

УДК: 539.184; 539.186

PACS: 32.80.Zb, 52.20.Fs

DOI: 10.24144/2415-8038.2018.44.126-135

Г.М. Гомонай, В.І. Роман, Л.О. Бандурина, О.І.Гомонай,

В.В. Звенигородський, Ю.І. Гутич

Інститут електронної фізики НАН України, вул. Університетська, 21, 88017, Ужгород

e-mail: annagomonai@gmail.com

ПРИПОРОВОВЕ ЗБУДЖЕННЯ РЕЗОНАНСНОЇ ЛІНІЇ λ132,2 нм ІОНА Tl⁺ ЕЛЕКТРОННИМ УДАРОМ

Спектроскопічним методом в умовах пучків моноенергетичних електронів й іонів, що перетинаються під кутом 90°, досліджено припорогову ділянку енергетичної залежності ефективного перерізу електронного збудження резонансної лінії λ132,2 нм іона Tl⁺. Встановлено, що виявлені допорогові максимуми є результатом резонансного захоплення іоном електрона, що налітає, збудження системи "електрон+іон Tl⁺" в $5d^{10}6s6p(^1P^o_1)np$ автоіонізаційні стани та їх радіаційного розпаду на збуджені $5d^{10}6s^2np$ стани атома Tl, тобто є діелектронними сателітами резонансної лінії. Абсолютні величини перерізів збудження діелектронних сателітів складають $(1\div 1,5)\times 10^{-16}$ см² і є одного порядку величини з ефективними перерізами збудження резонансної лінії іона Tl⁺.

Ключові слова: іон, електрон, діелектронна рекомбінація, талій.

Вступ

Серед усіх процесів зіткнень електронів з атомними частинками дослідження взаємодії між електронами й іонами є вкрай важливе і необхідне для кращого розуміння основних процесів зіткнень у плазмі. У процесах збудження, рекомбінації та іонізації іонів електронним ударом важливу роль відіграють квазістаціонарні автоіонізаційні стани (АІС) [1]. Наявність далекодіючого кулонівського поля іона при електрон-іонних зіткненнях призводить до специфічних властивостей, які набагато слабкіше проявляються або взагалі відсутні у нейтральних атомів. Так, кожний іонний рівень є межею збіжності нескінченної послідовності АІС, які утворюються в результаті резонансного захоплення електрона, що налітає, збудженим іоном. АІС мають два канали розпаду: електронний і радіаційний. У першому випадку відбувається резонансне збудження іона, яке дає додатковий резонансний внесок у переріз збудження, причому у припороговій області енергій внесок резонансів, як правило, є за величиною того ж порядку, що і пряме

збудження, а в деяких випадках є визначальним. Радіаційний канал розпаду АІС дає додатковий внесок у процес фоторекомбінації і призводить до діелектронної рекомбінації (ДР) іона.

При дослідженні електронного збудження іонів Pb групи Періодичної системи елементів (Zn⁺ [2–4], Cd⁺ [5, 6] та Hg⁺ [7]) було виявлено, що nd^{10} субвалентна оболонка має суттєвий вплив на процес збудження валентної ns оболонки, оскільки міжоболонкові кореляційні ефекти відіграють важливу роль у перерозподілі ймовірностей електронного і радіаційного каналів розпаду АІС. Дослідження електронного збудження іонів III групи Періодичної системи елементів (Al⁺, Ga⁺, In⁺ та Tl⁺) цікаве, перш за все, з точки зору фундаментальної атомної фізики, як атомної системи, яка, окрім субвалентної nd^{10} оболонки, має заповнену валентну ns^2 оболонку, характеризується сильними кореляціями як всередині оболонок, так і між оболонками, а також великою ймовірністю збудження (окрім одного з s - чи d -електронів) одночасно двох s -електронів.

З іншого боку, отримані дані знаходять

широке застосування в астрофізиці, аналітичній техніці, фізиці лазерів, при розробці нових технічних пристроїв та технологій. Наприклад, у спектрах зірок типу Hg-Mn було виявлено іонні лінії індію і талію [8], дослідження яких у лабораторних умовах може допомогти у створенні моделей тих процесів, які є найбільш ймовірними в тому чи іншому астрофізичному об'єкті.

На початок наших досліджень було відомо всього декілька окремих експериментальних робіт, в яких в умовах пучків, що перетинаються, досліджувалося збудження резонансної лінії іона Ga^+ [9], іонізації іонів Al^+ [10], Ga^+ [11], In^+ [12, 13] і Tl^+ [14], та теоретична робота з визначення сил зіткнень при збудженні інтеркомбінаційних переходів іона Al^+ [15].

Збудження іона Tl^+ електронним ударом при електрон-іонних зіткненнях практично не досліджувалося. Зауважимо, що ефективні перерізи збудження деяких найбільш інтенсивних спектральних ліній іона Tl^+ досліджувалися у роботі [16] методом пучків, що перетинаються, при електрон-атомних зіткненнях у процесі збудження з одночасною однократною іонізацією. При електрон-іонних зіткненнях, за винятком наших робіт (див., наприклад, [17, 18]), інших даних з досліджень збудження резонансних переходів іона Tl^+ електронним ударом немає.

