

# Применение магнито-индуцированных переходов в атомах $^{87}\text{Rb}$ в когерентных оптических процессах

© А. Саргсян<sup>1</sup>, Т.А. Вартамян<sup>2,¶</sup>, Д. Саркисян<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физических исследований Национальной академии наук Армении, 0203 Аштарак, Армения

<sup>2</sup> Университет ИТМО, 197101 Санкт-Петербург, Россия

¶ e-mail: Tigran.Vartanyan@mail.ru

Поступила в редакцию 16.09.2019 г.

В окончательной редакции 16.09.2019 г.

Принята к публикации 23.09.2019 г.

Экспериментально продемонстрирована перспективность применения магнито-индуцированных (МИ) переходов  $^{87}\text{Rb}$  D<sub>2</sub>-линии  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$  для формирования оптических резонансов в сильных магнитных полях вплоть до 3 кГ. Используется ячейка микронной толщины, заполненная парами атомов Rb. Приведен простой и удобный метод для определения магнитной индукции с микронным пространственным разрешением. Необходимость в использовании реперного спектра при этом отпадает. Вероятность МИ-перехода в интервале магнитных полей 0.3–2 кГ может превосходить вероятность обычного атомного перехода, что делает целесообразным его использование в качестве связывающего или пробного в  $\Lambda$ - и V-системах для формирования темных резонансов в процессах электромагнитно индуцированной прозрачности (ЕИТ). Темные резонансы, смещенные в сильных магнитных полях на величины порядка 10 GHz, могут найти ряд практических применений. Отметим, что в магнитных полях, превышающих 1 кГ, в  $\Lambda$ -системах на обычных атомных переходах темные резонансы практически не формируются.

**Ключевые слова:** магнито-индуцированные переходы, сверхтонкая структура, D<sub>2</sub>-линия  $^{87}\text{Rb}$ , микроячейка.

DOI: 10.21883/OS.2020.01.48833.259-19

## Введение

Известно, что в сильных магнитных полях может происходить как значительное возрастание, так и уменьшение вероятности атомных переходов в атомах щелочных металлов [1–6]. Напомним, что в нулевом магнитном поле для разрешенных в дипольном приближении переходов между нижними и верхними уровнями сверхтонкой структуры должны выполняться правила отбора  $F_e - F_g = \Delta F = 0, \pm 1$  для полного момента атома  $F$  [1]. В последние годы большой интерес вызывают атомные переходы между нижними и верхними уровнями сверхтонкой структуры, для которых выполняются условия  $F_e - F_g = \Delta F = \pm 2$ . Поскольку в нулевом магнитном поле ( $B = 0$ ) такие переходы в дипольном приближении запрещены, процессы резонансного поглощения излучения и флуоресценции на них отсутствуют. Однако во внешних магнитных полях запрет снимается и происходит гигантское возрастание вероятностей как резонансного поглощения, так и флуоресценции. Поэтому соответствующие переходы естественно назвать магнито-индуцированными (МИ). Ярким примером гигантского возрастания вероятности переходов служит поведение переходов  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 5$  (семь переходов) при использовании круговой поляризации  $\sigma^+$  и переходов  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 2$  (пять переходов) при использовании круговой поляризации  $\sigma^-$  в атомах Cs (D<sub>2</sub>-линия) при приложении магнитного поля в интервале 500–1000 Г [5]. В атомах  $^{85}\text{Rb}$  (D<sub>2</sub>-линия) было зарегистри-

ровано аналогичное гигантское возрастание вероятностей переходов для оптического излучения с круговой поляризации  $\sigma^+$  на переходах  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 4$  (пять переходов) и для излучения с круговой поляризации  $\sigma^-$  на переходах  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 1$  (три перехода) при приложении магнитного поля в интервале 200–500 Г. В атомах  $^{87}\text{Rb}$  (D<sub>2</sub>-линия) гигантское возрастание вероятностей переходов  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$  (три перехода) для излучения  $\sigma^+$  и  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 0$  (один переход) для излучения  $\sigma^-$  было зарегистрировано при приложении магнитного поля в интервале 400–800 Г [6].

Для количественного определения степени взаимодействия атома с магнитным полем удобно использовать характеристическую величину магнитного поля  $B_0 = A_{\text{hfs}}/\mu_B$ , где  $A_{\text{hfs}}$  — магнитная дипольная константа для основного уровня атома, а  $\mu_B$  — магнетон Бора [7]. Для атома  $^{85}\text{Rb}$  величина  $B_0$  ( $^{85}\text{Rb}$ ) = 0.7 кГ, для атома  $^{87}\text{Rb}$  величина  $B_0$  ( $^{87}\text{Rb}$ ) = 2.4 кГ, для атома Cs величина  $B_0$  ( $^{133}\text{Cs}$ ) = 1.7 кГ, а для атома  $^{39}\text{K}$  величина  $B_0$  ( $^{39}\text{K}$ ) = 165 Г. Максимальные вероятности МИ-переходов достигаются в магнитных полях  $B \propto (0.2-0.4)B_0$ . Поэтому в атомах  $^{39}\text{K}$  гигантское возрастание вероятностей МИ переходов  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$  (три перехода) и  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 0$  (один переход) достигается при наименьших магнитных полях в интервале 30–50 Г. Отметим, что вероятности отмеченных выше МИ переходов в очень сильных магнитных полях, когда  $B \gg B_0$ , быстро уменьшаются.

