

УДК 539.184.27:548.0

І.І.Бондар, В.В.Суран

Ужгородський національний університет, 88000, Ужгород, вул. Волошина, 54
e-mail: bondar.ivan@gmail.com; vasylsuran@gmail.com

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ ДОДАТКОВО ІНДУКОВАНОЇ ПОЛЯРИЗАЦІЇ АТОМА БАРІЮ В ОСНОВНОМУ СТАНІ НА РЕАЛІЗАЦІЮ БАГАТОФОТОННИХ ПЕРЕХОДІВ

Приведено результати експериментальних досліджень багатофотонних переходів в атомі *Ba* в присутності сильного нерезонансного випромінювання, яке створює додаткову поляризацію цього атома в основному стані. Виявлено, що така додатково індукована поляризація атому *Ba* призводить до збільшення імовірності багатофотонних переходів.

Ключові слова: поляризація атомів; багатофотонні переходи; збудження атомів; збурення атомного спектра; ефект Штарка в змінному полі.

Вступ

Недавно в роботі [1] нами було виявлено, що створення додаткового сильного збурення спектра зв'язаних станів атома *Ba* в процесі його багатофотонного збудження призводить до збільшення імовірності цього процесу. Цей факт вказує на те, що імовірність багатофотонного збудження станів атомів залежить від величини додатково індукованої поляризації атомів в цих станах. В даній роботі ми приводимо результати експериментальних досліджень впливу на імовірність багатофотонних переходів в атомах додаткової поляризації основних станів цих атомів. Відмітимо, що поляризація атома в стані *n* під впливом електромагнітного випромінювання дорівнює: $P_n(\omega) = \alpha_n(\omega)\epsilon$, де α_n -динамічна поляризованість атома в стані *n*; ω – частота випромінювання; ϵ – напруженість електричного поля, яке створюється цим випромінюванням [2].

Нами експериментально досліджувався вплив додатково індукованої поляризації основного стану атома *Ba* ($6s^2^1S_0$) на реалізацію із нього чотирифотонних переходів в стани $6p^2^1S_0$ та $6p^2^3P_0$. Для реалізації цих чотирифотонних переходів використовувалося випромінювання лазера на центрах

забарвлення (ЛЦЗ) зі змінною частотою (ω_1). Частоти випромінювання, які відповідають чотирифотонним переходам між незбуреними основним $6s^2^1S_0$ та $6p^2^1S_0$ і та $6p^2^3P_0$ станами, відповідно дорівнюють $\omega_0=8593\text{см}^{-1}$ і $\omega_0=8624\text{см}^{-1}$. Відмітимо, що детальне експериментальне дослідження реалізації цих чотирифотонних переходів під дією лише випромінювання ЛЦЗ проведено нами раніше [3-5]. Схеми реалізації переходів в атомі *Ba* в умовах наших експериментальних досліджень наведено на рис. 1.

Сильним нерезонансним випромінюванням, яке створювало додаткову поляризацію атомів *Ba* в основному стані, в наших дослідженнях служило випромінювання лазера на барвнику (ЛБ). В дослідженнях створювалися такі умови, щоб імовірність іонізації атомів *Ba* випромінюванням ЛБ була невеликою, а його поляризація в основному стані, яка зумовлена впливом випромінювання ЛБ, була значно більшою за поляризацію, яка зумовлена впливом випромінювання ЛЦЗ. Для цього частоти випромінювання ЛБ вибиралися таким чином, щоб вони відповідали реалізації прямого процесу багатофотонної іонізації атома *Ba* із основного стану. Це забезпечувало невелику імовірність іонізації цього атома.

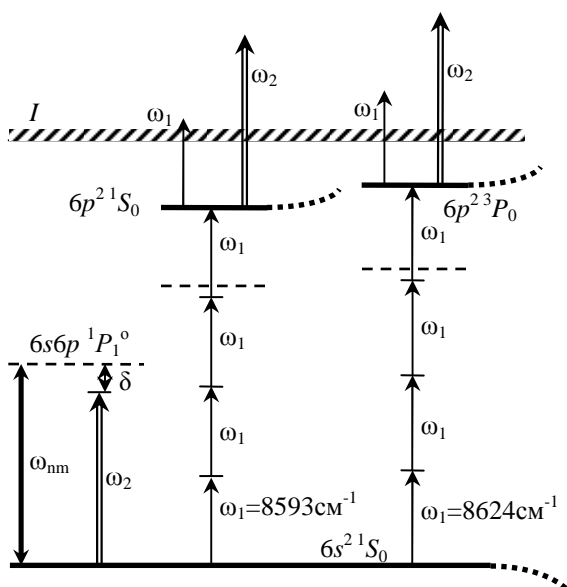


Рис. 1. Схема реалізації переходів в атомі *Ba* при одночасній дії на нього випромінювань ЛЦЗ та ЛБ. Одинарні стрілки відповідають квантам випромінювання ЛЦЗ, а подвійні – квантам випромінювання ЛБ. Штриховими кривими показана зміна енергії основного та резонансних станів в результаті реалізації динамічного ефекту Штарка.

