

ВПЛИВ АВТОІОНІЗАЦІЙНИХ СТАНІВ НА ЗАСЕЛЕННЯ ЕНЕРГЕТИЧНИХ РІВНІВ АТОМІВ ПІДГРУПИ АЛЮМІНІЮ

Л.Л.Шимон

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

Представлено аналіз впливу автоіонізаційних станів на збудження атомів підгрупи алюмінію в контексті важливості каскадного заселення та конфігураційної взаємодії енергетичних рівнів. Вказані супутні процеси відіграють дедалі більшу роль при зростанні головного квантового числа n низхідних рівнів в межах окремих спектральних серій, а в межах підгрупи алюмінію – при переході від атомів важких до атомів легких елементів (Ta, In, Ga, Al). Стаття присвячена пам'яті Алексахіна І.С., який провів вперше прямі експериментальні спостереження радіаційного розпаду автоіонізаційних станів атомів при електронно-атомних зіткненнях [1].

Атоми елементів підгрупи алюмінію володіють трьома валентними $n_0s^2n_0p$ -електронами, де головне квантове число $n_0=3,4,5$ і 6 для Al, Ga, In і Tl відповідно. Природньо, найбільш інтенсивний і багатий на лінії спектр випромінювання обумовлений збудженням зовнішнього n_0p -електрона. При цьому спектральні лінії згруповані в різку, головну, дифузну і фундаментальну серії з низхідними $n^2S_{1/2}$, $n^2P_{1/2,3/2}$, $n^2D_{3/2,5/2}$ та $n^2F_{5/2,7/2}$ термами відповідно. Але такий спектр в короткохвильовій області (350-200нм) поповнюється ще лініями, обумовленими відчутно ефективним збудженням одного з валентних n_0s^2 -електронів [2-5]. Поруч з цим, збудження електронів зовнішніх заповнених n_0s^2 - і $(n_0-1)d$ - підоболонк атомів Ga, In, і Tl веде до утворення цілого ряду автоіонізаційних (AI) станів [6-13].

Помітний вплив автоіонізаційних станів на характер збудження звичайних рівнів, що енергетично розташовані нижче порогу іонізації атомів, може відбуватися двома шляхами: 1 – заселенням цих рівнів при радіаційному розпаді AI станів і 2 – конфігураційним збуренням. Розглянемо окремо ці випадки.

1. Як відомо, реально виявити вплив радіаційного розпаду AI станів на функції збудження (ФЗ) звичайних рівнів (поруч з характерним для AI станів більш імовір-

ним розпадом в електронному каналі) можливо тільки в тому випадку, якщо переріз збудження AI рівня є набагато більшим перерізу збудження звичайного рівня, на який здійснюється оптично дозволений перехід з випромінюванням. Виконання таких умов у складних атомах не викликає сумнівів. Ще при дослідженнях атомів цезію ми спостерігали на функціях збудження вторинні максимуми [14], які пізніше були однозначно пояснені впливом радіаційного розпаду AI станів [15].

В підгрупі алюмінію з точки зору потрібної для аналізу інформації перевага належить атому талію. З AI станів своїми характеристиками приваблюють тут в першу чергу терми – $^2S_{1/2}$, $^2P_{1/2,3/2}$, $^2D_{3/2}$, $^4P_{3/2,5/2}$ $6s6p^2$ – конфігурації, пороги збудження яких знаходяться в інтервалі 6.1-9.5 еВ.

Оскільки $n^2P_{1/2,3/2}$ – рівні талію не знають помітного конфігураційного збурення [16], а згідно з нашими безпосередніми вимірами їх каскадне заселення (за винятком перших 7^2P_j – рівнів) з $n^2S_{1/2}$ і $n^2D_{3/2,5/2}$ – рівнів є нехтовно малим [2], то можна обмежитися аналізом походження структури на ФЗ спектральних ліній головної серії ($n>7$, рис.1.) за рахунок радіаційних переходів з автоіонізаційних станів. Більше того, можна оцінити порядок величини ефективного перерізу AI рівнів.

Як видно з ФЗ спектральних ліній, один з додаткових максимумів збудження знаходиться в інтервалі енергій електронів 8.1-8.6 еВ.

