

# ПРОЯВ ДВОФОТОННИХ РЕЗОНАНСІВ ПРИ ТРИФОТОННІЙ ІОНІЗАЦІЇ АТОМА САМАРІЮ

О.І. Гомонай, О.І. Плекан

Інститут електронної фізики НАН України,  
вул. Університетська 21, Ужгород, 88017  
e-mail: [vkkel@mail.uzhgorod.ua](mailto:vkkel@mail.uzhgorod.ua)

Досліджено спектр трифотонної іонізації атома самарію при різних інтенсивностях лазерного випромінювання і розмірах фокального об'єму. Виявлено, що прояв резонансних максимумів суттєво залежить від умов проведення експерименту. Показано, що перерозподіл амплітуд резонансних максимумів зі змінною інтенсивністю випромінювання зумовлений неоднаковими пороговими інтенсивностями насичення іонізації для переходів із рівнів з різною заселеністю.

Наші дослідження показали [1], що спектри трифотонної іонізації атома самарію, одержані при різних значеннях інтенсивності лазерного випромінювання, суттєво відрізняються як за амплітудою і формою спостережуваних резонансних максимумів, так і за їх положенням та загальною кількістю. Це, на наш погляд, зумовлено особливістю спектра енергетичних рівнів атома самарію. Основний терм цього елемента є септетом  $4f^6 6s^2 \ ^7F_{0-6}$  [2], усі рівні якого заселені відповідно до розподілу Больцмана. Тому резонансні максимуми у спектрах трифотонної іонізації атома Sm зумовлені переходами з різних початкових рівнів основного терму. Порогові інтенсивності насичення іонізації для переходів з різних початкових рівнів, враховуючи неоднакову їх заселеність, є різними. Саме ця різниця між пороговими інтенсивностями насичення іонізації і є, на наш погляд, причиною відмінностей між спектрами трифотонної іонізації атома Sm, вимірними в умовах різного значення інтенсивності світлового поля [1].

Для перевірки цього припущення у нашій роботі досліджувалися залежності ефективності трифотонної іонізації атома Sm від частоти лазерного випромінювання в околі двофотонних переходів з рівнів із різною заселеністю основного терма при різних значеннях інтенсивності лазерного випромінювання  $F$ .

Експеримент полягав у наступному. Пучок нейтральних атомів самарію опромінювався сфокусованим лазерним випромінюванням. Іони, що утворювалися в області взаємодії атомного й лазерного пучків, витягувалися постійним електричним полем і після проходження через часопролітний мас-спектрометр детектувалися мікроканальним помножувачем. Концентрація атомів Sm в області взаємодії пучків становила  $\sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , залишковий тиск у вакуумній камері –  $10^{-7} \text{ Тор}$ .

Джерелом випромінювання був перебудований барвниковий лазер FL-2001 з накачкою другою гармонікою Nd:YAG лазера. Ширина лінії випромінювання була  $0.2 \text{ см}^{-1}$ , тривалість імпульсу  $\sim 15 \text{ нс}$ , поляризація – лінійна. Для визначення частоти лазерного випромінювання з точністю не гірше  $0.2 \text{ см}^{-1}$  використовувалися Cu-Ne лампа з порожнистим катодом та інтерферометр Фабрі-Перо з фотодіодом, які забезпечували формування реперного оптогальванічного спектру неону та еквідистантні за частотою мітки – максимуми пропускання інтерферометра. Випромінювання фокусувалося у камеру за допомогою лінзи з фокусною відстанню 16 см. При цьому максимальна інтенсивність лазерного випромінювання  $F$  в області взаємодії становила  $6 \times 10^8 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ .

Зменшення інтенсивності поля здійснювалося шляхом зміни положення фокусуєної лінзи відносно положення “точного фокусу”. При цьому також збільшувався ефективний об’єм взаємодії. Це дозволяло змінювати умови насичення іонізації: збільшення ефективного об’єму приводило до збільшення кількості атомів в області взаємодії і, відповідно, до зростання іонного сигналу, що відповідає пороговій інтенсивності насичення іонізації.

