

## ФОРМИРОВАНИЕ УЗКОПОЛОСНОГО ОПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА N-ТИПА В ПАРАХ АТОМОВ КАЛИЯ

А. Саргсян

УДК 539.126.4

<https://doi.org/10.47612/0514-7506-2022-89-1-17-23>

Институт физических исследований НАН Армении,  
Аштарак, Армения; e-mail: sarmeno@mail.ru

(Поступила 11 ноября 2021)

Исследован оптический резонанс N-типа, формируемый в  $\Lambda$ -системе атомов калия ( $D_1$ -линии) при использовании двух непрерывных узкополосных лазеров, спектроскопической ячейки длиной 1.5 см, которая содержит пары атомов калия и буферный газ неон с парциальным давлением 20 Торр. Показано, что в продольном магнитном поле резонанс N-типа расщепляется на три эквидистантные компоненты. Проведено сравнение параметров резонанса N-типа, формируемых в парах атомов цезия и рубидия. Установлено, что при формировании резонанса N-типа начальным и конечным уровнями являются нижние основные уровни  $F_g = 1, 2$ .

**Ключевые слова:** оптический резонанс N-типа; пары атомов калия, цезия и рубидия.

An N-type optical resonance formed in the  $\Lambda$ -system of potassium atoms ( $D_1$  lines) using two CW narrow-band lasers, a spectroscopic cell with a length of 1.5 cm which contains vapors of potassium atoms, and a buffer neon gas with a partial pressure of 20 Torr has been investigated. It is shown that the N-type resonance splits into three equidistant components in a longitudinal magnetic field. A comparison of the N-type resonance parameters formed in the vapors of cesium and rubidium atoms has been presented. It is found that when the N-type resonance is formed, the initial and final levels are the lower ground levels  $F_g = 1, 2$ .

**Keywords:** N-type optical resonance; vapor of potassium, cesium, and rubidium atoms.

**Введение.** Электромагнитно-индуцированная прозрачность (ЕИТ), которая является одной из основных тем в области квантовой оптики и применяется в решении многих задач, таких как замедление скорости света, оптическая запись информации, атомные часы и т. д. [1–6], впервые экспериментально наблюдалась С. Харрисом и др. [1]. Исследованию ЕИТ-резонанса посвящено большое количество работ, в то время как резонанс N-типа изучен гораздо меньше (см., например, [7–11]), хотя экспериментальные установки для изучения резонансов N-типа и ЕИТ идентичны: используется трехуровневая  $\Lambda$ -система, формируемая двумя атомными переходами и двумя оптическими излучениями — пробным ( $\nu_P$ ) и связывающим ( $\nu_C$ ). Сигнал наблюдается при выполнении условия для двухфотонного резонанса  $|\nu_P - \nu_C| = \nu_{21}$ , где  $\nu_{21}$  — сверхтонкое частотное расщепление нижнего уровня. Ранее резонанс N-типа был исследован в атомарных парах Rb, Cs и Na [7, 10–12].

В настоящей работе приведены экспериментальные результаты по исследованию оптического резонанса N-типа, формируемого в парах атомов К.

**Эксперимент.** Использованы два лазерных пучка: пробный  $\nu_P$  (с перестраиваемой частотой) и связывающий  $\nu_C$  (с фиксированной частотой) с длинами волн  $\sim 770$  нм. На рис. 1 приведена схема формирования резонанса N-типа в  $\Lambda$ -системе атомов  $^{39}\text{K}$  ( $D_1$ -линии). Частота пробного излучения  $\nu_P$  сканировалась по переходам  $1 \rightarrow 1'$ ,  $2'$  (штрихом отмечены верхние уровни), частота связывающего

## FORMATION OF NARROW-BAND N-TYPE OPTICAL RESONANCE IN VAPORS OF POTASSIUM ATOMS

A. Sargsyan (Institute for Physical Research of the National Academy of Sciences of Armenia, Ashtarak, Armenia; e-mail: sarmeno@mail.ru)

