

# ПРИМЕНЕНИЕ МАГНИТО-ИНДУЦИРОВАННЫХ ПЕРЕХОДОВ АТОМОВ $^{85}\text{Rb}$ , $D_2$ -ЛИНИИ, В КОГЕРЕНТНЫХ ПРОЦЕССАХ

*А. Саргсян, А. Тоноян, Д. Саркисян\**

*Институт физических исследований Национальной академии наук Армении  
0203, Аштарак, Армения*

Поступила в редакцию 25 января 2021 г.,  
после переработки 18 февраля 2021 г.  
Принята к публикации 26 февраля 2021 г.

Впервые использованы магнито-индуцированные (МИ) переходы атомов  $^{85}\text{Rb}$ ,  $D_2$ -линии,  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 4$  в случае циркулярно поляризованного  $\sigma^+$ -излучения для формирования оптических темных резонансов в сильных магнитных полях (вплоть до 1 кГс) в процессе электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЕИТ). Используется ячейка толщиной 1.5 мкм, заполненная парами атомов Rb. Вероятности двух из пяти МИ-переходов (которые эффективно формируются только при  $\sigma^+$ -поляризованном излучении) в интервале магнитных полей 0.2–1 кГс превосходят вероятности «обычных» атомных переходов, что делает целесообразным их использование в  $\Lambda$ -системах для формирования темного резонанса (DR). Установлено следующее правило: для формирования темного резонанса в  $\Lambda$ -системе при использовании пробного излучения на частоте МИ-переходов в случае  $\sigma^+$ -поляризованного излучения поляризация излучения связывающего лазера также должна быть  $\sigma^+$ ; DR не формируется в случае поляризации излучения связывающего лазера  $\sigma^-$ , что подтверждается и расчетной теоретической кривой. Отмечено существенное преимущество использования МИ-резонансов для процесса ЕИТ по сравнению с использованием обычных атомных переходов  $^{85}\text{Rb}$ ,  $D_2$ -линии. Формирование темных резонансов в сильных магнитных полях, когда имеет место смещение частоты DR на несколько ГГц, имеет практические применения.

DOI: 10.31857/S0044451021070038

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Многочисленные применения оптических процессов, протекающих в парах атомов щелочных металлов (Cs, Rb, K, Na), заключенных в оптические ячейки (в том числе и в миниатюрные ячейки), такие как атомные оптические часы, атомные оптические магнитометры, атомные гироскопы, маркеры частот атомных переходов и т. д., приведены в обзорной работе [1]. Поэтому поведение атомов щелочных металлов, в том числе и в магнитных полях, продолжают представлять научный интерес. В сильных магнитных полях может происходить значительная модификация вероятности (интенсивности) атомных переходов щелочных металлов (Cs, Rb, K, Na) [2–9]. Для разрешенных (в дипольном приближении) переходов между нижними и верхними уровнями сверхтонкой структуры для полного момента атома  $F$  в нулевом магнитном поле долж-

ны выполняться следующие правила отбора между нижними  $F_g$  и верхними  $F_e$  уровнями сверхтонкой структуры атомов:  $F_e - F_g = \Delta F = 0, \pm 1$  [2]. В последние годы большой интерес вызывают атомные переходы между нижними и верхними уровнями сверхтонкой структуры, для которых выполняются условия  $F_e - F_g = \Delta F = \pm 2$  (вероятность таких переходов в нулевом магнитном поле нулевая). Существенная модификация вероятностей переходов, в частности гигантское возрастание вероятностей магнито-индуцированных (МИ) атомных переходов, происходит из-за эффекта «перемешивания» магнитных подуровней для нижнего  $F_g$  или верхнего  $F_e$  уровней с магнитными подуровнями близлежащего перехода; эффект «перемешивания» индуцируется внешним магнитным полем [2, 6, 8, 10]. Интерес к МИ-переходам обусловлен тем, что в широких интервалах магнитных полей вероятности этих переходов могут значительно превосходить вероятности обычных атомных переходов, разрешенных и в отсутствие магнитного поля. Отметим также, что

\* E-mail: sarkdav@gmail.com

величина производной частотных сдвигов по магнитному полю  $S$  [МГц/Гс] (в англоязычной литературе Slope) в сильных магнитных полях может достигать 4 МГц/Гс, что примерно в 3 раза больше величины  $S$  для обычных атомных переходов [11]. Поэтому в сильных магнитных полях частотный сдвиг МІ-переходов может достигать нескольких десятков ГГц, что представляет практический интерес для освоения новых частотных диапазонов, к примеру, для стабилизации частоты лазеров на частотах, сильно смещенных относительно начальных частот переходов в невозмущенных атомах [12, 13].

В работах [7, 8] было установлено следующее правило для вероятностей (интенсивностей) МІ-переходов: вероятности МІ-переходов с  $\Delta F = +2$  максимальны (а также максимально число формируемых МІ-переходов) для излучения  $\sigma^+$ , в то время как вероятности МІ-переходов с  $\Delta F = -2$  максимальны (а также максимально их число) для излучения  $\sigma^-$ . Для некоторых МІ-переходов различие в интенсивности при использовании излучений  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  может достигать нескольких порядков. Отметим, что МІ-переходы могут быть использованы во всех тех же задачах, в которых используются обычные атомные переходы. В настоящей работе впервые продемонстрирована перспективность применения МІ-переходов  $^{85}\text{Rb}$ ,  $D_2$ -линии,  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 4$  для процесса электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЕІТ) в сильных магнитных полях. Это обусловлено двумя причинами: 1) поскольку вероятность МІ-перехода может существенно превосходить вероятность «обычного» атомного перехода, целесообразным является его использование для перехода на частоте «связывающего» или пробного лазеров в  $\Lambda$ -системе; 2) в сильных магнитных полях, наряду с существенным увеличением вероятности МІ-перехода, происходит его значительный частотный сдвиг относительно начального положения, что имеет отмеченное выше практическое применение [12]. Для реализации процесса ЕІТ в микроячейке, заполненной парами атомов Rb, использовалось излучение двух непрерывных узкополосных диодных лазеров с длиной волны 780 нм, которые формировали пробное и связывающие излучения.