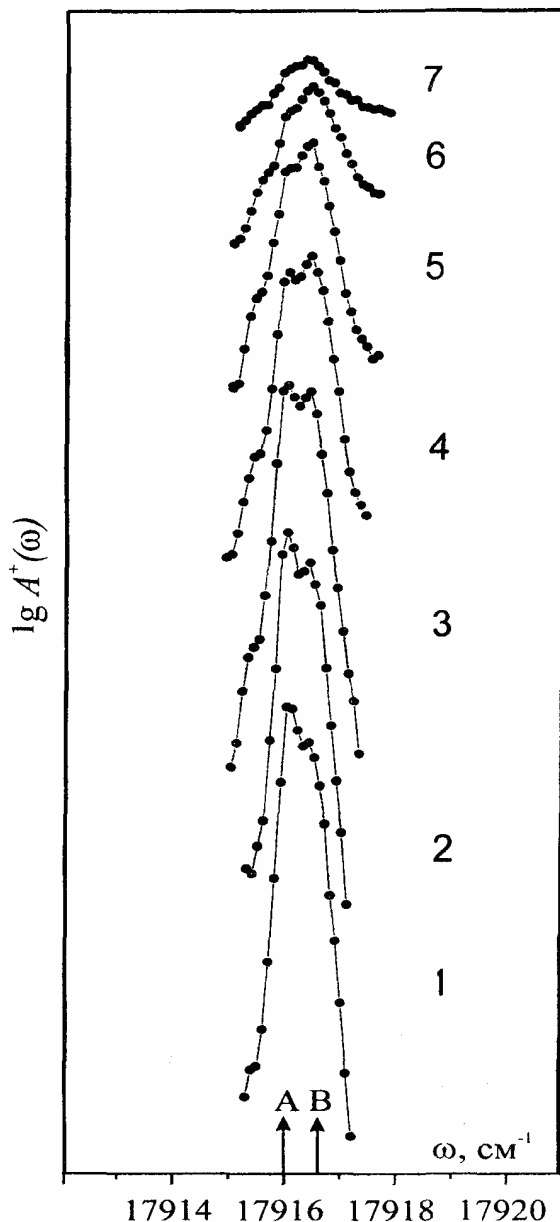


Рис.1. Спектр трифотонної іонізації атома Sm, виміряний в околі двофотонних переходів із рівнів: А –  ${}^7F_4$  ( $\omega = 17916.0 \text{ cm}^{-1}$ ), В –  ${}^7F_2$  ( $\omega = 17916.4 \text{ cm}^{-1}$ ).  $F(7):F(6):F(5):F(4):F(3):F(2):F(1) = 1:0.08:0.04:0.02:0.01:0.007:0.005$ .

На рис.1 наведено фрагмент спектру трифотонної іонізації атома самарію, виміряного при різних значеннях  $F$  в околі двофотонних переходів з рівнів  ${}^7F_2$  і  ${}^7F_4$ , які приблизно в п’ять разів відрізняються за заселеністю. Дані про збуджувані при цьому рівні взято з [5]. При малій інтенсивності лазерного випромінювання (крива 1) амплітуда максимуму, зумовленого двофотонним переходом з рівня  ${}^7F_4$  (А), є більшою за амплітуду максимуму, який відповідає двофотонному переходу з рівня  ${}^7F_2$  (В). Зростання інтенсивності  $F$  при одночасному зменшенні ефективного об’єму приводить до перерозподілу амплітуд максимумів, що розглядаються: спочатку вони стають рівними (крива 3), а потім амплітуда максимуму, зумовленого переходом з рівня  ${}^7F_2$ , стає більшою (криві 4–7). Таку поведінку залежності  $A^+(\omega)$  можна пояснити так.

Атомарна мішень у випадку атома самарію є сумішшю семи сортів атомів, які відрізняються між собою основним рівнем  ${}^7F_j$ . Кількість атомів кожного сорту визначається розподілом Больцмана. При робочій температурі атомного джерела  $\sim 600^\circ\text{C}$  процентне співвідношення між ними наступне: 18% ( ${}^7F_0$ ), 35% ( ${}^7F_1$ ), 26% ( ${}^7F_2$ ), 13% ( ${}^7F_3$ ), 5% ( ${}^7F_4$ ), 2% ( ${}^7F_5$ ), 0,5% ( ${}^7F_6$ ). Амплітуда максимуму визначається ймовірністю переходу та кількістю атомів відповідного сорту в області взаємодії. Зростання інтенсивності лазерного випромінювання  $F$  приводить до зростання ймовірності іонізації  $W$  за законом  $W \sim F^2$  (при відсутності насичення). Водночас зменшення ефективного об’єму приводить до зменшення кількості атомів в області взаємодії і, відповідно, до зменшення іонного сигналу, що відповідає пороговій інтенсивності насичення іонізації. При певному співвідношенні між інтенсивністю поля і розміром ефективного об’єму настає насичення іонізації – за час лазерного імпульсу всі атоми (певного сорту) в області взаємодії іоні-

зуються. Подальше зростання іонного сигналу в цьому випадку відбувається за рахунок іонізації атомів, які знаходяться за межами ефективного об'єму, що призводить до сповільнення швидкості зростання іонного сигналу з ростом інтенсивності ( $W \sim F^{3/2}$  [3]).