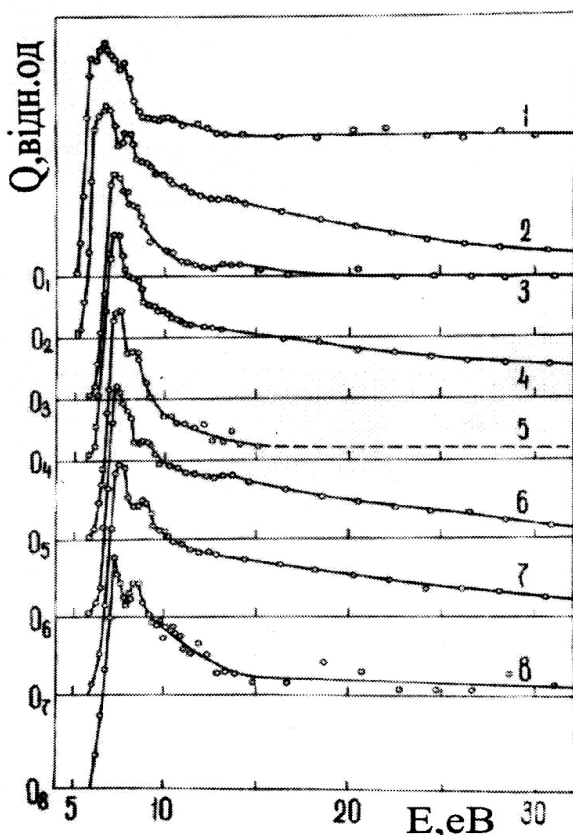


Рис.1. Функції збудження спектральних ліній головної серії ТІІ:

1. 671,6 нм ($7^2S_{1/2} - 8^2P_{1/2}$)
2. 653,9 нм ($7^2S_{1/2} - 8^2P_{3/2}$)
3. 558,6 нм ($7^2S_{1/2} - 9^2P_{1/2}$)
4. 552,0 нм ($7^2S_{1/2} - 9^2P_{3/2}$)
5. 513,8 нм ($7^2S_{1/2} - 10^2P_{1/2}$)
6. 511,1 нм ($7^2S_{1/2} - 10^2P_{3/2}$)
7. 489,2 нм ($7^2S_{1/2} - 11^2P_{3/2}$)
8. 467,9 нм ($7^2S_{1/2} - 13^2P_{3/2}$)

Враховуючи моноенергетичність пучка збуджуючих електронів (1.0 еВ), положення цих максимумів узгоджується з порогом збудження $6s6p^2 2S_{1/2}$ - рівня, що дорівнює 8.32 еВ [8]. Резонансне збудження цього рівня відбувається, мабуть, найбільш ефективно з поміж автоіонізаційних рівнів $6s6p^2$ -конфігурації, оскільки володіє максимальним (на півтора – два порядки більшим ніж інші рівні) перерізом фотопоглинання $\sigma_{\text{макс}}=4 \times 10^{-15} \text{ см}^2$. З іншого боку, час життя цього рівня

$\tau=1.7 \times 10^{-4} \text{ нс}$ є порівняно великим (проти $\tau=2.4 \times 10^{-6} \text{ нс}$ для $6s6p^2 2D_{3/2}$ і $\tau=1.8 \times 10^{-5} \text{ нс}$ для $6s6p^2 2P_{3/2}$ – рівнів) і сприяє в більшій мірі радіаційному розпаду ніж це має місце у інших АІ рівнів [17].

Відносно тривалим часом життя ($\tau=1.1 \times 10^{-4} \text{ нс}$) володіє також $6s6p^2 4P_{3/2}$ - рівень ($E_{36}=6.17 \text{ еВ}$). Нагадаємо що з розташованого енергетично нижче порогу іонізації зміщеного $6s6p^2 4P_{1/2}$ - рівня, ми спостерігали вельми інтенсивні переходи на $6^2P_{1/2,3/2}$ - рівні [18] ($Q_{\text{макс}}=1.6 \times 10^{-16} \text{ см}^2$). Мабуть радіаційним переходам $4P_{3/2} \rightarrow 8^2P_{1/2}$ і $4P_{3/2} \rightarrow 8^2P_{3/2}$ зобов'язані додаткові максимуми на висхідних ділянках ФЗ спектральних ліній 671.6 і 653.9 нм при енергіях 6.3 та 6.5 еВ відповідно. На функціях збудження більш високих членів головної серії ($n > 8$) спостереження впливу $6s6p^2 4P_{3/2}$ - рівня утруднено внаслідок його близького розташування від $n^2P_{1/2,3/2}$ - рівнів ($\Delta E_{36} < 1 \text{ еВ}$).

