триплетним станам атому; $\chi^{(0)}, \chi^{(1)}$ — спінові триелектронні функції синглетних та триплетних станів, сума по змінній γ є сумою по усім можливим квантовим числам атома $\gamma = L, S, M_L, M_S$. Хвильові функції $F_\gamma^{(0)}(\mathbf{r}_3), F_\gamma^{(1)}(\mathbf{r}_3)$ є розв'язками системи рівнянь [16, 17, 19]:

$$\begin{aligned} \Delta F_\gamma^{(s)}(\mathbf{r}_3) + k_{\gamma s}^2 F_\gamma^{(s)}(\mathbf{r}_3) = 2 \sum_{\gamma'} V_{\gamma\gamma's}(\mathbf{r}_3) F_{\gamma'}^{(s)}(\mathbf{r}_3) + \\ + 2 \sum_{s'} \sum_{\gamma'} \int W_{\gamma\gamma'ss'}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_3) F_{\gamma'}^{(s')}(\mathbf{r}_1) d\mathbf{r}_1, \end{aligned} \quad (5)$$

де $V_{\gamma\gamma's}(\mathbf{r}_3)$ — матричний елемент оператора потенціальної енергії взаємодії атома з електроном, що розсіюється, при переході атома $\gamma \rightarrow \gamma'$; $W_{\gamma\gamma'ss'}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_3)$ — матричний елемент оператора обмінної взаємодії, $k_{\gamma s}$ — імпульс розсіяного електрона, $s, s' = 0, 1$. З усіх відкритих та закритих каналів реакції (5) було вибрано тільки збудження синглетних $3s^1 4p^1(^1P)$ та триплетних $3s^1 4p^1(^3P)$ термів. Система рівнянь (5) розв'язувалася чисельно для переходів $1s^1 2p^1(^1P) - 3s^1 4p^1(^1P)$ та $1s^1 2p^1(^1P) - 3s^1 4p^1(^3P)$ з використанням нерелятивістських воднеподібних одноелектронних хвильових функцій.

На рисунку 4 для $3s^1 4p^1$ -конфігурації атома He наведено обчислені залежності перерізів збудження $\sigma(^3P)$ і $\sigma(^1P)$ та їх відношення $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$ від енергії електронів, що налітають. Як видно, при наближенні енергії електронів пучка до порогу збудження (поріг $E_0(^1P - ^1,3P) = 46,4$ eV) переріз $\sigma(^3P)$ стрімко зростає, тоді як переріз $\sigma(^1P)$ спадає. Відповідно, відношення $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$ є також зростаючим біля порогу. Причина такої поведінки перерізів зумовлена тим, що перехід $1s^1 2p^1(^1P) - 3s^1 4p^1(^1P)$ відбувається як за рахунок прямої кулонівської взаємодії електрона, що налітає, з атомом He у стані $1s^1 2p^1(^1P)$, так і обмінної взаємодії, тоді як $1s^1 2p^1(^1P) - 3s^1 4p^1(^3P)$ перехід можливий лише за рахунок обмінної взаємодії, причому остання є суттєвою тільки в біляпороговій області енергій. Отже, при непружному розсіюванні електрона, яке супроводжується двоелектронним збудженням атома, генерація триплетних термів, на відміну від синглетних, є ефективною лише у досить вузькій біляпороговій області енергій. Враховуючи цей результат, можна дійти висновку, що для металу Al біляпорогове зростання відносної інтенсивності ν , отже, і відношення $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$, при електронному бомбардуванні зумовлено проявом процесу прямої двоелектронної іонізації TS2, при якому за рахунок обмінних ефектів у біляпороговій області енергій суттєво зростає саме переріз $\sigma(^3P)$. При цьому ефект зростання відношення $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$ біля порогу, зумовлений внеском TS2 механізму, суттєво перебиває зменшення цього відношення, яке повинно спостерігатися у біляпороговій області за рахунок

конфігураційної взаємодії.

4. ВИСНОВКИ

Експериментально встановлено, що при електронному бомбардуванні металу Al наближення енергії електронів до порогу $KL_{2,3}$ -іонізації супроводжується зростанням відносної інтенсивності γ $K\alpha L^1$ ліній, яке складає 18% при найменшій досягнутій енергії пучка $E = 2$ кеВ. Такий ефект відображує біляпорогове збільшення відношення $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$ і не може бути пов'язаним з двостадійним SO механізмом. Запропоновано пояснення ефекту проявом прямої двоелектронної $KL_{2,3}$ -іонізації, коли біля порогу ефективність SO процесу значно зменшується. На прикладі двоелектронного збудження $1s^1 2p^1(^1P) - 3s^1 4p^1(^1P)$ та $1s^1 2p^1(^1P) - 3s^1 4p^1(^3P)$ атому He теоретично показано, що при наближенні енергії електрона до порогу за рахунок зростання обмінної взаємодії відношення $\sigma(^3P)/\sigma(^1P)$ стрімко збільшується. Зроблено висновок про домінуючу роль механізму прямої двоелектронної іонізації TS2 при біляпороговій $KL_{2,3}$ -іонізації металу Al електронним ударом.

ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. C. Hombourger, *J. Phys. B*, **31**, No. 16: 3693 (1998).
2. C. S. Campos, M. A. Z. Vaskoncellos, and J. C. Trincavelli, *J. Phys. B*, **40**, No. 18: 3835 (2007).
3. A. G. Kochur and V. A. Popov, *J. Phys. B*, **39**, No. 16: 3335 (2006).
4. M. H. Chen, B. Crasemann, and H. Mark, *Phys. Rev. A*, **24**, No. 1: 177 (1981).
5. М. А. М. Аль-Омари, М. О. Боровий, *Металлофиз. новейшие технол.*, **40**, № 3: 301 (2018).
6. A. Hoppersky, A. Nadolinsky, and V. Yavna, *Phys. Rev. A*, **75**, No. 1: 012719 (2007).
7. М. О. Боровий, В. В. Иванов, В. Ф. Суржко, В. І. Шияновський, *Український фізичний журнал*, **46**, № 1: 70 (2001).
8. M. Deutsch, *Phys. Rev. A*, **39**, No. 3: 1077 (1989).
9. A. Salnik, Yu. P. Gololobov, and N. A. Borovoy, *Ferroelectrics*, **484**: 62 (2015).
10. N. A. Borovoi, V. V. Ivanov, and V. I. Shiyanovskii, *Optics and Spectroscopy*, **86**, No. 1: 11 (1999).
11. В. П. Саченко, В. Ф. Демехин, *ЖЭТФ*, **3**, № 49: 765 (1965).
12. В. И. Шияновский, *ЖЭТФ*, **95**, № 2: 467 (1989).
13. J. L. Campbell and T. Rapp, *At. Data. Nucl. Data Tables*, **77**: 1 (2001).
14. М. А. Блохин, И. Г. Швейцер, *Рентгеноспектральный справочник* (Москва: Наука: 1982).
15. A. Lahmam-Bennani and E. M. Staicu Casagrande, *J. Phys. B*, **43**: 105201 (2006).
16. М. К. Гайтлис, *Успехи физических наук*, **116**, № 4: 665 (1975).
17. I. Bray and D. V. Fursa, *Phys. Rev. A*, **54**, No. 4: 2991 (1996).

18. Р. И. Каразия, *Введение в теорию рентгеновских и электронных спектров свободных атомов* (Вильнюс: Мокслас: 1987).
19. D. V. Fursa and I. Bray, *Phys. Rev. A*, **52**, No. 2: 1279 (1995).

REFERENCES

1. C. Hombourger, *J. Phys. B*, **31**, No. 16: 3693 (1998).
2. C. S. Campos, M. A. Z. Vaskoncellos, and J. C. Trincavelli, *J. Phys. B*, **40**, No. 18: 3835 (2007).
3. A. G. Kochur and V. A. Popov, *J. Phys. B*, **39**, No. 16: 3335 (2006).
4. M. H. Chen, B. Crasemann, and H. Mark, *Phys. Rev. A*, **24**, No. 1: 177 (1981).
5. M. A. M. Al-Omari and M. O. Borovyi, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **40**, No. 3: 301 (2018) (in Ukrainian).
6. A. Hopersky, A. Nadolinsky, and V. Yavna, *Phys. Rev. A*, **75**, No. 1: 012719 (2007).
7. M. O. Borovyv, V. V. Ivanov, V. F. Surzhko, and V. I. Shyyanovs'kyi, *Ukrayins'kyi Fizychnyy Zhurnal*, **46**, No. 1: 70 (2001) (in Ukrainian).
8. M. Deutsch, *Phys. Rev. A*, **39**, No. 3: 1077 (1989).
9. A. Salnik, Yu. P. Gololobov, and N. A. Borovoy, *Ferroelectrics*, **484**: 62 (2015).
10. N. A. Borovoi, V. V. Ivanov, and V. I. Shiyanovskii, *Optics and Spectroscopy*, **86**, No. 1: 11 (1999).
11. V. P. Sachenko and V. F. Demekhin, *ZhETF*, **3**, No. 49: 765 (1965) (in Russian).
12. V. I. Shiyanovskiy, *ZhETF*, **95**, No. 2: 467 (1989) (in Russian).
13. J. L. Campbell and T. Papp, *At. Data. Nucl. Data Tables*, **77**: 1 (2001).
14. M. A. Blokhin and I. G. Shveytser, *Rentgenospektral'nyy Spravochnik* [The X-Ray Spectroscopy Handbook] (Moscow: Nauka: 1982) (in Russian).
15. A. Lahmam-Bennani and E. M. Staicu Casagrande, *J. Phys. B*, **43**: 105201 (2006).
16. M. K. Gaytlis, *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, **116**, No. 4: 665 (1975) (in Russian).
17. I. Bray and D. V. Fursa, *Phys. Rev. A*, **54**, No. 4: 2991 (1996).
18. R. I. Karaziya, *Vvedenie v Teoriyu Rentgenovskikh i Elektronnykh Spektrov Svobodnykh Atomov* [The Introduction to the Theory of X-Ray and Electron Spectra of Free Atoms] (Vilnius: Mokslas: 1987) (in Russian).
19. D. V. Fursa and I. Bray, *Phys. Rev. A*, **52**, No. 2: 1279 (1995).