## 2. РАСЧЕТНЫЕ КРИВЫЕ ДЛЯ ВЕРОЯТНОСТЕЙ И ЧАСТОТНЫХ СДВИГОВ МІ-ПЕРЕХОДОВ $^{85}\text{Rb}$

На рис. 1а показаны магнито-индуцированные переходы  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 4$  с номерами ①–⑤ при использовании излучения с круговой поляриза-

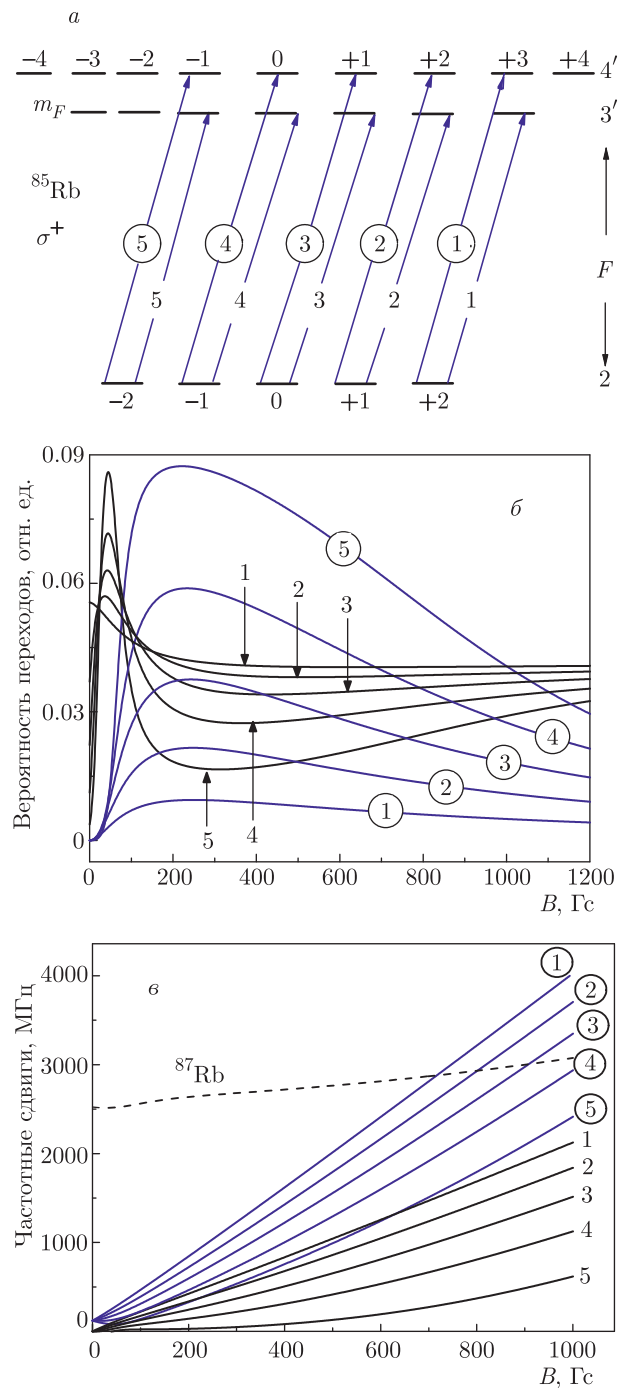


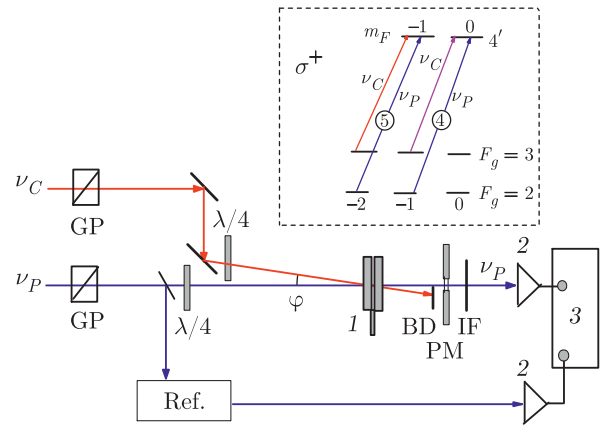
Рис. 1. а) Диаграмма переходов  $^{85}\text{Rb}$ ,  $D_2$ -линия, переходы 1–5 (указаны в кружках) запрещены при  $B = 0$ , однако в магнитном поле происходит гигантское возрастание их вероятностей, переходы для  $\sigma^+$ -излучения. б) Вероятности МІ-переходов и переходов  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3'$  для  $\sigma^+$ -излучения в зависимости от величины  $B$ . в) Частотные смещения МІ-переходов и переходов  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$  (переходы 1–5) в зависимости от величины  $B$ , пунктирная линия показывает зависимость перехода  $^{87}\text{Rb}$  от величины  $B$  (см. текст)

ей  $\sigma^+$ . Кривые на рис. 1 (а также на рис. 6) рассчитаны по известной теоретической модели, которая описывает модификацию вероятности атомного перехода в магнитном поле с помощью матрицы гамильтониана с учетом всех переходов внутри сверхтонкой структуры и детально изложена в ряде работ, к примеру [2, 6, 8]. Зависимости вероятностей МП-переходов ①–⑤ от величины магнитного поля  $B$  показаны на рис. 1б: видно, что вероятности МП-переходов с номерами ④ и ⑤ в интервале  $B = 0.2\text{--}1$  кГц наибольшие среди всех атомных переходов с нижнего уровня  $F_g = 2$ , а в интервале  $B = 1\text{--}2$  кГц все еще достаточны для их регистрации и применения. Частотные сдвиги МП-переходов ①–⑤ и переходов  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$  для излучения  $\sigma^+$  в зависимости от  $B$  показаны на рис. 1в. Как видно, в интервале  $0.6\text{--}1$  кГц МП-переходы с номерами ④ и ⑤ не имеют частотных пересечений с другими атомными переходами, что делает их удобными для применений. Пунктирной линией показана частотная зависимость перехода атома  $^{87}\text{Rb}$ ,  $F_g = 1$ ,  $m_F = -1 \rightarrow F_e = 2$ ,  $m_F = 0$ , который при полях, больших 1 кГц, частотно пересекается с МП-переходом с номером ④. Отметим, что при использовании излучения с круговой поляризацией  $\sigma^-$  формируется только один МП-переход  $F_g = 2$ ,  $m_F = -2 \rightarrow F_e = 4$ ,  $m_F = -3$ , вероятность которого в 4 раза меньше вероятности МП-перехода с номером ⑤.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТ

#### 3.1. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки показана на рис. 2. Для формирования конфигурации  $\Lambda$ -системы с использованием атомных уровней, приведенных на вставке рис. 2, использовалось излучение двух непрерывных узкополосных диодных лазеров с внешним резонатором с длиной волны 780 нм. Пробное излучение с частотой  $\nu_P$  формировалось лазером “MOGLabs cateye” и имело спектральную ширину  $\sim 100$  кГц, а его частота сканировалась по МП-переходам  $2 \rightarrow 4'$  (здесь и ниже верхние уровни отмечены штрихами). Связывающее излучение с частотой  $\nu_C$  имело спектральную ширину  $\sim 1$  МГц (лазер ECDL, выпускаемый под торговой маркой VitaWave [14]). Часть (10%) излучения лазера  $\nu_C$  направлялась на систему для осуществления стабилизации его частоты методом DAVLL [15], на рис. 2 не показано. Частота  $\nu_C$  находилась в резонансе с соответствующими перехо-