Накопичений нами експериментальний досвід (зокрема, в отриманні електронних пучків високого ступеня моноенергетичності $\Delta E_{1/2} = 0,3 - 0,5$ eV) дозволив приступити до вирішення назрілих завдань, пов'язаних з необхідністю вивчення ролі АІС у збудженні складних багатоелектронних іонів металів електронним ударом.

Дана робота присвячена встановленню ролі АІС у припороговому збудженні резонансної $\lambda 132,2$ нм ($5d^{10}6s6p \ ^1P^{\circ}_1 \rightarrow 5d^{10}6s^2 \ ^1S_0$) лінії іона Tl^+ при зіткненні з повільними моноенергетичними електронами.

Експериментальна апаратура

Експерименти виконано спектроскопічним методом в умовах пучків електронів і іонів, що перетинаються під

кутом 90° , на установці, основні вузли якої детально описано в роботах [5, 19] і схематично наведено на рис. 1.

В еквіпотенціальній області зіткнень, в умовах вакууму $P \approx (10^{-6} - 10^{-7})$ Па, іонний пучок (перерізом $2,5 \times 2,5$ мм², енергією $E_i = 800$ eV, струмом $I_i = (5 - 7) \times 10^{-7}$ А) перетинався з електронним пучком стрічкової форми (перерізом 1×8 мм², енергією $E_e = (6 - 14)$ eV, струмом $I_e = (2 - 10) \times 10^{-5}$ А), утвореним низькоенергетичною трианодною електронною гарматою.

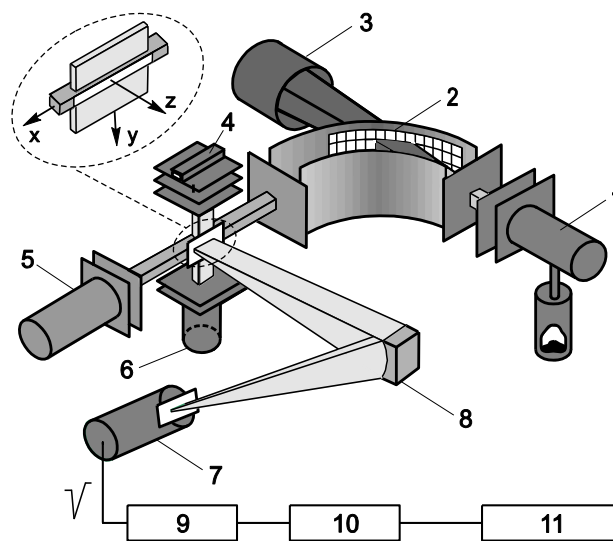


Рис. 1. Схема експерименту з електрон-іонних зіткнень: 1 – джерело іонів; 2 – 90° електростатичний конденсатор; 3 – охолоджувана пастка атомів; 4 – триелектродна електронна гармата; 5 – колектор іонів; 6 – колектор електронів; 7 – фотодетектор; 8 – дифракційна ґратка монохроматора; 9 – підсилювач; 10 – дискримінатор; 11 – модуляційна система реєстрації. Вставка – конфігурація пучків в області зіткнень.

Випромінювання від певного спектрального переходу, яке було результатом розпаду збуджуваного при зіткненнях стану іона, спостерігалось перпендикулярно площині перетину пучків. Спектральне розділення цього випромінювання у вакуумній ультрафіолетовій (ВУФ) області спектра здійснювалося 70° вакуумним монохроматором ВМ-70, виготовленим за схемою Сейя-Наміока. Реєстрація корисного сигналу відбувалася за допомогою модуляційної системи реєстрації, яка окрім власне модуляції пучків прямокутними імпульсами, що зсунуті за фазою на одну четверту періоду модуляції, виконувала

також функції перетворення аналогової інформації у цифрову, накопичення отриманої інформації, яка надходила через крейт КАМАК до персонального комп'ютера. Комп'ютер здійснював подальшу обробку цієї інформації, а також керування всією процедурою вимірювання. Живлення основних вузлів електронної установки: електронної гармати, джерела іонів, селектора іонів, фотоелектронного помножувача, нагрівачів всередині камери зіткнень, а також подачу керованої напруги, що відповідає за розгортку електронного струму за енергією, забезпечував високостабільний модуль живлення.

Для отримання пучка однозарядних іонів P^{+} нами використовувалося малогабаритне і відносно просте джерело іонів, яке схематично наведено на рис. 2.

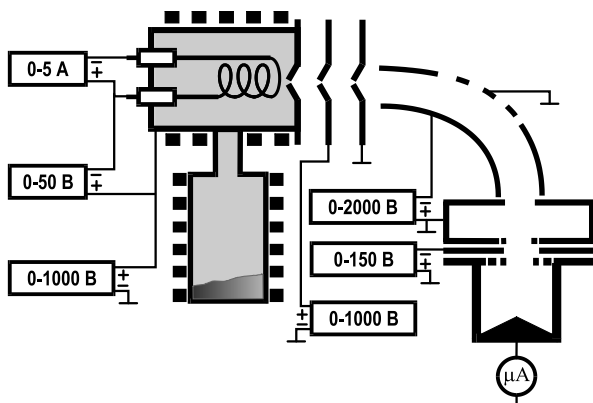


Рис. 2. Джерело іонів зі спіральним катодом прямого розжарювання та схема його електричного живлення

Для завантаження у резервуар джерела використовувався спектрально чистий метал. Внаслідок нагрівання резервуару до температури (500 – 800) °С пара металу випаровувалася в іонізаційну камеру циліндричної форми. За рахунок розрядної напруги, прикладеної між катодом та стінкою іонізаційної камери, атоми металу іонізувалися електронами, які надходили з поверхні нагрітого катоду. Для запобігання конденсації пари металу на деталях джерела іонів, температура іонізаційної камери задавалася вищою, аніж у резервуарі.

