

УДК 658.562:621

PACS 32.80.Fb, 34.80.Qb, 32.80.Rm

DOI: 10.24144/2415-8038.2017.42.104-111.

I.I. Бондар, В.В. Суран, I.I. Аксенюк, Т.В. Дубровка

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

e-mail: ivan.bondar@gmail.com

ЗАЛЕЖНІСТЬ ПРОЦЕСУ УТВОРЕННЯ ІОНІВ Ba^{2+} ВІД ІНТЕНСИВНОСТІ ВИПРОМІНЮВАННЯ ПРИ РЕАЛІЗАЦІЇ ДВОЕЛЕКТРОННОГО МЕХАНІЗМУ В ДВОХ ЛАЗЕРНИХ ПОЛЯХ

Досліджено механізм утворення двозарядних іонів при нелінійній іонізації атомів Ba під одночасним впливом випромінювань лазера на ітрій-алюмінієвому гранаті і його другої гармоніки. Показано, що механізм утворення цих іонів являється двоелектронним.

Ключові слова: багатофотонна іонізація, двозарядні іони, двоелектронний механізм, динамічний ефект Штарка.

Вступ

В ряді попередніх робіт було показано, що реалізація двоелектронного механізму утворення двозарядних іонів (A^{2+}) при нелінійній іонізації атомів пов'язана зі збудженням і подальшою іонізацією сильно збуджених станів цих атомів [1-6]. Збудження атомних станів в цьому випадку зумовлено динамічним ефектом Штарка. При цьому налаштування динамічного резонансу зі збудженим станом відбувається при інтенсивності лазерного випромінювання F_0 , яка відповідає умові:

$$\Delta E = -\alpha F_0/4 \quad (1)$$

де ΔE – зміна енергії відповідних станів, яка необхідна для реалізації динамічного резонансу, α – динамічна поляризованість цього стану.

В роботі [6] було показано, що залежність виходу двозарядних іонів (N^{2+}) від інтенсивності лазерного випромінювання F при реалізації двоелектронного механізму в умовах насичення процесу іонізації нейтральних атомів описується формулою:

$$N^{2+}(F) = C n_0 V_0(F) \quad (2)$$

де: n_0 – концентрація нейтральних атомів в об'ємі взаємодії; C – коефіцієнт, який враховує зміну концентрації нейтральних

атомів внаслідок утворення з них однозарядних іонів; V_0 – об'єм області взаємодії, в якій створюється інтенсивність випромінювання, яка відповідає умові (1); F – інтенсивність лазерного випромінювання, яка є максимальною в області взаємодії. При фокусуванні гаусових лазерних пучків залежність $V_0(F)$ описується наступною формулою [6]:

$$V_0 = C_1 \left[\left(\frac{1}{9} \right) \beta^{\frac{3}{2}} \left(\frac{2}{3} \right) \beta^{\frac{1}{2}} \left(\frac{2}{3} \right) \arctg \left(\beta^{\frac{1}{2}} \right) \right], \quad (3)$$

де: $\beta = (F/F_0) - 1$, $C_1 = 2\pi z_0 r_0^2$, r_0 – мінімальний радіус фокусування (радіус околу в центрі області фокусування, в якому інтенсивність випромінювання зменшується в e раз по відношенню до її максимального значення), $z_0 = \pi r_0^2 / \lambda$ – релеївська довжина, λ – довжина хвилі лазерного випромінювання.

В роботі [6] було показано, що формулами (2) і (3) добре описують залежності виходу іонів A^{2+} від інтенсивності лазерного випромінювання, які виміряні для двоелектронного механізму під дією на лужноземельні атоми одного лазерного випромінювання.

В даній роботі приведені результати досліджень залежності виходу двозарядних іонів від інтенсивності лазерного випромінювання при реалізації двоелектронного механізму під дією на лужноземельні атоми

двох лазерних випромінювань. Ми приводимо результати досліджень такої залежності для іонізації атомів Ba в результаті одночасної дії на них основного випромінювання (ОВ) лазера на ітрій-алюмінієвому гранаті (ЛІАГ) з частотою $\omega_1 = 9395 \text{ см}^{-1}$ і випромінювання його другої гармоніки (ВДГ) ($\omega_2 = 18790 \text{ см}^{-1}$).