Іонний сигнал, який відповідає пороговій інтенсивності насичення іонізації визначається кількістю атомів в області взаємодії (заселеністю рівнів основного терма  ${}^7F_J$ ). Як вже зазначалося вище, заселеність рівня  ${}^7F_4$  у п'ять разів менша за заселеність рівня  ${}^7F_2$ , тому насичення і, відповідно, сповільнення швидкості зростання іонного сигналу у випадку переходу з рівня  ${}^7F_4$  настає значно скоріше, ніж для переходу з рівня  ${}^7F_2$ . Саме це і спричинює спостережуваний перерозподіл інтенсивностей вказаних переходів на рис.1.

Зауважимо, що при великих значеннях інтенсивності поля (крива 7 на рис.1) максимум, зумовлений переходом з рівня  ${}^7F_4$ , практично не проявляється в залежності  $A^+(\omega)$ , хоча при малих значеннях  $F$  він чітко виражений і за амплітудою навіть перевищує максимум, пов'язаний з переходом із значно більш заселеного рівня  ${}^7F_2$  (рис.1, криві 1, 2). Аналогічна поведінка спостерігається і для переходів з інших рівнів, особливо слабо заселених ( ${}^7F_5$  і  ${}^7F_6$ ). Це вказує на те, що на прояв двофотонних резонансів суттєво впливають умови проведення експерименту: інтенсивність лазерного випромінювання, розмір ефективного об'єму та густина атомів у області взаємодії. Це, у свою чергу, означає, що для того, щоб коректно порівнювати окремі ділянки спектру, вони мають бути виміряні при однакових умовах.

Саме різні умови проведення експерименту, на наш погляд, є причиною відмінностей між спектрами трифотонної іонізації самарію, одержаними в нашому експерименті [1] та в роботі [4]. Порівняння результатів цих робіт показує, що вони достатньо добре узгоджуються між

собою. Однак є деякі відмінності у положенні, кількості та відносній інтенсивності резонансних максимумів. Так, нами спостерігалось 43 максимуми, які були відсутні в [4], і не виявлено чотирьох максимумів із цієї роботи.

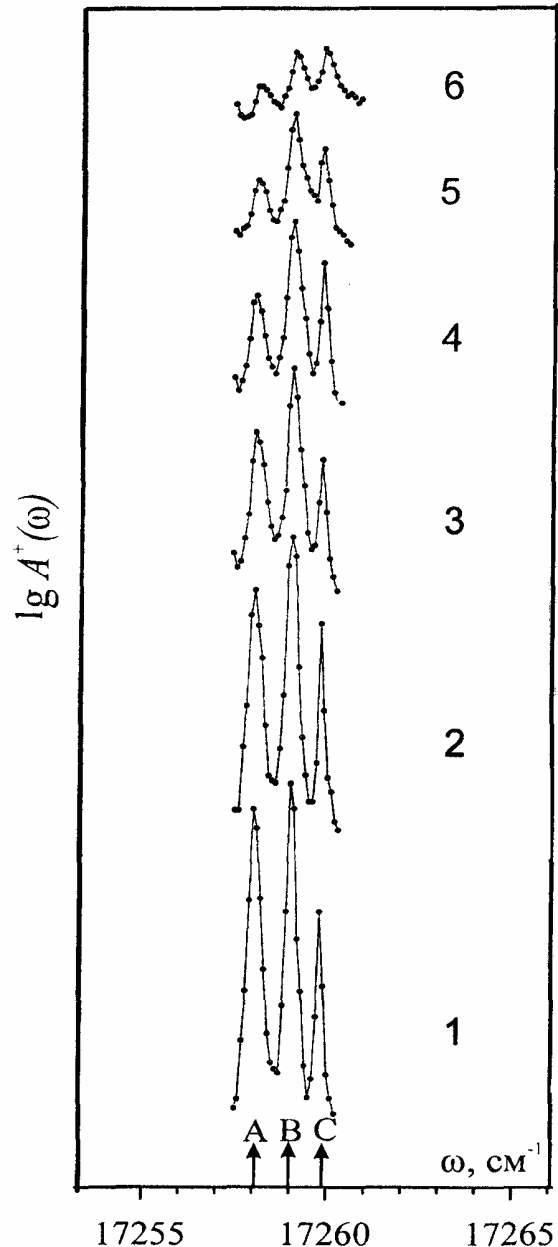


Рис.2. Спектр трифотонної іонізації атома Sm, виміряний в околі двофотонних переходів із рівнів: А –  ${}^7F_2$  ( $\omega = 17258.0 \text{ cm}^{-1}$ ), В –  ${}^7F_3$  ( $\omega = 17259.0 \text{ cm}^{-1}$ ), С –  ${}^7F_1$  ( $\omega = 17259.8 \text{ cm}^{-1}$ ).  $F(6):F(5):F(4):F(3):F(2):F(1) = 1:0.32:0.16:0.08:0.04:0.02$ .