З врахуванням абсолютних значень перерізів збудження спектральних ліній головної серії ТІІ ($Q_{\text{макс}}=(15-0.2) \times 10^{-18} \text{ см}^2$) впливає, що по мірі проявлення вторинних максимумів (рис.1) – перерізи збудження $2S_{1/2}$ і $4P_{3/2}$ - рівнів повинні перевищувати по порядку величини – 10^{-17} см^2 .

Вплив на збудження звичайних n^2P_j - рівнів відомого АІ $2D_{3/2}$ - рівня практично відсутній, оскільки його час життя на два порядки менший ніж у $6s6p^2 2S_{1/2}$ - рівня. З цієї причини збудження АІ $2P_{3/2}$ - рівня не відбивається на збудженні звичайних $n^2S_{1/2}$ і n^2D_j - рівнів. До того ж збудження звичайних $n^2S_{1/2}$ і $n^2D_{5/2}$ - рівнів маскується відповідними каскадними переходами з $n^2P_{1/2,3/2}$ - рівнів, розташованих нижче енергії іонізації.

При збудженні спектральних ліній талію звертає на себе увагу ще і широкий максимум на ФЗ спектральних ліній з висхідними $n^2D_{5/2}$ - рівнями, відносна роль яких збільшується з ростом n в інтервалі енергій збуджуючих електронів 10-13 еВ (рис.2.). На цю ж область енергій припадає велика група АІ рівнів $6s6p^2 nP$ - конфігурації талія [7,8].

Приймаючи до уваги дані з перерізів фотопоглинання для Al станів індію і галію, найбільш ефективно збудженими виглядають тут рівні $5s5p^2\ ^2P_{3/2}$ ($E_{36}=7.51$ eV) і $4s4p^2\ ^2P_{3/2}$ ($E_{36}=8.23$ eV) у InI і GaI відповідно [9,19]. Вони володіють поміж рівнями nsr^2 - конфігурації найбільшими часами життя – 1.5×10^{-4} і 3.7×10^{-4} нс (проти $\tau=4.3 \times 10^{-5}$ нс для $^2S_{1/2}$ і $\tau=1 \times 10^{-6}$ нс для 2D_j Al рівнів) [19]. Радіаційний розпад цих рівнів в принципі є можливим на $n^2S_{1/2}$ і n^2D_j звичайні рівні. Однак розташовані нижче порога іонізації $n^2S_{1/2}$ і n^2D_j -рівні зазнають значне каскадне заселення (осо-

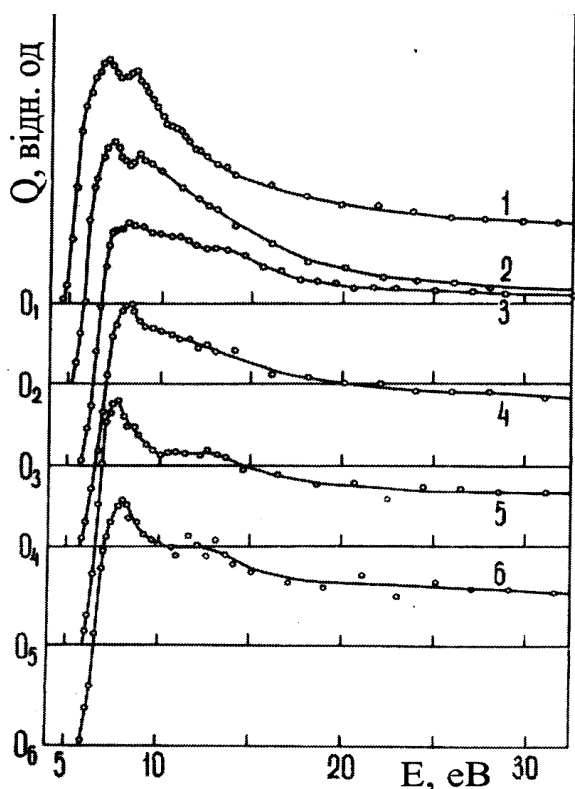


Рис. 2. Функції збудження спектральних ліній дифузної серії TI I:

1. 351, 9 нм ($6^2P_{3/2} - 6^2D_{5/2}$)
2. 291, 8 нм ($6^2P_{3/2} - 7^2D_{5/2}$)
3. 271, 1 нм ($6^2P_{3/2} - 8^2D_{5/2}$)
4. 260, 9 нм ($6^2P_{3/2} - 9^2D_{5/2}$)
5. 255, 2 нм ($6^2P_{3/2} - 10^2D_{5/2}$)
6. 251, 7 нм ($6^2P_{3/2} - 11^2D_{5/2}$)

бливо в максимумі збудження), що заздалегідь перевершує додаткове їх заселення від радіаційного розпаду Al станів. Тому

аналіз впливу радіаційного розпаду Al станів атомів індію і галію не може бути настільки конкретним, як у випадку випромінювання електронного збудження $n^2P_{1/2, 3/2}$ - рівнів TI I.

І все ж таки, на функціях збудження спектральних ліній різкої серії InI і GaI (рис.3) спостерігаються слабовиражені особливості у вигляді додаткових максимумів і зломів на значній відстані від максимуму збудження - у індію при 7.8-8.8 eV і у галію в області 8.8-9.8 eV, тобто в безпосередній близькості до порогів збудження $5s5p^2\ ^2P_{3/2}$ - Al рівнів.

Через те, що пороги збудження Al $^2P_{3/2}$ - рівнів InI і GaI знаходяться в області максимумів функцій збудження нерезонансних ліній з вихідними $n^2D_{3/2, 5/2}$ - рівнями, що обумовлені частково каскадними переходами із звичайних $n^2P_{1/2, 3/2}$ - рівнів, то важко щось сказати про роль дозволених випромінювальних $nsr^2\ ^2P_j \rightarrow n^2D_j$ переходів.

Не виключено, що у спектральних ліній дифузної серії індію з вихідними нерезонансними $n^2D_{3/2}$ - рівнями (рис.4.а.) максимум на ФЗ при 11 eV є обумовленим сумарним розпадом багаточисельних Al рівнів $sp(^3P_0)np$, $sp(^3P_1)np$ і $sp(^3P_2)np$ - послідовностей. Енергії збудження цих рівнів знаходяться в інтервалі від 9.24 eV до енергій відповідних границь 11.0 eV, 11.1 eV і 11.4 eV [9].

2. Про наявність та вагомість конфігураційних збурень свідчать відповідні дослідження квантових дефектів рівнів в окремих серіях та аналізи так званого ефективного орбітального параметра вздовж серії рівнів з одним і тим же l, але різними n [16].

Ретельні теоретичні розрахунки вказують на те, що у атомів підгрупи алюмінію серії $n^3S_{1/2}$ і n^2P_j - рівнів не піддаються конфігураційному збуренню (за винятком згаданого уже рівня $10^2S_{1/2}$ TI [18]). А серії n^2D_j - рівнів, навпаки відчувають сильне конфігураційне збурення з боку Al $nsr^2\ ^2D_j$ - терма. Виняток складають тільки найбільш глибокі 6^2D_j , 7^2D_j терми у

Tl, а також резонансні 5^2D_j - терм у InI і 4^2D_j - терм у GaI. Природньо, що в межах окремого атома кожного елемента конфігураційне збурення зростає для рівнів з більшим n. Окрім того, таке збурення зростає при послідовному переході від Tl до

Al. Це пояснюється тим, що у атома талію $6s6p^2\ ^2D_j$ - рівень, що обумовлює збурення, розташований відносно далеко (більше 1 eV) вище границі іонізації, а у Ga і In - безпосередньо близько цієї границі.