Постановка експерименту

Випромінювання від ЛІАГ направлялось на кристал KDP для перетворення на ВДГ. Потім ВДГ і ОВ, які пройшли крізь кристал розділялися світлоподільною пластинкою. Після розділення кожен промінь проходив крізь систему двох поляризаторів. Потім промені знову з'єднувались в просторі і фокусувались в пучкові атомів Ba . Така постановка експерименту дозволяла змінювати інтенсивність кожного випромінювання незалежно один від іншого. Максимальні інтенсивності ОВ і ВДГ в наших дослідженнях були відповідно рівними $F_{1m} = 2 \times 10^{11} \text{ Вт/см}^2$ і $F_{2m} = 10^{10} \text{ Вт/см}^2$. Поляризація обох випромінювань була лінійною. Світлові вектори цих двох випромінювань були орієнтовані паралельно. В усьому іншому постановка експерименту була звичайною для досліджень за методом багатофотонної іонізаційної спектроскопії.

Результати досліджень

Результати досліджень наведені на рис.1. На цьому рисунку приведені результати вимірювань виходів іонів Ba^+ і Ba^{2+} , отриманих в умовах, коли інтенсивність ОВ (F_1) змінювалась, а інтенсивність ВДГ (F_2) підтримувалась постійною і рівною приведенному вище значенню F_{2m} . Тут і надалі F_1 і F_2 - максимальні в області лазерного імпульсу інтенсивності ОВ і ВДГ відповідно. На цьому ж рисунку приведені виходи іонів Ba^+ , які отримані в умовах, коли ОВ і ВДГ діяли на пучок атомів Ba окремо один від одного.

Як слідує з рис.1, при одночасному впливі ОВ і ВДГ на атоми Ba вихід іонів Ba^+ приблизно співпадає з їх виходом у випадку дії лише одного ВДГ. Це обумовлено сильним насиченням процесу іонізації атома Ba під дією ВДГ.

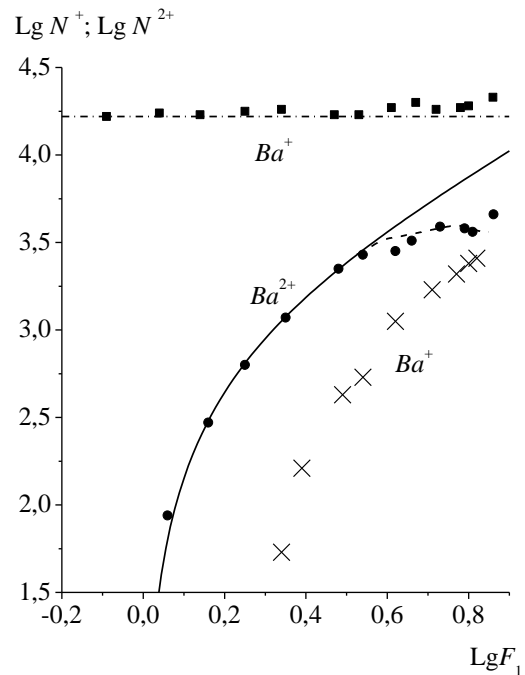


Рис.1. Залежності виходу іонів Ba^+ і Ba^{2+} при нелінійній іонізації атомів Ba від інтенсивності ОВ (F_1): точки – вихід іонів Ba^{2+} , які утворились в результаті одночасного впливу ОВ та ВДГ; квадрати – вихід іонів Ba^+ , які утворились в результаті одночасного впливу ОВ та ВДГ; суцільна лінія – результати розрахунку виходу іонів Ba^{2+} , які утворились в результаті одночасного ОВ та ВДГ; штрих-пунктирна – середнє значення іонів Ba^+ , які утворились в результаті впливу лише ВДГ; хрестики – вихід іонів Ba^+ , які утворились в результаті впливу лише ОВ.

Що ж стосується виходу іонів Ba^{2+} , то одночасний вплив ОВ і ВДГ на атоми Ba призводить до його сильного збільшення в порівнянні з виходом цих іонів при окремій дії ОВ і ВДГ. Відмітимо, що вихід іонів Ba^{2+} , які утворились при окремій дії ОВ і ВДГ на атоми Ba , не перевищував поріг чутливості апаратури. Тобто, вихід іонів Ba^{2+} при іонізації атомів Ba під дією одного лише ОВ (або під дією одного лише ВДГ) був не менше ніж на два порядки менше виходу іонів Ba^{2+} , які утворились в результаті одночасного впливу ОВ і ВДГ з інтенсивностями F_{1m} і F_{2m} .