Для отримання великого значення поляризації атомів *Ba* в основному стані частоти випромінювання ЛБ повинні бути такими, щоб відповідні їм динамічні поляризованості цього стану (α_0) мали великі абсолютні значення. Для цього частоти ЛБ вибиралися близькими до частоти ω_{nm} , яка відповідає однофотонному переходу з основного $6s^2 1S_0$ стану в перший резонансний $6s6p^1 P_1^o$ стан ($\omega_{nm}=18060 \text{ см}^{-1}$). Виходячи з цього критерію в наших дослідженнях використовувалося випромінювання ЛБ з частотами $\omega_2=17375 \text{ см}^{-1}$ та $\omega_2=17735 \text{ см}^{-1}$.

В експерименті нами вимірювався вихід іонів Ba^+ , які утворилися в результаті впливу на пучок атомів *Ba* лазерного випромінювання. Для іонізації атомів *Ba* з основного стану випромінюванням ЛЦЗ необхідно поглинання п'яти квантів, а для іонізації випромінюванням ЛБ – трьох квантів. Для іонізації ж атомів *Ba* із збуджених станів $6p^2 1S_0$ та $6p^2 3P_0$ необхідно поглинання одного кванта випромінювання ЛЦЗ або одного кванта випромінювання ЛБ.

Нами досліджувався результат спільного впливу на атоми *Ba* випромінювань ЛЦЗ та ЛБ. При цьому частота випромінювання ЛЦЗ змінювалася в діапазоні $\omega_1=8380\text{-}8650 \text{ см}^{-1}$, в який попадають вказані вище частоти ω_0 . Частоти ж випромінювання ЛБ були фіксованими. Обидва лазерних випромінювання сумішалися в просторі та фокусувалися в пучок атомів *Ba*. Поляризація цих випромінювань була лінійною, причому вектори електричних полів, які створювалися цими випромінюваннями, були паралельними між собою. Напруженості електричних полів, які створювалися в області фокусування випромінюванням ЛЦЗ та ЛБ були відповідно рівними $\varepsilon_1=2 \times 10^6 \text{ В/см}$ та $\varepsilon_2=5 \times 10^4 \text{ В/см}$.

Результати досліджень

Результати експериментальних досліджень приведені на рис. 2. З цього рисунка слідує, що в виході іонів Ba^+ при впливі на атоми *Ba* лише випромінювання ЛЦЗ має місце широкий резонансний максимум асиметричної форми, який зсунутий відносно частоти $\omega_0=8593 \text{ см}^{-1}$.

Виходячи з результатів наших попередніх робіт [3-5], цей максимум зумовлений чотирифотонним збудженням та іонізацією стану $6p^2 1S_0$ сильно збудженого в результаті реалізації динамічного ефекту Штарка. Сильне збудження стану $6p^2 1S_0$ в даному випадку зумовлено тим, що частоти випромінювання ЛЦЗ близькі до частот, які відповідають однофотонним переходам із цього стану в стани з меншою енергією. Тому динамічна поляризованість стану $6p^2 1S_0$ в цих умовах має великі абсолютні величини.

У випадку ж одночасного впливу на атоми *Ba* випромінювань ЛБ та ЛЦЗ у виході іонів Ba^+ також має місце резонансна структура. Вихід іонів Ba^+ , який відповідає цій структурі, в основному більший від виходів цих іонів у випадках, коли на атоми *Ba* випромінювання ЛБ та ЛЦЗ діють окремо один від другого, а також від суми цих виходів.

