

ДОСЛІДЖЕННЯ ЗБУДЖЕННЯ РЕЗОНАНСНИХ ЛІНІЙ ІОНА Cd^+ ПРИ ЕЛЕКТРОН-ІОННИХ ЗІТКНЕННЯХ

А.М. Немет

Інститут електронної фізики НАН України,
88016, м. Ужгород, вул. Університетська, 21,
e-mail: iep@iep.uzhgorod.ua

Методом ультрафіолетової спектроскопії в умовах пучків, що перетинаються, досліджено енергетичні залежності ефективних перерізів збудження резонансних переходів $5p\ ^2P^{\circ}_{3/2} \rightarrow 5s\ ^2S_{1/2}$ ($\lambda=214.4$ нм) та $5p\ ^2P^{\circ}_{1/2} \rightarrow 5s\ ^2S_{1/2}$ ($\lambda=226.5$ нм) іона Cd^+ від порогу збудження до 120 еВ. Виявлено чіткі особливості, обумовлені збудженням та електронним і радіаційним розпадом автоіонізаційних станів атома Cd .

У різних плазмових і газових середовищах процес електронного збудження іонів відіграє важливу роль при нагріванні, охолодженні, енергетичних втратах, діагностиці та моделюванні цих середовищ. Тому ефективний переріз цього процесу потрібний при спектроскопічних дослідженнях та у вивченні основних параметрів і властивостей плазми. Крім того, накопичений великий досвід і більш систематичний підхід до вивчення різноманітної природної та лабораторної плазми показали, що на даний час є також постійна необхідність у кращому розумінні особливостей і механізмів процесу електронного збудження іонів.

Розвиток робіт у зв'язку з дослідженнями можливості використання керованого термоядерного синтезу в якості джерела енергії був стимулом подальших досліджень електрон-іонних зіткнень, включаючи багатоелектронні і високо-заряджені іони. Завдяки удосконаленню як методики і техніки експерименту, так і методів теоретичних розрахунків, у цих дослідженнях було виявлено, що у процесах зіткнень електронів з іонами значну роль

відіграють автоіонізаційні стани (АІС) системи "електрон+іон", розпад яких призводить до появи складної резонансної структури, у тому числі й у перерізах збудження.

Надійним і ефективним методом дослідження процесу збудження іонів електронним ударом є метод пучків, що перетинаються. Одними із найбільш повно досліджених цим методом є іони лужноземельних металів [1]. Отримані експериментальні і теоретичні дані показали, що у збудженні зв'язаних станів цих іонів значну роль відіграє взаємодія бомбардуючого електрона з валентним ns -електроном. Роль субвалентної $(n-1)p^6$ оболонки у процесі збудження експериментально не виявлено. Подібну іонам лужноземельних металів конфігурацію валентної оболонки мають іони підгрупи цинку, але субвалентною у них є $(n-1)d^{10}$ оболонка. Тому представляло значний інтерес вивчення ролі цієї оболонки у збудженні резонансних ліній цих іонів. Результати наших попередніх досліджень по збудженню резонансних ліній іона Zn^+ [2] показали, що виявлені складні структурні особливості на енергетичних залежностях ефективного перерізу збудження

(ЕПЗ) до і за потенціалом іонізації іона в основному зумовлені захопленням налітаючого електрону іоном з одночасним збудженням електрону з субвалентної $3d^{10}$ оболонки в АІС атома Zn та наступним розпадом АІС (безпосередньо або через каскадні переходи) на резонансні рівні іона Zn^+ .

Збудження електронним ударом окремих компонент резонансного дублету та деяких каскадних переходів на резонансні рівні іона Cd^+ досліджувалось у роботах [3, 4] у вузькому діапазоні енергій від порогу процесу до 16 еВ. На досліджених функціях збудження (ФЗ) не було виявлено структурних особливостей у зв'язку з використанням великого кроку сканування енергії електронів (0.5 ± 1 еВ), а також їх недостатньої енергетичної однорідності на напіввисоті кривої розподілу ($\Delta E_{1/2} \approx 1$ еВ) та великої розрядної напруги у джерелі іонів ($U_{розр.} = 100$ В). Останнє призводило до утворення великого числа довгоживучих $4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2, 3/2}$ станів (з часом життя 830 нс та 300 нс), які значно погіршували співвідношення корисного сигналу і фону та точність визначення абсолютного значення ЕПЗ досліджених спектральних переходів.

