

СПЕКТРОСКОПІЧНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОЦЕСІВ ЗБУДЖЕННЯ АТОМІВ БАРІЮ З СИНГЛЕТНИХ І ТРИПЛЕТНИХ МЕТАСТАБІЛЬНИХ СТАНІВ ЕЛЕКТРОНАМИ

І.І. Шафраньош, Т.А. Снігурська, М.О. Маргітич

Ужгородський національний університет, 88000, Ужгород, вул. Волошина, 54

Приводяться результати експериментальних досліджень процесів збудження спектральних переходів атомів барію з метастабільних станів електронним ударом. Отримано абсолютні величини перерізів збудження та їх енергетичні залежності, проведено порівняння з результатами теоретичних розрахунків.

ВСТУП І ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА ЧАСТИНА

Точне знання абсолютних величин перерізів взаємодії електронів зі збудженими атомами металів необхідно для використання у різних застосуваннях фізики низькотемпературної плазми, де їх концентрації (особливо частинок, які знаходяться в метастабільних станах) значні. Наявність повних баз даних з констант взаємодії потрібна для кінетичного моделювання плазми при побудові різних плазмових пристроїв і вивченні планетарних іоносфер. Крім того, з фундаментальної точки зору, дослідження процесів зіткнень за участю електронів і збуджених атомів надає потрібну інформацію для побудови моделей перебігу елементарних процесів взаємодій.

Дотепер безпосередні експериментальні дослідження перерізів збудження атомів барію з метастабільних станів електронами практично відсутні. У той же час отримано достатньо експериментальних і теоретичних даних зі збудження атомів барію із основного стану [1 – 4].

У даній роботі вперше наводяться результати експериментальних досліджень збудження атомів барію з триплетних і синглетних метастабільних станів електронним ударом, які порівнюються з результатами теоретичних розрахунків, виконаних як класичним методом у наближенні Борна [5], так і R-матричним методом з використанням багатоконфігураційних хвильових

функцій Хартрі-Фока мішені (у наближенні сильного зв'язку 38 станів мішені) [6].

Експерименти проводилися оптичним методом з використанням техніки атомних і електронних пучків, які перетинаються. У роботі використано розрядний спосіб одержання пучка метастабільних атомів, реалізація якого проходила у дві стадії [7, 8]. На першій стадії створювався інтенсивний пучок атомів в основному стані за допомогою термічного ефузійного джерела і системи колімуєчих щілин. На другій стадії пучок атомів в основному стані конвертувався у пучок збуджених атомів за допомогою розрядного способу. Ступінь конвертування сягала 10 %, кутлова розбіжність пучка 5–7°. В області взаємодії з електронами пучок складався з атомів в основному і метастабільних станах (всі інші збуджені атоми розпадались в місці їх утворення). В експериментах з барієм вдалося реалізувати і високі концентрації синглетного метастабільного стану 5^1D_2 , що дозволило застосувати лазерну методику модуляції заселеності 5^1D_2 - стану і роздільно вивчити збудження спектральних переходів (СП) з синглетного метастабільного стану. Суть лазерної методики модуляції полягала в наступному. На відстані 15 мм від розрядної камери атомний пучок перетинався променем лазера на фарбниках, який був настроєний на довжину хвилі 582,6 нм, що відповідає переходу $6s5d^1D_2-5d6p^1P_1$. З верхнього рівня

цього переходу атоми внаслідок спонтанного випромінювання (лінія 350,1 нм) ефективно переходили в основний стан. Лазерне випромінювання модулювалось, що призводило до модуляції заселеності рівня 5^1D_2 . Випромінювання, яке виникало в зоні перетину атомного і електронного пучків, реєструвалося в режимі селективного підсилення на частоті модуляції лазерного променя з наступним синхронним детектуванням. Таким чином, виділялась тільки та частина випромінювання, яка обумовлена процесом збудження із станів з модульованою заселеністю.

