

## ОСОБЛИВОСТІ ЗБУДЖЕННЯ СПЕКТРАЛЬНОЇ ЛІНІЇ 221,1 НМ ТІ І ( $6s^2 6p^2 P_{1/2}^0 - 6s 6p^2 \ ^4P_{1/2}$ ) В ЕЛЕКТРОН-АТОМНИХ ЗІТКНЕННЯХ

Г.Г. БОГАЧЬОВ, Є.Ю. РЕМЕТА

Інститут електронної фізики НАН України

(Вул. Університетська, 21, 88017 Ужгород; e-mail: dep@mail.uzhgorod.ua)

УДК 539.186.2  
©2010

Для спектральної лінії атома талію 221,1 нм, що виходить з рівня  $6s 6p^2 \ ^4P_{1/2}$ , досліджено функцію збудження при зіткненнях атомів з електронами в області енергій від порога збудження до 16 еВ та розкидом по енергії  $\sim 0,7$  еВ. Вище потенціалу іонізації на функції збудження знайдено низку особливостей, пов'язаних з автоіонізаційними станами та резонансами форми.

При збудженні дискретних, до порога іонізації, рівнів атома електронами з енергією, вищою за цей поріг, роль автоіонізаційних станів (АІС) є фундаментальною. Характер перебігу процесу збудження ускладнюється внаслідок інтенсивної взаємодії рівнів дискретного та неперервного спектрів, а також сильної взаємодії рівнів різних конфігурацій між собою. Це може приводити до ефективного утворення електронних конфігурацій з двома-трьома збудженими електронами, до збудження за рахунок резонансного механізму та так званої взаємодії після зіткнення (ВПЗ). Звичайно, вказані механізми заселення конкурують з відомим механізмом заселення рівнів через каскадні радіаційні переходи з вищих рівнів.

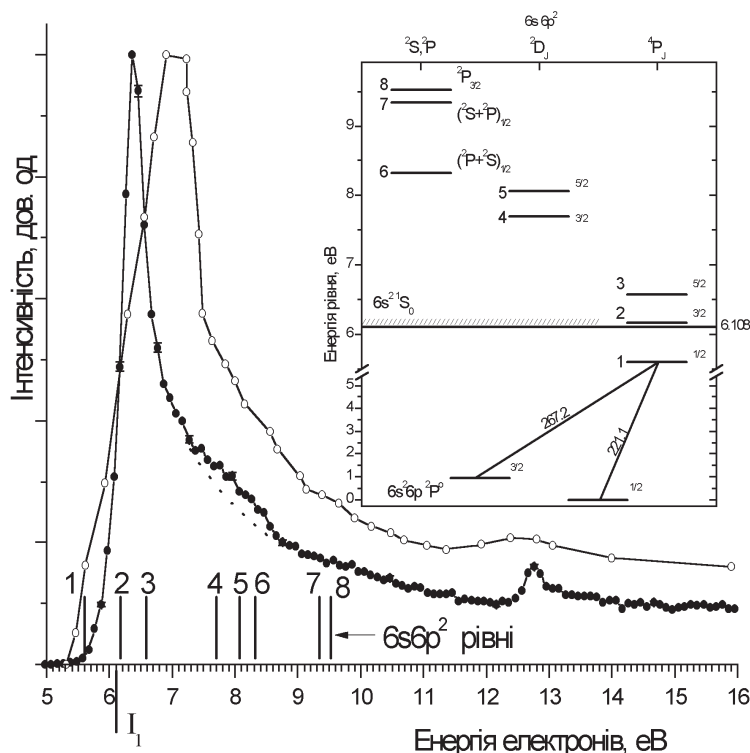
Основний стан атома талію  $2P_{1/2}^0$  належить конфігурації  $6s^2 6p$ , яка має ще й метастабільну компоненту  $2P_{3/2}^0$  з енергією  $\sim 0,966$  еВ. Збудження валентного  $6p$ -електрона дає систему звичайних збуджених рівнів атома талію, що збігаються до границі іонізації при 6,108 еВ, яка відповідає основному рівню однозарядного іона талію  $6s^2 \ ^1S_0$ . Емісійний спектр ТІ І, що утворюється при переходах з таких рівнів на основний рівень (за винятком резонансної лінії 535,0 нм з  $7s^2 S_{1/2}$  рівня), лежить в ультрафіолетовій області, тоді як комбінації збуджених рівнів між собою дають лінії у видимій та інфрачервоній областях спектра.