Таке сильне збільшення виходу іонів Ba^{2+} в результаті одночасної дії ОВ і ВДГ на атоми Ba не може бути пояснено

реалізацією каскадного механізму утворення цих іонів, коли вони утворюються в результаті іонізації іонів Ba^+ . Якщо б у даному випадку реалізувався каскадний механізм, то збільшення виходу двозарядних іонів можливо лише у випадку, коли при одночасній дії ОВ і ВДГ реалізуються резонанси як із збуреними, так і з незбуреними станами іона Ba^+ . Однак, аналіз показує, що при одночасному впливі вказаних випромінювань на іон Ba^+ такі резонанси в його спектрі не можуть реалізуватись.

Разом з тим збільшення виходу іонів Ba^{2+} , а також характер вимірних залежностей $N^{2+}(F_1)$ добре пояснюються в моделі двоелектронного механізму утворення двозарядних іонів – коли ці іони утворюються в результаті збудження і іонізації станів нейтральних атомів, сильно збурених в результаті динамічного ефекту Штарка. Покажемо це більш детально.

При одночасній дії ОВ і ВДГ на атом Ba можливе збудження сильно збуреного стану, який не може збуджуватись при окремій дії ні ОВ, ні ВДГ. Так, частота ОВ ($\omega = 9395 \text{ см}^{-1}$) близька до частоти $\omega_{nm} = 9544 \text{ см}^{-1}$, яка відповідає однофотонному переходу між станами $6s7s^1S_0$ і $6s9p^1P_1^0$. Динамічні поляризованості α цих двох станів в околі частоти ω_{nm} мають великі абсолютні величини і протилежні знаки. У відповідності до знаків динамічних поляризованостей в околі частоти ω_{nm} при дії ОВ на атом Ba енергія стану $6s7s^1S_0$ буде зменшуватись, а енергія стану $6s9p^1P_1^0$ – збільшуватись. Тому в результаті одночасної дії ОВ і ВДГ на атом Ba повинен налаштуватися динамічний резонанс зі станом $6s7s^1S_0$. Збудження цього стану повинно відбуватись в результаті одночасного поглинання одного фотона ОВ і одного фотона ВДГ. Зміна енергії стану $6s7s^1S_0$, яка необхідна для того, щоб воно могло збуджуватись в результаті описаного вище динамічного резонансу, дорівнює $\Delta E = 45 \text{ см}^{-1}$. Схема реалізації цього динамічного резонансу приведена на рис.2.

Розглянемо тепер отриману нами залежність $N^{2+}(F_1)$. Як уже відмічалось, в даному випадку індукований динамічним ефектом Штарка резонанс зі станом $6s7s^1S_0$ налаштовується під дією ОВ.

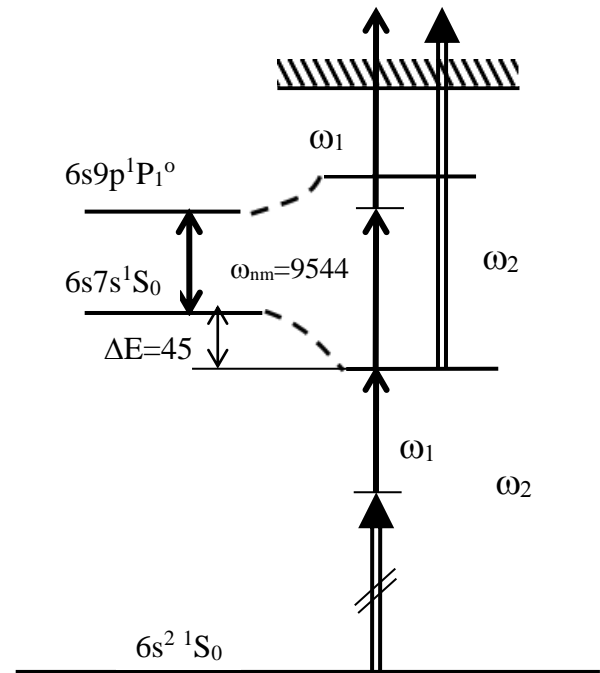


Рис.2. Схема збурення і збудження стану $6s7s^1S_0$ атома Ba в результаті одночасної дії ОВ (ω_1) і ВДГ (ω_2). Штриховою лінією вказано зміну енергії станів атома в результаті дії ОВ. Цифрами вказано значення зсуву ΔE в см^{-1} .