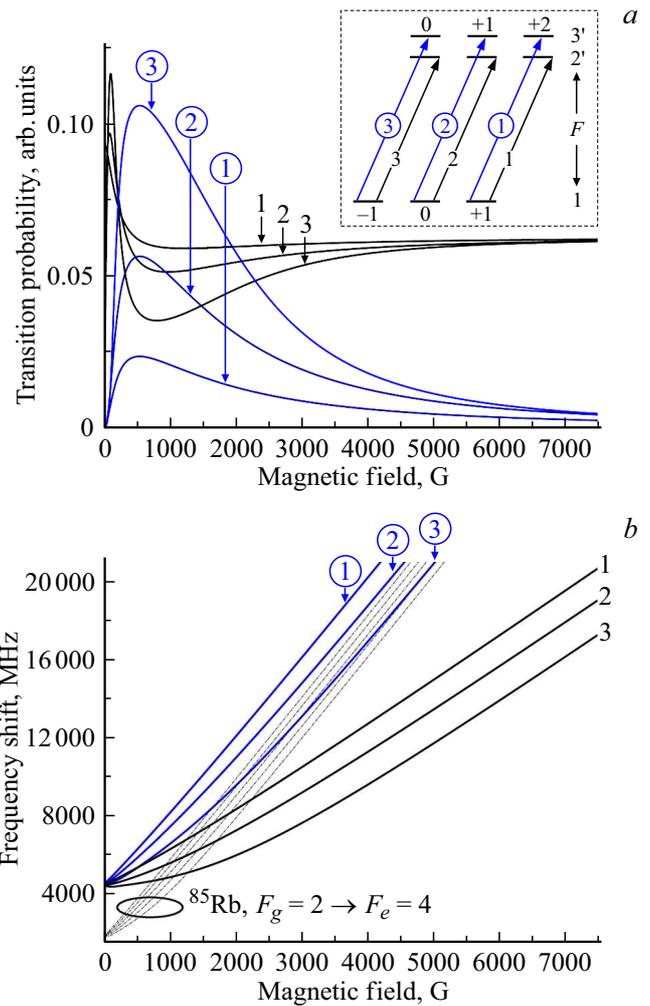
В работах [5,6] было установлено следующее общее правило для вероятностей МІ-переходов: вероятности МІ-переходов с  $\Delta F = +2$  максимальны для излучения  $\sigma^+$  (при этом максимально также число регистрируемых МІ-переходов). В то же время вероятности МІ-переходов с  $\Delta F = -2$  максимальны для излучения  $\sigma^-$  (при этом максимально также число регистрируемых МІ-переходов). Для некоторых МІ-переходов различие в интенсивности при использовании излучений  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  может достигать нескольких порядков. Отметим, что МІ-переходы могут быть использованы в тех же задачах, в которых используются обычные атомные переходы.

В настоящей работе продемонстрирована перспективность применения МІ-переходов  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$  в атомах  $^{87}\text{Rb}$  ( $D_2$ -линия) при использовании излучения  $\sigma^+$  для определения магнитной индукции сильных магнитных полей, поскольку эти переходы расположены на высокочастотном крыле спектра и практически не перекрываются с другими переходами.

В работе также продемонстрирована перспективность применения МІ-переходов  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$  в атоме  $^{87}\text{Rb}$  ( $D_2$ -линия) для процесса электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЕІТ) [8,9] в сильных магнитных полях. Это обусловлено двумя причинами. Во-первых, поскольку вероятность МІ перехода может существенно превосходить вероятность обычного атомного перехода, его включение в  $\Lambda$ -систему позволяет уменьшить интенсивность связывающего или пробного лазера. Во-вторых, в сильных магнитных полях наряду с существенным увеличением вероятности МІ-перехода происходит его значительный частотный сдвиг, а это, в свою очередь, позволяет формировать перестраиваемый частотный репер и использовать его для стабилизации частоты лазера на сильно смещенной частоте [10].

## Применение МІ-переходов атомов $^{87}\text{Rb}$ ( $D_2$ -линия) для измерения магнитного поля

На рис. 1, *a* на верхней вставке магнито-индуцированные переходы  $^{87}\text{Rb}$   $D_2$ -линии  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$  для излучения  $\sigma^+$  приведены с номерами 1–3 в кружках. Теоретическая модель, описывающая модификацию вероятности и частотное положение атомного перехода в магнитном поле, использующая матрицу гамильтониана с учетом всех переходов внутри сверхтонкой структуры, подробно изложена в работах [1,2,4]. Зависимость вероятностей МІ переходов 1–3 (номера в кружках) от магнитной индукции показана на рис. 1, *a*. Приведены только те атомные переходы, которые регистрируются при использовании излучения с круговой поляризацией  $\sigma^+$  в магнитных полях  $B \geq B_0$  ( $^{87}\text{Rb}$ ). Из рис. 1, *a* видно, что вероятность МІ-перехода 3 (номер в кружке) в интервале магнитных полей 0.5–2 кГ наибольшая среди всех атомных переходов с нижнего уровня  $F_g = 1$ ,



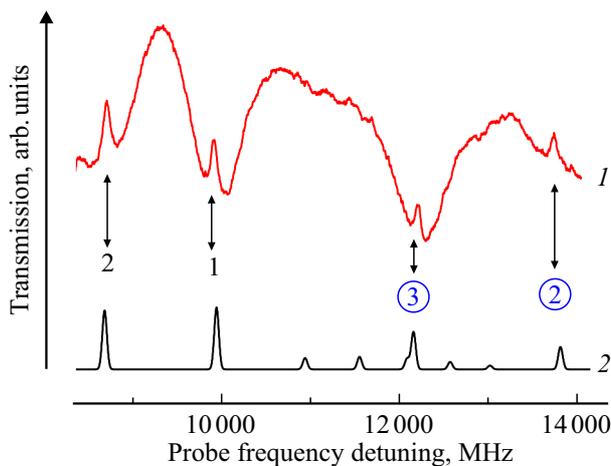
**Рис. 1.** (а)  $^{87}\text{Rb}$ ,  $D_2$ -линия, вероятности МІ-переходов с номерами 1–3 в кружках и переходов  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ , для излучения  $\sigma^+$  (показаны на диаграмме на вставке) в зависимости от величины  $B$ . (б)  $^{85}\text{Rb}$  и  $^{87}\text{Rb}$  ( $D_2$ -линия) частотные смещения МІ и  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ -переходов (при использовании излучения  $\sigma^+$ ) в зависимости от величины  $B$ . Черными пунктирными линиями показаны пять МІ-переходов  $^{85}\text{Rb}$ ,  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 4$ , вероятности которых быстро убывают при  $B > 1$  кГ.

а в интервале 2–7.5 кГ все еще достаточно для его регистрации и применения.

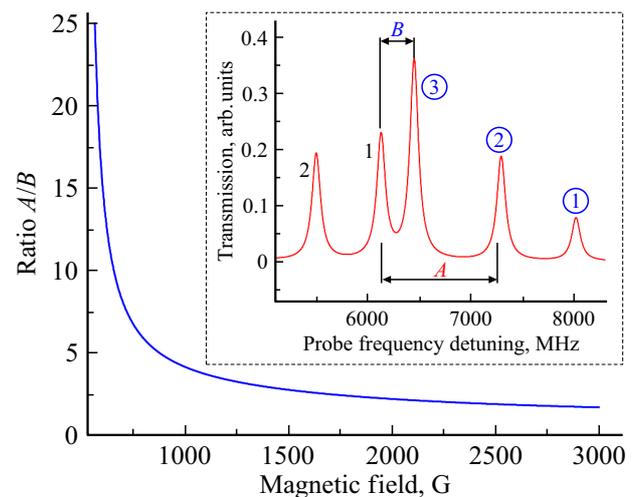
Зависимости частотных сдвигов МІ-переходов 1–3 (номера в кружках) и вероятностей переходов  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$  для излучения  $\sigma^+$  от магнитной индукции показаны на рис. 1, *b*. Частоты этих МІ-переходов находятся на высокочастотном крыле спектра. Пунктирными линиями показана частотная зависимость МІ-переходов  $^{85}\text{Rb}$   $F_g = 2 \rightarrow F_e = 4$  (пять переходов). Поскольку вероятности МІ-переходов  $^{85}\text{Rb}$  в магнитных полях, больших 1500 Г, быстро уменьшаются, МІ-переходы 1–3 (номера в кружках) не имеют пересечений по частоте с другими атомными переходами, что удобно для их исследования и применения.