Переведення одного з  $6s$ -електронів на валентну  $6p$ -підоболонку приводить до утворення електронної конфігурації  $6s 6p^2$ , якій відповідає група з восьми

рівнів. У традиційних позначеннях  $LS$ -схеми зв'язку це рівні  $4P_{1/2, 3/2, 5/2}$ ,  $2P_{1/2, 3/2}$ ,  $2D_{3/2, 5/2}$  та  $2S_{1/2}$  (див. вставку на рис.1, де показано схему рівнів 1–8 конфігурації  $6s 6p^2$  з їх ототожненням згідно з даними [1]). Застосування  $LS$ -позначень для цих рівнів загалом умовне, бо, згідно з розрахунками [1], такі рівні краще описуються в  $jj$ -схемі зв'язку. Тобто релятивістські ефекти в цьому атомі досить суттєві і тому вони можуть приводити до інтенсивних радіаційних переходів між рівнями різної мультиплетності – зі зміною спінів  $\Delta S \neq 0$ . За винятком найнижчого рівня  $6s 6p^2 \ ^4P_{1/2}$ , що лежить приблизно на 0,5 еВ нижче потенціалу іонізації, усі вказані вище рівні попадають у континуум і, таким чином, можуть розпадатися з викидом електрона, тобто шляхом автоіонізації. Рівні конфігурації  $6s 6p^2$  було знайдено за допомогою різних експериментальних методик. Так, оптично зв'язані з основним станом рівні знайдено під час досліджень спектрів фотопоглинання пари талію в ближній ВУФ області [1, 2]. Інші знайдено з емісійних спектрів дугового розряду [3] та спектрів ежектвованих електронів, які утворюються при електрон-атомних зіткненнях [4].

Теоретичні розрахунки енергій низькоенергетичних АІС виконували в різних наближеннях. Так, у роботах [1, 4] було використано метод Хартрі–Фока (ХФ), а в [5] – метод Дірака–Фока з певним врахуванням змішування конфігурацій. Ширини АІС не розраховували.

Емісійні лінії, що є результатом переходів з найнижчого рівня ( $6s 6p^2 \ ^4P_{1/2}$ ) на рівні  $2P_{1/2, 3/2}^0$  основної конфігурації  $6s^2 6p$ , мають довжини хвиль 221,1 та 267,2 нм відповідно. В роботі [3] одержана певна інформація щодо радіаційного розпаду АІС конфігурації  $6s 6p^2$ . Збудження спектральних ліній 221,1 та 267,2 нм атома талію електронами було досліджено в [6] з використанням електронного пучка та комірки з парю талію. Для цих ліній було визначено абсолютні перерізи збудження. Максимальне значення перерізу для лінії 221,1 нм виявилось досить значним –



Функції збудження спектральної лінії 221,1 нм: ● – наші дані; ○ – дані [6]. На вставці – спрощена схема рівнів конфігурації  $6s6p^2$

$1,59 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ , тоді як для лінії 267,2 нм воно в 65 разів менше.