Його налаштування реалізується при інтенсивності випромінювання ОВ, яке відповідає умові (1), тобто коли інтенсивність ОВ дорівнює F_0 . При цьому в формулі (1) ΔE – зміна енергії стану $6s7s^1S_0$, яка необхідна для того, щоб воно могло збуджуватись в результаті одночасної взаємодії випромінювання ОВ і ВДГ ($\Delta E = 45 \text{ см}^{-1}$), α – значення динамічної поляризованості цього стану, яке відповідає частоті ОВ.

Таким чином, збудження стану $6s7s^1S_0$ можливо лише в тій частині області взаємодії, в якій створюється інтенсивність ОВ, яка дорівнює F_0 . Якщо умови експерименту такі, що зміна концентрації нейтральних атомів до моменту налаштування динамічного резонансу незначна, а процес іонізації збуреного стану насичений, то вихід іонів A^{2+} повинен бути пропорційний тому об'ємі V_0 області взаємодії, у якому в межах лазерного імпульсу створюється інтенсивність ОВ, яка рівна F_0 . Тобто в цьому випадку залежність $N^{2+}(F_1)$ повинна

описуватись формулами (2) і (3), якщо в формулі (3) прийняти:

$$\beta = \frac{F_1}{F_0} - 1 \quad (4)$$

Апроксимація виміряної нами залежності виходу іонів Ba^{2+} від інтенсивності ОВ залежністю $N^{2+}(F_1)$, розрахованою з використанням формул (2) – (4), зображена на рис. 1 суцільною лінією. Як слідує з цього рисунка, вихід іонів Ba^{2+} для невеликих значень інтенсивності ОВ добре описується залежністю $N^{2+}(F_1)$. Для великих значень цієї інтенсивності має місце відхилення експериментально виміряної залежності $N^{2+}(F_1)$ від розрахованої по формулам (2) – (4) – реальний вихід іонів Ba^{2+} менше розрахованого.

Це відхилення зумовлене тим, що при збільшенні інтенсивності ОВ процес утворення іонів Ba^{2+} в деякій частині об'єму V_0 із насиченого стає ненасиченим. Така незвична поведінка процесу утворення іонів Ba^{2+} при збільшенні інтенсивності випромінювання пояснюється особливостями реалізації індукованих резонансів в двох лазерних полях. Покажемо це більш детально.

При великих значеннях інтенсивності ОВ значення F_0 в межах лазерного імпульсу досягається раніше, ніж при малих значеннях інтенсивності ОВ. Оскільки характеристики ВДГ при збільшенні інтенсивності ОВ не змінюються, то значення інтенсивності ВДГ (F'_2) в момент, коли інтенсивність ОВ досягає значення F_0 , буде зменшуватись. Тобто при збільшенні інтенсивності ОВ налаштування динамічного резонансу зі станом $6s7s \ ^1S_0$ буде здійснюватись при все менших і менших значеннях інтенсивності ВДГ. В умовах наших експериментів залежність $F'_2 = F'_2(F_1)$ для кожної точки із області взаємодії має вигляд:

$$F'_2 = F_2^* \left(\frac{F_0}{F_1^*} \right)^2 \quad (5)$$

де під F_1^* і F_2^* позначені максимальні в межах лазерного імпульсу інтенсивності ОВ і ВДГ в даній точці області взаємодії.

Таким чином, при збільшенні інтенсивності ОВ в 7 раз (що відповідає умовам проведення наших експериментів) зменшення інтенсивності F'_2 в різних точках

області взаємодії повинно скласти до 49 раз. Таке сильне зменшення інтенсивності F'_2 при збільшенні інтенсивності F_1 може призвести до того, що заселення збуреного стану $6s7s \ ^1S_0$ і в подальшому його іонізація (в тому числі і з утворенням іонів Ba^{2+}) в таких точках області взаємодії будуть ненасичені. Тому результуючий вихід іонів Ba^{2+} буде меншим, ніж їх вихід, який відповідає розрахованій з використанням формул (2) – (4) залежності $N^{2+}(F_1)$.