Вихідний отвір ($\varnothing 1$ мм) іонізаційної камери та електроди іонно-оптичної системи були виготовлені у формі усіченого конусу. Це сприяло більш ефективному витягуванню і фокусуванню іонів у пучок.

Численні контрольні експерименти дозволили підібрати довжину “розрядного проміжку” (тобто відстані між катодом джерела іонів та вихідною щілиною іонізаційної камери), який складав 1 – 1,5 мм, та оптимальні температури нагріву резервуару з кожною робочою речовиною, а також іонізаційної камери. Такий режим роботи, а також ряд технічних вдосконалень конструкції джерела іонів дозволили отримувати стабільний пучок однозарядних іонів талію у камері зіткнень, переважно в основному стані.

Результати та їх обговорення

Проведені нами ретельні виміри припорогової ділянки енергетичної залежності ефективного перерізу електронного збудження резонансної лінії $\lambda 132,2$ нм ($6s6p\ ^1P^{\circ}_1 \rightarrow 6s^2\ ^1S_0$) іона P^{+} в енергетичному інтервалі 6 – 14 еВ виявили резонансні особливості як за порогом, так і до порога збудження цієї лінії. Результати дослідження наведено на рис. 3.

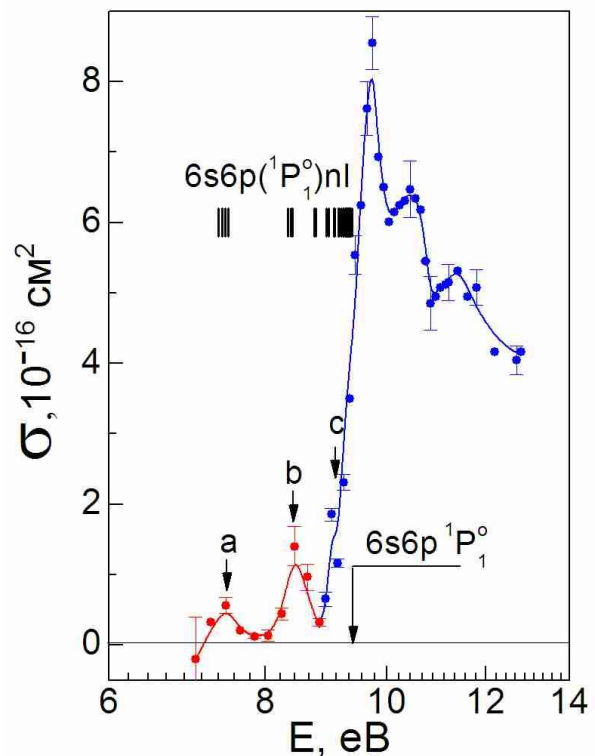
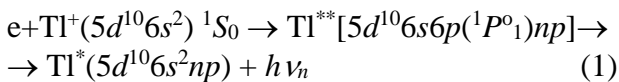


Рис. 3. Припорогова ділянка функції збудження резонансної лінії $\lambda 132,2$ нм іона P^{+} електронним ударом (a, b, c – діелектронні сателіти).

Вертикальними відрізками на експериментальних точках вказана відносна статистична невизначеність вимірів, рівна 15%, для довірчого інтервалу 68%.

Варто зауважити, що ширини (на половині висоти) вказаних допорогових особливостей (максимумів **a**, **b**, **c**) відповідали розкиду збуджуючих електронів за енергією і становили $\approx 0,5$ еВ. Ця обставина дозволила припустити, що вони мають резонансну природу, тобто пов'язані з утворенням та розпадом АІС атома талію. Найбільш ймовірно, що природа цих особливостей пов'язана з утворенням та розпадом АІС $6s6np$ конфігурації ($n \geq 7$) на збуджені рівні атома Тl:



Із літературних даних про енергії та конфігурації АІС атома Тl [20–23] випливає, що допорогові резонанси можуть бути пов'язані переважно з радіаційними переходами з $6s6p(^1P^o_1)np$ (2P і 2D) АІС ($n = 7 - 11$) (див. таблицю 1), які є найбільш інтенсивними і в спектрах фотопоглинання. При енергіях, що близькі до порогу збудження резонансного рівня, енергетичні

залежності ефективного перерізу діелектронних сателітів та збудження резонансної лінії в експерименті не вдалося розділити. Причиною цього є енергетична неоднорідність електронів. Однак бачимо, що на висхідній ділянці функції збудження є особливість у вигляді згину, яка за енергією співпадає з АІС атома талію. Це говорить про те, що радіаційний розпад АІС, енергетично розташованих близько до порогу збудження резонансного рівня, суттєво впливає на резонансне збудження, зменшуючи його ефективний переріз.