Дана робота присвячена результатам ретельного дослідження збудження спектральної лінії Tl I 221,1 нм з використанням техніки електронного та атомного пучків, що перетинаються. Експериментальна установка загалом була подібна до описаної нами раніше [7]. Варто лише зауважити, що в наших дослідженнях було використано трианодну електронну гармату зі стрічковим катодом, яка дозволяла одержувати пучок електронів з розкидом по енергії  $\sim 0,7$  еВ, що майже вдвічі менше, ніж в [6]. Для виділення спектральної лінії 221,1 нм використано монохроматор Сейя–Наміока з решікою ввігнутої тороїдальної дифракційної ґратки з меридіональним та сагітальним радіусами кривизни 500 та 333 мм відповідно, покриту шаром алюмінію та захищену шаром фтористого магнію. У ролі детектора служив промисловий сонячно-сліпий фотопомножувач ФЭУ-142 з  $\text{Cs}_2\text{Te}$  фотокатодом (область спектральної чутливості – 110–320 нм). Вимірювання виконані за допомогою автоматизованої системи накопичення даних, побудованої на базі ІВМ-сумісного персонального комп'ютера.

На рис. 1 показано функцію збудження (ФЗ) для лінії Tl I 221,1 нм, виміряну нами в інтервалі енергій електронів  $E$  від порога збудження до 16 еВ з кроком 0,1 еВ. Впадає в око досить складна форма одержаної ФЗ з двома виразними гострими піками – основним поблизу порога збудження при енергії  $\sim 6,3$  еВ та додатковим при енергії  $\sim 12,7$  еВ, на порядок ( $\sim 6\%$  від основного) меншої амплітуди. Крім цих піків в інтервалі енергій  $\sim 7\text{--}9$  еВ має місце широка особливість – помітне відхилення від монотонного спадання. Варто зауважити, що ширини (на половині висоти) вказаних піків відповідають розкиду збуджуючих електронів за енергією і становлять  $\sim 0,7$  еВ (див. вище). Ця обставина дає можливість припустити, що піки мають резонансну природу, тобто пов'язані з утворенням та розпадом короткоживучих станів негативного іона талію. Положення потенціалу іонізації  $I_1$  та рівнів конфігурації  $6s6p^2$  нанесені на рисунку вертикальними відрізками.

На рис. 1 наведено також дані ранніх вимірювань ФЗ для лінії 221,1 нм [6] при використанні електронного пучка з величиною енергетичного розкиду електронів  $\sim 1,5$  еВ. Порівняння кривих загалом показує їх подібність і недвозначно демонструє пряму зале-

жність ширини піків на одержаних кривих від моноенергетичності електронного пучка, що є додатковим аргументом на користь резонансної природи спостережуваних структур. Очевидно, що на обох кривих принаймні головні піки мають “резонансний” характер – зрозуміло, з поправкою на величину енергетичного розкиду електронного пучка. Пікоподібна форма ФЗ цієї спектральної лінії, на думку авторів роботи [6], пояснюється тим, що збудження вихідного для лінії 221,1 нм квартетного рівня  $6s6p^2\ ^4P_{1/2}$  відбувається завдяки обмінному процесу із зміною спіну. Як відомо [8], гостра форма ФЗ є характерною для таких процесів збудження, бо такий обмінний механізм зумовлює швидке спадання перерізу збудження з ростом енергії зіткнень –  $\sim E^{-3}$ . На нашу думку, в даному випадку зміна спіну на 1 може бути зумовлена не лише процесом обміну, а й значними релятивістськими (спін-орбіта) ефектами. Це стосується в першу чергу основного стану атома. Щодо другого піка слід зауважити, що на кривій з [6] (див. рис. 1) також видно невиразну структуру при енергіях 12–14 еВ, яка, схоже, відповідає додатковому піку на нашій кривій.

Якісно проаналізуємо можливу природу спостережуваних особливостей ФЗ. Вона визначається характерною рисою будови спектра атома талію – присутністю в автоіонізаційній області від  $I_1$  до  $\sim 9,6$  еВ лише рівнів конфігурації  $6s6p^2$  та високозбудженими рівнями в інтервалі  $\sim 13$  еВ.