Описаний вище ефект зменшення інтенсивності F'_2 при збільшенні інтенсивності F_1 приводить також до того, що суттєве збудження стану $6s7s \ ^1S_0$ і відповідно утворення двозарядних іонів під дією двох полів лазерного випромінювання відбувається не в центрі області, в якій створюється інтенсивність ОВ, яка рівна F_0 , а на її периферії. Для ілюстрації цього ефекту нами виконані розрахунки просторового розподілу концентрації атомів Ba (n), збуджених в збуреному стані $6s7s \ ^1S_0$. Для розрахунку значень n нами використовувалась формула:

$$n = n_0 [1 - \exp(-\int W(t) dt)] \quad (6)$$

де n_0 – початкова концентрація атомів в основному стані, W – імовірність збудження стану $6s7s \ ^1S_0$ в результаті одночасної дії ОВ і ВДГ.

Імовірність збудження стану $6s7s \ ^1S_0$ в загальному випадку складним чином залежить від інтенсивності обох використаних випромінювань. Однак, в даному випадку можна отримати порівняно простий вираз для цієї імовірності. Як відмічалось вище, збудження стану $6s7s \ ^1S_0$ починається з моменту, коли інтенсивність ОВ досягає значення F_0 . Тривалість періоду, в межах якого можливе збудження цього стану (Δt), приблизно дорівнює тривалості налаштування динамічного резонансу. Для наших умов експерименту, коли $\Delta\omega \leq \Gamma$ ($\Delta\omega$ – ширина спектру використаного випромінювання, Γ – ширина рівня), вона може бути розрахована за формулою $\Delta t = 4\Gamma/4\alpha\nu_0$, де α – значення динамічної поляризованості стану $6s7s \ ^1S_0$, яка відповідає частоті ОВ, $\nu_0 = dF_1/dt$ – швидкість зміни інтенсивності ОВ в точці F_0 .

Відмітимо, що при зміні інтенсивності ОВ значення Δt змінюється від мінімального (коли інтенсивність F_0 досягається на початку або в кінці лазерного

імпульсу) до максимального (коли інтенсивність F_0 досягається в середині лазерного імпульсу). Оцінки показують, що для умов експерименту максимальне значення тривалості Δt значно менше тривалості лазерного імпульсу. Тому значення інтенсивності ОБ в межах тривалості Δt не сильно відрізняється від F_0 . Таким чином, незалежно від значень інтенсивності F_1 , збудження стану $6s7s \ ^1S_0$ відбувається приблизно при однаковій інтенсивності ОБ, яка дорівнює F_0 . Внаслідок цього імовірність збудження збудженого стану $6s7s \ ^1S_0$ не повинна залежати від інтенсивності F_1 .

Інтенсивність ВДГ в межах тривалості Δt також не сильно змінюється відносно значення F'_2 . Разом з цим, як було показано вище, саме значення F'_2 при зміні інтенсивності ОБ змінюється. Для збудження стану $6s7s \ ^1S_0$ необхідно поглинання одного фотона ВДГ. В таких умовах імовірність збудження стану $6s7s \ ^1S_0$ повинна бути пропорційною інтенсивності ВДГ в момент налаштування резонансу, тобто інтенсивності $F'_2: W \sim F'_2/\Gamma$. Для описаних вище умов формула (6) може бути записана у вигляді:

$$n = n_0 \left[1 - \exp \left(-\frac{C_2 F_2}{v_0} \right) \right] \quad (7)$$

де C_2 – постійна.

Для розрахунку просторового розподілу концентрації збуджених атомів по формулі (7) нами були визначено просторовий розподіл величин F'_2 і v_0 . При цьому використали формули, які описують просторово – часові розподіли випромінювання при фокусуванні гаусових пучків [6], а також формула (5). В результаті були отримані наступні вирази для розрахунку величин F'_2 і v_0 в області взаємодії вздовж (вісь z) і поперек (вісь r) напрямку поширення обох пучків випромінювання:

$$F'_2(z) = \frac{F_2 F_0^2 (1+z^2)^2}{F_1^2 \left[1 + \frac{(z+k)^2}{2} \right]^2}, \quad (8)$$

$$F'_2(r) = \frac{F_2 F_0^2 \exp[4r^2 - 2r^2/(1+k^2/4)]}{F_1^2/(1+k^2/4)},$$

$$V_0(z) = \left(\frac{4F_0}{\tau} \right) \sqrt{\left(\frac{1}{2} \right) \ln \left[\frac{F_1}{F_0} (1+z^2)^2 \right]}, \quad (9)$$

$$V_0(r) = \left(\frac{4F_0}{\tau} \right) \sqrt{\left(\frac{1}{2} \right) \ln \frac{F_1}{F_0} - r^2}.$$