Метою даної роботи було прецизійне дослідження електронного збудження окремих компонент резонансного дублету $5p \ ^2P^o_{1/2, 3/2} \rightarrow 5s \ ^2S_{1/2}$ іона Cd^+ та вивчення ролі субвалентної $4d^{10}$ – оболонки у цьому процесі.

Зауваження з методики та апаратури

Дослідження проведено спектроскопічним методом в умовах пучків, що перетинаються під кутом 90° . Вимірювання було направлено на дослідження ФЗ, тобто залежності ЕПЗ іонів від енергії електронів. Ця процедура полягала у вимірюванні відносних інтенсивностей спектральних ліній при різних значеннях енергії електронів. Однак, при електрон-іонних зіткненнях корисний сигнал дуже слабкий (2 ± 10 імп./сек.) і його доводило-

ся реєструвати на значно переважаючому фоні, який складався із темного фону детектора фотонів, а також із фонів від зіткнень електронів й іонів з нейтральними частинками залишкового газу. Тому виділення корисного сигналу було можливе лише при застосуванні методики модуляції обох пучків заряджених частинок [5]. Модулювались пучки прямокутними імпульсами напруги, які зсунені один відносно одного на чверть періоду модуляції. Суть методу полягала у тому, що у різних чвертях модуляції пучки присутні або відсутні в області зіткнень лише у певній послідовності і, відповідно до цього, у різних чвертях реєструвалися сигнали, що спричинені різними процесами.

Дослідження було проведено на високовакуумній установці, яка детально описана у [6]. Установка (див. рис. 1.) складалася з таких основних вузлів: джерел електронного та іонного пучків, систем формування та приймання пучків, які були розміщені у високовакуумній камері зіткнень. Іони утворювалися у джерелі, що працювало в режимі низьковольтного дугового розряду, величина напруги ($U_{розр.} \leq 12$ В) якого підбиралася таким чином, щоб запобігти збудженню атомів Cd у довгоживучих $4d^9 5s^2 \ ^2D_{5/2, 3/2}$ станах, які могли дати суттєвий внесок в фон від іонного пучка. При цьому необхідно було отримати достатньо великий струм іонного пучка, щоб забезпечити відповідний рівень корисного сигналу. Для узгодження таких протилежних вимог та досягнення стабільної роботи джерела іонів при низьких розрядних напругах було здійснено удосконалення його конструкції та підібрано оптимальний режим роботи. Багаточисельні контрольні експерименти дозволили підібрати довжину "розрядного проміжку" (між катодом джерела іонів і передньою стінкою розрядної камери) та оптимальні температури нагріву резервуару з робочою речовиною і розрядної камери. Іони відокремлювалися 90° -ним електростатичним конденса-

тором від атомів, що дифундують з джерела іонів. З області зіткнень пучок надходив у колектор іонів – глибокий циліндр Фарадея з електродом для затримки вторинних та розсіяних електронів. При виборі енергії іонного пучка враховувалося, щоб при цій енергії можна було отримати величину іонного струму, достатню для проведення експерименту, і щоб вона була меншою від енергії, при якій є ефективним збудження іонів на атомах і молекулах залишкового газу. Виходячи з цього іони прискорювалися до енергії 0.6 ± 1 кеВ, а їх струм складав 0.6 ± 0.8 мкА. Для одержання електронного пучка використовувалася низькоенергетична трианодна електронна гармата, яка забезпечувала одержання сформованого стрічкового пучка електронів у діапазоні енергій 4 ± 150 еВ з силою струму 50 ± 300 мкА. Ширина на напів-висоті функції розподілу електронів за енергіями складала $\Delta E_{1/2} = 0.35 \pm 0.4$ еВ в області енергій 5 ± 20 еВ та $\Delta E_{1/2} = 0.5 \pm 1$ еВ в області 20 ± 150 еВ.