В проміжку від вихідного рівня до  $I_1$  лежать стаї одноелектронного збудження  $6s^2nl\ ^2L$ . В області першого піка та особливості при енергіях 7–9 еВ внесок каскадного заселення вихідного рівня лінії переходами з цих станів не може бути суттєвим, бо такі процеси малоефективні внаслідок “нерезонансного” характеру збудження рівнів [9] та двоелектронного типу переходів. Отже, головний пік та особливість при енергіях 7–9 еВ пов’язані лише з рівнями  $6s6p^2$  конфігурації.

У цьому випадку резонансний механізм заселення вихідного рівня видається найбільш імовірним. Оскільки основний пік локалізований зразу над рівнем (2)  $6s6p^2\ ^4P_{3/2}$ , логічно припустити, що він пов’язаний з цим АІС. В області цього піка можливий вплив резонансу форми  $6s6p^2\ ^4P_{3/2}\ \varepsilon\ell$  ( $\ell \geq 1$ ) – стану негативного іона. Він утворюється при збудженні АІС (2)  $6s6p^2\ ^4P_{3/2}$ . Цей резонанс ефективно, майже без змін характеристик “батьківського” АІС – повного моменту  $\Delta J=1$ , парності  $\Delta\pi=0$ , повного орбітального  $\Delta L=0$  та повного спінового  $\Delta S=0$  моментів – розпадається на вихідний рівень (1) –  $6s6p^2\ ^4P_{1/2} + \varepsilon'\ell'$  [10].

Резонанс, що ґрунтується на АІС (3)  $6s6p^2\ ^4P_{5/2}$  при  $\sim 6,5$  еВ, схоже, менше ймовірний внаслідок того, що при його розпаді повний момент змінюється на 2.

Особливість ФЗ в інтервалі енергій між 7–9 еВ можна пов’язати з декількома резонансами форми. Вони утворюються при збудженні дублетних АІС даної  $6s6p^2$  конфігурації та ефективно розпадаються на вихідний рівень. Зміна квантових чисел при цьому становить  $^2D_{3/2}$ ,  $^2D_{5/2}$  (рівні 4 та 5) ( $\Delta J=1$  та  $\Delta J=2$ ,  $\Delta\pi=0$ ,  $\Delta L=1$ ,  $\Delta S=1$ ),  $60\ ^2P_{1/2} + 35\ ^2S_{1/2}$  (6) ( $\Delta J=0$ ,  $\Delta\pi=0$ ,  $\Delta L=0$  та  $\Delta L=1$ ,  $\Delta S=1$ ),  $58\ ^2S_{1/2} + 40\ ^2P_{1/2}$  (7) ( $\Delta J=0$ ,  $\Delta\pi=0$ ,  $\Delta L=1$  та  $\Delta L=0$ ,  $\Delta S=1$ ),  $^2S_{1/2}$  (8) ( $\Delta J=1$ ,  $\Delta\pi=0$ ,  $\Delta L=1$ ,  $\Delta S=1$ ). Близькість енергій рівнів у групах (4–6), (7, 8) та значна немонокінетичність електронів приводять, схоже, до того, що спостерігається розмитий прояв цих резонансів. Покращання монокінетичності електронів має привести до розділення деталей цієї резонансної структури.

Відзначимо також при цьому можливу велику роль ефекту змішування конфігурацій в процесах збудження вихідного рівня (див. підрозділи 22 і 3,4 у монографії [11]). Так, наприклад, особливість ФЗ на проміжку 7–9 еВ може бути зобов’язана змішуванню у конфігурації  $6s6p^2$  дублетних рівнів  $^2P_{1/2}$  і  $^2S_{1/2}$  та вихідного рівня  $^4P_{1/2}$  (див. на вставці на рис. 1 схему рівнів 1–8 цієї конфігурації)