Экспериментальная установка для регистрации спектра поглощения микроячейки толщиной  $L = 1.5 \mu\text{m}$ , заполненной рубидием, аналогична той, что применена в работе [11]. Конструкция Т-образной микроячейки (МС) приведена в работе [12]. Использовался непрерывный узкополосный диодный лазер ECDL с внешним резонатором с  $\lambda = 780 \text{ nm}$  и шириной линии 1 MHz. Микроячейка толщиной  $L = 1.5 \mu\text{m}$  помещалась между сильными постоянными магнитами, имеющими небольшое отверстие для прохождения лазерного излучения. Для усиления магнитного поля магниты фиксировались на металлическом магнитопроводе с сечением  $40 \times 50 \text{ mm}$  [11]. Для формирования излучений с круговыми поляризациями  $\sigma^+$  (левый круг) и  $\sigma^-$  (правый круг) применялась пластинка  $\lambda/4$ . Часть лазерного излучения направлялась на ячейку с Rb длиной 4 cm, спектр поглощения которой служил частотным репером. В работах [11,13] было показано, что при толщине наноячейки  $L \sim \lambda$  и  $L \sim 2\lambda$  в спектре поглощения вследствие оптической накачки формируются селективные по атомным скоростям оптические резонансы (velocity selective optical pumping, VSOP, resonance), которые имеют спектральную ширину в 10–20 раз уже доплеровской.

На рис. 2 приведен экспериментальный спектр поглощения паров  $^{87}\text{Rb}$ , D<sub>2</sub>-линии, с использованием циркулярно поляризованного излучения  $\sigma^+$ . Приложено продольное магнитное поле с индукцией  $B = 2.965 \text{ kG}$ , лазерная мощность  $\sim 0.1 \text{ mW}$ . Температура резервуара (в котором находится Rb)  $\sim 100^\circ\text{C}$ , что обеспечивает концентрацию атомов  $N \sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . Экспериментальный спектр поглощения (верхняя кривая) содержит MI-переходы с номерами 3 и 2 (в кружках) и два перехода  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$  (без кружков) (нумерация переходов показана на верхней вставке рис. 1, а). Из рис. 2 видно, что MI-переходы с номерами 3 и 2 (в кружках) даже в магнитных полях  $\sim 3 \text{ kG}$  все еще имеют большие амплитуды. Спектральная ширина атомных переходов (полная



**Рис. 2.**  $^{87}\text{Rb}$ , D<sub>2</sub>-линия, толщина  $L \approx 1.5 \mu\text{m}$ ,  $B = 2.965 \text{ kG}$ , 1 — экспериментальный спектр пропускания излучения  $\nu_p$ , MI-переходы под номерами 2 и 3 в кружках, в спектре присутствуют также резонансы VSOP под номерами 1 и 2; 2 — расчетный спектр пропускания излучения  $\nu_p$ .



**Рис. 3.** На вставке показан спектр пропускания для случая  $B = 1160 \text{ G}$ , который содержит пять резонансов: резонансы под номерами 1, 2 и 3 в кружках — это MI-переходы атомов  $^{87}\text{Rb}$ , и переходы под номерами 1 и 2. Нумерация переходов показана на вставке в рис. 1, а. Измеряя отношение частотных интервалов  $A/B$  и используя приведенную кривую зависимости отношения  $A/B$  от магнитного поля, можно определить магнитную индукцию с погрешностью 3–5%.

ширина на полувысоте, FWHM) составляет 60 MHz, что примерно в 10 раз меньше доплеровской ширины при  $\sim 100^\circ\text{C}$ . Это позволяет спектрально разрешить все переходы в спектре. Как видно, наблюдается хорошее согласие эксперимента с теорией. В магнитном поле  $\sim 3 \text{ kG}$  переходы с номерами 3 и 2 (в кружках) имеют относительно большие амплитуды и значительные частотные сдвиги, 8.5 и 10 GHz (рис. 1, b), относительно начального положения при нулевом магнитном поле, что удобно для их практического применения.

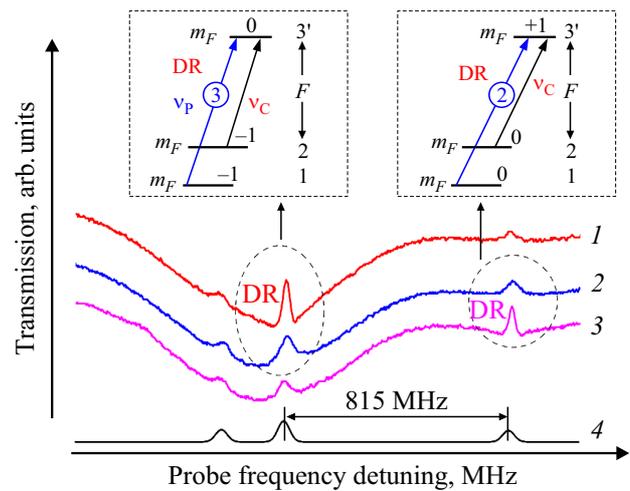
На вставке к рис. 3 приведен спектр пропускания, на котором присутствуют MI-переходы 1, 2 и 3 (номера в кружках), и переходы 1 и 2. Измеряя отношение  $A/B$ , где  $A$  — частотный интервал между резонансами под номером 1 и под номером 2 (в кружке), а  $B$  — частотный интервал между переходом под номером 1 и под номером 3 (в кружке), и используя приведенную на рис. 3 кривую, можно определить индукцию магнитного поля. При этом отпадает необходимость в использовании спектра в нулевом поле в качестве частотного репера.