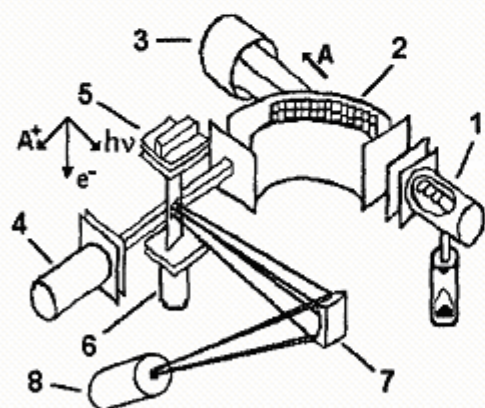


Рис. 1. Схема основних вузлів апаратури для отримання електронного й іонного пучків та реєстрації випромінювання:

1 – джерело іонів, 2 – електростатичний селектор, 3 – колектор атомів, 4 – колектор іонів, 5 – електронна гармата, 6 – колектор електронів, 7 – дифракційна ґратка вакуумного монохроматора, 8 – фотодетектор.

Для спектрального розділення випромінювання в області довжини хвиль $\lambda = 200 \pm 300$ нм, в якій переважно розташовані низьколежачі спектральні переходи іона Cd^+ , було використано 70° -ний вакуумний монохроматор ВМ-70, побудований за схемою Сейя-Наміока. Диспергуючим елементом у ньому була вигнута тороїдальна ґратка (радіуси кривизни 550 мм та 333 мм, 1200 штр./мм). Середня обернена лінійна дисперсія монохроматора складала 1.7 нм/мм. Спектральна чутливість в області довжин хвиль резонансних ліній іона Cd^+ ($\lambda = 214.4$ нм і $\lambda = 226.5$ нм) складала $(5 \pm 8) \cdot 10^{-3}$ імп./фотон. Випромінювання детектувалося фотоелектронним помножувачем ФЭУ-142, який для зменшення темного фону охолоджувався. За допомогою магніторозрядних насосів підтримувався вакуум $P \approx 10^{-8}$ Тор у камері зіткнень та $P \approx 10^{-7}$ Тор у вакуумному монохроматорі.

Дослідження проводилися за допомогою автоматизованої системи вимірювання, яка побудована на базі персонального комп'ютера IBM PC/XT та модулів КАМАК [7]. Система дозволяла контролювати всі параметри експерименту під час вимірювань, управляла зміною прискорюючої енергії електронів, а також документувала та обробляла результати вимірювань. За допомогою цієї ж системи були записані спектри випромінювання іона Cd^+ , проведені вимірювання енергетичної неоднорідності електронного пучка методом затримуючого потенціалу.

Результати та їх обговорення

Енергетичну залежність ЕПЗ окремих компонент резонансного дублету з довжинами хвиль $\lambda = 214.4$ нм ($5p \ ^2P_{3/2}^o \rightarrow 5s \ ^2S_{1/2}$) і $\lambda = 226.5$ нм ($5p \ ^2P_{1/2}^o \rightarrow 5s \ ^2S_{1/2}$) досліджено від порогу процесу до 120 еВ. Результати дослідження наведено на рис.2. На цьому ж рисунку наведено інтервали енергій, в яких розташовані АІС атома Cd . Вертикальними стрілками на нижній частині енергетичної шкали вка-

зано порогови збудження окремих компонент резонансного дублету та потенціал іонізації іона Cd^+ . Вертикальні відрізки на експериментальних точках вказують відносну похибку вимірів. Абсолютні значення ЕПЗ одержані з похибкою, що не перевищує 15%. Шкалу енергії електронів відкалібровано з точністю ± 0.1 еВ за пороговою ділянкою ФЗ резонансної лінії атома Cd ($\lambda=228.8$ нм), для якої відомий спектроскопічний поріг збудження.

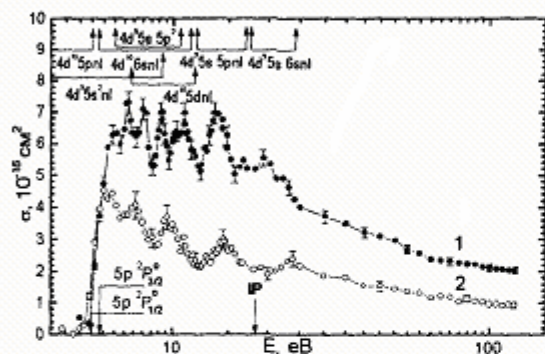


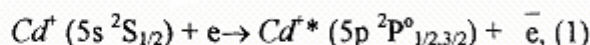
Рис. 2. Енергетичні залежності ефективного перерізу збудження резонансних ліній іона Cd^+ :
1 – 214.4 нм ($5p^2P^o_{3/2} \rightarrow 5s^2S_{1/2}$);
2 – 226.5 нм ($5p^2P^o_{1/2} \rightarrow 5s^2S_{1/2}$).