излучения  $\nu_C$  подбиралась так, чтобы осуществлялось двухфотонное поглощение (ДП). Пробное излучение переводит атомы с уровня  $F_g = 1$  на уровень  $4P_{1/2}$  с дальнейшим распадом на нижние уровни  $F_g = 1, 2$ . Это явление известно под названием “оптическая накачка” (ОН) [13], в результате которой количество атомов на уровне  $F_g = 1$  уменьшается, а на уровне  $F_g = 2$  увеличивается. В результате ОН появляется инверсия населенностей  $N_2 > N_1$  и при соответствующей частоте связывающего лазера  $\nu_C$  происходит ДП [14]: атом с уровня  $F_g = 2$  поглощает фотон пробного излучения, затем, излучая фотон с частотой  $\nu_C$ , переходит на уровень  $F_g = 1$ . Это приводит к тому, что в спектре пробного излучения формируется узкий резонанс  $N$ -типа, демонстрирующий увеличенное поглощение. Изменяя частоту  $\nu_C$  связывающего излучения, можно получить частотное перестраивание резонанса  $N$ -типа, поскольку изменяется частота  $\nu_P$ , для которой осуществляется ДП.

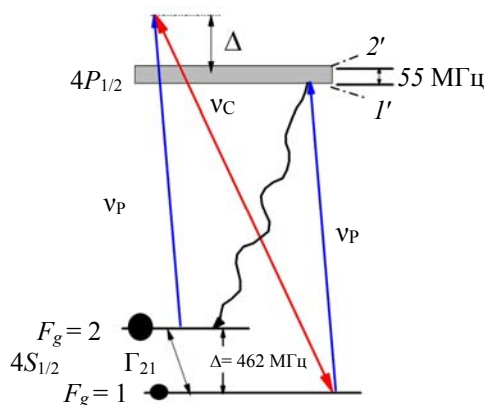


Рис. 1. Схема формирования резонанса  $N$ -типа в  $\Lambda$ -системе атомов  $^{39}\text{K}$  ( $D_1$ -линии);  $\nu_P$  сканировалось по переходам  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1', 2'$ ,  $\nu_C$  фиксировалось и подбиралось так, чтобы выполнялось условие двухфотонного поглощения

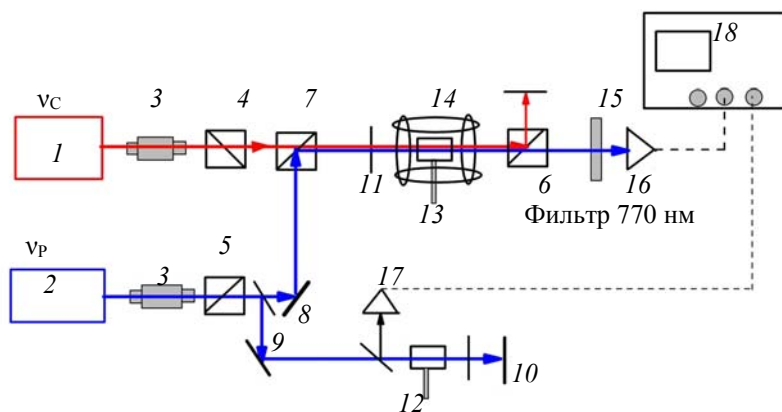


Рис. 2. Схема эксперимента: 1 и 2 — связывающий и пробный диодные лазеры с внешним резонатором с  $\lambda = 770$  нм; 3 — оптический изолятор; 4–6 — поляризационные призмы; 7 — делительная призма; 8–10 — зеркала; 11 — фильтр, 12 — реперная ячейка, 13 — основная ячейка, содержащая пары К и 20 Торр Ne; 14 — катушки Гельмгольца; 15 — фильтр с шириной пропускания  $\sim 10$  нм на  $\sim 770$  нм; 16, 17 — фотоприемники, 18 — осциллограф

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2. Использовалось излучение двух непрерывных узкополосных диодных лазеров ( $\lambda \sim 770$  нм, диаметр  $\sim 0.7$  мм, ширина линии 1 МГц) с внешним резонатором (ECDL), выпускаемых под товарной маркой VitaWave [15], один из которых имеет фиксированную частоту  $\nu_C$  (связывающий лазер), второй — перестраиваемую частоту  $\nu_P$  (пробный лазер). Поляризации связывающего и пробного излучений линейны и взаимно перпендикулярны. Излучения хорошо совмещаются делительной поляризационной призмой 7 и направляются на

