

ІОНІЗАЦІЯ МЕТАСТАБІЛЬНИХ АТОМІВ ТАЛІЮ

В.І. Марушка, Р.О. Федорко, М.О. Маргітич, І.І. Шафраньош

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

Досліджено процес іонізації метастабільних атомів талію електронним ударом в умовах електронного й атомного пучків, що перетинаються. Визначено повний переріз іонізації з метастабільного $6s^2 6p^2 P_{3/2}$ стану, який для енергій електронів 12 еВ становить $3.5 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$.

ВСТУП

Процеси іонізації атомів з метастабільних станів електронами відіграють помітну роль в умовах технологічної та природної плазми внаслідок їх низьких порогів та великих значень ефективних перерізів іонізації. В той же час дані про перебіг процесів іонізації з метастабільних станів отримано лише для обмеженого числа елементів [1-4]. Мала кількість робіт зумовлена труднощами при постановці таких експериментів, що пов'язані з одержанням метастабільних атомів достатніх концентрацій, вимірюванні цих концентрацій та реєстрацією малої кількості іонів на великому фоні супутніх процесів.

У даному повідомленні викладено постановку досліджень та результати вимірювань іонізації атомів Tl з метастабільного $6s^2 6p^2 P_{3/2}$.

МЕТОДИКА І ТЕХНІКА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Дослідження проводилися в умовах електронного й атомного пучків, що перетинаються під прямим кутом. Схема експерименту приведена на рис. 1.

Для одержання пучка метастабільних атомів Tl був використаний розрядний спосіб збудження. Його суть полягає в тому, що отриманий термічним ефузійним способом пучок атомів Tl , що знаходяться в основному стані, проходить через розрядну камеру, де під дією електронів розряду атоми конвертуються у збуджені стани. Короткоживучі збуджені стани радіаційно розпадаються на місці їх утво-

рення, а сформований колімуючими щілинами і очищений електричним полем конденсатора пучок атомів Tl , який містив атоми в основному і в метастабільному стані, проходив у область взаємодії з пучком електронів. Повніше методику отримання пучка метастабільних атомів описано в роботі [2].

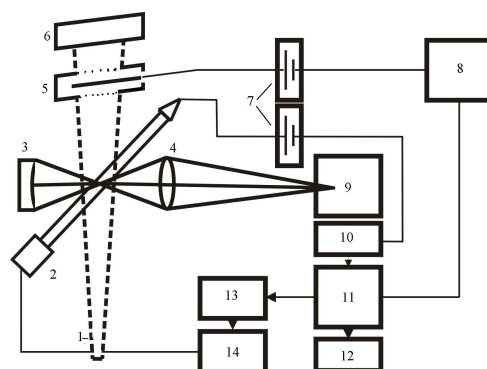


Рис. 1. Блок-схема експерименту:

1 – атомний пучок, який містить атоми в основному і в метастабільному станах; 2 – джерело пучка електронів; 3 – дзеркало; 4 – конденсорна лінза; 5 – колектор іонів; 6 – колектор атомів; 7 – гальванічні джерела потенціалів; 8 – електрометр; 9 – монохроматор; 10 – перетворювач струм-частота; 11 – IBM-PC-XT РІО 3232; 12 – друкуючий пристрій; 13 – цифроаналоговий перетворювач; 14 – підсилювач напруги.

В якості джерела пучка електронів використовувалася п'ятиелектродна електронна гармата типу Пірса [5]. Сила струму пучка електронів досягала 1-2 μA при енергетичній неоднорідності $\Delta E_{1/2} \approx 0.3 \text{ eV}$ (на половині висоти розподілу). Калібрування енергетичної шкали електронів здійснювалося по порогу іонізації атомів Tl з основного стану з похиб-

кою ± 0.15 еВ. Електронна гармата розміщувалася у повздовжньому магнітному полі з індукцією $1.2 \cdot 10^{-2}$ Тл.

Система реєстрації іонів працювала в аналоговому режимі. Детально систему реєстрації та методику обробки даних описано в [2].

Процедура визначення абсолютної величини перерізу іонізації σ_i^m метастабільних атомів здійснювалася наступним чином. В основу розрахунку σ_i^m покладено її взаємозв'язок із струмом утворених іонів i_i^m на основі співвідношення:

$$i_i^m = i_e^m N^m \sigma_i^m l, \quad (1)$$

де i_i^m – струм іонів; i_e^m – струм пучка електронів; N^m – концентрація метастабільних атомів; σ_i^m – переріз іонізації метастабільних атомів; l – шлях електронів в атомному пучку.