Що стосується структури за порогом збудження, то її характер свідчить на користь припущення, що вона є також результатом резонансних процесів і пов'язана з резонансним збудженням, тобто утворенням та розпадом АІС в електронному каналі. За даними зі спектрів ежектованих електронів [23] у цій області енергій знаходяться АІС $5d^96s^26p^2$ конфігурації. На жаль, через недостатність інформації про наявні АІС у цій області енергій електронів надати чітку інтерпретацію структурі на сьогодні важко.

Таблиця 1. Ідентифікація діелектронних сателітів резонансної лінії $\lambda 132,2$ нм іона Tl^+

Резонансна особливість на ФЗ	Енергія в максимумі, еВ	Енергія АІС*, еВ	Конфігурація* АІС
a	$7,4 \pm 0,1$	7,34 7,39 7,43 7,47	$6s6p(^1P_1)7p$
b	$8,4 \pm 0,1$	8,33 8,38 8,41	$6s6p(^1P_1)8p$
c	$9,0 \pm 0,1$	8,95 8,98 9,07 9,09	$6s6p(^1P_1)10p$ $6s6p(^1P_1)10p$ $6s6p(^1P_1)11p$ $6s6p(^1P_1)11p$

*Енергії та конфігурації АІС взято із роботи [21].

Однак, зважаючи на те, що для такого важкого іона як Tl^+ ($Z = 81$) сильно проявляється ефект міжконфігураційної взаємодії, оскільки релятивістські та кореляційні ефекти є дуже суттєвими, можна стверджувати, що внесок АІС $5d^96s^26p^2$

конфігурації має бути досить ефективним. Поява $4f^{14}$ електронної оболонки в загальній конфігурації іона призводить до сильного екранування ядра іона Tl^+ , внаслідок чого відбувається перекриття траєкторій руху електронів у валентній та субвалентній

оболонках (їх середні радіуси відрізняються менше, ніж у два рази). Як показано в роботі [24], енергії зв'язків $6s$ електронів зростають на 30%, а $5d^{10}$ електронів зменшуються на 15% порівняно з нерелятивістським випадком, тобто роль $5d^{10}$ оболонки у процесі збудження іона Tl^+ суттєво зростає. АІС, утворені при збудженні одного з електронів $5d^{10}$ оболонки є важливим каналом резонансного внеску у збудження резонансних рівнів цього іона практично в околі порогів їх збудження.

Абсолютні перерізи збудження діелектронних сателітів визначені шляхом порівняння їх інтенсивностей з інтенсивністю резонансної лінії $\lambda 132,2$ нм, ефективний переріз збудження якої отримано шляхом нормування експериментальних даних на теоретичний розрахунок перерізу збудження рівня $6s6p\ ^1P^o_1$ іона Tl^+ при енергії 100 еВ, який було проведено методом сильного зв'язку двох станів [18] (див. рис. 3). Так як вплив інших каналів розсіювання на резонансний перехід невеликий, то у розкладі функції розсіювання було збережено тільки два стани: початковий ($6s^2\ ^1S_0$) і кінцевий ($6s6p\ ^1P^o_1$). Також слабкий вплив на резонансний перехід можна очікувати від 5% домішки $^3P^o$ терма [25]. Тому розрахунки проводилися в рамках чистого LS зв'язку. З іншого боку, точність абсолютної величини перерізу збудження прямо залежить від точності хвильових функцій мішені. Як показано в [24], домінуючим фактором у кореляційній взаємодії є саме поляризація багатоелектронного остова $1s^2\dots 5d^{10}$ валентними електронами. Тому, як розрахунки хвильових функцій мішені, так і розрахунки процесу розсіювання, проводилися з використанням модельного поляризаційного потенціалу остова, в який було введено підгоночний параметр, що характеризує середній радіус остова. У даних розрахунках він підбирався таким чином, щоб отримати експериментальне значення сили осцилятора, яка є найбільш чутливим індикатором точності хвильових функцій мішені при розрахунках перерізів збудження. Отримана величина енергії переходу також близька до експериментальної, що вказує на самоузгодженість розрахунків. Необхідно також відзначити, що напівемпірична

процедура підбору поляризаційного потенціалу побічно враховує скалярні релятивістські поправки, зв'язані, наприклад, з релятивістським стискуванням внутрішніх оболонок важких іонів.

Як бачимо, у випадку іона Tl^+ в області високих енергій електронів розрахунок за напівемпіричною формулою Ван Регемортера досить добре узгоджується з розрахунком методом сильного зв'язку двох станів.

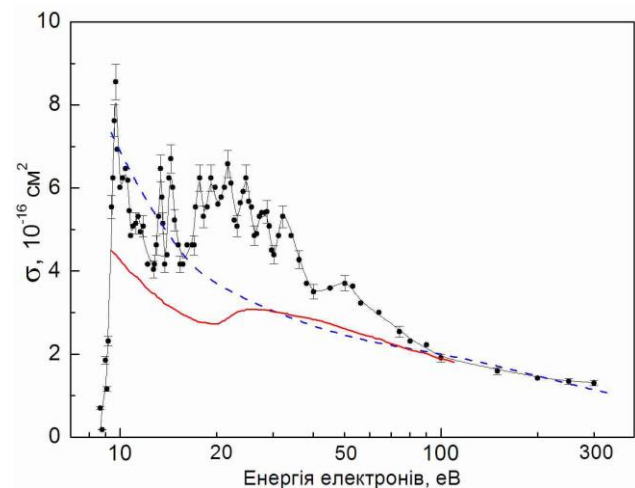


Рис. 3 Ефективний переріз збудження електронним ударом резонансної лінії $\lambda 132,2$ нм іона Tl^+ : точки – експеримент, суцільна лінія (червона) – розрахунок методом сильного зв'язку двох станів [18], штрих-пунктир (синій) – розрахунок за формулою Ван Регемортера.