ФЗ вимірювалися в заданому енергетичному інтервалі з кроком 0.05 еВ у при-пороговій області енергій, 0.1÷0.2 еВ – до 30 еВ, 0.5 еВ, 2 еВ чи 5 еВ – в області енергій 30÷120 еВ. Вимірювання проводилося у циклічному режимі накопичення сигналу з експозицією в кожній точці 10÷30 сек та кількістю циклів 100÷200. Сигнал від електронного збудження резонансних ліній іона Cd^+ складав 10÷12 імп./сек у максимумі ФЗ та 2÷4 імп./сек – при енергіях 100÷120 еВ, а відношення сигналу до фону складало відповідно 1/2 та 1/15.

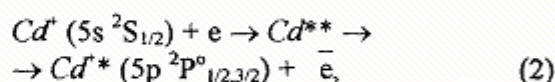
ФЗ, що наведено на рис. 2., відображають закономірності, характерні для збудження іонів електронним ударом у випадку оптично дозволених переходів: різкий ріст ефективності збудження поблизу порогу, що визначається енергетичною неоднорідністю електронів у

пучку, та монотонний спад за законом $E^{-1} \ln E$ при енергіях $E > 5E_{пор.}$, де ефективність збудження лінії $\lambda=214.4$ нм ($5p^2P^o_{3/2} \rightarrow 5s^2S_{1/2}$) приблизно у 2 рази більша, ніж лінії $\lambda=226.5$ нм ($5p^2P^o_{1/2} \rightarrow 5s^2S_{1/2}$).

На досліджених ФЗ окремих компонент резонансного дублету іона Cd^+ було виявлено чітку структуру як нижче, так і вище порогу іонізації іона. Вона обумовлена резонансним захопленням налітаючих електронів іонами Cd^+ і одночасним збудженням системи в АІС атома Cd з наступним їх розпадом у електронному та радіаційному каналах. Електронний розпад АІС призводить до додаткового заселення іонних рівнів, тобто поряд з прямим збудженням



відбувається і резонансне збудження



де Cd^{**} – АІС атома Cd , \bar{e} – ежектований електрон. У процесі резонансного збудження $5p^2P^o_{1/2,3/2}$ рівні можуть додатково заселятися при розпаді АІС безпосередньо на них, або через каскадні переходи з більш високолежачих іонних рівнів.

Радіаційний розпад АІС на зв'язані стани атома призводить до процесу діелектронної рекомбінації (ДР) і проявляється у вигляді структури на енергетичних залежностях ЕПЗ до порогу збудження резонансних ліній.

На рис. 3. наведені припорогові (до енергії 8 еВ) ділянки ФЗ резонансних ліній іона Cd^+ . Аналіз літературних даних АІС атома Cd [8-11] показує, що структура на цій ділянці переважно обумовлена електронним розпадом АІС $4d^{10}5p(^2P^o_{3/2})nl$ (у енергетичному інтервалі між розщепленням резонансних $^2P^o_{1/2}$ та $^2P^o_{3/2}$ рівнів іона Cd^+) та АІС $4d^9(^2D_{5/2,3/2})5s^2nl$ конфігурацій. Радіаційний розпад АІС $4d^95p(^2P^o_{1/2,3/2})nl$

конфігурацій на зв'язані стани атома Cd проявляється до і у порозі збудження резонансних ліній як їх діелектронні сателіти. У енергетичному інтервалі від 8 еВ до потенціалу іонізації іона Cd^+ (16.9 еВ) найбільш ймовірним є внесок АІС $4d^{10} 6s ({}^2S_{1/2}) nl$, $4d^{10} 5d ({}^2D_{3/2,5/2}) nl$, $4d^9 5s 5s nl$ та $4d^9 5s 6p nl$ конфігурацій (див. рис. 2.). Слід зауважити, що структура на енергетичних залежностях ЕПЗ спостерігалася і за потенціалом іонізації. Це пов'язано з внеском як атомарних, так і іонних АІС кадмію, які дають досить суттєвий внесок у збудження за рахунок багатоступінчатих процесів.

