

ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ЕФЕКТИ В ДВОКВАНТОВОМУ ЗБУДЖЕННІ ЗБУРЕНИХ СТАНІВ АТОМУ Ba В ПРИСУТНОСТІ ДОДАТКОВОГО СИЛЬНОГО ПОЛЯ НЕРЕЗОНАНСНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

І.І.Бондар, В.В.Суран

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

Проведені експериментальні дослідження процесу двоквантового збудження стану $5d7s^3D_2$ атома Ba , збуреного в результаті реалізації динамічного ефекту Штарка, в умовах, коли збурююче та збуджуюче випромінювання були різними. Виявлено сильну залежність імовірності цього процесу від взаємної орієнтації електричних векторів збуджуючого та збурюючого випромінювань.

ВСТУП

Експериментальні дослідження багатоквантових переходів в атомні стани, що збуджені в результаті реалізації динамічного ефекту Штарка, дотепер проводилися в основному в умовах, коли збурення та збудження цих станів здійснювалося одним і тим же лазерним випромінюванням (див., наприклад, [1-5]).

В даній статті ми приводимо результати досліджень таких переходів, які виконані в умовах, коли випромінювання, що використовувалися для збурення та збудження рівнів, були різними. В таких умовах нами досліджувалося збудження збуреного $5d7s^3D_2$ стану атома Ba . Збурення цього стану здійснювалося випромінюванням лазера на ітрій-алюмінієвому гранаті (ЛІАГ) з частотою $\omega_1=9395 \text{ см}^{-1}$. Для збудження стану $5d7s^3D_2$ використовувалося випромінювання лазера на барвнику (ЛБ) із змінною частотою ($\omega_2=16400-16550 \text{ см}^{-1}$). Зазначимо, що для збудження незбуреного стану $5d7s^3D_2$ необхідно поглинання двох квантів випромінювання з частотою $\omega=16475 \text{ см}^{-1}$.

В експерименті вимірювалися

залежності виходу іонів Ba^+ , що утворилися в результаті іонізації стану $5d7s^3D_2$, від частоти випромінювання ЛБ в умовах, коли це випромінювання діяло на атоми Ba само, а також разом з випромінюванням ЛІАГ. Зазначимо, що для іонізації атома Ba із стану $5d7s^3D_2$ необхідно поглинання одного кванта випромінювання ЛІАГ, або одного кванта випромінювання ЛБ. Поляризація обох випромінювань була лінійною із різною орієнтацією електричних векторів один відносно другого.

РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТУ

Результати експериментальних досліджень наведені на рис.1. А саме, на рис.1а. наведені результати, які отримані при паралельній орієнтації електричних векторів випромінювань ЛБ та ЛІАГ, а на рис.1б. - при перпендикулярній орієнтації цих векторів. На рисунках також наведено виходи іонів Ba^+ , які утворилися у випадку іонізації атомів Ba в результаті окремого впливу на них випромінювань ЛБ та ЛІАГ. Зазначимо, що результати, наведені на рис.1а та рис.1б, отримано для одних і тих же значень інтенсивності випромінювань ЛІАГ та ЛБ, які були

відповідно рівними $F_1=1.2 \times 10^{10}$ Вт/см² та $F_2=2.2 \times 10^8$ Вт/см².