Найбільш складним завданням у виразі (1) представляється визначення величини N^m , тому й зупинимося на цьому детальніше. Для знаходження концентрації метастабільних атомів N^m був застосований метод одного дзеркала – одна з модифікацій абсорбційного методу, який сам детально описаний в роботі [6]. Ідея абсорбційного методу базується на добре відомому співвідношенні між концентрацією поглинаючих атомів N^m та інтегральним за спектром коефіцієнтом поглинання спектральної лінії:

$$\int_0^\infty X(\nu) d\nu = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{nk} N^m, \quad (2)$$

де m_e та e – відповідно маса і заряд електрона; c – швидкість світла у вакуумі; f_{nk} – сила осцилятора переходу $n \rightarrow k$; $X(\nu)$ – коефіцієнт поглинання для частоти ν ; N^m – концентрація поглинаючих метастабільних атомів.

Якщо відомий аналітичний вигляд $X(\nu)$ (контур лінії поглинання), то вираз (2) в лівій своїй частині може бути розрахований. Представимо коефіцієнт погли-

нання $X(\nu)$ та інтенсивність спектральної лінії $I(\nu)$, що зазнає поглинання, у вигляді:

$$X(\nu) = X(0) f_x(\nu), \quad (3)$$

$$I(\nu) = I(0) f_I(\nu), \quad (4)$$

де $X(0)$ та $I(0)$ – відповідно коефіцієнт поглинання та інтенсивність у центрі спектральної лінії; $f_x(\nu)$ та $f_I(\nu)$ – відповідно функції, що описують залежність коефіцієнта поглинання та інтенсивності від частоти. З роботи [6] відомо, що $X(\nu)$ в межах ширини спектральної лінії виражається такою ж функцією частоти ν , як і розподіл інтенсивності $I(\nu)$ при однакових причинах уширення спектральних ліній та малих оптичних густинах середовища. Це, в свою чергу, означає, що при таких умовах аналітичний вигляд для $f_x(\nu)$ та $f_I(\nu)$ буде однаковий. Для умов атомного пучка основною причиною (в достатньому для нашої задачі наближенні), що визначає вигляд $f_I(\nu)$, є ефект Доплера. Для цього випадку аналітичний вигляд для $f(\nu)$ відомий з роботи [7].

Враховуючи вищевказане й провівши у виразі (2) відповідні підстановки, після інтегрування одержимо у явному вигляді зв'язок між N^m та $X(0)$ для визначення концентрації N^m , в якому невідомою залишається тільки величина $X(0)$, котра може бути визначена експериментально:

$$N^m = \frac{m_e c b t}{\pi e^2 f_{nk}} X(0), \quad (5)$$

де величина $b = \frac{v_0 v}{c}$, в якій v_0 – частота випромінювання в центрі лінії, v – найбільш ймовірна швидкість атомів у пучку, c – швидкість світла у вакуумі; t – величина, що враховує геометричні параметри системи колімації пучка атомів.

З іншого боку, коефіцієнт поглинання $X(0)$ для центру лінії може бути виражений через коефіцієнт самопоглинання A спектральної лінії, який знаходять експериментально. За визначенням [6], величи-

на відносного самопоглинання A спектральної лінії задається виразом:

$$A = \frac{\Phi_0 - \Phi}{\Phi_0}, \quad (6)$$

де Φ_0 – первинний потік випромінювання, що падає на пучок атомів; Φ – потік випромінювання, що виходить з пучка, зазнаючи в ньому поглинання.

Враховуючи, що потік випромінювання спектральної лінії Φ пропорційний її інтенсивності I , вираз (6) можна представити у вигляді:

$$A = \frac{I_0 - I}{I_0}, \quad (7)$$

де I_0 та I – відповідно інтегральні інтенсивності пучків спектральної лінії при відсутності та при наявності явища поглинання.

Згідно [6] аналітичні інтегральні вирази для I_0 та I мають вигляд:

$$I_0 = I(0) \int_{-\infty}^{\infty} f(\nu) d\nu, \quad (8)$$

$$I = I(0) \int_{-\infty}^{\infty} f(\nu) e^{-X(0)f(\nu)l} d\nu, \quad (9)$$

де l – товщина поглинаючого шару.