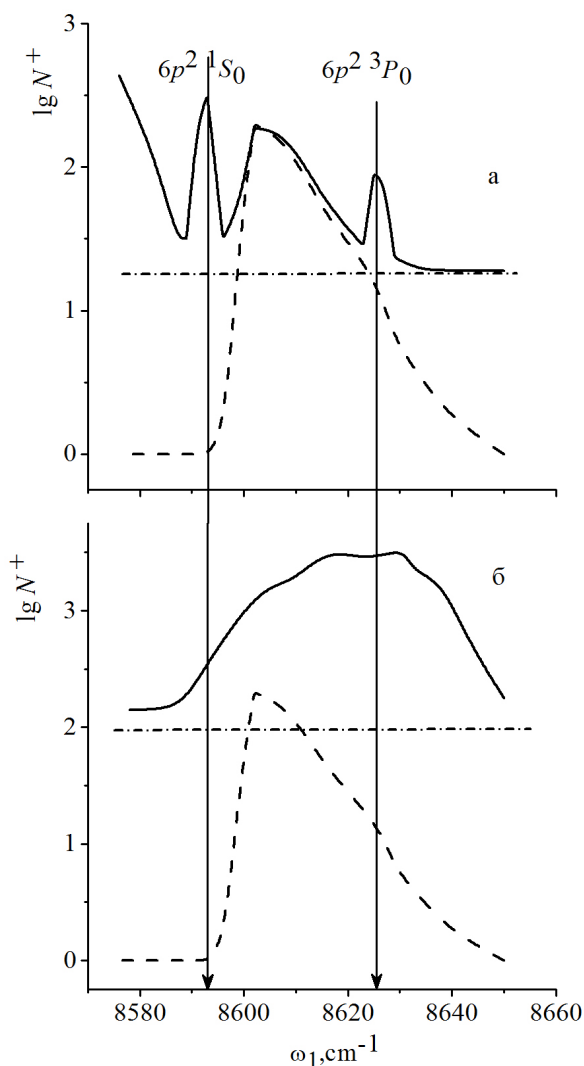


Рис. 2. Залежності виходу іонів Ba^+ (N^+) від частоти випромінювання ЛЦЗ (ω_1) отриманні в умовах, коли це випромінювання діяло на атоми Ba само (штрихові криві) та одночасно з випромінюванням ЛБ (суцільні криві). Горизонтальними штрих-пунктирними лініями показано середній вихід іонів Ba^+ , які утворюються при дії на атоми Ba лише випромінювання ЛБ. Вертикальними стрілками показані частоти випромінювання ЛЦЗ, що відповідають чотирифотонному збудженню незбурених станів $6p^2 1S_0$ та $6p^2 3P_0$ ($\omega_0=8593 \text{ cm}^{-1}$ та $\omega_0=8624 \text{ cm}^{-1}$). Дані отримані для двох значень частоти випромінювання ЛБ: $\omega_2=17375 \text{ cm}^{-1}$ (а) та $\omega_2=17735 \text{ cm}^{-1}$ (б).

Аналіз показує, що ця резонансна структура не зумовлена багатофотонним збудженням станів атома Ba в результаті реалізації резонансних процесів, в яких одночасно задіяні кванти обох випромінювань ЛБ та ЛЦЗ – раманівських процесів збудження та процесів збудження з додаванням квантів обох випромінювань.

Як слідує із рис.2, характер цієї резонансної структури залежить від

значення частоти ЛБ. Так, у випадку, коли частота випромінювання ЛБ дорівнює 17375 cm^{-1} (див.рис.2а), у виході іонів Ba^+ мають місце чіткі резонансні максимуми в околі частот $\omega_0=8593 \text{ cm}^{-1}$ та $\omega_0=8624 \text{ cm}^{-1}$, які відповідають чотирифотонному збудженню незбурених станів $6p^2 1S_0$ та $6p^2 3P_0$. Коли на атоми Ba діє лише випромінювання ЛЦЗ, такі максимуми у виході іонів Ba^+ відсутні. Відсутність такого максимуму, який зумовлений збудженням незбуреного стану $6p^2 1S_0$ при впливі лише випромінювання ЛЦЗ, пояснюється тим, що ефективне чотирифотонне збудження цього стану можливе при таких значеннях інтенсивності випромінювання ЛЦЗ, при яких цей стан сильно збурюється.

Поява цього максимуму у випадку спільного впливу на атоми Ba випромінювань ЛЦЗ та ЛБ, вказує на те, що ефективне чотирифотонне збудження стану $6p^2 1S_0$ в присутності випромінювання ЛБ реалізується при значно менших значеннях інтенсивності випромінювання ЛЦЗ, ніж у випадку, коли випромінювання ЛЦЗ впливає на атоми Ba само. Тобто, присутність випромінювання ЛБ в процесі чотирифотонного збудження стану $6p^2 1S_0$ випромінюванням ЛЦЗ суттєво збільшує імовірність цього процесу.