Цікаво відзначити той факт, що інтенсивність випромінювання діелектронних сателітів резонансної лінії ($6s6p\ ^1P^o_1 \rightarrow 6s^2\ ^1S_0$) виявилася набагато слабшою, ніж інтенсивність діелектронних сателітів резонансної інтеркомбінаційної лінії ($6s6p\ ^3P^o_1 \rightarrow 6s^2\ ^1S_0$) іона Tl^+ [26]. На нашу думку, це пов'язано з тим, що всі АІС $6s6p(^1P^o_1)np$ конфігурації енергетично розташовані вище $6s6p\ ^3P^o_{0,1,2}$ рівнів іона Tl^+ . Тому для них найбільш ймовірним каналом розпаду є електронний розпад на ці рівні, що призводить до домінуючої резонансної структури на їх функціях збудження (див., наприклад, [17]).

Висновки

Отримані результати свідчать про складний механізм припорогового збудження резонансної лінії іона Tl^+ електронним ударом, що зв'язано з ефективним перебігом одночасно з прямим

збудженням також резонансних процесів – ДР і резонансного збудження. ДР є основним механізмом збудження сателітних ліній, які займають вузький діапазон довжин хвиль поблизу резонансної лінії.

Діелектронні сателіти резонансної лінії $\lambda 132,2$ нм ($6s6p\ ^1P^o_1 \rightarrow 6s^2\ ^1S_0$) іона Tl^+ пов'язані переважно з радіаційними переходами з $6s6p(^1P^o_1)np\ (^2P\ \text{і}\ ^2D)$ АІС ($n = 7 - 11$) на $6s^2np$ збуджені рівні атома талію. Абсолютні величини перерізів збудження діелектронних сателітів

складають $\sim 10^{-16}$ см² за величиною, тобто вони є одного порядку з ефективним перерізом збудження резонансної лінії цього іона. Причому, у порозі збудження резонансного рівня радіаційний розпад АІС призводить до помітної деформації перерізу збудження у порозі і зменшує внесок резонансного збудження. Суттєве зростання ймовірності радіаційного розпаду АІС у випадку релятивістського іона Tl^+ зв'язане з проявом кореляційних ефектів, зокрема з сильним конфігураційним змішуванням рівнів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

- Jacobs V.L., Behar E., Rozsnyai B.F. Autoionization phenomena in dense photoionized plasmas // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer.* – 2001. – V. 71, No. 2–6. – P. 397–416.
- Rogers W.T., Dunn G.H., Olsen J.O. et al. Absolute emission cross section for electron impact excitation of Zn^+ ($4p\ ^2P$) and ($5s\ ^2S$) terms // *Phys. Rev. A.* – 1982. – V.2, No.2. – P.682–691.
- Имре А.И., Гомонай А.Н., Вукстич В.С., Немет А.Н. О резонансных процессах в околопороговом возбуждении резонансных линий иона Zn^+ при электрон-ионных столкновениях // *Письма в ЖЭТФ.* – 1998. – Т.68, в.8. – С.614–618.
- Имре А.И., Гомонай А.Н., Вукстич В.С., Немет А.Н. Возбуждение резонансных линий иона Zn^+ электронным ударом. // *Оптика и спектроскопия.* – 2000. – Т.89. №2. – С.200–206.
- Гомонай А.Н. // Возбуждение резонансных линий иона кадмия моноэнергетическими электронами // *Оптика и спектроскопия.* – 2003. – Т.94, №4. – С.538–545.
- Гомонай А.Н., Имре А.И., Вукстич В.С. Проявление эффекта Костера-Кронига в припороговом электронном возбуждении иона кадмия // *Оптика и спектроскопия.* – 2005. – Т.99, №6. – С.885–893.
- Crandall D.H., Phaneuf R.A., Dunn G.H. Electron impact excitation of Hg^+ // *Phys. Rev. A.* – 1975. – V.11. – N4. – P.1223–1232.
- Johansson S., Kalus G., Brage T., Leckrone, and Wanlgren G.M. Hyperfine structure and isotope shift in $Tl\ II$ with astrophysical applications // *Astrophys. J.* – 1996. – V.462. – P.943–947.
- Stefani G., Camilloni R., Dunn G.H. and Rogers W.T. Absolute emission cross section for electron-impact excitation of Ga^+ to the $4\ ^1P$ levels // *Phys. Rev. A.* – 1982. – V.25, N6. – P.2096–3002.
- Montaque R.G., Harrison M.F.A/ A measurement of the cross section for electron impact ionization of Al^+ // *J. Phys. B.: At. and Mol. Phys.* – 1983. – V.16, N16. – 3045–3051.
- Rogers W.T., Stefani G., Camilloni R., Dunn G.H., Mzezane A.Z., Henry R.J.W. Electron-impact ionization of Zn^+ and Ga^+ // *Phys. Rev. A.* – 1982. – V.25, N2. – P.737–738.
- Bell E.W., Djuric N., Dunn G.H. Electron-impact ionization of In^+ and Xe^+ // *Phys. Rev. A.* – 1993. – V.48, N6. – P.428–4291.
- Haibin G., Dufei F., Fuquan L. et al. Electron impact ionization cross section of Ar^+ , Kr^+ , In^+ and Ge^+ // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B.* – 1982. – V. 202, Issues 1-2. – P. 323–327.
- Divine T.F., Feeney P.K., Sayle W.E., and Hooper J.W. Absolute experimental cross section for the ionization of Tl^+ ions by electron impact // *Phys. Rev. A.* – 1976. – V.13, N1. – P.54–57.
- Tayal S.S., Burke P.G., Kingston A.E. Electron impact excitation of intercombination transitions in $Al\ II$ // *J. Phys. B.: At. and Mol. Phys.* – 1984. – V.17,