Зазначимо, що нами використано дані роботи [4] для пояснення спостережуваної резонансної структури [1]. Оскільки у роботі [4] відсутні дані про вихідні параметри лазерного та атомного пучків, для коректного використання цих даних нами експериментально підібрано таке положення фокусуючої лінзи, щоб одержувані спектри збігалися з тими, які були отримані в [4]. Для прикладу на рис. 2 наведено фрагмент спектру трифотонної іонізації, вимірний при різних положеннях фокусуючої лінзи. Він засвідчує, що вигляд резонансної структури суттєво залежить від інтенсивності лазерного випромінювання. Так, при малому значенні  $F$  найбільшу амплітуду має максимум В, пов'язаний з двофотонним переходом з рівня  ${}^7F_3$ , в той час як максимум С, зумовлений двофотонним переходом з найбільш заселеного рівня  ${}^7F_1$ , характеризується найменшою амплітудою (рис. 2, крива 1). Зі зростанням інтенсивності максимум С спочатку наздоганяє за амплітудою максимум А, який відповідає двофотонному переходу з рівня  ${}^7F_2$ , а потім його амплітуда стає більшою за амплітуду цього максимуму (рис. 2, крива 4). При великих значеннях інтенсивності лазерного випромінювання максимум С наздоганяє за амплітудою максимум В (рис. 2, крива 6).

Зазначимо, що спостережуваний перерозподіл амплітуд максимумів В і С легко пояснити різницею між пороговими

інтенсивностями насичення іонізації для переходів з рівнів, які різняться за заселеністю іонізації майже втричі. Що ж стосується максимуму А, то, хоча частота  $\omega = 17258.0 \text{ см}^{-1}$  і відповідає двофотонному переходу з рівня  ${}^7F_2$  [5], не цей перехід є домінуючим, що визначає поведінку цього максимуму. Оскільки заселеності рівнів  ${}^7F_1$  і  ${}^7F_2$  не набагато відрізняються одна від одної, поведінка максимуму А повинна була б нагадувати поведінку максимуму С. Однак це не так. Різке зменшення амплітуди максимуму А та його розширення свідчать про те, що він зумовлений двофотонним переходом з слабо заселеного рівня (наприклад,  ${}^7F_4$  або  ${}^7F_5$ ). Саме цей перехід визначає амплітуду, форму і поведінку максимуму А з ростом інтенсивності (рис. 2). Що ж до переходу з рівня  ${}^7F_2$ , то він є слабким і тому суттєво не впливає на поведінку цього максимуму.

Таким чином, одержані нами результати свідчать про те, що у випадку атома самарію на прояв двофотонних резонансів суттєво впливають умови проведення експерименту: інтенсивність лазерного випромінювання, розмір фокального об'єму та кількість атомів в області взаємодії. Перерозподіл амплітуд резонансних максимумів зі зміною інтенсивності випромінювання зумовлений неоднаковими пороговими інтенсивностями насичення іонізації для переходів із рівнів з різною заселеністю.

### Література

1. А.И.Гомонай, О.И.Куделич, Оптика и спектроскопия 93, 212 (2002).
2. W.C.Martin, R.Zalubas, L.Hagan. Atomic Energy Levels – The Rare-Earth Elements NSRDS-NBS 60 (1978)
3. Н.Б.Делоне, В.П.Крайнов. Атом в сильном световом поле (Москва, 1984).
4. T.Jayasekharan, M.A.N.Razvi, G.L.Bhale, J.Opt. Soc. Am. B. 13, 641 (1996).
5. T.Jayasekharan, M.A.N.Razvi, G.L.Bhale, J.Opt. Soc. Am. B. 17, 1607 (2000).

## **TWO-PHOTON RESONANCES REVEALED AT THREE-PHOTON IONIZATION OF SAMARIUM ATOM**

**A.I.Gomonai, O.I.Plekan**

Institute of Electron Physics, Ukrainian Academy of Sciences,  
21 Universytetska str., Uzhhorod 88017, Ukraine,  
e-mail: vkel@mail.uzhgorod.ua

Three-photon ionization spectrum of samarium atom at different laser radiation intensities and focal volume size is studied. It is found that the revelation of the resonance maxima considerably depends on the experimental conditions. It is shown that the resonance maxima amplitude redistribution with radiation intensity variation results from disparate ionization saturation thresholds for the transitions from differently populated levels.