В формулах (8) і (9) введені позначення $z=z/z_0$ і $r=r/r_0$. Тут r_0 – мінімальний радіус фокусування ОБ, $z_0 = \pi r^2 / \lambda$, λ – довжина хвилі ОБ, k – коефіцієнт, який враховує різницю фокусних відстаней Δf при фокусуванні двох випромінювань з різною довжиною хвилі ($k = \Delta f/z_0$). Початок системи координат ($z=0, r=0$), який відповідає формулам (8) і (9), співпадає з фокусом лінзи для фокусування ОБ. Результати розрахунків просторового розподілу концентрації збуджених в стані $6s7s \ ^1S_0$ атомів Ba з використанням формул (7) – (9) приведені на рис.3. Розрахунки проводились для умов нашого експерименту, в якому використовувалась лінза з фокусною відстанню $f = 120$ мм (для неї $r_0 = 2,7 \times 10^{-3}$ мм, $z_0 = 0,22$ мм і $\Delta f = 3,5$ мм), тривалість імпульсу ОБ дорівнювала $\tau = 4 \times 10^{-8}$ с, а інтенсивність ВДГ була постійною і рівною $F_2 = F_{2m}$. На рис.3 приведені розрахунки для двох значень інтенсивності ОБ: $F_1 = 2F_0, 7F_0$. Ці значення відповідають випадкам, коли процес збудження стану $6s7s \ ^1S_0$ насичений у всій області, де створюється інтенсивність ОБ, яка рівна F_0 , і коли цей процес ненасичений у всій цій області. Відмітимо, що значення інтенсивності F_0 , отримане з апроксимації експериментальних даних для іонів Ba^{2+} залежністю $N^{2+}(F_0)$, розрахованій за формулами (2) – (4), дорівнює приблизно 3×10^{11} Вт/см².

Значення константи C_2 в формулі (7) визначалось з умов насичення процесу збудження стану $6s7s \ ^1S_0$ – тобто, для тих значень F'_2/v_0 , для яких експериментальна залежність $N^{2+}(F_1)$ починає відхилятися від розрахованої за формулами (2) – (4). При цьому приймалося, що концентрація збуджених атомів n в цьому випадку складає 0,9 від максимальної.

Як слідує з рис.3, при великих значеннях інтенсивності концентрація атомів у збудженому стані $6s7s \ ^1S_0$ в центрі області, де в межах тривалості лазерного імпульсу утворюється інтенсивність ОБ, яка дорівнює F_0 , значно менше, ніж на периферії цієї області.

Якщо процес іонізації збуреного стану $6s7s\ ^1S_0$ з утворенням іонів Ba^{2+} буде насиченим, то відповідно, що просторовий розподіл цих іонів буде повторювати просторовий розподіл атомів Ba , які збуджені в цьому стані. Відмітимо, що коректний розрахунок залежності виходу іонів Ba^{2+} від інтенсивності F_1 для даного випадку з урахуванням описаного вище впливу просторово – часового розподілу ОБ і ВДГ представляє досить складну задачу. Однак, оскільки перехід до насичення процесу збудження стану $6s7s\ ^1S_0$ при віддаленні від початку координат відбувається досить різко (рис.3), то в даному випадку залежність $N^{2+}(F_1)$ може бути представлена у вигляді:

$$N^{2+}(F_1) \approx Cn_0[V_1(F_1) - V_2(F_1)] \quad (10)$$

де V_1 – об’єм області взаємодії, в якій утворюється інтенсивність ОБ, яка дорівнює F_0 ; V_2 – частина об’єму V_1 , в якій у момент налаштування динамічного резонансу створюється інтенсивність ВДГ $F'_2 \leq F^s_2$ (F^s_2 – інтенсивність ВДГ, при якій настає насичення процесу збудження стану $6s7s\ ^1S_0$). Залежність $V_1(F_1)$ так само описується виразом (3) при $\beta = F_1/F_0 - 1$.

Що ж стосується залежності $V_2(F_1)$, то з врахуванням того, що розподіл $n(r)$ симетричний, а розподіл $n(z)$ близький до симетричного, а також з урахуванням формули (5) її можна також представити формулою (3), прийнявши в ній $\beta = (F_1/F^s_1 - 1)^2$, де F^s_1 – інтенсивність ОБ, при якій експериментально виміряна залежність $N^{2+}(F_1)$ починає відхилятися від розрахованої за формулами (2) – (4).