Відсутність максимуму, який відповідає збудженню незбуреного стану $6p^2 3P_0$ у випадку впливу лише випромінювання ЛЦЗ, зумовлена малою імовірністю відповідного чотирифотонного інтеркомбінаційного переходу [3]. При впливі ж на атоми Ba випромінювання ЛЦЗ разом з випромінюванням ЛБ максимум, зумовлений чотирифотонним збудженням стану $6p^2 3P_0$, лише незначно відрізняється по амплітуді від максимуму, який зумовлений чотирифотонним збудженням стану $6p^2 1S_0$. Тобто присутність випромінювання ЛБ в процесі чотирифотонного збудження стану $6p^2 3P_0$ також сильно збільшує імовірність цього процесу.

Частота випромінювання ЛБ, яка використовувалася в цих дослідженнях (17375 cm^{-1}) суттєво відрізняється від

частот, які відповідають однофотонним переходам із станів $6p^{21}S_0$ та $6p^{23}P_0$ в інші стани, і разом з тим вона близька до частоти, яка відповідає однофотонному переходу з основного стану в перший резонансний стан $6s6p^1P_1^0$. В цих умовах динамічна поляризованість основного стану має великі значення. Тому вплив випромінювання ЛБ в процесі чотирифотонного збудження станів $6p^{21}S_0$ та $6p^{23}P_0$ призводить до збільшення поляризації атома Ba в основному стані. Поляризація ж атома Ba в станах $6p^{21}S_0$ та $6p^{23}P_0$ при цьому не збільшується. Поляризація атома Ba в станах $6p^{21}S_0$ та $6p^{23}P_0$ в даному випадку задається впливом випромінювання ЛЦЗ, оскільки його частота близька до частот, які відповідають однофотонним переходам з цього стану в стани з меншою енергією.

Розглянемо тепер результати отримані нами у випадку, коли частота випромінювання ЛБ була рівною $\omega_2=17735 \text{ см}^{-1}$ (див. рис.2б). Резонансна структура у виході іонів Ba^+ внаслідок спільної дії на атоми Ba випромінювань ЛЦЗ та ЛБ в цьому випадку суттєво відрізняється від резонансної структури, яка має місце у випадку, коли частота випромінювання ЛБ була рівною $\omega_2=17375 \text{ см}^{-1}$ (рис.2а). Резонансна структура в даному випадку проявляється у виді широкого резонансного максимуму, який не співпадає по частоті з максимумом, що має місце при впливі лише випромінювання ЛЦЗ. При цьому вихід іонів Ba^+ в результаті спільної дії на атоми Ba випромінювань ЛЦЗ та ЛБ значно більший ніж у випадку, коли на атоми Ba діяло лише випромінювання ЛЦЗ. Цей резонансний максимум ідентифікується чотирифотонним збудженням стану $6p^{21}S_0$ із сильно збуреного випромінюванням ЛБ основного стану. На це вказують наступні факти.

Так, резонансний максимум в околі частоти $\omega_0=8593 \text{ см}^{-1}$, яка відповідає чотирифотонному переходу між незбуреними основним $6s^{21}S_0$ та $6p^{21}S_0$ станами, відсутній. Різниця між частотою випромінювання ЛБ та частотою ω_{nm} , яка відповідає однофотонному переходу між

основним та першим резонансним станами $\delta=\omega_{nm}-\omega_2=325 \text{ см}^{-1}$ в даному випадку менша, ніж у випадку, коли частота випромінювання ЛБ дорівнювала 17375 см^{-1} ($\delta=685 \text{ см}^{-1}$). У зв'язку з цим динамічна поляризованість α основного стану атома Ba в даному випадку значно більша, ніж у випадку розглянутому вище. Відповідний штарківський зсув ($\Delta E=-\alpha\epsilon^2/4$) основного стану також повинен бути значно більшим, ніж у випадку, коли частота випромінювання ЛБ була рівною 17375 см^{-1} . У зв'язку з цим резонансний перехід між основним та $6p^{21}S_0$ станами в даному випадку повинен проявлятися у виході іонів Ba^+ не у вигляді симетричного максимуму в околі частоти $\omega_0=8593 \text{ см}^{-1}$, а у вигляді широкого асиметричного максимуму, зсунутого відносно частоти ω_0 в сторону більших частот, оскільки зсув основного стану в результаті впливу випромінювання ЛБ повинен мати додатний знак. Така картина і проявляється в наших дослідженнях.