### Применение MI-переходов для формирования темного резонанса

Выше отмечались два преимущества применения MI-переходов для процесса электромагнитно индуцированной прозрачности в сильных магнитных полях, т.е. для формирования темного резонанса (dark resonance, DR) [8,9]. Схема эксперимента аналогична той, что применялась в работе [14]. Использовались излучения

двух непрерывных узкополосных (с шириной  $\sim 1$  MHz) диодных лазеров с внешним резонатором, один из которых (связывающий лазер) имел фиксированную частоту  $\nu_C$ , а второй (с перестраиваемой частотой) являлся пробным лазером с частотой  $\nu_P$ . С помощью двух призм Глана поляризации связывающего и пробного лазеров формировались линейными и взаимно перпендикулярными. Оба лазерных луча диаметром  $\sim 1$  mm совмещались третьей призмой Глана и направлялись на микроячейку, заполненную парами атомов рубидия. Микроячейка помещалась в печь. Часть пробного излучения  $\nu_P$  направлялась на дополнительную ячейку, заполненную парами атомов рубидия. В этой ячейке, длина которой составляла 4 см, с помощью техники насыщенного поглощения формировался частотный репер (reference). Регистрация излучений проводилась фотодиодами FD-24K. Сигналы с фотодиодов усиливались операционным усилителем и далее подавались на четырехлучевой цифровой осциллограф Tektronix TDS2014B. Часть излучения связывающего лазера  $\nu_C$  направлялась на систему, в которой формировался сигнал ошибки (error), для стабилизации его частоты [15]. Для формирования сильных магнитных полей использовались постоянные магниты (PM) из сплава неодим-железо-бор, изготовленные в виде дисков ( $\varnothing = 60$  mm, толщина  $\sim 30$  mm) с отверстиями ( $\varnothing = 2$  mm) для прохождения лазерного излучения. Постоянные магниты крепились на два немагнитных столика с возможностью плавного изменения расстояния между ними. С помощью дополнительной четвертой призмы Глана излучение связывающего лазера отсекалось и регистрировалось только пробное излучение. Для дополнительной селекции частоты  $\nu_P$  использовался интерференционный фильтр IF ( $\lambda = 780$  nm, с шириной пропускания 10 nm). Для подбора необходимых мощностей излучений лазеров использовались нейтральные фильтры.

Ранее было показано, что использование тонких ячеек с толщинами  $L = \lambda$  или  $2\lambda$ , где  $\lambda$  — длина волны резонансного лазерного излучения (в нашем случае  $\lambda = 780$  nm), позволяет сформировать высококонтрастный темный резонанс DR. Контраст определяется как отношение амплитуды DR к значению пикового поглощения паров при отсутствии связывающего излучения [14]. Кроме того, как отмечалось выше, при использовании ячеек, содержащих пары атомов металлов с толщиной столба паров  $\sim 1$   $\mu\text{m}$ , могут быть использованы сильные постоянные магниты. Поэтому в эксперименте была использована T-образная микроячейка (MC-microcell), заполненная парами атомов Rb с толщиной  $L \approx 1.5$   $\mu\text{m}$ . Температура резервуара MC не превышала  $100^\circ\text{C}$ , а температура на окнах была на  $15$ – $20$  градусов выше, чтобы избежать конденсации паров атомов Rb на окнах. Для исследований была выбрана  $\Lambda$ -система в атоме  $^{87}\text{Rb}$  ( $D_2$ -линия), показанная на диаграмме (верхняя левая вставка на рис. 4). Частота  $\nu_C$  находится в резонансе с переходом  $2-3'$  (штрихом отмечены верхние уровни), а частота  $\nu_P$  сканируется по переходам  $1 \rightarrow 2'$ ,  $3'$ . При



**Рис. 4.**  $^{87}\text{Rb}$ ,  $D_2$ -линия, толщина слоя паров  $L \approx 1.5$   $\mu\text{m}$ ,  $B = 915$  G. 1 — спектр пропускания излучения  $\nu_P$ , содержащий DR, частота  $\nu_P$  в резонансе с МИ-переходом под номером 3 в кружке, конфигурация частот  $\nu_C$  и  $\nu_P$ , образующих  $\Lambda$ -систему, показана на верхней левой вставке, в спектре присутствуют также VSOP резонансы. 2 — спектр пропускания излучения  $\nu_P$ . 3 — спектр пропускания излучения  $\nu_P$ , содержащий DR, частота  $\nu_P$  находится в резонансе с МИ-переходом под номером 2 в кружке, конфигурация частот  $\nu_C$  и  $\nu_P$  показана на верхней правой вставке. 4 — расчетный спектр пропускания излучения  $\nu_P$ .

наличии внешнего магнитного поля формируются  $\Lambda$ -системы с участием разных подуровней  $m_F$ , поэтому, используя представление в виде  $|F, m_F\rangle$ , можно сказать, что частота  $\nu_C$  находится в резонансе с переходом  $|2, -1\rangle \rightarrow |3', 0'\rangle$ , и для формирования DR частота  $\nu_P$  находится в резонансе с переходом  $|1, -1\rangle \rightarrow |3', 0'\rangle$ .

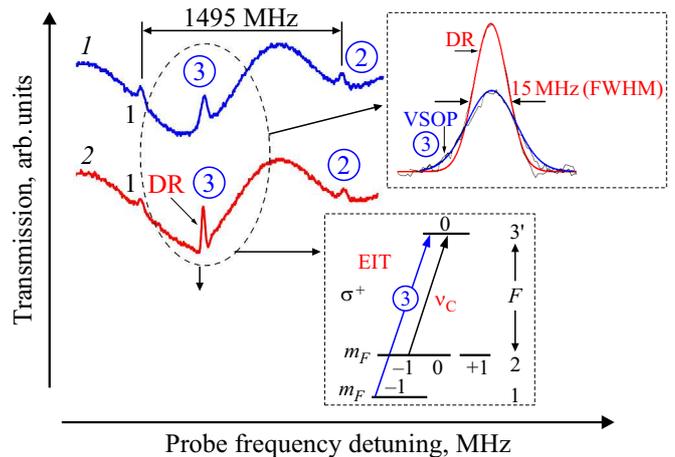
Мощности связывающего  $P_C$  (1–15 mW) и пробного  $P_P$  ( $< 1$  mW) лазеров подбирались таким образом, чтобы иметь минимальную спектральную ширину DR при его хорошем контрасте. На рис. 4 кривая 1 показывает спектр пропускания пробного излучения при наличии связывающего излучения  $\nu_C$ , содержащий DR (приложено продольное магнитное поле с индукцией  $B = 915$  G). Профиль DR хорошо аппроксимируется гауссовой кривой со спектральной шириной 20 MHz (полная ширина на полувысоте, FWHM). На спектре присутствуют также резонансы VSOP, которые могут быть спутниками DR и имеют большую спектральную ширину (50–60 MHz) при меньшей амплитуде. Ярко выраженный DR имеет контраст  $\sim 40\%$ . Кривая 2 показывает спектр пропускания только пробного излучения  $\nu_P$ . Кривая 3 показывает спектр пропускания пробного излучения, содержащий DR, в случае, когда излучение  $\nu_P$  настроено на МИ-переход  $|1, 0\rangle \rightarrow |3', +1'\rangle$  (переход под номером 2 в кружке), а частота  $\nu_C$  в резонансе с переходом  $|2, 0\rangle \rightarrow |3', +1'\rangle$  (конфигурация излучений  $\nu_C$  и  $\nu_P$  показана на верхней правой вставке). Кривая 4 — расчетный спектр пропускания только пробного излучения

$\nu_p$ , амплитуды VSOP и их частотные положения хорошо согласуются с экспериментальной кривой 2.