В якості джерела електронного пучка використовувалася п'ятиелектродна електронна гармата. За допомогою такої гармати було одержано пучки електронів силою струму ~ 20 мкА і монокінетичністю $\sim 0,5$ еВ (повна ширина на половині висоти функції розподілу).

Калібрування енергетичної шкали електронів здійснювалося за порогамі збудження атомних ліній з основних станів з точністю $\sim \pm 0,2$ еВ. В експериментах зі збудження з триплетних метастабільних станів система реєстрації працювала в режимі рахунку окремих фотоімпульсів з використанням техніки модуляції електронного пучка. В якості оптичного приладу використовувався монохроматор МДР-23.

Концентрації атомів в основному і метастабільному станах знаходилися за допомогою нового варіанта абсорбційного методу – методу двох ідентичних атомних пучків, що дозволило уникнути помилок, пов'язаних з визначенням коефіцієнта відбивання дзеркала, які могли виникати в методі одного дзеркала [7]. Метод одного дзеркала більш простий у практичній реалізації, однак за чутливістю він поступається методу двох ідентичних пучків.

Суть методу двох пучків полягала в наступному: два ідентичних паралельних атомних пучки (B_1 і B_2) генерувалися за допомогою термічного джерела, аналогічного описаному вище, який, однак, має два ефузійні отвори (див. рис. 1). Формування атомних пучків, рознесених один відносно

другого на 27 мм, здійснювалося за допомогою колімуючих щілин S_1 і S_2 . Кожен пучок мав заслінку, що дозволяла його перекривати. Атомні пучки генерувалися в одних умовах з тим, щоб дотримати вимогу ідентичності контурів випромінювання і поглинання спектральної лінії.

Пучки проходили розрядні камери і перетиналися електронними пучками. Ширина прямокутного пучка електронів e_1 (2×10 мм²) дозволяла повністю перекривати атомний пучок B_1 . Другий пучок e_2 формувався електронною гарматою, описаною вище. Наприкінці свого шляху атомні пучки осаджувалися на колектор атомів, утворюючи згодом виразний слід (конденсат).

Лінійні розміри конденсату пучка B_2 дозволяли визначити переріз $l \times b$ цього пучка в області взаємодії з пучком e_2 (тут l – розмір, зазначений на рис. 1, b – еквівалентна довжина шляху електронів в атомному пучку, а відстань між конденсатом пучка A_2 і пучком e_2 відома). Потік випромінювання спектральної лінії Φ_0 , обумовлений взаємодією пучків e_1 і B_1 , проходив крізь пучок B_2 і частково поглинався на величину $\Delta\Phi = \Phi - \Phi_0$, де Φ – потік, що пройшов пучок B_2 . Згідно з визначенням [9], відношення поглинання спектральної лінії A задається так:

$$A = \frac{\Phi_0 - \Phi}{\Phi_0}. \quad (1)$$

Величина Φ_0 , що входить у (1), вимірювалася при закритій заслінці пучка B_2 , а Φ – при відкритій заслінці. Оптична вісь спостереження вибиралася нормально до осей пучків B_1 і B_2 . Відзначимо, що, оскільки потік випромінювання спектральної лінії пропорційний інтенсивності лінії, то рівняння (1) можна переписати у такому вигляді:

$$A = \frac{I_0 - I}{I_0}, \quad (2)$$

де I_0, I – інтегральні інтенсивності при відкритому і закритому пучку B_2 , відповідно.