ячейку с парами атомов калия. В качестве основной использована ячейка длиной  $L = 1.5$  см, которая содержит пары атомов калия и буферный газ неон 20 Торр. Часть пробного излучения направлена на узел для формирования спектра насыщенного поглощения (НП) [16]. Для этого использована дополнительная К-ячейка с  $L = 1$  см. Регистрация лазерных излучений проводилась фотодиодами ФД-24К 16, 17. Перед фотодиодом помещался интерференционный фильтр с шириной пропускания  $\sim 10$  нм на  $\lambda \sim 770$  нм. Используются четырехканальный осциллограф Tektronix TDS 2014 В (18), для формирования магнитного поля — система катушек Гельмгольца 14, внутрь которой помещена основная К-ячейка. С помощью поляризационной призмы 6 излучение  $\nu_C$  отсекалось и регистрировалось только излучение  $\nu_P$ .

**Формирование резонанса *N*-типа в калиевой ячейке с буферным газом.** В эксперименте использована ячейка, которая содержит натуральную смесь атомов К (93 %  $^{39}\text{K}$ , 7 %  $^{41}\text{K}$ ). Мощности пробного и связывающего излучений 7 и 5 мВт. Отросток ячейки, в котором содержится калий, нагревался до температуры  $\sim 65$  °С, что обеспечивало плотность паров калия  $\sim 2 \cdot 10^9$  ат/см<sup>3</sup>. На рис. 3 (кривая 1) представлен спектр пропускания, который содержит резонанс *N*-типа, демонстрирующий увеличенное поглощение. Контраст резонанса определяется как отношение амплитуды резонанса *N*-типа к пиковому поглощению в отсутствие связывающего излучения и составляет  $\sim 2$  %. Отметим, что контраст резонанса *N*-типа в парах Rb и Cs  $\sim 50$  % [10, 12, 17]. Аналогично резонансу *N*-типа ЕИТ-резонанс в парах калия имеет значительно меньший контраст, чем в парах Rb и Cs [18—20]. Как показано в [21], применение метода второй производной спектра поглощения атомов позволяет выделить однородную ширину, замаскированную доплеровским уширением, вследствие чего происходят спектральное сужение линии и увеличение амплитуды резонанса. На рис. 3 видно, что контраст резонанса *N*-типа на кривой второй производной (кривая 2) лучше и формируется на горизонтальной линии, что может быть удобно для его обработки. Здесь и далее спектры второй производной для удобства инвертированы. Ширина линии (ПШПВ) резонанса *N*-типа  $\sim 15$  МГц, что в  $\sim 60$  раз уже доплеровски уширенного спектра.

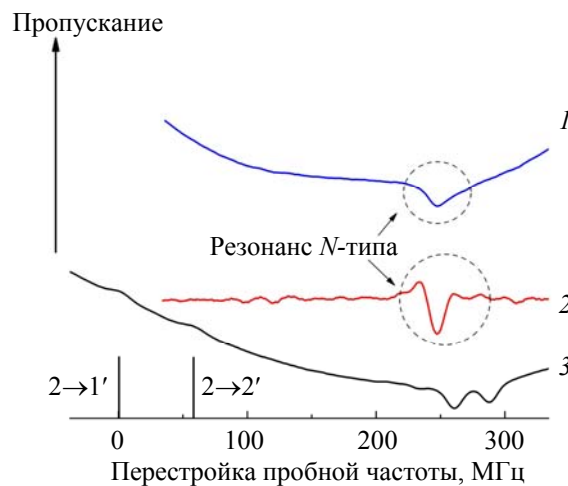


Рис. 3. Спектр пропускания пробного излучения, содержащий резонанс *N*-типа (1), и его вторая производная (2); 3 — реперный спектр насыщенного поглощения атомов калия ( $D_1$ -линии); атомные переходы  $^{39}\text{K}$ :  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1'$  и  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 2'$