Аналіз природи другого піка значно складніший. По-перше, треба ідентифікувати стан (стани), що можуть його спричиняти. По-друге, необхідно вказати можливі механізми його утворення. Цей пік, очевидно, пов’язаний з рівнями високозбуджених електронних конфігурацій. В роботі [4] знайдено АІС з енергіями близько 12,7 еВ (відповідна лінія в спектрі ежектованих електронів мала би спостерігатися при енергії  $\sim 6,6$  еВ). У цій же роботі методом ХФ розраховані енергії рівнів для електронних конфігурацій двох типів –  $6s6p7p$ ,  $6s6p7s$ ,  $6s6p6d$  ( $6s$ -збудження) та  $5d^96s^26p^2$  ( $5d$ -збудження). Вони були використані для ототожнення спектрів ежектованих електронів. Енергії цих рівнів лежать в межах 11–18 еВ. Більшість ототожнених в [4] ліній приписано АІС, що спостерігаються в спектрах фотопоглинання [1, 2]. Аналіз розрахункових даних вказує на відсутність серед них рівня, до якого можна було б віднести структуру на нашій ФЗ при 12,7 еВ.

На нашу думку, шуканий рівень міг би належати до конфігурації  $5d^{10}6p^3$  (ймовірно, це її найнижчий рівень  $^4S^0_{3/2}$ ). Зауважимо, що збудження рівня  $^4S^0_{3/2}$  з основного стану відбувається завдяки обмінному механізму, як і у випадку збудження вихідного рівня  $^4P_{1/2}$ . Але тут має місце двоелектронний пере-

хід на відміну від одноелектронного в останньому випадку. Тому ФЗ рівня  $4S^0_{3/2}$  може мати гостру форму, а величина піка значно менша за перший (див. вище). Тобто співвідношення між амплітудами піків може свідчити про різницю між внесками одно- та двоелектронних переходів.

Про конфігурацію  $5d^{10}6p^3$  також йшлося в [4] (див. посилання там). Хоча в цій роботі авторами було виконано розрахунки ХФ методом для цілої низки електронних конфігурацій (див. вище), така конфігурація теоретично не розглядалася. Проте на основі порівняння своїх експериментальних даних з результатами інших авторів для атомів Ga та In автори роботи висловили очікування, що усі п'ять рівнів ( $4S^0$ ,  $2P^0$ ,  $2D^0$ ) цієї конфігурації дають лінії в спектрах електронів при енергіях, вищих за 6 еВ (це відповідає енергії рівня більше  $\sim 12,1$  еВ).

Нами зроблена оцінка усередненої енергії  $6p^3$  конфігурації за модифікованою формулою Рідберга [7]. Вибираючи в ролі остова електронну конфігурацію основного стану іона  $Tl^{3+}$ , можна для оцінки цієї енергії використати вираз (тут умовне позначення остова  $[5d^{10}]$ , а його заряд  $Z_c = 3$ ):

$$E([5d^{10}]6p^3) = I_1 + I_2 + I_3 - \frac{3(Z_c - 2\sigma_{6p}^{6p})^2}{(6 - \delta_{6p})^2} R,$$

де  $R = 13,6058$  еВ – стала Рідберга,  $\sigma_{6p}^{6p}$  – стала двоелектронного екранування,  $\delta_{6p}$  – квантовий дефект, а потенціали іонізації дорівнюють  $I_1 = 6,1083$  еВ,  $I_2 = 20,43$  еВ,  $I_3 = 29,85$  еВ [12]. Квантовий дефект  $\delta_{6p}$  було знайдено за енергією  $9,1789$  еВ  $[5d^{10}]6p^2P^0$  терму іона  $Tl^{2+}$ , одержаною усередненням по станах тонкої структури з [13], за формулою

$$E([5d^{10}]6p^2P^0) = I_1 + I_2 + I_3 - \frac{(Z_c)^2}{(6 - \delta_{6p})^2} R.$$