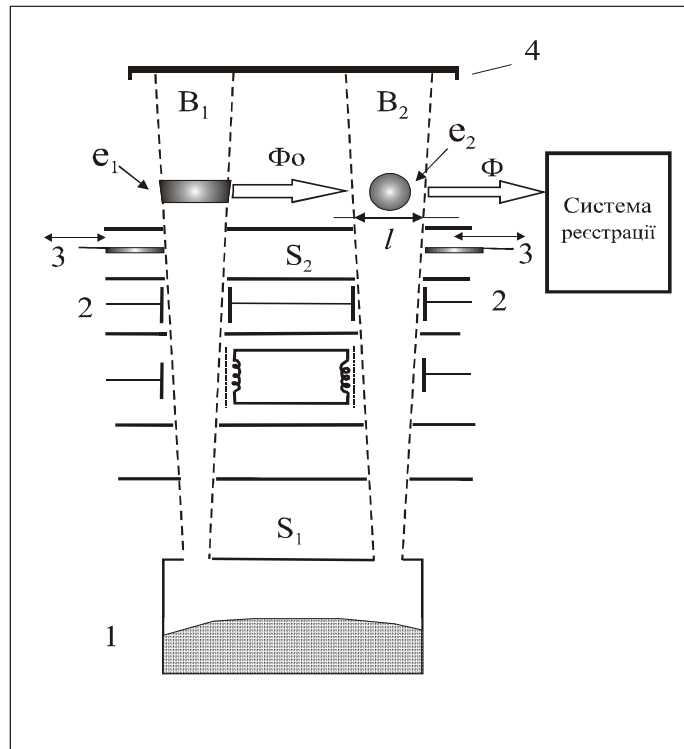


Рис. 1. Схема експерименту з визначення концентрації атомів у пучку: 1 – джерело атомного пучка; 2 – розрядна камера; 3 – заглушка атомного пучка; 4 – атомний колектор; S_1 , S_2 – колімуючі щілини атомного пучка; B_1 , B_2 – ідентичні паралельні атомні пучки; e_1 , e_2 – електронні пучки.

З іншого боку, величину A можна представити як функцію оптичної густини поглинаючого середовища χl (χ – коефіцієнт поглинання для частоти ν ; l – товщина поглинаючого шару) (рис. 1). Далі за методикою, докладно описаною у [7], визначалася концентрація поглинаючих атомів за експериментально знайденим A і відповідним коефіцієнтом поглинання для центра лінії $\chi(0)$.

При визначенні A для спектральних ліній, нижній рівень яких є основним, знаходилась концентрація атомів в основному стані, а для випадку, коли нижнім рівнем є метастабільний – концентрація метастабільних атомів. Концентрації, знайдені даним методом, склали $N_0 \sim 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ (в основному стані), $N_m \sim 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (у триплетних 5^3D_J -станах) і $N_m \sim 1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$ (у синглетному 5^1D_2 -стані).

Похибка визначення абсолютних величин перерізів збудження іонних ліній складала $\sim 50\%$, а відносна похибка визначення енергетичних залежностей $\sim 8\%$.

РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТУ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

У результаті виконаних експериментальних досліджень були отримані абсолютні величини перерізів збудження найбільш інтенсивних спектральних ліній з метастабільних станів та їх енергетичні залежності – функції збудження (ФЗ). У таблиці приведені основні спектральні характеристики ліній та отримані константи взаємодії.

Насамперед слід зазначити, що атом барію відрізняється від інших атомів лужноземельних елементів тим, що у нього наявні триплетні метастабільні стани 5^3D_J (інші лужноземельні елементи мають $n^3P_{0,2}$ метастабільні стани) і синглетний метастабільний стан 5^1D_2 . Як уже зазначалося вище, нам у даній роботі вдалося дослідити збудження як з триплетних, так і з синглетного метастабільних станів.

Таблиця. Абсолютні ефективні перерізи збудження спектральних переходів атомів барію з метастабільних станів.