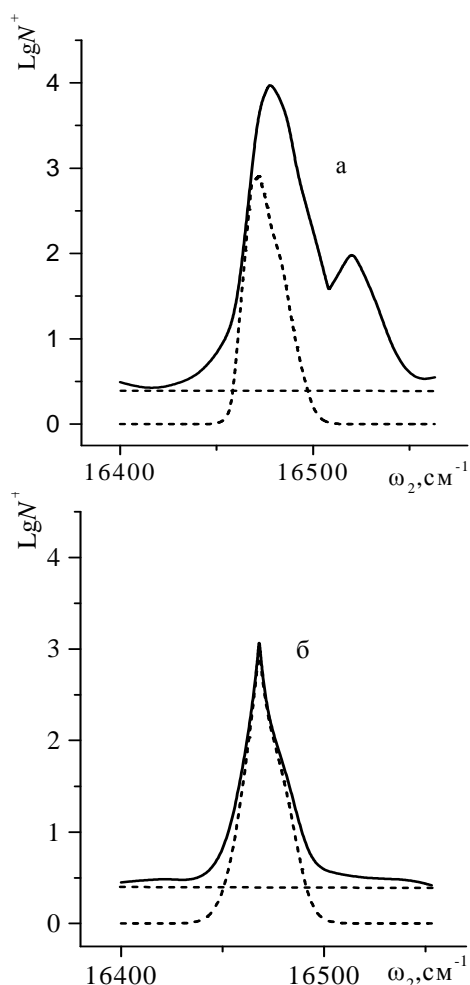


Рис.1. Залежності виходів іонів Ba^+ (N^+) від частоти випромінювання ЛБ (ω_2), отримані в умовах, коли це випромінювання діяло на атоми Ba само (штрихові криві) та одночасно з випромінюванням ЛІАГ (суцільні криві). Горизонтальними штриховими лініями приведено середній вихід іонів Ba^+ , які утворювалися при іонізації атомів Ba лише випромінюванням ЛІАГ.

(а)- випадок паралельної орієнтації електричних векторів випромінювань ЛБ та ЛІАГ;

(б)- випадок перпендикулярної орієнтації електричних векторів випромінювань ЛБ та ЛІАГ.

При впливі на пучок атомів Ba лише випромінювання ЛБ у виході іонів Ba^+ в околі частоти $\omega_2=16475$ см⁻¹ проявляється резонансний максимум приблизно симетричної форми. Додаткові дослідження показали, що при

циркулярній поляризації випромінювання ЛБ цей максимум у виході іонів Ba^+ зберігається. Ці факти вказують на те, що при впливі випромінювання ЛБ на атоми Ba реалізується двоквантовий резонанс з незбуреним станом $5d7s^3D_2$.

Схема збудження та іонізації атома Ba для цього випадку приведена на рис.2а.

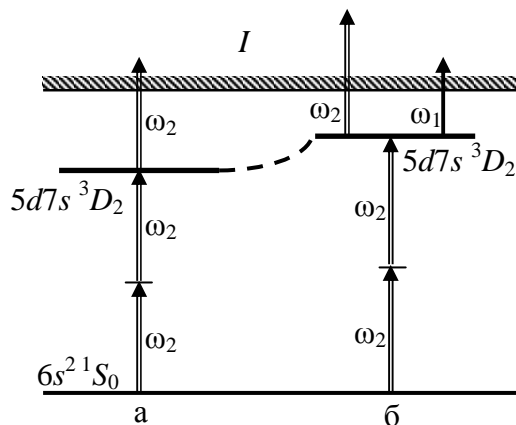


Рис.2. Схема збудження, збурення та іонізації атома Ba при впливі на нього лише випромінювання ЛБ (а) та при одночасному впливі на нього випромінювання ЛБ та ЛІАГ (б). Штриховою кривою показано зміну енергії стану $5d7s^3D_2$ під впливом випромінювання ЛІАГ.

Розглянемо тепер результати, отримані при одночасному впливі на атоми Ba випромінювань ЛБ та ЛІАГ. При паралельній орієнтації електричних векторів цих випромінювань, у виході іонів Ba^+ має місце резонансний максимум, амплітуда якого значно більша, ніж амплітуда максимуму, що має місце при впливі на атоми Ba лише випромінювання ЛБ. Цей максимум дещо зсунутий по шкалі ω_2 відносно розміщення максимуму, що відповідає збудженню незбуреного стану $5d7s^3D_2$, має чітку асиметричну форму. Додаткові дослідження, показали, що збільшення інтенсивності випромінювання ЛІАГ призводить до того, що цей максимум все більше розширюється в сторону більших значень ω_2 . Окрім того, при паралельній орієнтації електричних векторів використовуваних випромінювань в околі $\omega_2=16520$ см⁻¹ проявляється ще один

максимум з меншою амплітудою.

Ці результати вказують на те, що резонансна структура у виході іонів Ba^+ при паралельній орієнтації електричних векторів використуваних випромінювань, зумовлена двоквантовим збудженням випромінюванням ЛБ стану $5d7s^3D_2$, збуреного полем випромінювання ЛІАГ. На це в першу чергу вказують описані вище форма великого резонансного максимуму, його розміщення на шкалі ω_2 , а також прояв меншого максимуму в околі $\omega_2=16520\text{см}^{-1}$, що ідентифікується переходом із збуреного стану $5d7s^3D_2$ в автоіонізаційний стан $5d4f[3/2]_1^0$ [6] в результаті поглинання одного кванта випромінювання ЛІАГ. Аналіз також показує, що при одночасному впливі на атоми випромінювань ЛІАГ та ЛБ якісь інші стани не можуть збуджуватися. Відповідна схема збурення, збудження та іонізації атомів Ba приведена на рис.2б.