**Рис. 2.** Схема экспериментальной установки. Используются два узкополосных лазера с  $\lambda \approx 780$  нм. 1 — МЯ с Rb в печи (печь не показана), 2 — фотодиоды, Ref. — узел формирования частотного репера;  $\varphi = 20$  мрад, 3 — цифровой осциллограф, IF — фильтр, BD — преграда для пучка  $\nu_C$ , PM — сильный магнит. На вставке — используемые для формирования  $\Lambda$ -системы уровни и переходы  $^{85}\text{Rb}$ ,  $D_2$ -линии, для частот пробного  $\nu_P$  и связывающего  $\nu_C$  излучений с круговыми поляризациями  $\sigma^+$

дами  $3 \rightarrow 4'$  между нижними и верхними зеемановскими подуровнями. Соответствующие энергетические уровни  $\Lambda$ -системы  $^{85}\text{Rb}$ ,  $D_2$ -линии, которые участвуют в формировании темного резонанса (DR) при использовании МП-переходов с номерами ④ и ⑤, показаны на вставке рис. 2. В эксперименте необходимо было выяснить, какую круговую поляризацию  $\sigma^+$  или  $\sigma^-$  должны иметь связывающее и пробное излучения для наиболее эффективного формирования процесса DR (к примеру, могло произойти так, что максимальная эффективность DR достигается при  $\sigma^+$ -излучении для пробного излучения, однако связывающее излучение должно иметь  $\sigma^-$ -поляризацию), поэтому возникла необходимость иметь возможность независимо варьирования этих поляризаций. Неколлинеарная геометрия, показанная на рис. 2, позволяет это осуществить. В неколлинеарной геометрии (рис. 2) начальное расстояние между пробным и связывающим излучениями до начала схождения в ячейке составляет 2 см и для уменьшения угла схождения приблизительно до 20 мрад в микроячейке она помещалась на расстоянии 120 см. Вследствие расходимости лазерных пучков их диаметры возрастали до 2 мм (прямо на выходе из лазера диаметр 1 мм).

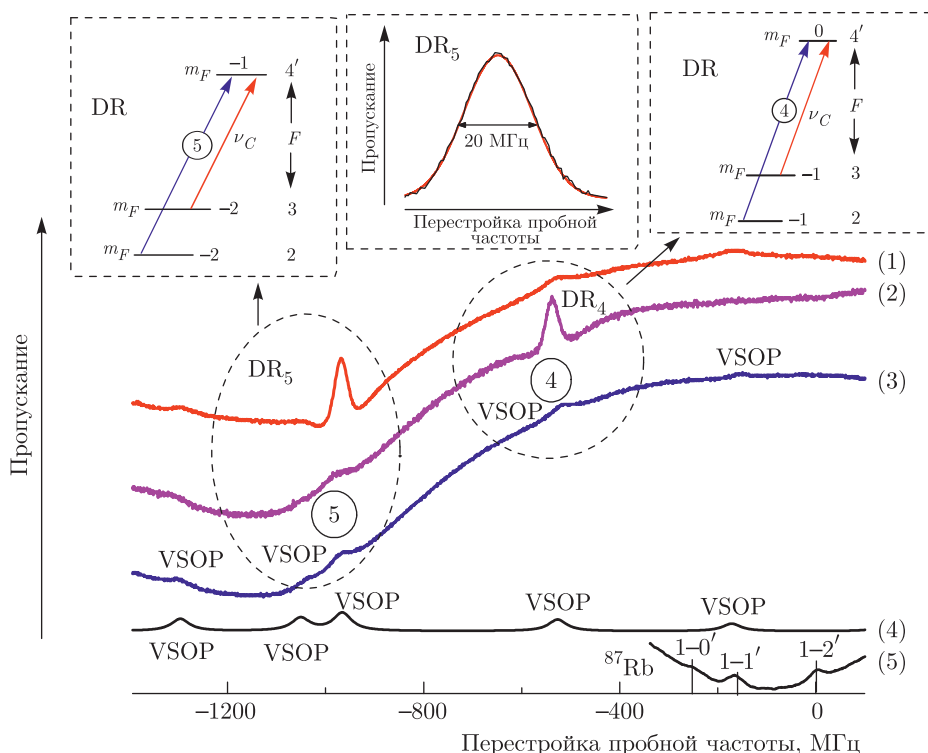
Ранее было показано, что использование сверхтонких ячеек с толщинами  $L = \lambda, 2\lambda$  или  $3\lambda$ , где  $\lambda$  — длина волны резонансного лазерного излуче-

ния (в нашем случае  $\lambda = 780$  нм), позволяет формировать контрастный DR [16, 17]. Контраст (или «технический контраст») определяется как отношение изменения поглощения из-за эффекта ЕИТ (это показывает величина амплитуды DR) к величине пикового поглощения паров [1, 16, 17]. Кроме того, при использовании ячеек, содержащих пары атомов металлов с толщиной столба паров  $\sim 1$  мкм, могут быть использованы сильные постоянные магниты. Поэтому в эксперименте была использована микроячейка (МЯ) 1, заполненная парами атомов Rb, толщиной  $L \approx 2\lambda \approx 1.56$  мкм (для деталей МЯ см. [18]). Поляризаторы Глана (GP) использовались для формирования линейно поляризованного излучения, которое с помощью четвертьволновой пластины преобразовывалось либо в излучение с круговой поляризацией  $\sigma^+$  (левый круг), либо в излучение с круговой поляризацией  $\sigma^-$  (правый круг). Спектры пропускания регистрировались фотодиодами ФД-24К 2, далее сигнал усиливался и подавался на четырехканальный цифровой осциллограф Tektronix TDS2014B (3). Мощности связывающего и пробного излучений варьировались в интервалах 10–15 мВт ( $P_c$ ) и 0.1–0.2 мВт ( $P_p$ ) соответственно с помощью нейтральных фильтров (на рис. 2 не показаны).

Часть излучения пробного лазера направлялась на систему (Ref.) для формирования частотного репера с помощью дополнительной наноячейки Rb толщиной  $L = \lambda = 780$  нм [19–21]. В эксперименте регистрировалось пробное излучение и для дополнительной селекции частоты  $\nu_R$  использовался интерференционный фильтр IF (на длине волны  $\lambda = 780$  нм, с шириной пропускания 10 нм). Для формирования магнитных полей использовался откалиброванный с помощью магнитометра Teslameter HT201 сильный постоянный магнит из сплава неодим–железо–бор, который помещался вблизи заднего окна МЯ и имел небольшое отверстие для прохождения лазерного излучения. Варьирование величины  $B$  осуществлялось изменением расстояния от магнита до окна МЯ. В работах [20, 22] было показано, что при толщине ячейки  $L \approx \lambda, 2\lambda, 3\lambda$  вследствие оптической накачки в спектре пропускания формируются так называемые селективные по атомным скоростям оптические резонансы (в англ. литературе — velocity selective optical pumping (VSOP)), которые имеют спектральную ширину в 10–20 раз уже доплеровской ширины. VSOP-резонансы демонстрируют уменьшение поглощения и расположены на частоте атомных переходов.