№	Перехід	λ , нм	$E_{зб.}$, eВ	$Q_{30}^m, 10^{-18} \text{ см}^2$	Q_{30}^m / Q_{30}^o	$Q_{30}^m, 10^{-18} \text{ см}^2$ [6]
1	$6s5d^3D_2 - 5d6p^3P_1$	606,3	2,0	135	12	200
2	$6s5d^3D_3 - 5d6p^3P_2$	611,1	2,1	240	30	380
3	$6s5d^3D_1 - 5d6p^3D_1$	659,5	1,9	70	14	230
4	$6s5d^3D_2 - 5d6p^3F_3$	728,0	1,7	2700	60	690
5	$6s5d^3D_3 - 5d6p^3F_4$	705,9	1,8	2600	80	980
6	$6s5d^3D_2 - 6s4f^3F_{3,4}$	399,4	3,1	3	10	150
7	$6s5d^1D_2 - 5d6p^1F_3$	648,3*	1,9	6200	80	
8	$6s5d^1D_2 - 6s4f^1F_3$	428,3*	1,9	4100	25	
9	$6s5d^3D_1 - 5d6p^1D_2$	712,0*	1,4	7000	25	

* – збудження спектральних переходів здійснювалося з синглетного метастабільного 1D_2 стану за допомогою методики лазерної модуляції.

Примітка: $E_{зб.}$ – енергія збудження переходу;

Q_{30}^m – величина перерізу збудження з метастабільних станів при енергії 30 eВ;

Q_{30}^m / Q_{30}^o – відношення перерізів збудження з метастабільних і основного станів при енергії 30 eВ.

З таблиці видно, що майже всі спектральні лінії йдуть зі зміщених рівнів конфігурації $5d6p$. Спектральні переходи з нормальних рівнів представлені лише першими членами дифузійних серій у синглетній і триплетній системі термів. При цьому перерізи збудження нормальних рівнів менше перерізів збудження зміщених. Це істотно відрізняє атом барію від інших раніше вивчених атомів лужноземельних елементів [7, 10, 11]. Експериментальні енергетичні пороги ФЗ показують, що триплетні спектральні переходи збуджуються зі станів 5^3D_J , а синглетні – з 5^1D_2 - метастабільного стану. Таким чином, це ще раз доводить, що й у випадку більш важкого атома Ва, для якого істотним є відхилення від LS-зв'язку, найбільш ймовірно з метастабільних станів іде процес збудження без зміни спінового стану.

Аналіз таблиці показує, що з триплетних метастабільних станів найбільш ефективно збуджується перехід $6s5d^3D_2 - 5d6p^3F_3$, переріз збудження якого при 30 eВ сягає значень $\sim 2,7 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$, що мож-

на порівняти з перерізом збудження резонансного спектрального переходу з основного стану $\sim 3,4 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ [1]. У той же час, у порівнянні з іншими дослідженими атомами лужноземельних елементів [7, 10, 11], відношення перерізів збудження з триплетних метастабільних і основних станів для тих самих спектральних переходів (Q_{30}^m / Q_{30}^o) в атома барію найменше. Дуже ефективно збудження з синглетного метастабільного стану, де перерізи збудження досягають значень $\sim 7 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$ (для переходу $6s5d^3D_1 - 5d6p^1D_2$), що навіть перевищує переріз збудження резонансного переходу з основного стану в два рази.

На рис. 2 і 3 представлені енергетичні залежності перерізів збудження атома барію електронами з метастабільних станів. Проаналізуємо їх поведінку. На рис. 2 представлені ФЗ СП із синглетного 5^1D_2 метастабільного стану. Усі вони характеризуються досить пологими кривими з максимумами при 14–19 eВ і особливостями у вигляді уступів при енергіях, що перевищують поріг збудження на $\sim 2,5$ –

4 еВ. У цілому, криві схожі не тільки між собою (без врахування особливостей), але і з ФЗ резонансного спектрального переходу ($6s^{21}S_0 - 6s6p^1P_1$, $\lambda 553,5$ нм), збудженого з основного стану [1], (крива 3).