В наших дослідженнях області фокусування випромінювання ЛІАГ та випромінювання ЛБ через відмінність в довжинах хвиль не співпадали. У зв'язку з цим об'єм взаємодії випромінювань з пучком атомів Ba мав дві характерні області. В одній області, де була великою інтенсивність випромінювання ЛБ, утворення іонів Ba^+ , реалізувалося в основному в результаті іонізації атомів Ba випромінюванням ЛБ через двоквантовий резонанс з незбуреним станом $5d7s^3D_2$.

В іншій області, де була великою інтенсивність випромінювання ЛІАГ, іони Ba^+ утворювалися в результаті іонізації атомів Ba із стану $5d7s^3D_2$, збуреного сильним полем випромінювання ЛІАГ. Заселення збуреного стану $5d7s^3D_2$ в цій області проходило в результаті поглинання двох квантів випромінювання ЛБ. Інтенсивність випромінювання ЛІАГ в цій області значно більша від інтенсивності випромінювання ЛБ, тому іонізація атомів із збуреного стану $5d7s^3D_2$ здійснювалася в основному випромінюванням ЛІАГ. Таким чином, в

другій області випромінювання ЛІАГ збурювало стан $5d7s^3D_2$ та іонізувало його.

Розглянемо тепер результати, які отримані нами при одночасному впливі на атоми Ba випромінювань ЛБ та ЛІАГ з перпендикулярною орієнтацією електричних векторів (див. рис.1б.). Вихід іонів Ba^+ в цьому випадку не відрізняється від їх виходу, що має місце при впливі на атоми лише випромінювання ЛБ. Таким чином, в випадку перпендикулярної орієнтації електричних векторів випромінювань ЛБ та ЛІАГ, на відміну від випадку паралельної їх орієнтації, утворення іонів Ba^+ в результаті іонізації атомів Ba із збуреного стану $5d7s^3D_2$ не проходить.

Оскільки збурення спектру атома Ba в розглядуваних двох випадках зумовлено впливом випромінювання ЛІАГ, то характер цього збурення, а також його кількісні характеристики, що відповідають даним, які наведені на рис.1а та на рис.1б., повинні бути однаковими. В обох випадках стан $5d7s^3D_2$ в результаті реалізації динамічного ефекту Штарка повинен розщеплюватися на три зсунуті відносно енергії цього незбуреного стану підрівні, що характеризуються магнітними квантовими числами $m=0$, $m=\pm 1$ та $m=\pm 2$.

Розглянемо можливість збудження цих підрівнів при різних орієнтаціях поляризації збурюючого та збуджуючого випромінювань. Для цього будемо використовувати відомі правила відбору, які характерні для процесів одноквантового випромінювання із станів, збурених в результаті реалізації ефекту Штарка в постійному полі [7]. Зазначимо, що в обох розглядуваних випадках вісь квантування співпадає з електричним вектором випромінювання ЛІАГ.

Спочатку розглянемо данні, отримані при паралельній орієнтації електричних векторів випромінювань ЛБ та ЛІАГ. По відношенню до осі квантування випромінювання ЛБ в цьому випадку

являється π -компонентою. У відповідності до правил відбору при поглинанні одного кванта такого випромінювання повинні здійснюватися переходи, для яких $\Delta m=0$ (Δm – різниця магнітних квантових чисел початкового та кінцевого станів). Оскільки основний стан атома Ba ($6s^2\ ^1S_0$) має лише один підрівень з $m=0$, то в результаті поглинання двох квантів випромінювання, що являє собою π -компоненту, із приведених вище трьох підрівнів, які відповідають стану $5d7s\ ^3D_2$, повинен збуджуватися лише один підрівень з $m=0$. Таким чином, резонансна структура у виході іонів Ba^+ на рис.1а, що відповідає одночасному впливі на атоми Ba випромінювань ЛБ та ЛІАГ, зумовлена одноквантовою іонізацією випромінюванням ЛІАГ підрівня з $m=0$ збуреного стану $5d7s\ ^3D_2$, який заселений в результаті поглинання двох квантів випромінювання ЛБ.