Результати розрахунку залежності $N^{2+}(F_1)$ з використанням формули (10) приведені на рис.1 штриховою лінією. Як видно, вони добре згоджуються з експериментальними даними для великих значень F_1 .

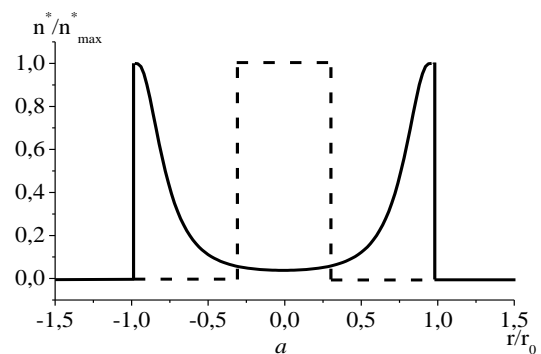
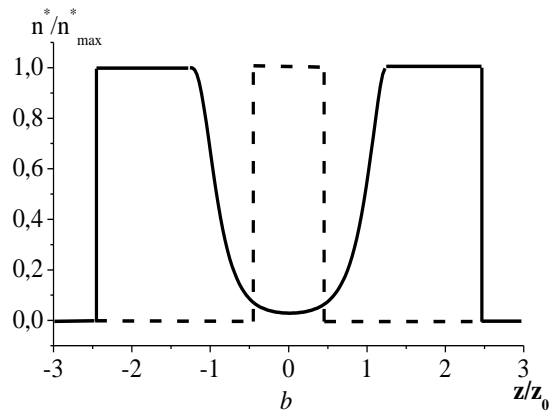


Рис.3. Результати розрахунку розподілу концентрації атомів Ba у збуреному стані $6s7s\ ^1S_0$ в області взаємодії в поперечному (а) і повздовжньому (б) напрямках відносно напрямку поширення пучків ОБ і ВДГ. Суцільна і штрихова лінії відповідають значенням інтенсивності ОБ, рівним $7F_0$ і $2F_0$.

Висновок

Таким чином, приведені в даній роботі результати експериментальних досліджень процесу утворення двозарядних іонів при нелінійній іонізації атомів Ba в результаті одночасного впливу на них випромінювання лазера на ітрій-алюмінієвому гранаті і його другої гармоніки добре пояснюються в моделі двоелектронного механізму утворення двозарядних іонів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Bondar I.I., Suran V.V., Bondar D.I. Multiphoton - double-ionization probability linearly depends on laser intensity: Experimental studies of barium. // Phys. Rev. A. 88, 2013, 023407. P.1-6.
2. Bondar I.I., Suran V.V., Bondar D.I. Probability of the Two Electron Mechanism of the Formation of Doubly Charged Barium Ions As a Function of Laser Radiation Intensity. // Journal of

Experimental and Theoretical Physics, 2013, Vol. 116, No. 6, P. 887–891.

3. Бондарь И.И., Суран В.В. Резонансная структура образования двухзарядных ионов при реализации двухэлектронного механизма ионизации атомов лазерным излучением. // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т.68. С.796-800.
4. Bondar I.I., Suran V.V. Formation of doubly charged ions in the ionization of Sr atoms with radiation of color-center lasers // Laser Physics. 1999. V.9. P. 660-665.
5. Bondar I.I., Suran V.V., Dudich M.I. Resonant structure in doubly charged ion formation during multiphoton ionization of Sr and Ba atoms by infrared laser radiation // J. Phys.B: At. Mol. Opt. Phys. 2000. V.33, P. 4243-4254.
6. Бондарь И.И., Суран В.В., Бондарь Д.И. Зависимость процесса образования двухзарядных ионов от интенсивности лазерного излучения при реализации двухэлектронного механизма // Опт. и спектр. 2004. Т. 96. №1. С.21-26.

Стаття надійшла до редакції 3.12.2017.