- N19. – 3847-3856.
16. Непийпов Э.И., Шимон Л.Л. Возбуждение ионных линий при столкновениях электронов с атомами таллия // Укр. физ. журнал. – 1973. – Т. 189, № 4. – С. 539–543.
 17. Запесочный И.П., Имре А.И., Контрош Е.Э., Запесочный А.И., Гомонай А.Н. Резонансы при возбуждении интеркомбинационного $6^1S_0 - 6^3P_1$ перехода иона таллия в электрон-ионных столкновениях // Письма в ЖЭТФ. – 1986. – Т. 43, № 10. – С. 463–465.
 18. Imre A.I., Gomonai A.N., Kontros J.E., Zapesochny I.P., Zatsarinny O.I. Electron-impact excitation of the Tl^+ ion // XVI ICPEAC (New-York, USA). – 1989. – P. 876.
 19. Ovcharenko E.V., Imre A.I., Gomonai A.N., Hutych Yu.I. Emission cross-sections of the In^{2+} ion VUV laser transitions at electron- In^+ ion collisions // J. Phys. B Atom. Mol. Opt. Phys. – 2010. – V. 43, No. 17. – P. 175206 (8pp.).
 20. Козлов М.Г. Спектры поглощенных паров металлов в вакуумном ультрафиолете / М.: Наука, 1981. – 263 с.
 21. Baig M.A., Connerade J.P. New high-resolution study of the 6s subshell spectrum of Tl I // J. Phys. B: At. Mol. Phys. – 1985. – V. 18, No. 17. – P. 3487–3497.
 22. Baig M.A., Ahmad S., Akram M. et al. The absorption spectrum of Tl in the vacuum ultraviolet: single and double excitations of 5d, 6s and 6p electrons // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. – 1992. – V. 25, No. 8. – P. 1719–1734.
 23. Back C., Pejcev V., Ross K.J., Wilson M. The ejected-electron spectrum of thallium vapour autoionising levels excited by low-energy electron impact // J. Phys. B: At. Mol. Phys. – 1983. – V.16. – P. 2413–2426.
 24. Desclaux J.P. Relativistic effects in outer shells of heavy atoms / J.P. Desclaux, Yong-Ki Kim // J. Phys. B: At. Mol. Phys. – 1975. – V. 8, No. 8. – P. 1177–1181.
 25. Migdalek J., Baylis W.E. Relativistic oscillator strengths and excitation energies for the $ns^2 1S_0 - nsn p^3P_1, ^1P_1$ transitions. I. The mercury isoelectronic sequence // J. Phys. B: At. Mol. Phys. – 1985. – V. 18, No. 8. – P. 1533–1548.
 26. Гомонай А.Н., Имре А.И., Контрош Е.С. Диэлектронная рекомбинация иона таллия // Оптика и спектроскопия. – 1996. – Т. 81, вып. 1. – С. 29-32.

Стаття надійшла до редакції 14.10.2019 р.

А.Н. Гомонай, В.И. Роман, Л.А. Бандурина, А.И. Гомонай,
В.В. Звенигородский, Ю.И. Гутич

Институт электронной физики НАНУ, Украина, 88017, Ужгород, ул. Университетская, 21,
e-mail: annagomonai@gmail.com

ПРИПороГОВОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ РЕЗОНАНСНОЙ ЛИНИИ $\lambda 132,2$ нм ИОНА Tl^+ ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

Спектроскопическим методом в условиях пересекающихся под углом 90° пучков моноэнергетических электронов и ионов исследован припороговый участок энергетической зависимости эффективного сечения электронного возбуждения резонансной линии $\lambda 132,2$ нм иона Tl^+ . Выявлено, что обнаруженные допороговые максимумы являются результатом резонансного захвата электрона ионом, возбуждения системы "электрон+ион Tl^+ " в $5d^{10}6s6p(^1P^o)_1np$ автоионизационные состояния и их радиационного распада на возбужденные $5d^{10}6s^2np$ состояния атома Tl, то есть диэлектронными сателлитами резонансной линии. Абсолютные величины сечений возбуждения диэлектронных сателлитов равны $(1 \div 1,5) \times 10^{-16}$ см² и сравнимы с эффективными сечениями возбуждения резонансной линии иона Tl^+ .