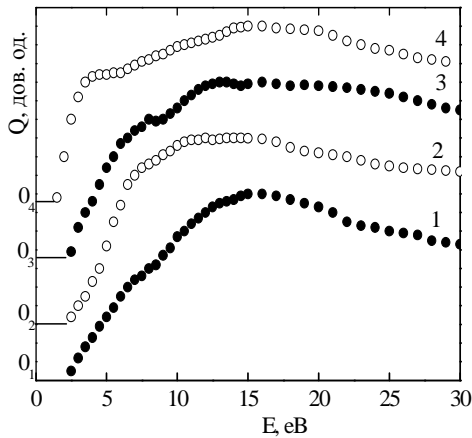


Рис. 2. Функції збудження спектральних переходів Ва з метастабільних 5^1D_2 (1,2,4) і основного (3) станів: 1 – $6s5d^1D_2 - 5d6p^1F_3$; 2 – $6s5d^1D_2 - 6s4f^1F_3$; 3 – $6s^{21}S_0 - 6s6p^1P_1$; 4 – $6s5d^3D_1 - 5d6p^1D_2$.

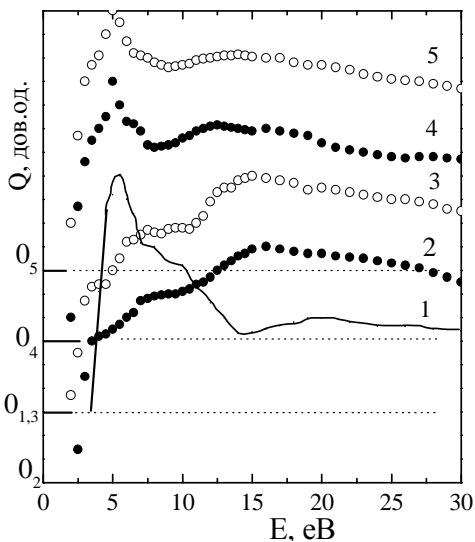


Рис. 3. Функції збудження спектральних переходів Ва з метастабільних 5^3D_J (2-5) і основного (1) станів: 1,3 – $6s5d^3D_2 - 5d6p^3P_1$; 2 – $6s5d^3D_3 - 5d6p^3P_2$; 4 – $6s5d^3D_3 - 5d6p^3F_4$; 5 – $6s5d^3D_2 - 5d6p^3F_3$.

Цей факт є цілком закономірним через те, що рівні збуджуються в результаті одноелектронних дипольних переходів. На рис. 3 представлені ФЗ СП із триплетних 5^3D_J метастабільних станів. Починаючи з енергії ~ 10 еВ, усі криві стають подібними, незалежно від орбітального моменту кінцевого стану. Максимуми настають при енергії ~ 15 еВ. При енергіях менших 10 еВ, спостерігається відмінність між кривими з різними повними орбітальними моментами (порівняємо криві 2, 3 і

4, 5 на рис. 3), а також на деяких кривих спостерігаються додаткові максимуми.

Крім цього впадає в око явна відмінність у поведінці кривих, що характеризують збудження рівнів з основного стану (як приклад, ми привели збудження рівня $5d6p^3P_1$ ($\lambda 606,3$ нм) з метастабільних і основного стану (криві 3 і 1 на рис. 3). Відмінність, що спостерігається, є наслідком різних механізмів збудження спектральних переходів з різних початкових станів. Як ми відзначали вище, з триплетних і синглетних метастабільних станів спектральні переходи збуджуються шляхом одноелектронних дипольних переходів і характеризуються пологими ФЗ із максимумами при енергії $\sim 14-16$ еВ. З основного стану ці ж СП збуджуються шляхом двоелектронних переходів, що відбивається в специфічній поведінці ФЗСП із гострим максимумом поблизу порогу збудження.

Проаналізуємо збіжність експериментальних і теоретичних даних як за величиною перерізів збудження з метастабільних станів, так і за їх енергетичними залежностями.