Параметр екранування  $\sigma_{6p}^{6p}$  було знайдено за енергією  $15,6704$  еВ АІС  $[5d^{10}]6p^2^3P$  іона  $Tl^+$ , одержаною усередненням по станах тонкої структури з [13], за формулою

$$E([5d^{10}]6p^2^3P) = I_1 + I_2 + I_3 - \frac{2(Z_c - \sigma_{6p}^{6p})^2}{(6 - \delta_{6p})^2} R.$$

Обчислення дають значення параметра екранування та квантового дефекту  $\sigma_{6p}^{6p} = 0,255$  та  $\delta_{6p} = 3,566$  відповідно. Тоді величина енергії становить  $E([5d^{10}]6p^3) = 13,67$  еВ. Хоча вона на  $\sim 1$  еВ більша від енергії знайденої нами особливості на ФЗ, це все ж дозволяє

вважати даний рівень відповідальним за заселення вихідного рівня.

Один з можливих каналів утворення особливості при  $12,7$  еВ – каскадне заселення вихідного рівня лінії  $221,1$  нм. Зрозуміло, що серед АІС, які спостерігали в [4], навряд чи можна знайти підходящий рівень, бо, як відомо, рівні, що виступають в електронних спектрах, не проявляються у випромінюванні. Отже, це має бути рівень, метастабільний щодо розпаду з викидом електрона. Слід відзначити, що за правилами добору для електричного дипольного переходу ( $\Delta J=1$ ,  $\Delta \pi=1$ ,  $\Delta L=1$ ,  $\Delta S=0$ ) випромінювальний перехід з АІС  $6p^3^4S^0_{3/2}$  на рівень  $6s6p^2^4P_{1/2}$  є дозволеним, тоді як електронний розпад його в основний стан іона  $Tl^+6s^2^1S_0 + \epsilon\ell$ , схоже, є малоефективним. Дійсно, такий перехід є триелектронним і (за суворими правилами добору по повному моменту та парності) супроводжується зміною повних орбітального моменту на 1 та спіну системи на 0, 1, а орбітальний момент електронів  $\ell$  набуває значення 1. Все це дозволяє вважати такий розпад достатньо мало ймовірним, тобто з малою автоіонізаційною шириною.

Звичайно ж найкращим підтвердженням гіпотези каскадного заселення вихідного рівня могло би стати пряме спостереження емісійної лінії, пов'язаної з цим переходом. Оскільки енергія, за якої спостерігався гострий додатковий пік, становила  $12,7 \pm 0,2$  еВ, легко визначити, що спектральний інтервал, де має спостерігатися таке випромінювання, лежить приблизно між  $169,9$  та  $179,8$  нм. Однак ретельне вивчення спектрів не виявило наявності помітних емісій у вказаному діапазоні при енергіях електронів  $12-16$  еВ. І тільки починаючи з енергій більших за  $20$  еВ поблизу цього спектрального діапазона з'являються спектральні лінії  $179,3$ ,  $181,5$  та  $182,8$  нм, але належать вони однозарядному іону талію. Таким чином, стає зрозумілим, що поява особливості при  $12,7$  еВ не пов'язана з каскадними переходами.

Проаналізуємо можливий механізм заселення вихідного рівня (1) в околі другого піка внаслідок ВПЗ. Як відомо, ВПЗ може приводити до появи максимуму на ФЗ внаслідок збудження та електронного розпаду відповідного АІС. Енергетичне положення такого максимуму зсунуте відносно положення АІС у бік більших енергій. В нашому випадку початковий етап цього механізму – електронний розпад АІС  $6p^3^4S^0_{3/2}$  (з енергією  $E_a$ ), збудженого налітаючим електронном з енергією  $E$ , в основний стан іона  $6s^2^1S_0$ . Як вказано вище, при цьому змінюються стани усіх трьох електронів,  $\Delta \ell_1 = \Delta \ell_2 = 1$  і  $\Delta \ell_3 = 0$ , а спін системи змінюється на 0, 1. Тому автоіонізаційна шири-