Ключевые слова: ион, электрон, диэлектронная рекомбинация, таллий.

A.N. Gomonai, V.I. Roman, L.O. Banduryna, A.I. Gomonai,
V.V. Zvenihorodsky, Yu.I. Hytych

Institute of Electron Physics. NAS of Ukraine, Ukraine, 88017, Uzhgorod, Universitetska Str., 21

NEAR-THRESHOLD EXCITATION OF THE $\lambda 132.2$ nm RESONANCE LINE OF THE Tl^+ ION BY ELECTRON IMPACT

Background: Among all processes of collision of electrons with atomic particles the study of the interaction between electrons and ions is extremely important and necessary for a better understanding of the basic collisional processes in plasma. In the processes of excitation, recombination, and ionization of ions by electron impact autoionization states play an important role. Their radiation decay makes an additional contribution to the photo-recombination process and leads to dielectronic recombination of an ion. Such contribution is most significant in the case of heavy many-electron ions such as the Tl^+ ion. Excitation of the Tl^+ ion by an electron impact at electron-ion collisions is practically not investigated up to date.

Methods: Experiments were performed using a spectroscopic method in conditions of electron and ion beams intersecting at an angle of 90° . The ribbon electron beam (cross section 1×8 mm², energy $E_e = 6-14$ eV, current $I_e = (2-10) \times 10^{-5}$ A) was formed by a low-energy three-electrode electron gun. The ion beam (cross section 2.5×2.5 mm², energy $E_i = 800$ eV, current $I_i = (5-7) \times 10^{-7}$ A) was obtained using a low-voltage arc discharge source. The radiation due to decay of the ion states excited during the collisions was detected perpendicular to the plane of the beams intersection. Spectral separation of the radiation in a vacuum ultraviolet region was carried out by 70° vacuum monochromator based on the Seya-Namioka scheme.

Results: Thorough measurements of the near-threshold region of the energy dependence of the effective cross section of the electron excitation of the resonance $\lambda 132.2$ nm line ($6s6p \ ^1P^o_1 \rightarrow 6s^2 \ ^1S_0$) of the Tl^+ ion in the 6–14 eV energy range revealed resonant features both after and before the excitation threshold of the line. The widths of the before-threshold peculiarities is defined by the dispersion of the excited electrons energy. This is indicative of their resonant nature, i.e., they are due to the formation and decay of the autoionization states (AIS) of the Tl atom. Most likely, they are related to the formation and decay of the AIS of the $6s6pnp$ configuration ($n \geq 7$) to the excited levels of the Tl atom. The nature of the after-threshold structure indicates that it is also the result of resonance processes and is due to the formation and decay of the AIS, most likely of the $5d^9 6s^2 6p^2$ configuration, in the electronic channel. The absolute values of the excitation cross sections of the dielectronic satellites were determined by comparison of their intensities with the intensity of the resonance $\lambda 132.2$ nm line which effective excitation cross section was obtained by normalizing the experimental data on the theoretical calculation by the tight-binding method of two states of the excitation cross section of the $6s6p \ ^1P^o_1$ level of the Tl^+ ion at the 100 eV energy.

Conclusions: The energy dependence of the effective excitation cross section of the dielectronic satellites of the Tl^+ ion resonance line showed that the absolute values of their excitation cross sections are $\sim 10^{-16}$ cm² and are of the same order of magnitude with that for the resonance line. It is shown that the main excitation mechanism of the resonance line satellites is dielectronic recombination which effectiveness essentially depends on the ratio of the probabilities of the AIS radiation and electron decay. In the case of the relativistic Tl^+ ion a strong configuration mixing of levels leads to significant increase of the AIS radiation decay probability.

Key words: ion, electron, dielectronic recombination, thallium.

PACS NUMBER: 32.80.Zb, 52.20.Fs

REFERENCES

1. Jacobs V.L., Behar E., Rozsnyai B.F. photoionized plasmas // Journal of Autoionization phenomena in dense Quantitative Spectroscopy and Radiative