На рис. 4 наведені дані експериментів і результати розрахунків, виконаних методом сильного зв'язку [6], а у таблиці (стовпчик 7) – результати розрахунків перерізів методом Борна [5]. Видно, що для переходів з рівнів $5d6p^3P_1$ і $5d6p^3F_1$ (рис. 4а) розбіжність у перерізах, отриманих експериментальним шляхом ($Q_{\text{експ.}}$) і теоретичним ($Q_{\text{теор.}}$), для енергії 10 еВ сягає від 1,5 до 3 разів, причому в одному випадку $Q_{\text{експ.}} < Q_{\text{теор.}}$ (для рівня $5d6p^3P_1$), а для рівня $5d6p^3F_1$ спостерігається зворотна картина ($Q_{\text{експ.}} > Q_{\text{теор.}}$). На рис. 4б порівнюються дані експерименту і теорії для переходів, збуджених із синглетного метастабільного стану, і тут розбіжність уже перевищує п'яти (для рівня $5d6p^1F_3$) і сягає трьох разів для рівня $5d6p^1D_2$. При збудженні з синглетних метастабільних станів $Q_{\text{експ.}} > Q_{\text{теор.}}$. Таку поведінку досить важко пояснити з експериментальної точки зору, тому що абсолютні величини перерізів знаходяться шляхом нормування на один реперний переріз, який визначався за методикою, докладно описаною у роботах [7, 12].