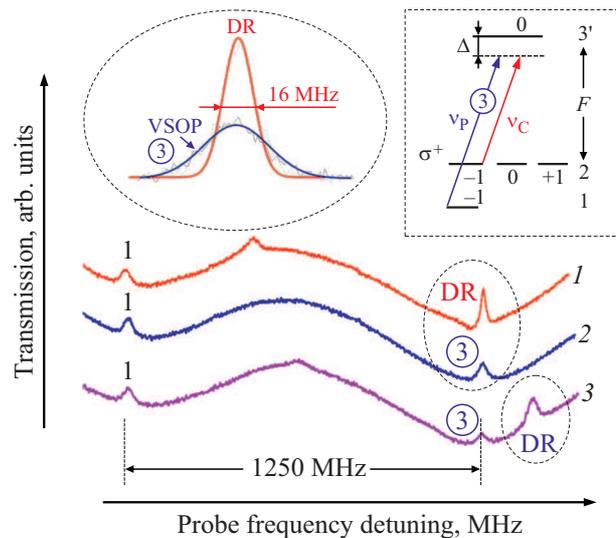
Важно отметить следующее. В работе [16] было установлено следующее правило для излучений  $\nu_C$  и  $\nu_p$  для формирования DR при использовании MI-переходов: при использовании MI-переходов с  $\Delta F = +2$  второй переход  $\Lambda$ -системы с частотой связывающего лазера, для которого выполняется условие  $F_e - F_g = \Delta F = +1$ , должен возбуждаться излучением  $\sigma^+$ , а при использовании MI-переходов с  $\Delta F = -2$  второй переход с условием  $F_e - F_g = \Delta F = -1$  должен возбуждаться излучением  $\sigma^-$ , т.е. наблюдается аномальный циркулярный дихроизм. Заметим, что поскольку атомные переходы для связывающего и пробного излучений имеют различные нижние уровни, то отмеченное выше правило является далеко не очевидным. Для выявления этого правила в работе [16] излучения  $\nu_C$  и  $\nu_p$  направлялись на ячейку под углом друг-другу. Это позволяло независимо изменять круговые поляризации излучений  $\nu_C$  и  $\nu_p$ , поскольку при коллинеарном взаимодействии, если, скажем, оба излучения имеют одинаковую круговую поляризацию  $\sigma^+$ , то регистрацию пробного излучения  $\nu_p$  отдельно от связывающего излучения  $\nu_C$  провести технически невозможно, поскольку частоты этих двух излучений очень близки. Одним из недостатков наличия конечного угла между лазерными пучками на частотах  $\nu_C$  и  $\nu_p$  является дополнительное спектральное уширение DR [17]. Поэтому в настоящей работе оба излучения (с взаимно перпендикулярными линейными поляризациями) пространственно совмещались и направлялись на МС. Следует помнить, что в формировании DR при участии MI-переходов с  $\Delta F = +2$  участвуют только  $\sigma^+$ -составляющие линейных поляризаций излучений  $\nu_C$  и  $\nu_p$ .

На рис. 5 кривая 1 показывает спектр пропускания пробного излучения  $\nu_p$  при отсутствии связывающего излучения  $\nu_C$ . Продольное магнитное поле равно 1.25 кГ. Присутствуют только резонансы VSOP с номерами 2 и 3 в кружках и с номером 1. На рис. 5 кривая 2 показывает спектр пропускания пробного излучения, содержащий DR при наличии связывающего излучения  $\nu_C$ . Конфигурация излучений  $\nu_C$  и  $\nu_p$  показана на нижней правой вставке. Профили DR и VSOP под номером 3 в кружке аппроксимированы гауссовыми кривыми со спектральными ширинами 15 и 29 МГц соответственно.

На рис. 6 кривая 1 показывает спектр пропускания пробного излучения, содержащий DR, при наличии связывающего излучения  $\nu_C$  (магнитное поле 2.1 кГ). Конфигурация излучений  $\nu_C$  и  $\nu_p$  такая же, как в случае, показанном на рис. 4 кривой 1. Профили DR и VSOP под номером 3 в кружке аппроксимированы гауссовыми кривыми с ширинами 16 и 38 МГц соответственно (показаны на верхней левой вставке). Кривая 2 показывает спектр пропускания только пробного излучения  $\nu_p$ . Кривая 3 показывает спектр пропускания  $\nu_p$ , содержащий DR, когда частота  $\nu_C$  отстроена от резонанса с переходом  $2 \rightarrow 3'$  на величину  $\Delta \sim 150$  МГц (см. вставку в верхнем правом углу). Как показано в

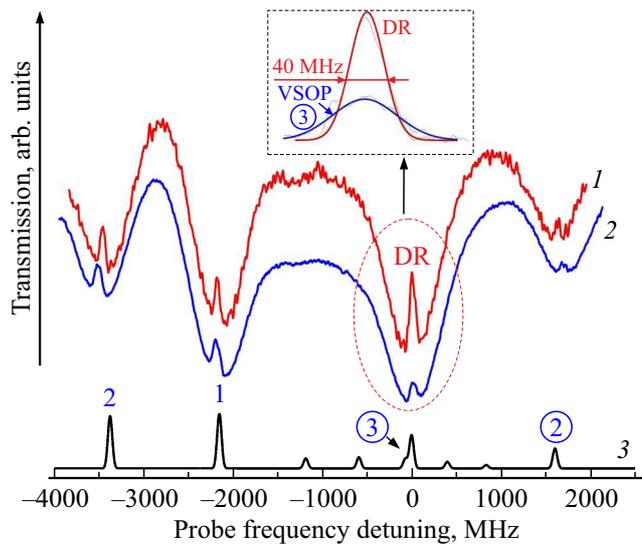


**Рис. 5.**  $^{87}\text{Rb}$ ,  $D_2$ -линия,  $B = 1.25$  кГ. 1 — спектр пропускания излучения на частоте  $\nu_p$ . 2 — спектр пропускания пробного излучения на частоте  $\nu_p$ , содержащий DR, излучение  $\nu_p$  настроено на MI-переход под номером 3 в кружке. Конфигурация частот  $\nu_C$  и  $\nu_p$ , образующих  $\Lambda$ -систему, показана на нижней правой вставке; профили DR и VSOP под номером 3 в кружке аппроксимированы гауссовыми кривыми со спектральными ширинами 15 и 29 МГц соответственно.