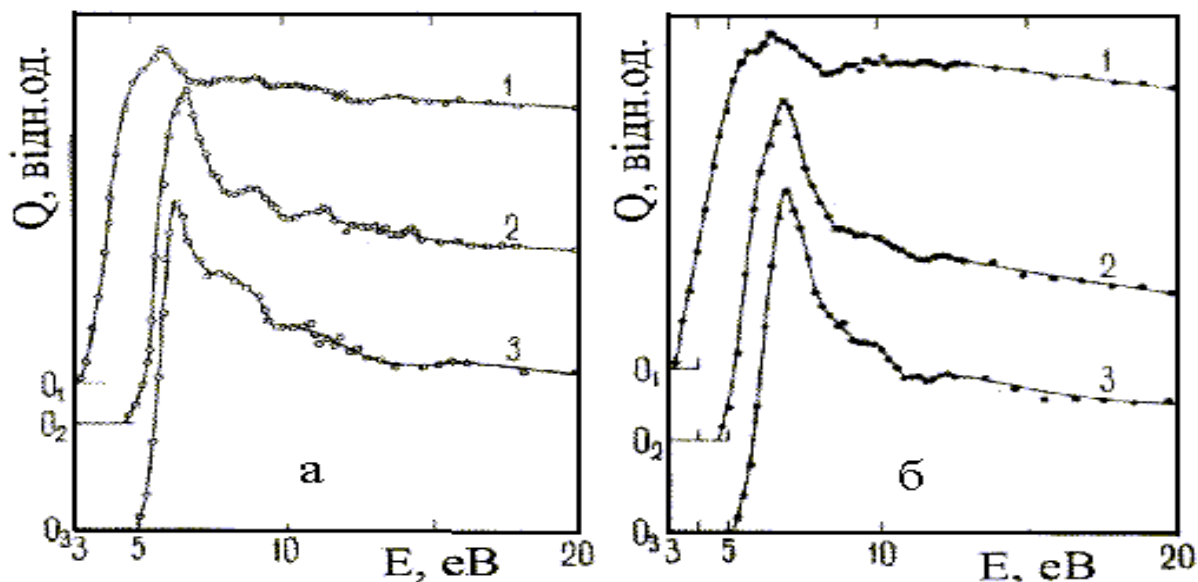


Рис. 3. Функції збудження спектральних ліній різкої серії InI (а) і GaI (б):
 а) 1. 410.1 нм ($5^2P_{1/2}-6^2S_{1/2}$), 2. 275.3 нм ($5^2P_{1/2}-7^2S_{1/2}$), 3. 246.0 нм ($5^2P_{1/2}-8^2S_{1/2}$);
 б) 1. 417.3 нм ($4^2P_{3/2}-5^2S_{1/2}$), 2. 272.0 нм ($4^2P_{3/2}-6^2S_{1/2}$), 3. 241.9 нм ($4^2P_{3/2}-7^2S_{1/2}$).