### 3.2. Экспериментальные результаты: применение МП-переходов для получения DR

На рис. 3 кривая (1) показывает спектр пропускания пробного излучения, содержащий темный резонанс DR<sub>5</sub> (приложено продольное магнитное поле 770 Гс). При наличии магнитного поля формируются  $\Lambda$ -системы с участием разных подуровней  $m_F$ , поэтому, используя представление в виде  $|F, m_F\rangle$ , можно записать: частота  $\nu_R$  настроена на переход  $|2, -2\rangle \rightarrow |4', -1'\rangle$  (это МП-переход с номером ⑤), а частота  $\nu_C$  настроена на переход  $|3, -2\rangle \rightarrow |4', -1'\rangle$  ( $\Lambda$ -система для формирования DR<sub>5</sub> приведена на левой вставке). Мощности связывающего и пробного излучений составляют 15 мВт и 0.1–0.2 мВт соответственно. Температура резервуара МЯ (который содержит металлический Rb) примерно 100 °С, что обеспечивает концентрацию атомов  $N \approx 5 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Ярко выраженный DR<sub>5</sub> имеет контраст приблизительно 30%. На средней вставке показан аппроксимированный гауссовой кривой DR со спектральной шириной 20 МГц (ПШПВ — полная ширина на полувысоте). Заметим, что, как показано в работе [23], наличие угла между пучками  $\nu_C$  и  $\nu_R$  приводит к дополнительному спектральному уширению DR. На спектре присутствуют также VSOP-резонансы, которые имеют большую спектральную ширину и меньшую амплитуду. DR<sub>5</sub> формируется только тогда, когда излучение  $\nu_C$  имеет поляризацию  $\sigma^+$ , а при поляризации  $\sigma^-$  имеет нулевую амплитуду. На рис. 3 кривая (2) показывает спектр пропускания пробного излучения, содержащий темный резонанс DR<sub>4</sub>, когда частота  $\nu_R$  настроена на переход  $|2, -1\rangle \rightarrow |4', 0'\rangle$  (это МП-переход с номером ④), а частота  $\nu_C$  настроена на переход  $|3, -1\rangle \rightarrow |4', 0'\rangle$  ( $\Lambda$ -система для этого случая показана на правой вставке). DR<sub>4</sub> формируется, только когда излучение  $\nu_C$  имеет поляризацию  $\sigma^+$ , а при поляризации  $\sigma^-$  имеет нулевую амплитуду. На рис. 3 кривая (3) показывает спектр пропускания пробного излучения, когда излучение  $\nu_C$  отсутствует. В этом случае регистрируются только VSOP-резонансы со спектральной шириной 40–50 МГц, в частности, отмечены VSOP-резонансы на переходах под номерами ④ и ⑤. Кривая (4) показывает расчетный спектр пропускания только пробного излучения: наблюдается хорошее согласие расчетных амплитуд VSOP-резонансов и их частотных положений с экспериментальной кривой (3). Кривая (5) показывает реперный спектр <sup>87</sup>Rb, переходы  $1 \rightarrow 0', 1', 2'$ . Частотные сдвиги атомных переходов



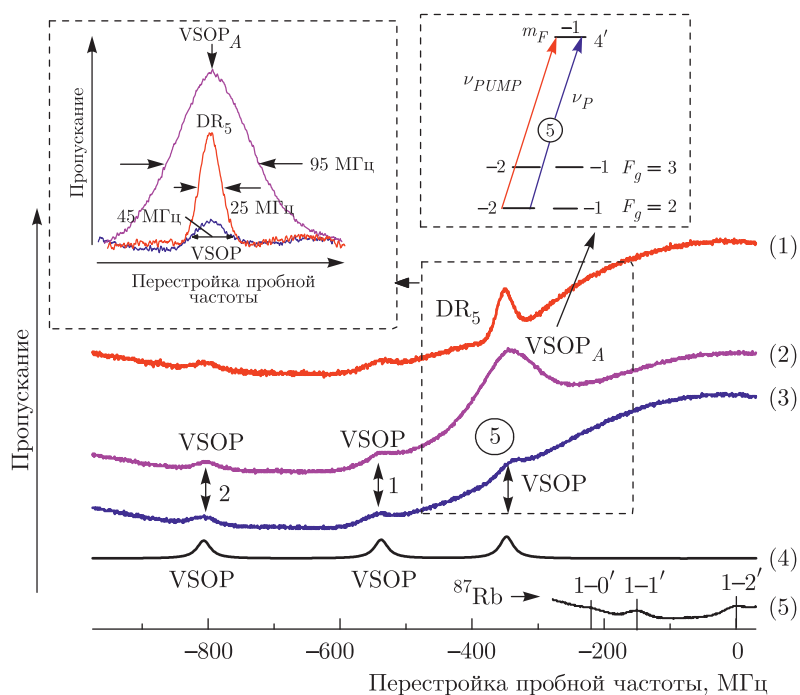
**Рис. 3.**  $^{85}\text{Rb}$ ,  $D_2$ -линия,  $B = 770$  Гс, кривая (1) — спектр пропускания  $\nu_P$ , содержащий резонанс  $\text{DR}_5$ , кривая (2) — спектр пропускания  $\nu_P$ , содержащий резонанс  $\text{DR}_4$ , кривая (3) — спектр  $\nu_P$ , когда нет излучения  $\nu_C$ , кривая (4) — расчетный спектр пропускания пробного излучения, кривая (5) — реперный спектр  $^{87}\text{Rb}$  при  $B = 0$ , переходы  $1 \rightarrow 0', 1', 2'$ . Левая и правая вставки — конфигурация частот  $\nu_P$  и  $\nu_C$  для формирования соответственно  $\text{DR}_5$  и  $\text{DR}_4$ ; на средней вставке показан профиль  $\text{DR}_5$ , аппроксимированный гауссовой кривой

отсчитываются от перехода  $1 \rightarrow 2'$ , частота которого принята за нулевую. На рис. 3 спектры смещены по вертикали для удобства читателя. Несмотря на то, что для формирования DR достаточно было мощности 50 мкВт для пробного излучения, использовалась несколько бóльшая мощность, чтобы формировались VSOP-резонансы, которые позволяли определять частотное положение MI-переходов с номерами ④ и ⑤. Отметим, что, как показано в работе [19], интенсивность насыщения при использовании микроячеек (из-за столкновений атомов со стенками) на порядок выше, чем в сантиметровых ячейках.