**Рис. 6.**  $^{87}\text{Rb}$ ,  $D_2$ -линия,  $B = 2.1$  кГ. 1 — спектр пропускания пробного излучения  $\nu_p$ , содержащий DR, излучение  $\nu_p$  настроено на MI-переход под номером 3 в кружке. 2 — спектр пропускания излучения на частоте  $\nu_p$ . 3 — спектр пропускания излучения  $\nu_p$ , содержащий DR, частота  $\nu_C$  отстроена от резонанса с переходом  $2 \rightarrow 3'$  на величину  $\Delta \sim 150$  МГц. Конфигурация частот  $\nu_C$  и  $\nu_p$  приведена на верхней правой вставке; профили DR и VSOP под номером 3 в кружке аппроксимированы гауссовыми кривыми со спектральными ширинами 16 и 38 МГц соответственно.

работах [14,18], при формировании DR в сверхтонких ячейках наибольший контраст и минимальная ширина достигаются тогда, когда частота  $\nu_C$  находится в точном резонансе с атомным переходом (т.е. при  $\Delta = 0$ ). В этом



**Рис. 7.**  $^{87}\text{Rb}$ ,  $D_2$ -линия,  $B = 2.75$  kG. 1 — спектр пропускания пробного излучения  $\nu_p$ , содержащий DR, излучение  $\nu_p$  настроено на MI-переход под номером 3 в кружке. 2 — спектр пропускания излучения  $\nu_p$ . 3 — расчетный спектр пропускания излучения  $\nu_p$ , профили DR и VSOP под номером 3 в кружке аппроксимированы гауссовыми кривыми со спектральными ширинами 40 и 90 MHz соответственно и показаны на вставке.

случае в формировании DR участвуют атомы, которые летят параллельно стенкам ячейки. Время взаимодействия этих атомов с полем определяется временем их пролета через лазерный пучок диаметром  $D$ , а именно время взаимодействия равно  $\tau = D/V$ , где  $V$  — тепловая скорость атома. Ситуация оказывается существенно иной при наличии ненулевой частотной отстройки. В этом случае в формировании DR участвуют атомы, которые летят в направлении распространения лазерного излучения (вдоль оси  $z$ ) со скоростью  $V_z = 2\pi\Delta/k$ , где  $k = 2\pi/\lambda$ . Это приводит к уменьшению времени пролета  $\tau = L/V_z$  и быстрому увеличению скорости дефазировки когерентности, так как  $L \ll D$ . Последнее обстоятельство приводит к увеличению спектральной ширины DR и уменьшению его контраста.

Детальное исследование зависимости параметров DR от расстройки  $\Delta$  и толщины субмикронной ячейки приведено в работах [14,18]. На рис. 7 кривая 1 показывает спектр пропускания пробного излучения, содержащий DR, при наличии связывающего излучения  $\nu_c$  (магнитное поле 2.75 kG). Конфигурация излучений  $\nu_c$  и  $\nu_p$ , такая же, как для случая, показанного на рис. 4 для кривой 1. Важно отметить, что при использовании обычных атомных переходов в  $\Lambda$ -системе в магнитных полях, больших 1 kG, интенсивность DR становится практически нулевой [19], в то время как контрастный DR при использовании MI-перехода под номером 3 (в кружке) регистрируется и при магнитных полях  $\sim 3$  kG. Профили DR и VSOP под номером 3 (в кружке) аппроксимированы гауссовыми кривыми со спектральными ширинами 40 и 90 MHz соответственно (показаны на верхней вставке).

Такое дополнительное спектральное уширение (почти в 3 раза) обусловлено увеличением неоднородности магнитного поля (с возрастанием магнитного поля) вдоль поперечного сечения лазерного пучка. Кривая 3 представляет расчетный спектр пропускания одного пробного излучения  $\nu_p$ . Указаны переходы под номерами 1, 2 и номерами 2 и 3 в кружках (все переходы показаны на вставке в рис. 1, a). Пять маленьких пиков — это MI-переходы  $^{85}\text{Rb}$ ,  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 4$ , амплитуды которых с увеличением магнитного поля быстро уменьшаются.

## Применение MI-переходов для формирования резонанса в V-системе

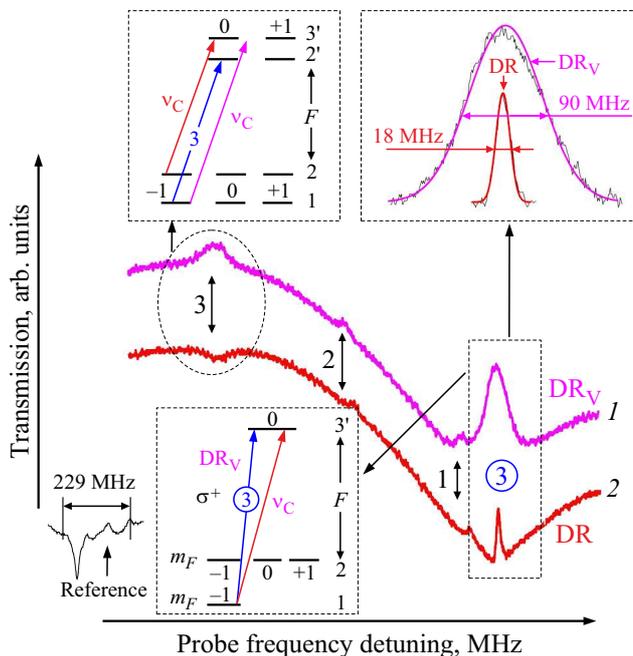
Было проведено сравнение применения MI-переходов для формирования резонанса в конфигурациях  $\Lambda$ - и V-систем. Результаты по формированию узких оптических резонансов в V-системах приведены в работах [20–23]. Для выявления условий, накладываемых на круговые поляризации излучений  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ , так же как это было проделано в работе [16], излучения  $\nu_c$  и  $\nu_p$  направлялись на ячейку под небольшим углом друг к другу, что позволяло независимо изменять круговую поляризацию излучений  $\nu_c$  и  $\nu_p$ . Как и ранее, частота  $\nu_p$  сканировалась по переходам  $1 \rightarrow 2', 3'$ , а частота  $\nu_c$  оставалась в резонансе либо с переходом  $|1, -1\rangle \rightarrow |3', 0'\rangle$ , либо с переходом  $|2, -1\rangle \rightarrow |3', 0'\rangle$ . На рис. 8 кривая 1 показывает спектр пропускания пробного излучения при наличии связывающего излучения  $\nu_c$ , которое находится в резонансе с переходом  $|1, -1\rangle \rightarrow |3', 0'\rangle$ . Продольное магнитное поле составляет 650 G.