И.И. Бондар, В.В. Суран, И.И. Аксенюк, Т.В. Дубровка
Ужгородский национальный университет, 88000, Ужгород, ул. Волошина, 54.
e-mail: ivan.bondar@gmail.com

ЗАВИСИМОСТЬ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ИОНОВ Ba^{2+} ОТ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ ДВОЕЛЕКТРОННОГО МЕХАНИЗМА В ДВУХ ЛАЗЕРНЫХ ПОЛЯХ

Исследован механизм образование двухзарядных ионов при нелинейной ионизации атомов Ba в результате одновременного воздействия излучений лазера на иттрий-алюминиевом гранате и его второй гармоники. Показано, что этим механизмом является двухэлектронный механизм

Ключевые слова: Многофотонная ионизация, двухзарядные ионы, двухэлектронный механизм, динамический эффект Штарка.

PACS 32.80.Fb, 34.80.Qb, 32.80.Rm

DOI: 10.24144/2415-8038.2017.42.104-111.

I.I. Bondar, V.V. Suran, I.I. Aksenjuk, T.V. Dubrovka
Uzhhorod National University, 88000, Uzhgorod, Voloshin Str., 54.
e-mail: ivan.bondar@gmail.com

THE DEPENDENCE OF BA^{2+} IONS FORMATION ON RADIATION INTENSITY AT TWO-ELECTRON MECHANISM REALIZATION IN TWO LASER FIELDS

Introduction: Previous studies have showed that the mechanism of doubly charged ions formation is different for different ionization regimes and different laser wavelengths. In particular, the cascade creation of doubly charged ions dominates when the visible radiation interacts with the alkaline-earth atoms. In the case of the multiphoton ionization of the alkaline-earth atoms by the infrared laser radiation, the two-electron process occurs.

Purpose: The aim of this research was to study the formation mechanism of doubly charged multiphoton ionization of the Ba atoms resulting from the simultaneous action of two laser radiations: visible and infrared.

Methods: The experiments employ the method of crossed atomic and laser beams. The laser radiations are focused into the beam of Ba atoms. The ions are pulled from the beams interaction region by an electric field, separated with respect to the charge and mass in the time-of-flight mass spectrometer, and detected by an electron multiplier. We used the fundamental radiation of laser on yttrium-aluminum garnet (LYAG) ($\omega = 9395 \text{ cm}^{-1}$) and the LYAG second harmonic ($\omega = 18790 \text{ cm}^{-1}$).

Results: The experiments on the simultaneous action of the fundamental LYAG radiation and its second harmonic on the atomic barium show that the Ba^{2+} ions yield significantly (by two orders of magnitude) increases in comparison with the ion yields corresponding to the separate action of the two laser beams. We measured the dependence of the Ba^{2+} ions yield on the laser intensity upon the multiphoton ionization of the Ba atoms resulting from the simultaneous action of the mentioned two lasers. The obtained dependence is in good agreements with calculations made in the framework of the two-electron mechanism.

Conclusion: The investigation results show that the Ba^{2+} ions are produced in accordance with the two-electron mechanism under the simultaneous action of the fundamental and the second harmonic of LYAG radiation.

Keywords: multiphoton ionization, doubly charged ions, two-electron mechanism, the dynamic Stark effect.

REFERENCES

1. Bondar I.I., Suran V.V., Bondar D.I. Multiphoton - double-ionization probability linearly depends on laser intensity: Experimental studies of barium. // Phys. Rev. A. 88, 2013, 023407. P.1-6.
2. Bondar I.I., Suran V.V., Bondar D.I. Probability of the Two Electron Mechanism of the Formation of Doubly Charged Barium Ions As a Function of Laser Radiation Intensity. // Journal of Experimental and Theoretical Physics, 2013, Vol. 116, No. 6, P. 887–891.
3. Бондарь И.И., Суран В.В. Резонансная структура образования двухзарядных ионов при реализации двухэлектронного механизма ионизации атомов лазерным излучением. // Письма в ЖЭТФ. 1998. Т.68. С.796-800.
4. Bondar I.I., Suran V.V. Formation of doubly charged ions in the ionization of Sr atoms with radiation of color-center lasers // Laser Physics. 1999. V.9. P. 660-665.
5. Bondar I.I., Suran V.V., Dudich M.I. Resonant structure in doubly charged ion formation during multiphoton ionization of Sr and Ba atoms by infrared laser radiation // J. Phys.B: At. Mol. Opt. Phys. 2000. V.33, P. 4243-4254.
6. Бондарь И.И., Суран В.В., Бондарь Д.И. Зависимость процесса образования двухзарядных ионов от интенсивности лазерного излучения при реализации двухэлектронного механизма // Опт. и спектр. 2004. Т. 96. №1. С.21-26.

© Ужгородський національний університет