На рис. 4 показана аппроксимация доплеровского уширенного спектра поглощения атомов К в 1-см ячейке четырьмя гауссовыми кривыми. Уширение, обусловленное газом Ne, составляет 6 МГц/Торр [22]. Поскольку  $\Delta = 462$  МГц, а доплеровское уширение  $\sim 900$  МГц, это приводит к тому, что нижние уровни сильно перекрываются уширенными контурами, что обуславливает переброс атомов между уровнями  $F_g = 1$  и 2. Это вызывает уменьшение инверсии  $N_2 - N_1$ , а также возрастание скорости поперечной релаксации между нижними уровнями  $\Gamma_{21}$ , что отрицательно влияет на параметры резонансов как ЕИТ, так и *N*-типов [5, 7]. Возрастание скорости поперечной релаксации между нижними уровнями  $\Gamma_{21}$  приводит к уменьшению  $\sigma_{\text{TA}}$  и амплитуды резонанса *N*-типа. Для атомов  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{87}\text{Rb}$  и  $^{85}\text{Rb}$   $\Delta = 9.2, 6.8$  и  $3.03$  ГГц соответственно, что значительно превышает доплеровское

уширение переходов этих атомов, следовательно, переброс атомов между уровнями  $F_g = 1$  и  $2$  у них отсутствует. Этим обусловлен большой контраст резонанса  $N$ -типа в парах цезия и рубидия.

Как показано в [12], в спектре возможна одновременная регистрация резонанса  $N$ -типа и резонанса частотных биений (ФВ)  $\nu_p$  и  $\nu_c$ . Это удобно для определения положения частоты излучения  $\nu_c$ . Для этого поляризационная призма  $b$  (рис. 2) выводилась из скрещенного положения, чтобы излучение  $\nu_c$  частично проходило и попадало на фотоприемник с излучением  $\nu_p$ .

На рис. 5 (кривая 1) показан спектр пропускания через ячейку с парами калия с буферным газом Не. Резонанс  $N$ -типа и сигнал ФВ выражены слабо. Более контрастно резонансы  $N$ -типа и ФВ выражены на спектре второй производной (кривая 2). Как и в [12], частотное расстояние между сигналом ФВ и резонансом  $N$ -типа точно равно частотному расстоянию между нижними уровнями  $\Delta$  сверхтонкой структуры.

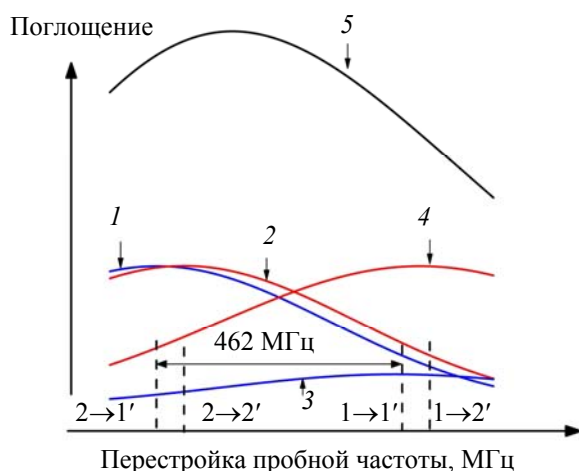


Рис. 4. Аппроксимированный спектр поглощения атомов калия: 1, 2, 3, 4 — гауссовы кривые переходов  $2 \rightarrow 1'$ ,  $2 \rightarrow 2'$  и  $1 \rightarrow 1'$ ,  $2'$  соответственно; 5 — суммарная огибающая со спектральной шириной  $\sim 0.9$  ГГц; штриховыми линиями отмечены переходы 1,  $2 \rightarrow 1'$ ,  $2'$

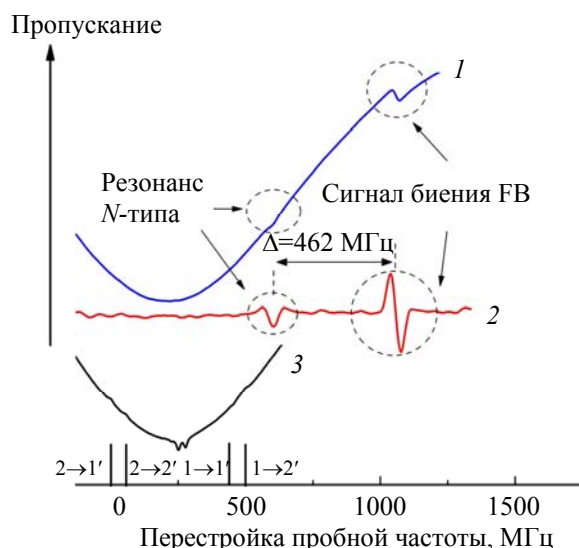


Рис. 5. Спектр пропускания пробного излучения через ячейку с парами калия и газа неона с частичным давлением 20 Торр (1) и его вторая производная (2), 3 — реперный спектр насыщенного поглощения атомов калия ( $D_1$ -линии); отмечены атомные переходы  $^{39}\text{K}$ ,  $F_g = 1$ ,  $2 \rightarrow 1'$ ,  $2'$