Конфигурация V-системы, сформированной излучениями  $\nu_c$  и  $\nu_p$ , показана на нижней левой вставке рис. 8. Наряду с резонансами VSOP в случае, когда частота  $\nu_p$  настроена на MI-переход под номером 3 в кружке, формируется темный резонанс  $\text{DR}_V$ . Важно отметить, что резонанс  $\text{DR}_V$  формируется только в том случае, когда используется поляризация  $\sigma^+$  связывающего излучения  $\nu_c$ . Следовательно, так же как и при формировании DR в  $\Lambda$ -системе, для  $\text{DR}_V$  наблюдается аномальный циркулярный дихроизм. На рис. 8 кривая 2 показывает спектр пропускания пробного излучения при наличии связывающего излучения  $\nu_c$ , которое находится в резонансе с переходом  $|2, -1\rangle \rightarrow |3', 0'\rangle$ . Конфигурация излучений в  $\Lambda$ -системе показана на верхней левой вставке рис. 4. В случае, когда частота  $\nu_p$  настроена на MI-переход под номером 3 в кружке, формируется ранее рассмотренный DR. Кривая Reference показывает спектр насыщенного поглощения при нулевом магнитном поле. Профили DR и  $\text{DR}_V$ , аппроксимированные гауссовыми кривыми и имеющие спектральные ширины 18 и 90 MHz соответственно, показаны на верхней правой вставке. Меньшая спектральная ширина DR при использовании  $\Lambda$ -системы имеет следующее объяснение [8,9]. Нижними уровнями  $\Lambda$ -системы в нашем случае являются уровни

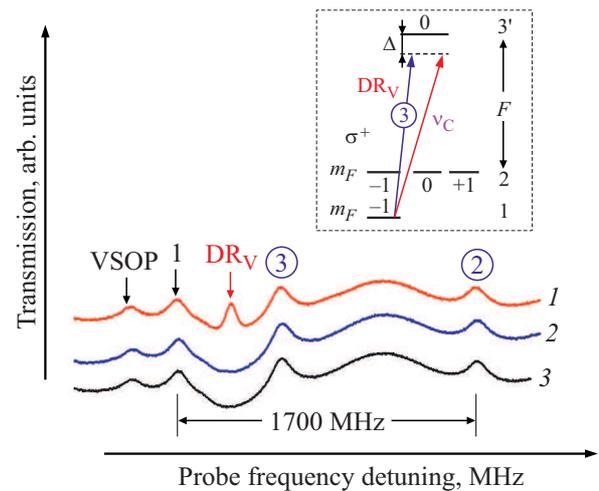
$5S_{1/2}$ ,  $F_g = 1$  и  $5S_{1/2}$ ,  $F_g = 2$  (вставка на рис. 4). Оптические переходы между ними запрещены в дипольном приближении, поэтому спектральная ширина этих уровней может составлять несколько десятков Hz (если нет внешнего возмущения). В отличие от этого спектральная ширина уровня  $5P_{3/2}$ ,  $F_e = 3$ , который участвует в формировании  $DR_V$ , составляет приблизительно 6 MHz.

На спектрах 1 и 2 следует отметить интересное поведение перехода под номером 3. В случае, когда частота связывающего излучения вместе с частотой пробного излучения образует V-систему (вставка в верхнем левом углу рисунка), формируется резонанс типа  $DR_V$ , который демонстрирует уменьшение поглощения. В случае, когда частота связывающего излучения находится в резонансе с переходом  $|2, -1\rangle \rightarrow |3', 0'\rangle$ , происходит перенос атомов с уровня  $F_g = 2$  через верхний уровень  $F_e = 3$  на уровень  $F_g = 1$ . В результате происходит увеличение населенности уровня  $F_g = 1$  и, как следствие, увеличение поглощения на частоте перехода 3.

Кривая 1 на рис. 9 показывает спектр пропускания пробного излучения при наличии связывающего излучения  $\nu_C$ , частота которого имеет расстройку  $\Delta$  с переходом  $|1, -1\rangle \rightarrow |3', 0'\rangle$ . Магнитное поле составляет 1.4 kG, конфигурация V-системы показана на вставке в рис. 9. Резонанс  $DR_V$  формируется только в том случае, когда используется поляризация  $\sigma^+$  связывающего



**Рис. 8.**  $B = 650$  G. 1 — спектр пропускания пробного излучения, связывающее излучение находится в резонансе с переходом  $|1, -1\rangle \rightarrow |3', 0'\rangle$ , V-система показана на нижней вставке; резонанс  $DR_V$  формируется только при поляризации  $\sigma^+$ -излучения  $\nu_C$ . 2 — спектр пропускания пробного излучения, связывающее излучение находится в резонансе с переходом  $|2, -1\rangle \rightarrow |3', 0'\rangle$  ( $\Lambda$ -система); профили DR и  $DR_V$  аппроксимируются гауссовыми кривыми со спектральными ширинами 18 и 90 MHz соответственно (верхняя правая вставка), кривая Reference — спектр насыщенного поглощения при  $B = 0$ .



**Рис. 9.**  $^{87}\text{Rb}$ ,  $D_2$ -линия, мощности  $P_P$  и  $P_C$  равны 0.2 и 13 mW соответственно, магнитное поле 1.4 kG. 1 — спектр пропускания пробного излучения при наличии излучения  $\nu_C$ , оба излучения имеют поляризацию  $\sigma^+$ , регистрируется  $DR_V$ . 2 — спектр пропускания пробного излучения при наличии излучения  $\nu_C$  с поляризацией  $\sigma^-$ ,  $DR_V$  отсутствует; 3 — спектр пропускания пробного излучения с поляризацией  $\sigma^+$ .

излучения  $\nu_C$  (поляризация пробного излучения также  $\sigma^+$ ). Кривая 2 показывает спектр пропускания пробного излучения в случае, когда используется поляризация  $\sigma^-$  связывающего излучения  $\nu_C$ . Как видно, резонанс  $DR_V$  в этом случае отсутствует. Это подтверждает утверждение, что и для  $DR_V$ , как и для DR, наблюдается аномальный циркулярный дихроизм [5]. Кривая 3 показывает спектр пропускания пробного излучения  $\nu_P$  при отсутствии связывающего излучения  $\nu_C$ .