Для підтвердження приведеного вище пояснення нами було проведено дослідження штарківського зсуву основного стану атома Ba під впливом випромінювання ЛБ для частот, які являються близькими до частот до $\omega_2=17375 \text{ см}^{-1}$ та $\omega_2=17735 \text{ см}^{-1}$. Величина зсуву основного стану визначалася з ширини резонансних максимумів у виході іонів Ba^+ від частоти випромінювання ЛБ. В результаті впливу на атоми Ba випромінювання з частотами близькими до вказаних вище частот ω_2 можливе двофотонне збудження ряду станів. Частоти випромінювання в цьому випадку відрізняються від частот, які відповідають однофотонним переходам із цих станів в інші стани. Тому збурення цих станів випромінюванням ЛБ повинно бути незначним. Що ж стосується основного стану, то, як уже було відмічено вище, оскільки частоти випромінювання ЛБ близькі до частоти, що відповідає однофотонному переходу із цього стану в перший резонансний стан ($\omega_{nm}=18060 \text{ см}^{-1}$), то його збурення повинно бути значним. Тому форма резонансних максимумів у виході Ba^+ , які утворюються в результаті іонізації атомів Ba випромінюванням ЛБ,

буде зумовлена в основному збуренням основного стану атома *Va*.

Щоб уникнути впливу ефекту насичення процесу збудження на форму резонансних максимумів, в наших дослідженнях було вибрано збудження триплетних станів. Такий вибір зумовлений тим, що через порівняно малі імовірності двофотонних інтеркомбінаційних переходів, ефективно збудження триплетних станів в межах лазерного імпульсу повинно реалізуватися при максимальних значеннях інтенсивності випромінювання. Форма результуючого максимуму у виході іонів в цьому випадку буде найменшим чином спотворена ефектом насичення. Для цих досліджень було вибрано двофотонне збудження триплетних станів $6p^2\ ^3P_0$ та $6s7d\ ^3D_2$. Частоти, що відповідають двофотонним переходам в ці незбудені стани (17247см^{-1} та 17881см^{-1}) близькі до наведених вище частот ω_2 . Результати цих досліджень приведено на рис. 3. Ці дослідження були виконані при такій же величині напруженості поля випромінювання ЛБ ($\epsilon_2=5\times 10^4$ В/см), що і дослідження, результати яких приведені на рис. 2.

Як слідує з рис. 3, ширина резонансного максимуму, який зумовлений двофотонним збудженням стану $6p^2\ ^3P_0$ практично не перевищує ширину лінії випромінювання ЛБ ($\Delta\omega\approx 3\text{см}^{-1}$), а ширина максимуму зумовленого збудженням стану $6s7d\ ^3D_2$ значно перевищує ширину лінії цього випромінювання. Ці факти вказують на те, що дійсно збурення основного стану атома *Va* випромінюванням ЛБ в околі частоти $\omega_2=17735\text{см}^{-1}$ суттєво більше ніж в околі частоти $\omega_2=17375\text{см}^{-1}$. Цим самим підтверджується наведена вище ідентифікація максимуму у виході іонів Va^+ на рис. 2б, який має місце при одночасному впливі на атоми *Va* випромінювань ЛЦЗ та ЛБ, як такого, що зумовлений чотирифотонним збудженням незбуденого стану $6p^2\ ^1S_0$ з сильно збуденого основного стану $6s^2\ ^1S_0$.

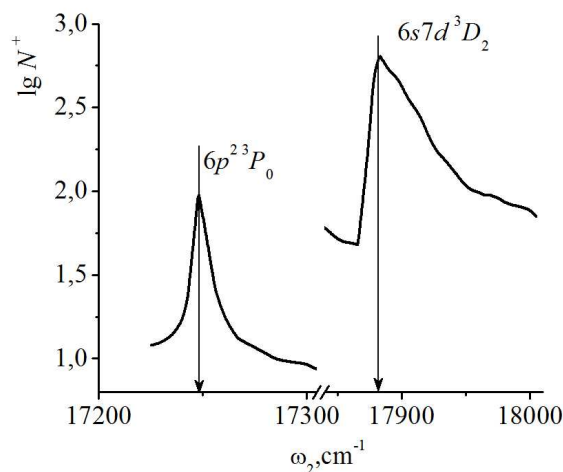


Рис. 3. Залежність виходу іонів Va^+ (N^+) від частоти випромінювання ЛБ (ω_2). Вертикальними стрілками показано частоти випромінювання ЛБ, які відповідають двофотонному збудженню незбудених станів $6p^2\ ^3P_0$ та $6s7d\ ^3D_2$ (17247см^{-1} та 17881см^{-1}).