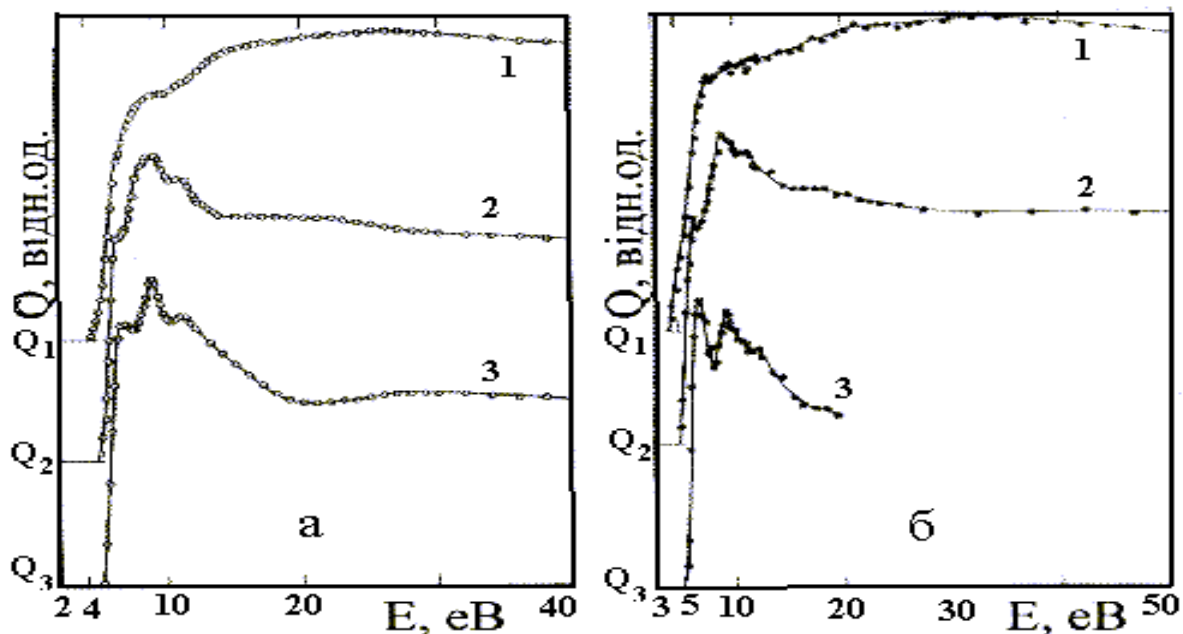


Рис. 4. Функції збудження спектральних ліній дифузної серії InI (а) і GaI (б):
 а) 1. 303.9 нм ($5^2P_{1/2}-5^2D_{3/2}$), 2. 256.0 нм ($5^2P_{1/2}-6^2D_{3/2}$), 3. 238.9 нм ($5^2P_{1/2}-7^2D_{3/2}$);
 б) 1. 417.3 нм ($4^2P_{1/2}-4^2D_{3/2}$), 2. 272.0 нм ($4^2P_{1/2}-5^2D_{3/2}$), 3. 241.9 нм ($4^2P_{1/2}-6^2D_{3/2}$).

Особливо сильну збуджуючу дію викликає $Al\ 3s3p^2\ ^2D_j$ - терм АІІ [19].

З наведеного вище вплив конфігураційного збурення з боку $Al\ nsnp^2\ ^2D_j$ - рівнів показово просліджується на прикладі збудження $n\ ^2D_{3/2}$ - рівнів. У атома талію функції збудження спектральних ліній з низхідними $n\ ^2D_{3/2}$ рівнями ($n=6,7,8$) є подібними і характеризуються широким максимумом в області 60-100 еВ (рис.5).

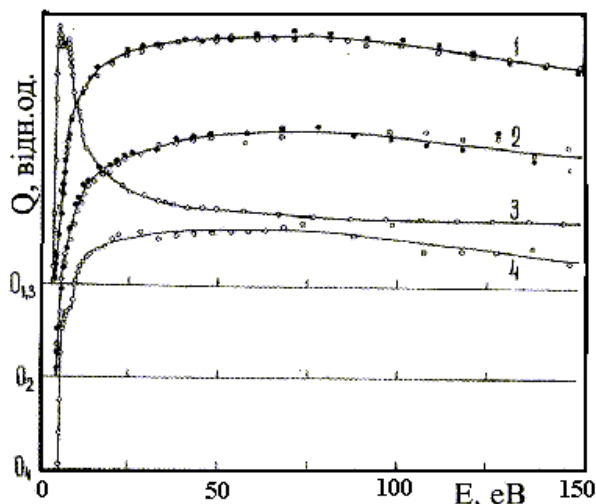


Рис.5. Функції збудження спектральних ліній дифузної серії ІІІ:

1. 276,8 нм ($6^2P_{1/2}-6^2D_{3/2}$) і 352,9 нм ($6^2P_{3/2}-6^2D_{3/2}$) –чорні кружки,
2. 238,0 нм ($6^2P_{1/2}-7^2D_{3/2}$) і 292,1 нм ($6^2P_{3/2}-7^2D_{3/2}$) –чорні кружки,
3. 351,9 нм ($6^2P_{3/2}-6^2D_{5/2}$),
4. 223,7 нм ($6^2P_{1/2}-8^2D_{3/2}$).

Ці рівні не зазнають ані значного каскадного заселення [2], ані конфігураційного впливу з боку інших рівнів [16]. У індію і галію подібним чином збуджуються тільки резонансні $5^2D_{3/2}$ і $4^2D_{3/2}$ - рівні відповідно. Другий і третій члени дифузної серії з початковими $n\ ^2D_{3/2}$ - рівнями володіють функціями збудження з загостреними максимумами в області менших енергій (рис.4, криві 2 і 3). Як видно зі збільшенням n роль повільних електронів у збудженні $n^2D_{3/2}$ - рівнів зростає.

Отже, деформація функцій збудження спектральних ліній в межах дифузної серії з початковими $n\ ^2D_{3/2}$ - рівнями обумовлена зростанням конфігураційного збурення від $Al\ nsnp^2\ ^2D_{3/2}$ - рівня, який

ефективно збуджується при відносно малих енергіях.

У алюмінію на відміну від інших елементів підгрупи уже і резонансна лінія з вихідним $3^2D_{3/2}$ - рівнем характеризується функцією збудження з вузьким за шириною максимумом в області малих енергій – 8.9 еВ [4] (рис.6.) збуджуючих електронів подібно збудженню $n\ ^2D_{5/2}$ - рівнів талію (рис.5, крива 3).