## Заключение

В работе продемонстрирована перспективность применения MI-переходов  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$  в атоме  $^{87}\text{Rb}$  ( $D_2$ -линия) для процесса формирования оптических резонансов VSOP в сильных магнитных полях вплоть до 3 kG. Приведен простой и удобный метод для определения индукции магнитного поля с микронным пространственным разрешением. При этом отсутствует необходимость в наличии реперного частотного спектра в нулевом поле.

В работе также продемонстрирована перспективность применения MI-переходов  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$  в атоме  $^{87}\text{Rb}$  ( $D_2$ -линия) для формирования DR в процессе ЕИТ в сильных магнитных полях. Это обусловлено двумя обстоятельствами. Во-первых, поскольку вероятность MI-перехода в интервале магнитных полей 0.3–2 kG может превосходить вероятность обычного атомного перехода, представляется целесообразным его использование в качестве перехода, на частоте которого действуют связывающий или пробный лазеры в  $\Lambda$ -системе. Во-вторых, поскольку было продемонстрировано, что в магнитном

поле  $\sim 3$  kG MI-переходы с номерами 3 и 2 (в кружках) имеют относительно большие амплитуды и значительные частотные сдвиги (8.5 и 10 GHz) относительно начального положения при нулевом магнитном поле, появляется возможность формирования перестраиваемого частотного репера и стабилизации частоты лазера на сильно смещенной частоте [10].

Впервые сформирован темный резонанс в V-системе и продемонстрировано, что, так же как и для формирования DR в  $\Lambda$ -системе, при использовании MI-переходов с  $\Delta F = +2$  как пробное, так и связывающее излучения должны иметь поляризацию  $\sigma^+$ , т.е. в обоих случаях наблюдается аномальный циркулярный дихроизм.

Важно отметить, что при использовании когерентно связанных излучений (пробного и связывающего), а также сантиметровой ячейки, заполненной рубидием и буферным газом (или с нанесенным антирелаксационным покрытием), можно на несколько порядков уменьшить спектральную ширину DR [8,9].

Отметим, что MI-переходы  $D_2$ -линий Cs, K и Na также могут быть успешно применены во всех выше отмеченных исследованиях [24].

### Финансирование работы

Авторы благодарят ГК МОН РА за финансовую поддержку, проект № 18Т-1С018. А. Саргсян также благодарит ГК МОН РА за финансовую поддержку, проект для молодых ученых № 19YR-1С017. Работа Т.А. Вартамяна была выполнена при государственной финансовой поддержке ведущих университетов Российской Федерации (субсидия 08-08).

### Благодарности

Авторы благодарят А. Тонояна за расчетные кривые.

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] Tremblay P., Michaud A., Levesque M., Thériault S., Breton M., Beaubien J., Cyr N. // Phys. Rev. A. 1990. V. 42. P. 2766.
- [2] Александров Е.Б., Хвостенко Г.И., Чайка М.П. Интерференция атомных состояний. М.: Наука, 1991.
- [3] Sargsyan A., Tonoyan A., Hakhutyunyan G., Papoyan A., Mariotti E., Sarkisyan D. // Laser Phys. Lett. 2014. V. 11. P. 055701.
- [4] Sargsyan A., Klinger E., Hakhutyunyan G., Tonoyan A., Papoyan A., Leroy C., Sarkisyan D. // J. Opt. Soc. Am. B. 2017. V. 34. P. 776.
- [5] Саргсян А., Тоноян А., Ахумян Г., Саркисян Д. // Письма в ЖЭТФ. 2017. Т. 106. С. 669.
- [6] Tonoyan A., Sargsyan A., Klinger E., Hakhutyunyan G., Leroy C., Auzinsh M., Papoyan A., Sarkisyan D. // EuroPhys. Lett. 2018. V. 121. P. 53001.
- [7] Olsen B.A., Patton B., Jau Y.Y., Happer W. // Phys. Rev. A. 2011. V. 84. P. 063410.
- [8] Wynands R., Nagel A. // Appl. Phys. B. 1999. V. 68. P. 1.
- [9] Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J.P. // Rev. Mod. Phys. 2005. V. 77. P. 633.
- [10] Sargsyan A., Tonoyan A., Mirzoyan R., Sarkisyan D., Wojciechowski A., Gawlik W. // Opt. Lett. 2014. V. 39. P. 2270.
- [11] Sargsyan A., Hakhutyunyan G., Leroy C., Pashayan-Leroy Y., Papoyan A., Sarkisyan D. // Opt. Lett. 2012. V. 37. P. 1379.
- [12] Саргсян А., Бейсон М.Г., Саркисян Д., Моханампа А.К., Адамс Ч.С. // Опт. и спектр. 2010. Т. 109. С. 581.
- [13] Sargsyan A., Hakhutyunyan G., Papoyan A., Sarkisyan D., Atvars A., Auzinsh M. // Appl. Phys. Lett. 2008. V. 93. P. 021119.
- [14] Sargsyan A., Pashayan-Leroy Y., Leroy C., Cartaleva S., Sarkisyan D. // J. Mod. Opt. 2015. V. 62. P. 769.
- [15] Gazazyan E., Papoyan A., Sarkisyan D., Weis A. // Laser Phys. Lett. 2007. V. 4. P. 801.
- [16] Sargsyan A., Tonoyan A., Papoyan A., Sarkisyan D. // Opt. Lett. 2019. V. 44. P. 1391.
- [17] Carvalho P.R.S., de Araujo L.E.E., Tabosa J.W.R. // Phys. Rev. A. 2004. P. 70. P. 063818.
- [18] Саргсян А., Саркисян Д. // Опт. и спектр. 2011. Т. 111. С. 364.
- [19] Мирзоян Р., Саргсян А., Саркисян Д., Wojciechowski A., Stabrawa A., Gawlik W. // Опт. и спектр. 2016. Т. 120. С. 864.
- [20] Gavra N., Rosenbluh M., Zigdon T., Wilson-Gordon A.D., Friedmann H. // Opt. Commun. 2007. V. 280. P. 374.
- [21] Vdovic S., Ban T., Aumiler D., Pikhler G. // Opt. Commun. 2007. V. 272. P. 407.
- [22] Lezama A., Barreiro S., Akulshin A.M. // Phys. Rev. A. 1999. V. 59. T. 4732.
- [23] Sargsyan A., Sarkisyan D., Margalit L., Wilson-Gordon A.D. // J. Mod. Opt. 2016. V. 63. P. 1713.
- [24] Саргсян А., Клингер Е., Лерой С., Вартамян Т.А., Саркисян Д. // Опт. и спектр. 2019. Т. 127. С. 389.