Интересно сравнить полученные результаты с результатами работы [22], в которой исследовался процесс EIT в  $\Lambda$ -системе атомов Cs с использованием обычных (не MI) атомных уровней. Пары атомов Cs содержались в ячейке толщиной  $L$  в интервале  $\lambda - 3\lambda$ , где  $\lambda = 852$  нм. Так же, как и в настоящей работе, в спектрах пропускания для пробного излучения присутствовали VSOP-резонансы, а при наличии связывающего излучения формировались EIT

(DR)-резонансы на частотах VSOP-резонансов. Там же приведены теоретические кривые, которые содержат EIT (DR)-резонансы на частотах VSOP-резонансов, на которых отчетливо видно сужение спектральной ширины EIT (DR)-резонанса и увеличение пропускания (рис. 9 и рис. 10 в работе [22]). Отчетливо наблюдается увеличение поглощения справа и слева от DR-резонансов, как это имеет место в нашем случае для  $\text{DR}_5$  на рис. 3. Минимальная ширина EIT (DR)-резонанса составила 4 МГц (рис. 3 в работе [22]), что меньше радиационной ширины  $\gamma_N$  уровня атома Cs  $6P_{3/2}$ ,  $\gamma_N/2\pi \approx 5.2$  МГц, в то время как спектральная ширина VSOP-резонанса больше  $\gamma_N$ .

На рис. 4 кривая (1) показывает экспериментальный спектр пропускания пробного излучения, содержащий темный резонанс  $\text{DR}_5$  в продольном магнитном поле 900 Гс (конфигурация частот  $\nu_P$  и  $\nu_C$  такая же, как это показано на левой вставке рис. 2). Для демонстрации того, что сужение темного резонанса  $\text{DR}_5$  происходит в результате когерентного процесса в  $\Lambda$ -системе, приведена кривая (2), кото-

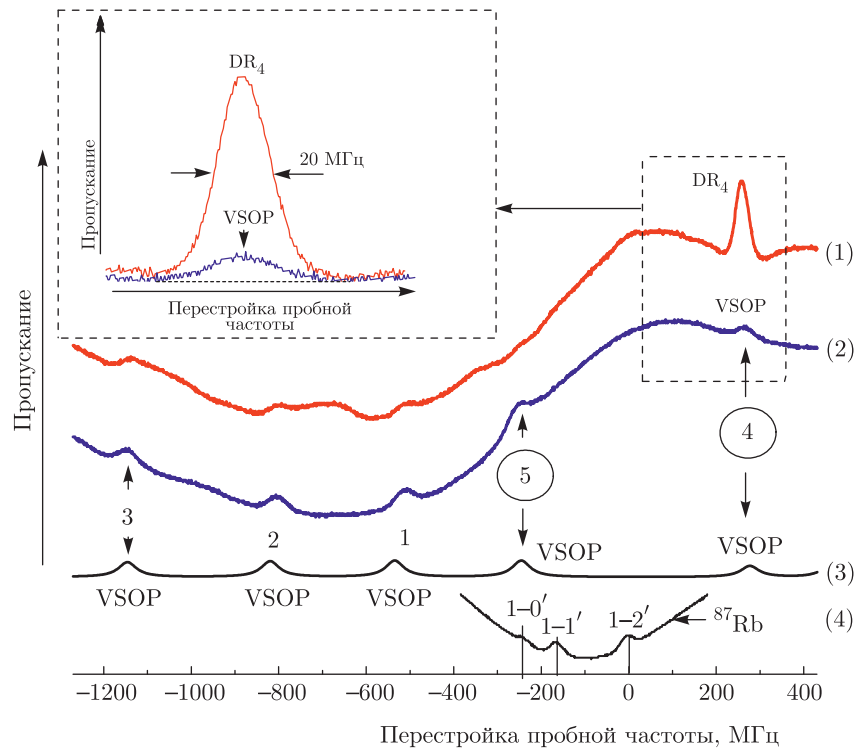


**Рис. 4.**  $^{85}\text{Rb}$ ,  $D_2$ -линия,  $B = 900$  Гс, кривая (1) — спектр пропускания  $\nu_P$ , содержащий  $\text{DR}_5$ , кривая (2) — спектр пропускания  $\nu_P$ , содержащий усиленный  $\text{VSOP}_A$ -резонанс, когда используется лазер с частотой  $\nu_{PUMP} = \nu_P$ , кривая (3) — спектр пропускания  $\nu_P$ , когда нет излучения  $\nu_C$ , кривая (4) — расчетный спектр пропускания  $\nu_P$ , кривая (5) — реперный спектр  $^{87}\text{Rb}$  при  $B = 0$ , переходы  $1 \rightarrow 0', 1', 2'$ . Левая верхняя вставка — профили  $\text{DR}_5$ ,  $\text{VSOP}$  и  $\text{VSOP}_A$  и их спектральные ширины: 25, 45 и 95 МГц соответственно; правая — конфигурация частот  $\nu_{PUMP}$  и  $\nu_P$  для формирования усиленного  $\text{VSOP}_A$ -резонанса

рая показывает спектр пропускания пробного излучения, содержащий усиленный  $\text{VSOP}_A$ -резонанс, в случае, когда используется второй (в этом случае связывающее поле правильнее называть накачивающее поле) лазер с частотой  $\nu_{PUMP}$ , равной частоте  $\nu_P$  (конфигурация частот  $\nu_{PUMP}$  и  $\nu_P$  показана на правой вставке рис. 4). В этом случае происходит дополнительная оптическая накачка, излучением  $\nu_{PUMP}$  мощностью 15 мВт, которая переводит часть атомной населенности с уровня  $|2, -2\rangle$  на уровень  $F_g = 3$ . Это обуславливает уменьшение поглощения с уровня  $|2, -2\rangle$  и увеличение амплитуды  $\text{VSOP}_A$  (amplified — усиленный). Оптическая накачка не является когерентным процессом, поэтому, наряду с увеличением амплитуды  $\text{VSOP}_A$ -резонанса, вместо его спектрального сужения (как это происходит в случае DR в  $\Lambda$ -системе [22]) происходит значительное спектральное уширение  $\text{VSOP}_A$ , обусловленное, в частности, лазерной интенсивностью (так называемое «полевое» уширение) [19]. На рис. 4 кривая (3) показывает спектр пропускания только пробного излучения: формируются  $\text{VSOP}$ -резонансы на частоте МП с номером ⑤ и с номерами 1 и 2 (см. диаграмму на рис. 1а). Кривая (4) показывает

расчетный спектр пропускания только пробного излучения: наблюдается хорошее согласие расчетных амплитуд  $\text{VSOP}$ -резонансов и их частотных положений с экспериментальной кривой (3). На левой вставке приведены профили  $\text{DR}_5$ ,  $\text{VSOP}$  и  $\text{VSOP}_A$  и их спектральные ширины 25, 45 и 95 МГц соответственно. Еще раз отметим, что в отличие от когерентного процесса ЕИТ, когда увеличение амплитуды DR происходит с уменьшением его спектральной ширины [22] (см. вставку на рис. 4), увеличение амплитуды  $\text{VSOP}_A$ -резонанса происходит с существенным увеличением его спектральной ширины. Кривая (5) показывает реперный спектр атома  $^{87}\text{Rb}$ , переходы  $1 \rightarrow 0', 1', 2'$ .