на цього стану може бути малою, тобто він є довгоживучим, метастабільним. Далі відбувається власне ВПЗ, яка полягає у взаємодії між ежектованим (з енергією  $\varepsilon \sim 6$  еВ,  $\ell_{ej} = 1$ ), розсіяним (з енергією  $E_1 = E - E_a$ ) електронами та іоном (в стані  $6s^2 \ ^1S_0$ ). Це може привести до заселення вихідного рівня  $6s6p^2 \ ^4P_{1/2}$  (з енергією зв'язку  $E_b \approx 0,5$  еВ) [14, 15] внаслідок захоплення розсіяного електрона іоном. Бачимо, що в цьому випадку повинні змінюватися стани двох електронів в атомі та енергія ежектованого електрона в неперервному спектрі  $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon + E_1 + E_b$ . Таким чином, на кожному з етапів процесу беруть участь три або два електрони, що, очевидно, приводить до малої ймовірності електронного розпаду АІС та, в свою чергу, до малої ймовірності цього механізму. До речі, аналогічно, схоже, малоїмовірним є і механізм ВПЗ за участі АІС (2) та (3) конфігурації  $6s6p^2$  при утворенні домінуючого першого піка.

Мала ефективність каскадного та ВПЗ механізмів дозволяють стверджувати, що в області другого піка можливий тільки вплив резонансу форми  $6p^3 \ ^4S_{3/2}^0 \tilde{\varepsilon} \tilde{\ell}$  ( $\tilde{\ell} \geq 1$ ). Він утворюється при двоелектронному збудженні АІС  $6p^3 \ ^4S_{3/2}^0$  – перехід обох електронів з субвалентної  $6s$ -підоболонки. Цей резонанс також ефективно розпадається – на  $6s6p^2 \ ^4P_{1/2} + \tilde{\varepsilon}' \tilde{\ell}'$  [10]. Зміни квантових чисел „батьківського“ АІС при цьому відповідають правилам добору для дипольного радіаційного переходу, як вказано вище.

## Висновок

Знайдено та якісно проаналізовано особливості при енергіях 6,3 еВ, 7–9 еВ та 12,7 еВ на функції електронного збудження спектральної лінії атома талія 221,1 нм, яка виходить з рівня  $6s6p^2 \ ^4P_{1/2}$ . Два пікоподібні максимуми – біля порога та при 12,7 еВ – пов'язуються з резонансами форми, що утворюються при збудженні АІС  $6s6p^2 \ ^4P_{3/2}$  та  $6p^3 \ ^4S_{3/2}^0$  відповідно. Для останнього рівня проведена оцінка його енергії за модифікованою формулою Рідберга. Аналіз (на основі правил добору) заселення вихідного рівня  $6s6p^2 \ ^4P_{1/2}$  шляхом радіаційного каскадного переходу з рівня  $6p^3 \ ^4S_{3/2}^0$  та процесу ВПЗ за участі рівнів  $6p^3 \ ^4S_{3/2}^0$  і  $6s6p^2 \ ^4P_{3/2, 5/2}$  показав неефективність цих каналів збудження. Помітне відхилення від монотонного спадання ФЗ на проміжку енергій 7–9 еВ пов'язується з резонансами форми, що утворюються при збудженні дублетних АІС  $6s6p^2$  конфігурації. Більша деталізація структури ФЗ при цих енергіях може бути одержана при покращанні монокінетичності збу-

джуючих електронів. Вказано на велику роль ефекту сильного змішування конфігурацій в процесах збудження вихідного рівня атома талію.

Автори щиро вдячні І.Ю. Роману (ІЕФ НАН України) за цінні поради по методах роботи з металевим талієм та І.Ю. Юровій (Санкт-Петербурзький університет, Росія) за допомогу в одержанні копії статті [5]. Ця робота частково підтримана грантом INTAS No 03-51-4706.