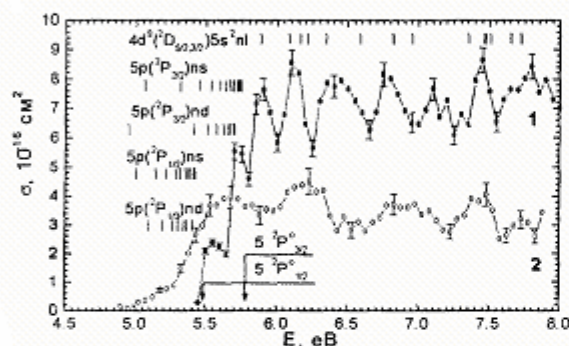


Рис. 3. Припорогові ділянки ФЗ резонансних ліній іона Cd^+ :

- 1 – 214.4 нм ($5p \ 2P_{3/2}^o \rightarrow 5s \ 2S_{1/2}$);
 2 – 226.5 нм ($5p \ 2P_{1/2}^o \rightarrow 5s \ 2S_{1/2}$).

Таким чином, одержані нами результати свідчать про складний механізм збудження резонансних ліній іона Cd^+ електронним ударом, що пов'язане з ефективним протіканням резонансних процесів – резонансного збудження і діелектронної рекомбінації. ДР є основним механізмом збудження сателітних ліній, які займають вузький діапазон довжин хвиль поблизу резонансної лінії. Інтенсивність діелектронних сателітів визначається як ймовірністю електронного захоплення, так і ймовірністю радіаційного розпаду відповідних АІС. Основним конкуруючим процесом при цьому є електронний розпад АІС в основний або на збуджені стани іона. Останнє проявляється у резонансному збудженні іонів.

Автор висловлює подяку співробітникам Інституту електронної фізики НАН України Імре А.Й., Гомонай А.М. та Вукстичу В.С. за допомогу при виконанні дослідницької роботи.

1. И.П. Запесочный, А.И. Имре, А.И. Дашченко, В.И. Фронтон, ЖЭТФ, **100**. Вып. 1 (7). с.113-123 (1991).
2. А.И. Имре, А.Н. Гомонай, В.С. Вукстич, А.Н. Немец, Письма в ЖЭТФ, **68**. в. 8., с.614. (1998).
3. K. Hane, T. Goto and S. Hattori, J.Phys.B.:At.Mol. Phys. - **V.16**. - P.629-637. (1983).
4. K. Hane, T. Goto and S. Hattori, Phys. Rev.A.-**V.27**.-N2.-P.124-131. (1983).
5. А.И. Дашченко, Э.П. Стахно, А.И. Имре, ПТЭ. №4. - с.196-198. (1972).
6. А.М. Гомонай, А.Й. Имре, УФЖ. 41, №11-12, 1032 (1996).
7. А.М. Немец, В.С. Вукстич, Наукowo-технічний збірник "Проблеми економічного та соціального розвитку регіону і практика наукового експерименту". Вип. 13., с. 42-45. (Ужгород - Київ, 1997).
8. M.W. Mansfield, Proc. R. Soc.Lond. A. - **V.362**. - P.129-144. (1978).
9. M.W. Mansfield, M.M. Murnane, J.Phys.B.: At. Mol. Phys. - **V.18**. - P.4223-4244. (1985)
10. J. Jimenez-Mier, C.D. Caldwell, M.O. Krause, Phys. Rev. A. - **V.39**, № 1. - P.95-102. (1989)
11. M.A. Baig, M. Akram, S.A. Bhatti, K. Sommer, J. Hornies, J.Phys.B.: At.Mol.Opt.Phys. **V.27**. - P.1693-1708. (1994)

INVESTIGATION OF EXCITATION OF RESONANCE LINES OF Cd^+ IONS AT ELECTRON-ION COLLISIONS

A.M. Nemeth

Institute of Electron Physics of Ukrainian National Academy of Sciences,
21., Universitetska str., Ukraine, 88000 Uzhgorod
e-mail: iep@iep.uzhgorod.ua

Using the UV-spectroscopy technique combined with the crossed-beam method, the energy dependences of the excitation cross-sections of the of the resonant doublet $5p^2P^{\circ}_{3/2} \rightarrow 5s^2S_{1/2}$ and $5p^2P^{\circ}_{1/2} \rightarrow 5s^2S_{1/2}$ components (at $\lambda=214.4$ nm and $\lambda=226.5$ nm wavelengths, respectively) of the Cd^+ ion have been studied from the excitation threshold up to 120 eV. The distinct features caused by excitation, electron and radiative decay of autoionizing states of Cd atoms were found.