Тоді для виразу (7) одержимо:

$$A = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} f(\nu) d\nu - \int_{-\infty}^{\infty} f(\nu) e^{-X(0)f(\nu)l} d\nu}{\int_{-\infty}^{\infty} f(\nu) d\nu}. \quad (10)$$

Для практичного застосування у виразі (10) необхідно виконати чисельне інтегрування. В результаті цього отримуємо в табличному вигляді зв'язок між коефіцієнтом самопоглинання A й оптичною густиною середовища $X(0)l$. Таким чином, за експериментально знайденою величиною A та відповідним їй коефіцієнтом $X(0)$, користуючись виразом (5) можна знайти концентрацію метастабільних атомів N^m в атомному пучку, геометричні параметри якого відомі.

Коефіцієнт відносного самопоглинання A визначався з експерименту, суть якого

ілюструє рис. 1. Пучок атомів перетинається по всій ширині пучком електронів, енергія яких достатня для збудження всіх атомних спектральних ліній. У місці перетинання пучків утворюється однорідний світний об'єм, в якому виникає явище самопоглинання. На оптичній осі спостереження, перпендикулярній осям симетрії пучків електронів та атомів, з одного боку світного об'єму встановлювалося ввігнуте дзеркало, а з іншого – спектрофотометр випромінювання. Вимірювалася відносна інтенсивність спектральної лінії, нижній рівень якої є метастабільним, при закритому дзеркалі (I), та інтенсивність цієї ж лінії при відкритому дзеркалі (I'). Відбивання світла від дзеркала призводить до того, що з його боку на світний об'єм падає додатковий потік випромінювання лінії з інтенсивністю RI (R – коефіцієнт відбивання дзеркала на даній довжині хвилі, який враховує дворазове проходження світла через вікно вакуумної камери). Внаслідок поглинання в атомному пучку відбите випромінювання послабиться на величину $(I + RI) - I'$. Тому відносна величина самопоглинання у відповідності з (7) виразиться як:

$$A = \frac{(I + RI) - I'}{RI} = \frac{(1 + R) - \frac{I'}{I}}{R}. \quad (11)$$

Оптична схема, застосована для знаходження величини самопоглинання A , приведена на рис. 1. В якості відбиваючого елементу використовувалося ввігнуте дзеркало з алюмінієвим покриттям, радіус кривизни якого становив 20.4 см. Відкриття та закриття дзеркала здійснювалося або вручну, або за допомогою автоматизованого секторного затвору. Відносні інтенсивності I та I' визначалися за допомогою спектрофотометра, детально описаного в [8]. Знаходження ефективного коефіцієнта відбивання дзеркала R проводилося за спектральною лінією ($\lambda = 323$ нм), оптично не зв'язаною з метастабільним станом за формулою

$R = \frac{I'}{I} - 1$. В той же час лінії, за якими ви-

значався R , вибиралися близькими по довжині хвилі до ліній, за якими знаходили A . За знайденими значеннями R будувалася графічна залежність $R(\lambda)$.

Довжина поглинаючого шару l визначалася з геометричної побудови форми атомного пучка при заданій формі конденсату на дні азотної пастки і відстані його до джерела атомів.

Концентрація метастабільних атомів визначалася за величиною самопоглинання спектральної лінії $\lambda = 351.9$ нм (перехід ${}^2P_{3/2} - {}^2D_{5/2}$), а концентрація атомів в основному стані – за величиною самопоглинання лінії $\lambda = 377.5$ нм (перехід ${}^2P_{1/2} - {}^2S_{1/2}$). В результаті, в умовах проведених досліджень, для концентрації атомів Tl у метастабільному $6s^26p^2P_{3/2}$ стані ми отримали величину $4 \cdot 10^9$ см⁻³, а для концентрації атомів у основному $6s^26p^2P_{1/2}$ стані – $6 \cdot 10^{10}$ см⁻³. Кут розходження атомного пучка становив $\sim 8.7 \cdot 10^{-2}$ рад. Дослідження проводилися при вакуумі $\sim 6.5 \cdot 10^{-6}$ Па.