1. J.-P. Connerade and M.A. Baig, J. Phys. B **14**, 29 (1981).
2. М.Г. Козлов, *Спектры поглощения паров металлов в вакуумном ультрафиолете* (Наука, Москва, 1981), С. 164–177.
3. Н.Е. Clearman, J. Opt. Soc. Am. **42**, 373 (1952).
4. С. Back, V. Pejcev, K.J. Ross, and M. Wilson, J. Phys. B **16**, 2413 (1983).
5. В.А. Зилитис, *Опт. и спектр.* **88**, 192 (2000).
6. Л.Л. Шимон, Э.И. Непийпов, Н.А. Гацук, И.П. Запесочный, *Опт. и спектр.* **32**, 1040 (1972).
7. Г.Г. Богачёв, Е.Ю. Ремета, *Опт. и спектр.* **86**, 727 (1999).
8. С.Э. Фриш, *Оптические спектры атомов* (ГИФМЛ, М.-Л., 1963), С. 444–454.
9. Л.Л. Шимон, Э.И. Непийпов, И.П. Запесочный, *УФЖ* **17**, 1955 (1972).
10. Н. Bohachov and E.Yu. Remeta, in *Abstracts of the 24-th International Conference on Photonic, Electronic, and Atomic Collisions* (Rosario, Argentina, 2005), p. Mo040.
11. Р. Каразия, *Введение в теорию рентгеновских и электронных спектров свободных атомов* (Мокслас, Вильнюс, 1987).
12. А.А. Радциг, Б.М. Смирнов, *Параметры атомов и атомных ионов. Справочник* (Энергоатомиздат, Москва, 1986).
13. Ch.E. Moore, *Atomic Energy Levels V.3* (Circular of the NBS 467, Washington: USA, 1958), P. 55–63.
14. Г.Г. Богачёв, Е.Ю. Ремета, *Опт. и спектр.* **103**, 733 (2007).
15. Г.Г. Богачёв, С.Ю. Ремета, *УФЖ* **53**, 126 (2008).

Одержано 24.12.09

ОСОБЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ  
ЛИНИИ 221,1 НМ Тl I ( $6s^2 6p^2 P_{1/2}^0 - 6s 6p^2 \ ^4P_{1/2}$ )  
В ЭЛЕКТРОН-АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

*Г.Г. Богачёв, Е.Ю. Ремета*

Р е з ю м е

Для спектральной линии атома таллия 221,1 нм, исходящей с уровня  $6s 6p^2 \ ^4P_{1/2}$ , исследована функция возбуждения при столкновениях атомов с электронами в области энергий от порога возбуждения до 16 эВ и разбросом по энергии  $\sim 0,7$  эВ. Выше потенциала ионизации на функции возбуждения обнаружен ряд особенностей, связанных с автоионизационными состояниями и резонансами формы.

PECULIARITIES OF 221.1-NM  
Tl I ( $6s^2 6p^2 P_{1/2}^0 - 6s 6p^2 \ ^4P_{1/2}$ ) SPECTRAL  
LINE EXCITATION AT ELECTRON-ATOM COLLISIONS

*H.G. Bohachov, E.Yu. Remeta*

Institute of Electron Physics, Nat. Acad. of Sci. of Ukraine  
(21, Universitetska Str., Uzhgorod 88017, Ukraine;  
e-mail: dep@mail.uzhgorod.ua)

S u m m a r y

The excitation function for the 221.1-nm spectral line of a thallium atom originating from the  $6s 6p^2 \ ^4P_{1/2}$  level at electron-atom collisions has been studied in the energy range from the excitation threshold to 16 eV and with an energy spread of about 0.7 eV. A number of structural features related to the autoionizing states and the shape resonances has been found in the excitation function above the ionization threshold.