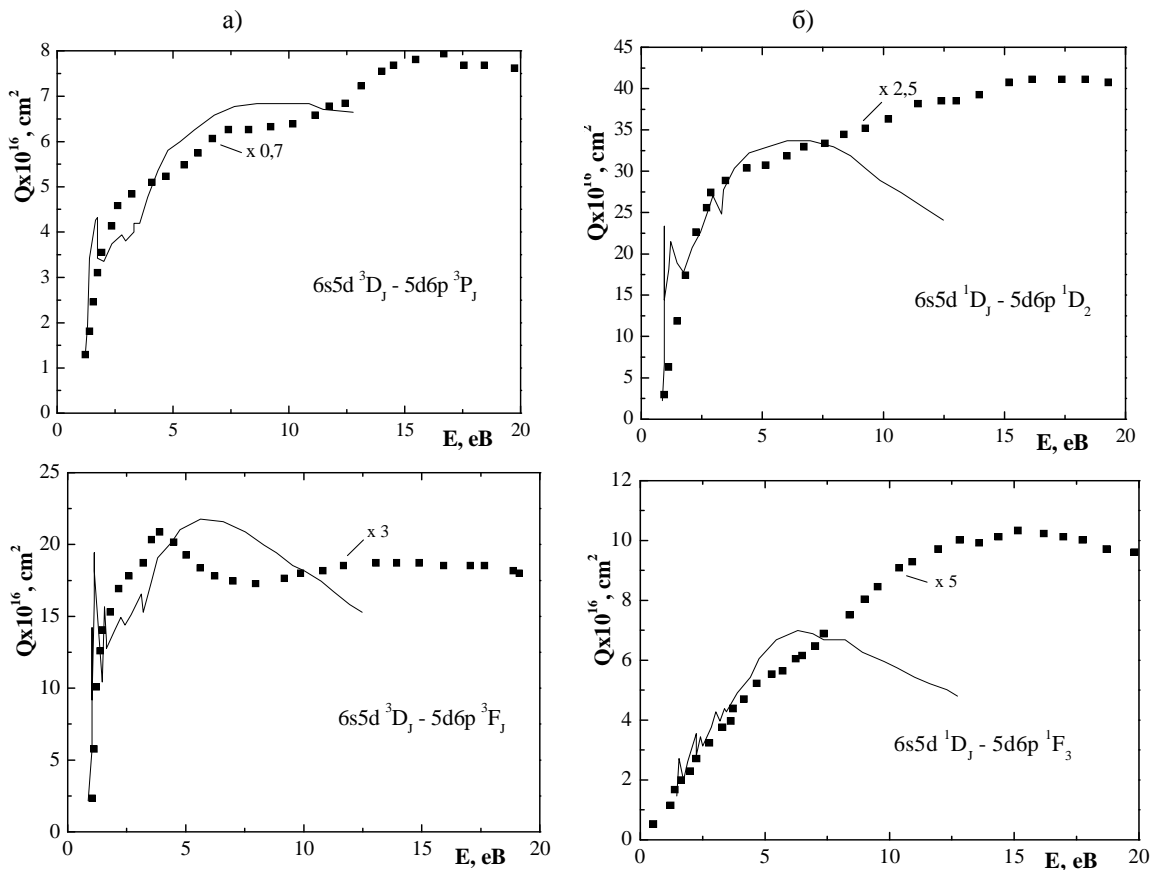


Рис. 4. Функції збудження спектральних переходів: ■ – експеримент; — – теорія.

Що стосується поведінки енергетичних залежностей перерізів, отриманих у наближенні сильного зв'язку 38 станів [6] і знайдених експериментально (див. рис. 4), то в області від порога процесу до енергії 5–6 eV спостерігається непогана узгодженість.

Можливо, при розрахунках величин абсолютних перерізів, виконаних методом сильного зв'язку, не були враховані усі фактори, що впливають на процес збудження з метастабільних станів.

Перерізи, отримані у наближенні Борна для переходів з рівнів $5d6p\ ^3P_{1,2}$, $5d6p\ ^3D_1$, перевищують експериментальні в ~2–4 ра-

зи, що, у принципі, вважається характерним для цього методу через неточність використаних атомних хвильових функцій і нехтування обмінними, поляризаційними й іншими ефектами, що мають місце при малих енергіях. І для інших рівнів спостерігається істотна розбіжність.

Таким чином, у результаті експериментальних досліджень нами отримані абсолютні величини перерізів збудження атомів барію з метастабільних станів і їх енергетичні залежності. Аналіз показує на істотну ефективність перебігу таких процесів.

Література

1. И.С. Алексахин, И.П. Запесочный, И.И. Гарга, В.П. Стародуб, *Опт. и спектр.* **38**, 228 (1975)
2. S.T. Chen, A. Gallagher, *Phys.Rev.A.* **14**, 593 (1976)
3. D.V. Fursa, S. Trajmar, I. Bray, et al., *Phys. Rev. A.* **60**, 4560 (1999)

4. О. Зацаринный, Л. Бандурина, В. Геден, *Опт. и спектр.* **97**, 535 (2004)
5. Р.К. Петеркоп, *Изв. АН Латв ССР. Сер. физ.-тех. наук.* **1**, 3 (1980)
6. И. Шафраньош, О. Зацаринный, В. Геден, Л. Бандурина, *Тез. докл. 18 Конф. фонд. ат. спектр.* Звенигород, 129 (2003)
7. I.I. Shafranyosh, T.A. Snegurskaya, N.A. Margitich, et al, *J.Phys.B.* **30**, 2261 (1997)

8. Т.А. Снігурська, М.О. Маргітич, І.І. Шафраньош, Вісн. УжНУ, сер. Фізика. **15**, 109 (2004)
9. С.Е. Фриш. Оптические спектры атомов (Москва, Физматиздат, 1963)
10. И.И. Шафраньош, Т.А. Снегурская, И.С. Алексахин, Опт. и спектр. **76**, 23 (1994)
11. И.С. Алексахин, Ф.И. Небесный, Я.Н. Семенюк и др. Опт. и спектр. **64**, 431 (1988)
12. И.И. Шафраньош, Т.А. Снегурская, Опт. и спектр. **101**, 82 (2006).

SPECTROSCOPIC STUDIES OF BARIUM ATOM EXCITATION FROM SINGLET AND TRIPLET METASTABLE STATES BY ELECTRONS

I.I. Shafranyosh, T.A. Snegurskaya, M.O. Margitich

Uzhgorod National University, 54 Voloshyn street, 88000, Uzhgorod

The results of experimental studies of electron-impact excitation of barium atom spectral transitions from the metastable states are presented. The absolute excitation cross sections and their energy dependences have been obtained, the experimental results are compared with theoretical calculation data.