На рис. 5 кривая (1) показывает экспериментальный спектр пропускания пробного излучения, содержащий темный резонанс  $\text{DR}_4$  со спектральной шириной 20 МГц, при магнитном поле  $B = 1$  кГс. На рис. 5 кривая (2) показывает спектр пропускания только пробного излучения. В этом случае регистрируются только  $\text{VSOP}$ -резонансы со спектральной шириной 30–40 МГц; отмечены  $\text{VSOP}$ -резонансы на переходах с номерами ④ и ⑤ и с номерами 1, 2, 3. Кривая (3) показывает расчетный спектр пропус-



**Рис. 5.**  $^{85}\text{Rb}$ ,  $D_2$ -линия,  $B = 1$  кГц, кривая (1) — спектр пропускания пробного излучения, содержащий темный резонанс  $\text{DR}_4$ , кривая (2) — спектр пропускания пробного излучения, когда нет излучения  $\nu_C$ , кривая (3) — расчетный спектр пропускания пробного излучения, кривая (4) — реперный спектр  $^{87}\text{Rb}$ , переходы  $1 \rightarrow 0', 1', 2'$  при  $B = 0$ . Вставка — профили резонансов  $\text{DR}_4$  и  $\text{VSOP}$ , в их формировании участвует  $\text{MI}$  с номером 4, указанным в кружке

кания только пробного излучения: наблюдается хорошее согласие расчетных амплитуд и частотных положений  $\text{VSOP}$ -резонансов с экспериментальной кривой (2). При полях 1 кГц амплитуда  $\text{VSOP}$  под номером ④ в 1.5 раза меньше амплитуды  $\text{VSOP}$  под номером ⑤. На вставке рис. 5 приведены профили  $\text{DR}_4$  и  $\text{VSOP}$ -резонанса. Амплитуда  $\text{DR}_4$  в 8.5 раза больше амплитуды  $\text{VSOP}$ -резонанса, в то время как спектральная ширина  $\text{DR}_4$  в 1.5 раза меньше, что характерно для когерентного процесса  $\text{EIT}$  [22]. Кривая (4) показывает реперный спектр атома  $^{87}\text{Rb}$ .

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ

Кратко напомним, что модификация вероятности атомного перехода в магнитном поле происходит из-за эффекта «перемешивания» магнитных подуровней: возмущение, индуцированное магнитным полем, связывает магнитные подуровни  $m_F - m_{F'} = \Delta m_F = 0$  (штрихом отмечен магнитный подуровень другого, близкого по частоте, перехода); для этих переходов должны выполняться определенные

правила отбора (пояснения показаны на рис. 5 в работе [10]). Формулы (1) и (2) для вероятности атомного перехода, приведенные в работе [8], при использовании  $\Delta F = +2$  дают значительные величины для вероятности перехода для  $\sigma^+$ -излучения и малые величины для  $\sigma^-$ -излучения. При использовании  $\Delta F = -2$  ситуация прямо противоположная (важно отметить, что эти особенности подтверждаются и экспериментально [7, 8]).

Несмотря на некоторую схожесть процессов когерентного пленения населенности ( $\text{CPT}$ ) и  $\text{EIT}$ , которая заключается в том, что оба процесса приводят к увеличению пропускания паров атомов на частоте пробного излучения при наличии связывающего излучения, имеются и существенные различия [24–26]. Резонансы, которые формируются в результате процесса  $\text{CPT}$ , называют  $\text{DR}$  (спектральная ширина которого может на многие порядки быть меньше по величине, чем радиационная ширина верхнего уровня  $\Lambda$ -системы), а резонанс, формируемый в результате процесса  $\text{EIT}$ , называют  $\text{EIT}$ -резонанс (спектральная ширина которого того же порядка по величине, что и радиационная ширина верхнего уровня

$\Lambda$ -системы) [27, 28]. Различие в этих процессах особенно ярко проявляется в резонансной флуоресценции с верхнего уровня  $\Lambda$ -системы, которая в случае СРТ может полностью отсутствовать (это объясняет название DR), в случае же ЕИТ из-за сильного связывающего излучения резонансная флуоресценция с верхнего уровня  $\Lambda$ -системы не может быть нулевой. В настоящей статье реализован процесс ЕИТ, который формируется в сильном связывающем поле (в отличие от процесса СРТ, где используется слабое связывающее поле), что приводит к расщеплению возбужденного уровня и просветлению на резонансной частоте [24]. С приведенным разъяснением механизма просветления на резонансной частоте называем регистрируемый нами резонанс DR (при этом понимая различие с DR, формируемым в СРТ). При сравнении DR с результатами аналогичных работ, в которых, однако, используется термин ЕИТ-резонанс, мы пользуемся обозначением ЕИТ (DR)-резонанс.

Для качественного описания процесса ЕИТ приведем формулу из работы [26]. Отношение поглощения  $\alpha(\Omega_C)$  на частоте пробного излучения  $\nu_P$ , на которой наблюдается DR (в присутствии излучения  $\nu_C$ ), к поглощению  $\alpha(0)$  (когда излучения  $\nu_C$  нет) в предположении малой интенсивности излучения  $\nu_P$  и нулевых частотных расстройках описывается выражением

$$\frac{\alpha(\Omega_C)}{\alpha(0)} = \frac{K}{1 + \Omega_C^2/4\Gamma_{21}\gamma_N}, \quad (1)$$