**Результаты и их обсуждение.** Как известно, добавление буферного газа приводит к уширению верхних атомных уровней [23], однако в формировании ЕТГ и резонанса  $N$ -типа участвуют нижние уровни сверхтонкой структуры, а буферный газ способствует их слабому уширению [5]. Добавление буферного газа имеет две цели: сильное столкновительное уширение верхнего уровня  $4P_{1/2}$ , которое приводит к большему поглощению пробного излучения и, следовательно, к увеличению инверсии  $N_2 - N_1$ ; сильное уменьшение скорости атомов до скорости диффузии и увеличение пролетного времени атома через лазерный пучок, что приводит к возрастанию времени взаимодействия лазерного излучения с атомами и увеличению эффективности ОН [24], необходимой для осуществления условия  $N_2 - N_1 > 0$ . Амплитуда резонанса  $N$ -типа пропорциональна  $\exp(\sigma_{\text{ТА}}(N_2 - N_1)L)$ :

$$\sigma_{\text{ТА}} = \frac{\lambda^2}{16\pi^2} \frac{\Gamma_N}{\Gamma_{21}} \left| \frac{dE_c}{\hbar\Delta} \right|^2, \quad (1)$$

где  $\sigma_{\text{ТА}}$  — сечение двухфотонного резонансного поглощения;  $\Delta$  — частотная расстройка,  $\Gamma_N$  — натуральная ширина  $4P_{1/2}$ -уровня;  $\Gamma_{21}$  — скорость поперечной релаксации между нижними уровнями,  $E_c$  — электрическое поле связывающего излучения;  $d$  — матричный элемент дипольного момента атомного перехода  $F_g = 1 \rightarrow 4P_{1/2}$  [24]. Буферный газ способствует сильной оптической накачке излучения  $\nu_p$  мощностью 7 мВт и переводу атомов с нижнего уровня  $F_g = 1$  на уровень  $F_g = 2$  через промежуточный верхний уровень  $4P_{1/2}$ , увеличивая населенность на уровне  $F_g = 2$ . После этого атом с уровня  $F_g = 2$  поглощает фотон пробного излучения, затем, излучая фотон с частотой  $\nu_c$ , переходит на  $F_g = 1$ . Таким образом формируется резонанс  $N$ -типа, демонстрирующий увеличенное поглощение. Важно отметить, что использованием более мощных излучений на частотах  $\nu_c$  и  $\nu_p$  можно существенно увеличить контраст резонанса  $N$ -типа. В работе [9] изучен резонанс  $N$ -типа, формируемый в парах  $^{85}\text{Rb}$ , и показано, что резонанс  $N$ -типа формируется также в чистых парах, однако с добавлением буферного газа контраст сильно возрастает.

**Расщепление резонанса  $N$ -типа во внешнем магнитном поле.** Известно, что внешнее магнитное поле расщепляет и сдвигает атомные уровни. Расщепление резонанса  $N$ -типа в парах  $^{85}\text{Rb}$  на пять компонент в случае приложения продольного магнитного поля исследовано в [17]. Как показано в [10], резонанс  $N$ -типа в парах Cs расщепляется на семь компонент. На рис. 6 (кривая 1) представлен спектр пропускания пробного излучения, когда приложено внешнее продольное магнитное поле ( $\mathbf{B} \parallel \mathbf{k}$ , где  $\mathbf{k}$  — волновой вектор) с индукцией  $B = 17$  Гс. Магнитное поле измерено магнитометром Teslameter НТ201. Расщепление резонанса  $N$ -типа на три компоненты отчетливо видно на кривой второй производной (кривая 2). На рис. 6 (вставка) показаны нижние магнитные подуровни, которые объясняют механизм формирования трех резонансов. Частотное расстояние между расщепленными компонентами резонанса  $N$ -типа составляет 24 МГц. Как видно из рис. 6, компоненты резонанса  $N$ -типа