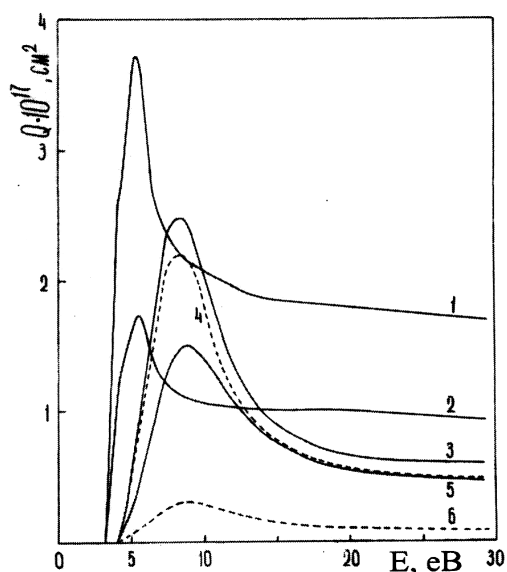


Рис.6. Абсолютні функції збудження спектральних ліній алюмінію*:

1. 396,15 нм ($3^2P_{3/2}-4^2S_{1/2}$),
2. 394,4 нм ($3^2P_{1/2}-4^2S_{1/2}$),
3. сумарна 309,28 нм ($3^2P_{3/2}-3^2D_{3/2}$) і 309,27 нм ($3^2P_{3/2}-3^2D_{5/2}$),
4. 309,27 нм ($3^2P_{3/2}-3^2D_{5/2}$),
5. 308,21 нм ($3^2P_{1/2}-3^2D_{3/2}$),
6. 309,28 нм ($3^2P_{3/2}-3^2D_{3/2}$),

Справа в тому, що $3s3p^2\ ^2D_j$ - терм АІ внаслідок сильної конфігураційної взаємодії з $3s^2np\ ^2D_{3/2,5/2}$ - рівнями втратив свою індивідуальність і виявився “розмазаним” (за словами автора [16]) по всій

* Функція збудження спектральної лінії 309,28 нм (крива 6) визначалася через вимірювану функцію лінії 308,21 нм (крива 5) по співвідношенню імовірностей переходів зі спільного $3^2D_{3/2}$ - рівня, а функція збудження лінії 309,27 нм (крива 4) знаходилася шляхом віднімання з вимірюваної сумарної функції збудження (крива 3) функції збудження лінії 309,28 нм (крива 6).

дифузній серії термів АІІ, включаючи і резонансний $^3D_{3/2}$ - рівень.

Щоправда, на відміну від збудження атомів інших елементів підгрупи на характер збудження алюмінію впливає ще і температурний перерозподіл заселеностей рівнів $3^2P_{1/2}$ і $3^2P_{3/2}$ основного стану внаслідок малого їх енергетичного розщеплення ($\Delta E=0.01$ еВ): при збудженні рівнів атомів алюмінію електронним ударом їх заселення відбувається не тільки за рахунок переходів із $3^2P_{1/2}$ - рівня, але і з енергетично вище розташованого $3^2P_{3/2}$ - рівня.

На сьогодні накопичено чимало відомостей і про збудження однозарядних іонів підгрупи алюмінію електронним ударом. Попередній аналіз показує [20], що механізм процесу збудження іонів внаслідок чисельних супутніх процесів набагато складніший ніж у випадку збудження атомів як розрізнено в межах іонів для окремих елементів так і в межі підгрупи алюмінію в цілому. В зв'язку з цим описані вище закономірності впливу АІ станів на прямі процеси збудження атомів не можуть бути узагальненими на випадок збудження іонів електронним ударом.