где  $K$  — константа,  $\gamma_N$  — радиационная ширина уровня, в нашем случае уровня атома  $^{85}\text{Rb}$ ,  $5P_{3/2}$ ,  $\gamma_N/2\pi \approx 6$  МГц,  $\Delta\omega_D$  — доплеровская ширина, которая входит в константу  $K$ ,  $\Omega_C$  — частота Раби для излучения  $\nu_C$ ,  $\Gamma_{21}$  — скорость дефазировки когерентности двух нижних атомных уровней в  $\Lambda$ -системе (см. вставку на рис. 2), которая обусловлена, в частности, столкновениями атомов со стенками МЯ. Случай  $\alpha(\Omega_C) = 0$  соответствует полному просветлению и большой величине амплитуды DR, которая, однако, уменьшается при возрастании величины  $\Gamma_{21}$ . Для ширины ЕИТ (DR) приведем простое выражение [27, 28]:

$$\gamma_{DR} \simeq 2\Gamma_{21} + \Omega_C^2/\gamma_N. \quad (2)$$

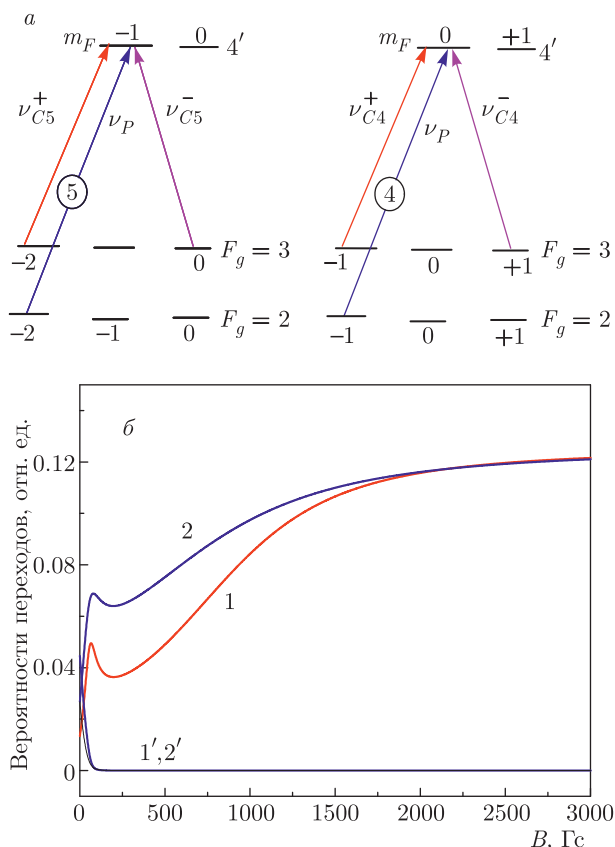
Кратко поясним ситуацию с выбором толщины ячейки  $L = 2\lambda = 1.56$  мкм. Как показано в работе [20], при толщинах ячейки с парами атомов  $L = n\lambda$  (где  $n$  — целое число) в спектре пропускания возникают VSOP-резонансы, демонстрирующие уменьше-

ние поглощения (вплоть до  $n = 10$ ), которые расположены точно на частоте атомных переходов. При формировании DR-резонанса на частоте атомных переходов оба резонанса «работают» на уменьшение поглощения. А при  $L = (2n + 1)\lambda/2$  VSOP-резонансы, которые также расположены точно на частоте атомных переходов, демонстрируют увеличение поглощения, и при формировании DR-резонанса на той же частоте оба резонанса «работают» в противоположном направлении (рис. 7 в работе [29]). Малая толщина ячейки позволяет использовать сильные постоянные магниты, у которых недостаток в том, что формируются сильно неоднородные магнитные поля и градиент вблизи поверхности магнита может достигать 100–150 Гс/мм, однако при малой толщине столба паров магнитное поле можно считать практически однородным. Малая толщина ячейки приводит к частым столкновениям атомов со стенками ячейки и увеличению  $\Gamma_{21}$ , как следствие, происходит ухудшение контраста DR (см. формулу (1)), а также уширение спектральной ширины DR (см. формулу (2)). Поэтому толщина  $L = 2\lambda$  или  $3\lambda$  оптимальна для формирования DR.

На приведенных выше рис. 3–5 DR формируется на частоте, которая совпадает с частотой VSOP-резонанса (для формирования DR<sub>5</sub> частота  $\nu_C$  настроена точно на переход  $|3, -2\rangle \rightarrow |4', -1'\rangle$ ), однако при наличии частотной расстройки частоты связывающего излучения  $\nu_C$  от точного резонанса на  $\Delta \sim \sim 20$ –30 МГц DR формируется уже на смещенной частоте. Как показано в работе [17], в случае, когда используются микроячейки, спектральная ширина DR-резонанса возрастает, а контраст DR ухудшается (поскольку величина  $\Gamma_{21}$  возрастает), и при большой частотной расстройке  $\Delta \approx 200$  МГц DR вовсе не формируется. Заметим, что ухудшение параметров DR даже при небольшом увеличении расстройки  $\Delta$  частоты излучения  $\nu_C$  от резонанса соответствующего атомного перехода проявляется только при использовании МЯ (в обычных ячейках сантиметровой длины такого эффекта нет). Влияние расстройки  $\Delta$  на параметры DR тем сильнее, чем меньше толщина МЯ.

Как отмечалось выше, резонансы DR<sub>5</sub> и DR<sub>4</sub> формируются, только когда связывающее излучение  $\nu_C$  имеет поляризацию  $\sigma^+$  (излучение с поляризацией  $\sigma^+$  также необходимо для формирования МП-переходов с номерами ④ и ⑤), а при поляризации  $\sigma^-$  связывающего излучения  $\nu_C$  DR имеет нулевую амплитуду. На рис. 6а в левой и правой частях приведены  $\Lambda$ -системы атома  $^{85}\text{Rb}$  и возможные конфигурации для поляризации  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  связывающего





**Рис. 6.** *а)* В левой и правой частях приведены  $\Lambda$ -системы атома  $^{85}\text{Rb}$  и возможные конфигурации для поляризации  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  связывающих излучений  $\nu_{C5}$  и  $\nu_{C4}$  для формирования  $\text{DR}_5$  и  $\text{DR}_4$  соответственно.  $\text{DR}_5$  и  $\text{DR}_4$  не формируются, когда излучения  $\nu_{C5}$  и  $\nu_{C4}$  имеют поляризацию  $\sigma^-$ . *б)* Зависимости от  $B$  вероятностей для переходов на частотах  $\nu_{C5}$  и  $\nu_{C4}$  при поляризации  $\sigma^+$  — кривые 1 и 2 для  $\text{DR}_5$  и  $\text{DR}_4$  соответственно. Кривые 1' и 2' показывают зависимости от  $B$  вероятностей для переходов на частотах  $\nu_{C5}$  и  $\nu_{C4}$  при поляризации  $\sigma^-$  для  $\text{DR}_5$  и  $\text{DR}_4$  соответственно

излучения  $\nu_{C5}$  и  $\nu_{C4}$  для формирования  $\text{DR}_5$  и  $\text{DR}_4$  соответственно. На рис. 6б приведены вероятности для переходов на частотах  $\nu_{C5}$  и  $\nu_{C4}$  (для формирования  $\text{DR}_5$  и  $\text{DR}_4$  соответственно) с поляризациями  $\sigma^+$  (кривые 1 и 2) и  $\sigma^-$  (кривые 1' и 2') для  $\text{DR}_5$  и  $\text{DR}_4$  соответственно в зависимости от магнитного поля. Как видно, вероятности переходов на частотах  $\nu_{C5}$  и  $\nu_{C4}$  при поляризации  $\sigma^+$  (кривые 1 и 2) растут с возрастанием магнитного поля, а кривые 1' и 2', показывающие вероятности переходов на частотах  $\nu_{C5}$  и  $\nu_{C4}$  при поляризации  $\sigma^-$ , с возрастанием  $B$  стремятся к нулю, что подтверждает эксперимент по формированию DR.