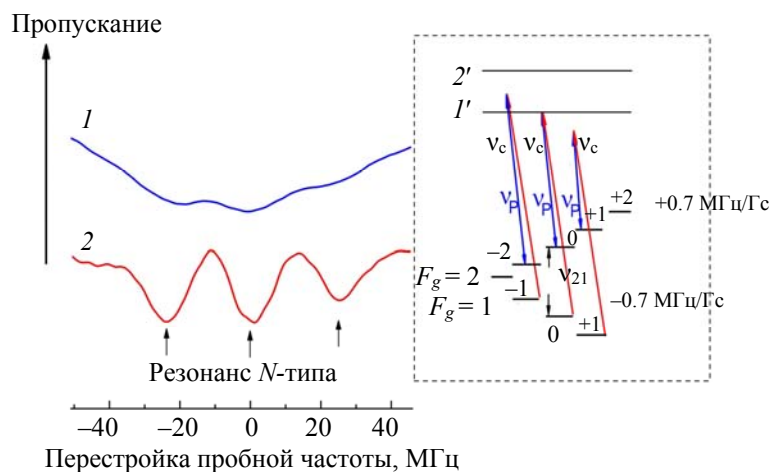


Рис. 6. Расщепление резонанса  $N$ -типа на три эквидистантные компоненты в магнитном поле ( $\mathbf{B} \parallel \mathbf{k}$ ), в случае циркулярно поляризованного  $\nu_p$  излучения  $\sigma^+$ ,  $B = 17$  Гс; 1 — спектр пропускания  $\nu_p$  излучения, 2 — вторая производная кривой 1; на вставке — магнитные подуровни, поясняющие схему формирования трех резонансов в магнитном поле

смещаются на  $2 \cdot 0.7 = 1.4$  МГц/Гс, при  $B = 17$  Гс смещение  $\approx 24$  МГц. Из этого следует, что в формировании резонанса  $N$ -типа участвуют магнитные подуровни уровней  $F_g = 1, 2$ . Это подтверждают результаты [19], где в расщеплении ЕПТ-резонанса в парах калия также участвуют нижние подуровни и формируются три пика уменьшенного поглощения (в нашем случае формируются пики увеличенного поглощения). В [25] показано, что, используя третий лазер, можно менять знак компонент расщепленного резонанса  $N$ -типа с увеличенного на уменьшенное поглощение. В [26] изучалось влияние внешнего магнитного поля на атомные уровни калия ( $D_1$ -линии). Исследован спектр поглощения в наноячейке с толщиной атомарных паров  $L \sim 770$  нм. Ширина атомных линий  $\sim 70$  МГц, поэтому для регистрации расщепления и смещения уровней (при малых  $B$  переходы перекрываются) прикладывались магнитные поля  $> 300$  Гс. В [27] показано, что использование спектра селективного отражения лазерного излучения от границы поверхности диэлектрического окна спектроскопической наноячейки с парами атомов Rb позволяет измерить приложенное к наноячейке магнитное поле в диапазоне 0.1—6.0 кГц. Формирование резонанса  $N$ -типа в парах калия позволяет измерять в пять раз более слабые магнитные поля.

**Закключение.** Экспериментально исследовано формирование узкополосного резонанса  $N$ -типа в атомарных парах калия в ячейке, содержащей буферный газ Ne. Применение метода второй производной спектра пропускания позволяет существенно улучшить контраст резонанса  $N$ -типа. Полученный резонанс имеет спектральную ширину  $\sim 15$  МГц, что в  $\sim 60$  раз уже доплеровской. В продольном магнитном поле резонанс  $N$ -типа расщепляется на меньшее количество компонент (три), в то время как для атомов Cs и  $^{85}\text{Rb}$  количество компонент — семь и пять, что удобно для практического применения. Исследования в магнитном поле показывают, что в формировании резонанса участвуют основные нижние уровни  $F_g = 1$  и 2. Формирование связывающего и пробного излучений от одного лазера, т. е. когерентно связанных излучений, позволяет существенно уменьшить ширину линии резонанса  $N$ -типа [11]. Полученные результаты могут иметь практическое применение.

Автор благодарен Д. Саркисяну за полезные замечания.