ЛІТЕРАТУРА

1. И.С. Алексахин. Неупругие процессы парных столкновений электронов с атомами металлов // Автореферат докт. дис., Ленинград, Физ. техн. инст. им. А.Ф.Иоффе, 1984, 29 с.
2. І.П. Записочний, Л.Л. Шимон, Е.І. Непійпов. Абсолютні перерізи збудження атомів талію електронним ударом // УФЖ, 1973, т.18, №8, с. 1297-1302.
3. Л.Л. Шимон, Е.І. Непійпов, Эффективные сечения возбуждения индия электронным ударом // УФЖ, 1974, т.19, №4, с. 627-631.
4. Л.Л. Шимон, Э.И. Непийпов, В.Л.Голдовский, Н.В. Головчак. Эффективные сечения возбуждения галлия электронным ударом // УФЖ, 1975, т.20, вып.2, с. 233-238.
5. Л.Л.Шимон, Э.И. Непийпов, И.П. Записочный. Возбуждение атомов алюминия электронным ударом // УФЖ, 1975, т.20, вып. 2, с. 229-232.
6. М.Г. Козлов, Б.Е. Крылов. Новые линии в спектре поглощения паров таллия в области 140-90 нм // Опт. и спектр., 1975, т.38, вып. 5, с. 826-827.
7. М.Г. Козлов, Б.Е. Крылов. Атомные константы, характеризующие спектр поглощения паров таллия в области 20030-600 Å^0 // Опт. и спектр., 1976, т.41, вып. 5, с. 719-724.
8. Б.Е. Крылов, М.Г. Козлов. Спектры поглощения атомов таллия от границы ионизации 203 до 108 нм // Опт. и спектр., 1979, т.47, вып. 5, с. 838-843.
9. Б.Е. Крылов, М.Г. Козлов. Спектры поглощения атомов In в области 110-150 нм, константы $s^2p - sp(^3F)np$ переходов. Сопоставление со спектрами алюминия и таллия // Опт. и спектр., 1979, т.47, вып. 6, с. 1044-1049.
10. G.K.James, V. Pejcev, K.J. Ross and M.Wilson. The ejected electron spectrum of Ga I and Ca II autoionising transitions resulting from 13-500 eV electron impact excitation. //J.Phys.B. At. Mol. Phys. v.15 (1982), p.1421-1431.
11. G.K.James, D. Rassi, K.J. Ross and M.Wilson. The ejected - electron spectrum of In I and In II autoionising transitions resulting from 15-450 eV electron impact excitation. //J.Phys.B. At. Mol. Phys. v.15 (1982), p.275-286.
12. С.Вак, V. Pejcev, K.J. Ross and M.Wilson. The ejected - electron spectrum of thallium vapour autoionising levels excited by low-energy electron impact. //J.Phys.B. At. Mol. Phys. v.16 (1983), p.2413-2426.
13. G.K.James, L.F.Forrest, K.J. Ross and M.Wilson. The ejected - electron of Al I autoionising transitions resulting from 20-500 eV electron impact. //J.Phys. B. v.18, №4, (1985), p.775-790.

14. И.П.Запесочный, Л.Л. Шимон. Функции возбуждения спектральных линий цезия // Опт. и спектр., 1964, т.16, вып. 6, с. 929-935.
15. Е.Н. Пстой, И.С. Алексахин, И.П. Запесочный. О тонкой структуре на функциях возбуждения цезия за порогом ионизации // Опт. и спектр., 1973, т.35, вып. 2, с. 386-387.
16. П.Ф. Груздев, Н.В. Афанасьев. Аллюминий, галлий, индий, таллий. Силы осцилляторов линий, времена жизни уровней // Опт. и спектр., 1978, т.44, вып. 6, с. 1047-1053.
17. Э.С.Парилис. Автоионизация. //Сборник лекций 1-ой всесоюзной школы по электронным и атомным столкновениям. 1969. Харьков, ХФТИ, т.3, с.43-47.
18. Л.Л. Шимон, Э.И. Непийпов, Н.А. Гацук, И.П. Запесочный. О возбуждении 6s электрона в атоме таллия // Опт. и спектр., 1972, т.32, вып. 5, с. 1040-1042.
19. М.Г. Козлов, П.П. Старцев. Спектры поглощения в вакуумной ультрафиолетовой области парами металлов группы алюминия II. Галлий и индий // Опт. и спектр., 1968, т.26, вып.1, с.8-11.
20. С.В. Овчаренко. Збудження іонів індію повільними електронами. //Автореф. канд. дис. УжНУ, 2007, 17 с.

AN EFFECT OF AUTOIONISING STATES ON POPULATION OF ENERGY LEVELS OF ATOMS IN ALUMINIUM SUBGROUP

L.L.Shimon

Uzhgorod National University, 88000, Uzhgorod, Voloshin st., 54, Ukraine

The analysis of the effect of autoionising states on excitation of atoms in aluminium subgroup is presented in the context of the importance of cascade population and configuration interaction of energy levels. These processes play the ascending role both within the particular series with increasing of the quantum number n , and within the aluminium subgroup from heavy to light atoms (Tl, In, Ga, Al).