Класичною проблемою в експериментах із визначення повних перерізів іонізації є повнота збору утворених іонів. В даному експерименті розв'язок цієї проблеми полягав у наступному. На шляху атомного пучка встановлювався колектор іонів (див. рис. 1), який був виготовлений у вигляді паралелепіпеда з ізолюваним осьовим електродом (зондом). Атоми пучка проходили через наскрізні отвори у паралелепіпеді, а іони осідали на зонд, на якому був встановлений негативний потенціал. Було встановлено, що при потенціалі зонда, рівному 25 В настає насичення іонного струму зонду. Повздовжнє магнітне поле унеможливило попадання на зонд розсіяних електронів. Вимірювання сили іонного струму зонду проводилося приладом В7-30.

Таким чином, беручи до уваги (1), переріз іонізації метастабільних атомів σ_i^m визначався згідно виразу:

$$\sigma_i^m = \frac{i_i^m}{i_e^m} \frac{1}{N^m l}. \quad (12)$$

РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

Атом Tl дає унікальну можливість для експериментального дослідження процесів іонізації з початкових станів електронами, які відрізняються лише повним моментом J . Терм основного стану атома Tl дублетний з компонентами $6s^26p^2P_{3/2}$ і $6s^26p^2P_{1/2}$. Більш глибоким є стан $6s^26p^2P_{1/2}$, в якому і знаходиться атом Tl у природних умовах. Інший – $6s^26p^2P_{3/2}$ стан є метастабільним і має енергетичне положення 0.966 еВ. Потенціал іонізації Tl становить 6.106 В.

У проведених дослідженнях було визначено переріз іонізації метастабільних атомів талію. З метою перевірки надійності використаної методики були здійснені виміри повного перерізу іонізації атомів Tl з основного стану (контрольні досліди). Результати дослідів та їх узгодження з літературними даними, які наведені в таблиці 1, однозначно вказують на достатню надійність виконаних досліджень.

Таблиця 1. Абсолютна величина повного перерізу іонізації атомів Tl з основного стану при енергії електронів 50 еВ ($\times 10^{15}$ см²).

Наші дані	Шимон [9]	МакФарланд [10]
0.9	0.65	1.2

Абсолютна величина повного перерізу іонізації метастабільних атомів Tl визначалася при енергії електронів 12 еВ, для якої спостерігалася оптимальне співвідношення сигнал/шум. Для цієї енергії переріз іонізації становив $3.5 \cdot 10^{-15}$ см². Переріз іонізації атомів, що знаходяться в основному стані, за нашими вимірами, при енергії 12 еВ становить $0.25 \cdot 10^{-15}$ см². Відносна похибка при визначенні цих величин не перевищує 60%. Таким чином,

при енергії електронів 12 еВ переріз іонізації метастабільного стану $6s^2 6p^2 P_{3/2}$ в 14 разів більше перерізу іонізації основного стану $6s^2 6p^2 P_{1/2}$.

ЛІТЕРАТУРА

1. І.І. Шафраньош, Л.Л. Шимон, М.О. Маргітич, УФЖ. **40**, 532 (1995)
2. I.I. Shafranyosh, M.O. Margitich, Z. Phys. D. **37**, 97 (1996)
3. I.I. Shafranyosh, M.O. Margitich, J. Phys. B. **33**, 905 (2000)
4. М.О. Маргітич, І.І. Шафраньош, УФЖ. **45**, 31 (2000)
5. Дж.Р. Пирс, Теория и расчет электронных пучков (Советское радио, М., 1956)
6. С.Э. Фриш, Оптические спектры атомов (ФизматГиз, М.-Л., 1963)
7. R. Minkowski, H. Bruck, Z. Phys. A. **95**, 274 (1935)
8. I.I. Shafranyosh, T.A. Snegurskaya, N.A. Margitich, S.P. Bogacheva, V.I. Lengyel, O.I. Zatsarinny, J. Phys. B. **30**, 2261 (1997)
9. Л.Л. Шимон, Эффективные сечения возбуждения и ионизации атомов редкоземельных элементов (Энергоатомиздат, М., 1994)
10. R.H. McFarland, Phys. Rev. **159**, 20 (1967)

IONIZATION OF THE METASTABLE THALLIUM ATOMS

V.I. Marushka, R.O. Fedorko, M.O. Margitich, I.I. Shafranyosh

54 Voloshyn str., Uzhgorod National University, 88000, Uzhgorod

We have investigated the process of ionization of the metastable Thallium atoms by electron-impact in the conditions of crossed electronic and atomic beams. We have also determined full cross section of ionization from metastable $6s^2 6p^2 P_{3/2}$ state which is $3.5 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ for energy electrons 12 eV.