Відсутність чіткого максимуму, який відповідає чотирифотонному збудженню стану $6p^2\ ^3P_0$, в даному випадку зумовлена меншою імовірністю цього процесу в порівнянні з імовірністю чотирифотонного збудження стану $6p^2\ ^1S_0$.

Очевидно, що додаткова поляризація атома *Va* в основному стані у випадку, коли частота випромінювання ЛБ дорівнює $\omega_2=17735\text{см}^{-1}$, значно більша ніж у випадку коли частота цього випромінювання дорівнює $\omega_2=17375\text{см}^{-1}$. Як слідує із рис. 1, вихід іонів Va^+ , які утворилися в результаті іонізації атомів *Va* через чотирифотонний резонанс із станом $6p^2\ ^1S_0$ в присутності випромінювання ЛБ з частотою $\omega_2=17735\text{см}^{-1}$, також значно більший, ніж у випадку присутності випромінювання ЛБ з частотою $\omega_2=17375\text{см}^{-1}$. Тобто, створення більшої додаткової поляризації атомів *Va* в основному стані в процесі чотирифотонного збудження стану $6p^2\ ^1S_0$ призводить до більшої імовірності цього процесу.

Таким чином, результати наших досліджень показують, що створення додаткової поляризації атомів в основних станах під час реалізації багатифотонних переходів призводить до збільшення імовірності цих переходів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Bondar' I.I., Suran V.V. Linear Dichroism in the Two-Photon Transition between the Perturbed $6s^2 \ ^1S_0$ and $5d7s \ ^3D_2$ States of a Ba Atom in the Presence of Additional Strong Nonresonant Radiation // Optics and Spectroscopy.- 2007.-V.102.- №1. -P.43-48.
2. Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением. - Москва: Физматлит, 2001. - 311с.
3. Suran V.V., Bondar' I.I., Dudich M.I. Multiphoton Ionization of Ba Atoms in the Spectral Region from 8300 to 9100 cm^{-1} // Optics and Spectroscopy. - 1996. - V.80. - №2. - P. 173.
4. Bondar' I. I., Suran V. V. Study of the Stark Effect Induced in the Ba Atom by the Dye Laser Radiation // Optics and Spectroscopy. - 1998. - V.85. - №3. - P. 327-332.
5. Bondar' I.I., Suran V.V. Influence of the Stark effect on multiphoton ionization of atoms when the dynamic polarizability depends strongly on the laser frequency // Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 1998. -V.86. - №2. – P. 276-283.

Стаття надійшла до редакції 13.04.2011

I.I. Bondar', V.V. Suran

Uzhhorod National University, 88000, Uzhhorod, Voloshin Str., 54

THE EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF INFLUENCE OF THE ADDITIONALLY INDUCED POLARIZATION OF BARIUM ATOM IN GROUND STATE ON REALIZATION OF THE MULTIPHOTON TRANSITIONS

Multiphoton transitions in the Ba atom are experimentally studied in the presence of strong nonresonant radiation that additionally polarizes atoms in the ground state. It is found that such additionally induced polarization of Ba atom leads to an increase in the probability of multiphoton transitions.

Key words: polarisation of atoms; multiphoton transitions; excitation of atoms; perturbation of atomic spectra; Stark effect in variable field.

И.И. Бондарь, В.В. Суран

Ужгородский национальный университет, 88000, Ужгород, ул. Волошина, 54

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНО ИНДУЦИРОВАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ АТОМА БАРИЯ В ОСНОВНОМ СОСТОЯНИИ НА РЕАЛИЗАЦИЮ МНОГОФОТОННЫХ ПЕРЕХОДОВ

Приводятся результаты экспериментальных исследований многофотонных переходов в атоме *Ba* в присутствии сильного нерезонансного излучения, создающего дополнительную поляризацию атомов в основном состоянии. Обнаружено, что такая дополнительно индуцированная поляризация атома *Ba* приводит к увеличению вероятности многофотонных переходов.

Ключевые слова: поляризация атомов; многофотонные переходы; возбуждение атомов; возмущение атомного спектра; эффект Штарка в переменном поле.