Розглянемо тепер випадок перпендикулярної орієнтації електричних векторів випромінювань ЛБ та ЛІАГ. В цьому випадку випромінювання ЛБ являє собою σ -компоненту. Виходячи із вказаних вище правил відбору, слід очікувати, що при поглинанні одного кванта цієї компоненти повинні здійснюватися переходи, для яких $\Delta m=+1$ та -1 . Тому при поглинанні атомом Ba двох фотонів цього випромінювання можуть збуджуватися відповідні стану $5d7s\ ^3D_2$ підрівні з $m=0$ та $m=\pm 2$.

Таким чином, виходячи із наведених вище правил відбору, підрівень з $m=0$ збуреного стану $5d7s\ ^3D_2$ може заселятися як при паралельній, так і при перпендикулярній орієнтаціях електричних векторів випромінювань ЛБ та ЛІАГ.

Розглянемо тепер процес іонізації атомів Ba з підрівня з $m=0$. Оскільки іонізація атомів Ba із збуреного стану $5d7s\ ^3D_2$ реалізується в результаті впливу випромінювання ЛІАГ, то умови іонізації підрівня з $m=0$ в обох випадках однакові. Так, інтенсивність випромінювання ЛІАГ

в обох випадках була однаковою. Орієнтація атомів Ba в підрівні з $m=0$ відносно поляризації іонізуючого випромінювання в цих двох випадках також була однаковою - атоми орієнтовані таким чином, що їх вектор повного моменту та вектор електричного поля випромінювання ЛІАГ паралельні між собою. Таким чином, відсутність іонів Ba^+ , зумовлених іонізацією підрівня з $m=0$ збуреного стану $5d7s\ ^3D_2$ в результаті впливу використовуваних випромінювань з перпендикулярною орієнтацією їх електричних векторів не може бути зумовлено якимись особливостями умов процесу іонізації.

Разом з тим умови збудження підрівня з $m=0$ при різних орієнтаціях електричних векторів випромінювань ЛБ та ЛІАГ являються різними. Так, при паралельній орієнтації електричних векторів двоквантове збудження підрівня з $m=0$ можливе тільки через проміжковий віртуальний стан з $m=0$. У випадку ж перпендикулярної орієнтації електричних векторів двоквантове збудження підрівня з $m=0$ можливе через проміжкові віртуальні стани з $m=-1$ та $m=+1$, що мають однакову енергію. Окрім того, умови збудження підрівня з $m=0$ при паралельній орієнтації електричних векторів випромінювань ЛБ та ЛІАГ такі, що вектор електричного поля збуджуючого випромінювання та напрямок поляризації атома Ba (зміщення електронної оболонки в атомі відносно його остова) в кінцевому стані (в стані $5d7s\ ^3D_2$) паралельні між собою. В випадку ж перпендикулярної орієнтації електричних векторів випромінювань ЛБ та ЛІАГ, електричний вектор збуджуючого випромінювання та напрямок поляризації атома в кінцевому стані перпендикулярні між собою. Таким чином, відмінність виходів іонів Ba^+ , зумовлених іонізацією підрівня з $m=0$ збуреного стану $5d7s\ ^3D_2$, в результаті впливу випромінювань ЛБ та ЛІАГ з паралельною та перпендикулярною

орієнтаціями їх електричних векторів, зумовлено відмінностями процесу збудження цього підрівня.

Зазначимо, що при впливі на атоми *Ba* лише випромінювання ЛБ (у випадку двоквантового збудження незбуреного стану $5d7s^3D_2$) також збуджується підрівень з $m=0$ через проміжкові віртуальні стани з $m=0$. В цьому випадку його збудження може реалізуватися в межах тривалості всього лазерного імпульсу τ (в нашому випадку $\tau=4 \times 10^{-8}$ с). Збудження ж підрівня з $m=0$ збуреного стану $5d7s^3D_2$ можливе, в основному, в той час Δt , коли настроєний динамічний резонанс з цим підрівнем. В реальних експериментах через неоднорідність часового розподілу лазерного випромінювання значення інтервалу Δt значно менше від тривалості лазерного імпульсу τ [8]. Окрім того, виходячи із описаних вище особливостей фокусування випромінювань ЛБ та ЛІАГ, збудження підрівня з $m=0$ збуреного стану $5d7s^3D_2$ повинно реалізуватися при значно менших інтенсивностях випромінювання ЛБ в порівнянні із збудженням цього підрівня в випадку збудження незбуреного стану $5d7s^3D_2$.