- [1] K.-J. Boller, A. Imamoglu, S. E. Harris. Phys. Rev. Lett., **66** (1991) 2593—2596
- [2] L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, C. H. Behroozi. Nature, **397** (1999) 594—598
- [3] M. Fleischhauer, M. D. Lukin. Phys. Rev. Lett., **84** (2000) 5094—5097
- [4] S. Brandt, A. Nagel, R. Wynands, D. Meschede. Phys. Rev. A, **56** (1997) R1063—R1066
- [5] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J. P. Marangos. Rev. Mod. Phys., **77** (2005) 633
- [6] V. Walther, P. Grünwald, T. Pohl. Phys. Rev. Lett., **125** (2020) 173601
- [7] A. S. Zibrov, C. Y. Ye, Y. V. Rostovtsev, A. B. Matsko, M. O. Scully. Phys. Rev. A, **65** (2002) 043817
- [8] C. Hancox, M. Hohensee, M. Crescimanno, D. F. Phillips, R. L. Walsworth. Opt. Lett., **33** (2008) 1536—1538
- [9] A. Sargsyan, R. Mirzoyan, A. Papoyan, D. Sarkisyan. Opt. Lett., **37** (2012) 4871—4873
- [10] D. Slavov, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, R. Mirzoyan, A. Krasteva, A. D. Wilson-Gordon, S. Cartaleva. J. Phys. B, **47** (2014) 035001
- [11] N. Hayashi, R. Sugizono, K. Harimaya, K. Shijo, K. Tsubota, M. Mitsunaga. J. Opt. Soc. Am. B, **32** (2015) 1754—1760
- [12] A. Krasteva, P. N. Gosh, S. Gateva, S. Tsvetkov, D. Sarkisyan, A. Sargsyan, T. Vartanyan, S. Cartaleva. Phys. Scr., **95** (2020) 015404
- [13] W. Happer. Rev. Mod. Phys., **44** (1972) 169
- [14] В. С. Летохов, В. П. Чаботаев. Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения, Наука, Москва (1990)
- [15] V. V. Vassiliev, S. A. Zibrov, V. L. Velichansky. Rev. Sci. Instrum., **77** (2006) 013102
- [16] D. Bloch, M. Ducloy, N. Senkov, V. L. Velichansky, V. Yudin. Laser Phys., **6** (1996) 670
- [17] А. Саргсян, Р. Мирзоян, Д. Саркисян. ЖЭТФ, **142** (2012) 873
- [18] A. Sargsyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, R. Mirzoyan, A. Papoyan, D. Sarkisyan. Appl. Phys. B **105** (2011) 767
- [19] А. Саргсян, П. А. Петров, Т. А. Варганиян, Д. Саркисян. Опт. и спектр., **120** (2016) 339
- [20] А. Саргсян, А. Амирян, К. Леруа, Т. А. Варганиян, Д. Саркисян. Опт. и спектр., **123** (2017) 124
- [21] A. Sargsyan, A. Amiryanyan, Y. Pashayan-Leroy, C. Leroy, A. Papoyan, D. Sarkisyan. Opt. Lett., **44** (2019) 5533

- 
- [22] **G. A. Pitz, A. J. Sandoval, T. B. Tafoya, W. L. Klennert, D. A. Hostutler.** *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, **140** (2014) 18—29
- [23] **А. М. Бадалян, Б. А. Глушко, А. А. Дабагян, М. Е. Мовсесян.** *Журн. прикл. спектр.*, **45** (1986) 369—373 [**A. M. Badalyan, B. A. Glushko, A. A. Dabagyan, M. E. Movsesyan.** *J. Appl. Spectr.*, **45** (1986) 899—904]
- [24] **A. Sargsyan, A. Papoian, A. Sarkisyan, Yu. Malakyan, G. Grigoryan, D. Sarkisyan, Y. Pashayan-Leroy, C. Leroy.** *Arm. J. Phys.*, **2**, N 2 (2009) 84—94
- [25] **D. Sarkisyan, A. Sargsyan, A. D. Wilson-Gordon, S. Cartaleva.** *Proc. SPIE*, **9447** (2015) 944707
- [26] **A. Sargsyan, A. Tonoyan, G. Nakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, D. Sarkisyan.** *Europhys. Lett.*, **110** (2015) 23001
- [27] **А. Саргсян, А. С. Саркисян, А. Тоноян, Д. Саркисян.** *Журн. прикл. спектр.*, **88** (2021) 865—871