- Transfer. – 2001. – V. 71, No. 2–6. – P. 397–416.
2. Rogers W.T., Dunn G.H., Olsen J.O. et al. Absolute emission cross section for electron impact excitation of Zn^+ ($4p^2P$) and ($5s^2S$) terms // *Phys. Rev. A.* – 1982. – V. 2, No. 2. – P. 682–691.
 3. Imre A.I., Gomonai A.N., Vukstich V.S. Nemet A. N. On resonance processes in near-threshold excitation of the resonance lines of a Zn^+ ion in electron-ion collisions // *JETP Letters.* – 1998. – V. 68, No. 8. – P. 646–650.
 4. Imre A.I., Gomonai A.N., Vukstich V.S. Nemet A. N. Excitation of resonance lines of a Zn^+ ion by electron impact // *Optics and Spectroscopy.* – 2000. – V. 89, No. 2. – P. 179–184.
 5. Gomonai A.N. Excitation of resonance lines of the cadmium ion by monoenergetic electrons // *Optics and Spectroscopy.* – 2003. – V. 94, No. 4. – P. 488–495.
 6. Gomonai A.N., Imre A.I., Vukstich V.S. Manifestation of the Coster–Kronig effect in the near-threshold electron-impact excitation of the Cd^+ Ion // *Optics and Spectroscopy.* – 2005. – V. 99, No. 6. – P. 849–857.
 7. Crandall D.H., Phaneuf R.A., Dunn G.H. Electron impact excitation of Hg^+ // *Phys. Rev. A.* – 1975. – V. 11. – N4. – P. 1223–1232.
 8. Johansson S., Kalus G., Brage T., Leckrone, and Wanlgren G.M. Hyperfine structure and isotope shift in Tl II with astrophysical applications // *Astrophys. J.* – 1996. – V. 462. – P. 943–947.
 9. Stefani G., Camilloni R., Dunn G.H. and Rogers W.T. Absolute emission cross section for electron-impact excitation of Ga^+ to the 4^1P levels // *Phys. Rev. A.* – 1982. – V. 25, N6. – P. 2096–3002.
 10. Montaque R.G., Harrison M.F.A/ A measurement of the cross section for electron impact ionization of Al^+ // *J. Phys. B: At. and Mol. Phys.* – 1983. – V. 16, N16. – 3045–3051.
 11. Rogers W.T., Stefani G., Camilloni R., Dunn G.H., Mzezane A.Z., Henry R.J.W. Electron-impact ionization of Zn^+ and Ga^+ // *Phys. Rev. A.* – 1982. – V. 25, N2. – P. 737–738.
 12. Bell E.W., Djuric N., Dunn G.H. Electron-impact ionization of In^+ and Xe^+ // *Phys. Rev. A.* – 1993. – V. 48, N6. – P. 428–4291.
 13. Haibin G., Dufei F., Fuquan L. et al. Electron impact ionization cross section of Ar^+ , Kr^+ , In^+ and Ge^+ // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B.* – 1982. – V. 202, Issues 1–2. – P. 323–327.
 14. Divine T.F., Feeney P.K., Sayle W.E., and Hooper J.W. Absolute experimental cross section for the ionization of Tl^+ ions by electron impact // *Phys. Rev. A.* – 1976. – V. 13, N1. – P. 54–57.
 15. Tayal S.S., Burke P.G., Kingston A.E. Electron impact excitation of intercombination transitions in Al II // *J. Phys. B: At. and Mol. Phys.* – 1984. – V. 17, N19. – 3847–3856.
 16. Nepiyov E.I., Shimon L.L. Excitation of ion lines in collisions of electrons with thallium atoms // *Ukr. Fiz. Zh.* – 1973. – V. 189, No. 4. – P. 539–543.
 17. Zapesochnyi I.P., Imre A.I., Kontrosh E.E., Zapesochnyi A.I., Gomonai A.N. Resonances caused by the excitation of a $61S0-63P1$ intercombination transition of a thallium ion in the electron-ion collisions // *JETP Lett.* – 1986. – V. 43, No. 10. – P. 596–598.
 18. Imre A.I., Gomonai A.N., Kontros J.E., Zapesochny I.P., Zatsarinny O.I. Electron-impact excitation of the Tl^+ ion // XVI ICPEAC (New-York, USA). – 1989. – P. 876.
 19. Ovcharenko E.V., Imre A.I., Gomonai A.N., Hutysh Yu.I. Emission cross-sections of the In^{2+} ion VUV laser transitions at electron- In^+ ion collisions // *J. Phys. B Atom. Mol. Opt. Phys.* – 2010. – V. 43, No. 17. – P. 175206 (8pp.).
 20. Kozlov M. G. Absorption Spectra of Metal Vapors in a Vacuum Ultraviolet. – Moscow, Nauka, 1981 (in Russian).
 21. Baig M.A., Connerade J.P. New high-resolution study of the $6s$ subshell spectrum of Tl I // *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* – 1985. – V. 18, No. 17. – P. 3487–3497.
 22. Baig M.A., Ahmad S., Akram M. et al. The absorption spectrum of Tl in the vacuum ultraviolet: single and double

- excitations of $5d$, $6s$ and $6p$ electrons // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. – 1992. – V. 25, No. 8. – P. 1719–1734.
23. Back C., Pejcev V., Ross K.J., Wilson M. The ejected-electron spectrum of thallium vapour autoionising levels excited by low-energy electron impact // J. Phys. B: At. Mol. Phys. – 1983. – V.16. – P. 2413–2426.
24. Desclaux J.P. Relativistic effects in outer shells of heavy atoms / J.P. Desclaux, Yong-Ki Kim // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1975. – V. 8, No. 8. – P. 1177– 1181.
25. Migdalek J., Baylis W.E. Relativistic oscillator strengths and excitation energies for the $ns^2\ ^1S_0$ – $nsnp\ ^3P_1$, 1P_1 transitions. I. The mercury isoelectronic sequence // J. Phys. B: At. Mol. Phys. – 1985. – V. 18, No. 8. – P. 1533–1548.
26. Gomonai A.N., Imre A.I., Kontrosh E.E. Dielectronic recombination of a thallium ion // Optics and Spectroscopy. – 1996. – T. 81, No. 1. – P. 22–25.

© Ужгородський національний університет