Якщо допустити, що імовірність двоквантового збудження підрівня з $m=0$ збуреного та незбуреного стану $5d7s^3D_2$ при однакових інтенсивностях випромінювання ЛБ однакова, то слід очікувати, що заселення цього підрівня в випадку збудження збуреного стану $5d7s^3D_2$ повинно бути значно меншим, ніж у випадку збудження незбуреного стану. Відповідний вихід іонів Ba^+ при іонізації збуреного стану $5d7s^3D_2$ повинен бути також значно меншим, ніж при іонізації незбуреного стану $5d7s^3D_2$. Тим не менше, як слідує із результатів експерименту, амплітуда резонансного максимуму в виході іонів Ba^+ , зумовленого іонізацією збуреного стану $5d7s^3D_2$ при паралельній орієнтації

електричних векторів ЛБ та ЛІАГ значно більша амплітуди максимуму, зумовленого іонізацією із незбуреного стану $5d7s^3D_2$. Із цього слідує, що імовірність двоквантового збудження підрівня з $m=0$ збуреного стану $5d7s^3D_2$ при паралельній орієнтації електричних векторів випромінювань ЛБ та ЛІАГ значно більша від імовірності двоквантового збудження цього підрівня незбуреного стану $5d7s^3D_2$.

Відсутність же іонів Ba^+ , зумовлених іонізацією збуреного стану $5d7s^3D_2$, при перпендикулярній орієнтації електричних векторів випромінювань ЛБ та ЛІАГ, вказує на те, що в цих умовах імовірність збудження підрівня з $m=0$ суттєво не збільшується, і він згідно з описаними вище причинами не встигає заселитися за час Δt .

Як показано вище, при перпендикулярній орієнтації електричних векторів випромінювань ЛБ та ЛІАГ можливе збудження також і підрівнів з $m=\pm 2$ збуреного стану $5d7s^3D_2$. Відсутність відповідних іонів Ba^+ в випадку збудження та іонізації цих підрівнів також може бути зумовлено тим, що вони не встигають заселитися в межах часу Δt .

ВИСНОВКИ

Таким чином, результати наших експериментальних досліджень показують, що імовірність двоквантового збудження збуреного стану $5d7s^3D_2$ атома *Ba* в випадку, коли електричні вектори збуджуючого та збурюючого випромінювань паралельні між собою, значно більша від імовірності двоквантового збудження цього збуреного стану в випадку перпендикулярної орієнтації вказаних векторів, а також імовірності двоквантового збудження цього незбуреного стану.

ЛІТЕРАТУРА

1. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением. (М.:Физматлит, 2001).
2. Бондарь И.И., Суран В.В. ЖЭТФ. 113, 499 (1998).
3. Бондарь И.И., Суран В.В. Оптика и спектроскопия. 85, 357 (1998).
4. Бондарь И.И. Оптика и спектроскопия. 87, 203 (1999).
5. Bondar I.I., Suran V.V. Laser Physics. 9, 597 (1999).
6. Козлов М.Г. Спектры поглощения паров металлов в вакуумном ультрафиолете. (Москва, Физматлит, 1981).
7. Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. (Москва-Ленинград, Физматлит, 1963).
8. Бондарь И.И., Суран В.В. Оптика и спектроскопия. 94, 533 (2003).

THE POLARISATION EFFECTS IN TWOQUANTUM EXCITATION OF PERTURBED STATES OF *Ba* ATOM IN PRESENCE OF ADDITIONAL STRONG FIELD OF NONRESONANT RADIATION

I.I.Bondar, V.V.Suran

Uzhgorod National University, 88000, Uzhgorod, Voloshin, 54

The experimental investigations of the process of twoquantum excitation of the $5d7s\ ^3D_2$ state of Ba atom, perturbed in the result of the dynamic Stark effect realization when the exciting and perturbing radiation were different, have been carried out. The strong dependence of the probability of this process on the mutual orientation of electric vectors of the exciting and perturbing radiation has been observed.