Варьирование величины магнитного поля на представленных рис. 3–5 проведено с целью пока-

зать, что при увеличении магнитного поля амплитуда DR меняется слабо, в то время как при использовании обычных атомных переходов при увеличении магнитного поля до  $\sim 1000$  Гс амплитуда ЕИТ (DR)-резонанса, как правило, начинает быстро уменьшаться [30, 31]. Важно провести сравнение процесса ЕИТ и формирования DR с использованием обычных атомных уровней  $^{85}\text{Rb}$ ,  $D_2$ -линии, реализованного в работе [30], с нашим случаем с использованием МI-переходов. В работе [30] показано, что в продольном магнитном поле в спектре пропускания пробного излучения одновременно формируются пять DR-резонансов, которые расположены эквидистантно по частоте, однако амплитуды достаточно малы и их контраст составляет 1–2%. Интенсивность связывающего излучения составляет  $350 \text{ мВт/см}^2$ , что примерно в 2.5 раза больше, чем в работе [30]. Если предположить, что увеличение интенсивности связывающего излучения в работе [30] приведет к увеличению ЕИТ-резонанса в 2–3 раза, тем не менее различие в амплитудах с нашим случаем продолжает оставаться значительным. Что касается различия в величинах магнитного поля  $\sim 50$  Гс в работе [30] и 770–1000 Гс в нашем случае, то мы провели теоретические расчеты для вероятности атомных переходов для пяти связывающих  $\nu_C$  излучений, используемых в [30], в зависимости от величины магнитного поля. С увеличением магнитного поля  $B > 800$  Гс вероятности для этих переходов начинают быстро уменьшаться (вероятности переходов для пяти пробных  $\nu_P$  частот слабо меняются в интервале 200–1000 Гс). Частота Раби  $\Omega_C$  пропорциональна произведению напряженности электрического поля  $E_C$  и матричного элемента дипольного момента перехода на частоте  $\nu_C$  [26]. Квадрат матричного элемента дипольного момента перехода на частоте  $\nu_C$  определяет вероятность атомного перехода на частоте  $\nu_C$ , поэтому уменьшение вероятности приводит к уменьшению  $\Omega_C$ . Это означает, что приведенные на рис. 8б в работе [30] при 50 Гс амплитуды ЕИТ-резонансов будут такими же малыми и при  $B > 800$  Гс. Также одновременно пять маленьких ЕИТ (DR)-резонансов формируются при использовании  $^{85}\text{Rb}$ ,  $D_1$ -линии, и магнитного поля  $B \sim 1000$  Гс [31]. Следовательно, в таких сильных полях применение МI-переходов для процесса ЕИТ более предпочтительно, чем применение обычных атомных переходов  $^{85}\text{Rb}$ . Таким образом, преимуществом использования МI-переходов для формирования DR является наличие одного резонанса (т. е. возможность селективного использования одного МI-перехода с номером ①–⑤), а также почти в

10 раз большая амплитуда DR-резонанса. Дополнительного увеличения амплитуды DR можно достичь увеличением частоты Раби  $\Omega_C$ , однако при этом, как видно из формулы (2), будет происходить дополнительное спектральное уширение.

Отметим, что в магнитном поле в спектре пропускания пробного излучения в парах атомов Cs,  $D_2$ -линии, одновременно формируются семь ЕИТ-резонансов, которые расположены эквидистантно по частоте, однако их амплитуды малы [17]. Ожидается, что использование МІ-переходов  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 5$  Cs,  $D_2$ -линии, существенно улучшит параметры ЕИТ-резонансов.

Вероятности МІ-переходов атомов щелочных металлов на  $D_2$ -линии, сравнимые по величине и даже превышающие вероятности обычных атомных переходов, достигаются в интервале магнитных полей  $0.1B_0 < B < 3B_0$ , где  $B_0 = A_{hfs}/\mu_B$ ,  $A_{hfs}$  — магнитная дипольная константа для основного уровня атома,  $\mu_B$  — магнетон Бора [32, 33]. Для атома  $^{85}\text{Rb}$  величина  $B_0(^{85}\text{Rb}) = 0.7$  кГц, для атома  $^{87}\text{Rb}$  величина  $B_0(^{87}\text{Rb}) = 2.4$  кГц, для атома Cs величина  $B_0(^{133}\text{Cs}) = 1.7$  кГц и для атома  $^{39}\text{K}$  величина  $B_0(^{39}\text{K}) = 165$  Гс. Максимальные вероятности МІ-переходов достигаются при магнитных полях  $B \sim (0.3\text{--}0.4)B_0$ . При  $B \gg B_0$  начинается разрыв связи между полным угловым моментом электрона  $J$  и магнитным моментом ядра  $I$  и расщепление атомных уровней описывается проекциями  $m_J$  и  $m_I$  [32]. Это приводит к тому, что число регистрируемых атомных переходов щелочных металлов на  $D_2$ -линии при использовании излучений  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  сокращается до фиксированного числа (так называемый режим Пашена – Бака на сверхтонкой структуре (ПБС)) [10]. В режиме ПБС вероятности МІ-переходов атомов щелочных металлов на  $D_2$ -линиях практически равны нулю, следовательно, в режиме ПБС МІ-переходы отсутствуют.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе продемонстрирована перспективность применения МІ-переходов  $^{85}\text{Rb}$ ,  $D_2$ -линии,  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 4$  для формирования темных резонансов DR в процессе ЕИТ в сильных магнитных полях. Это обусловлено следующим: 1) вероятность МІ-перехода в интервале магнитных полей 0.2–1 кГц превосходит вероятность «обычного» атомного перехода, следовательно, целесообразно его использование для перехода на частоте связывающего или пробного лазерных излучений в  $\Lambda$ -системе; 2) продемонстрировано, что при  $B \sim 1$  кГц DR-резонансы, формируемые с использованием МІ-переходов с номерами ④ и ⑤, имеют большой контраст и значительные частотные сдвиги (в несколько ГГц) относительно начального положения при нулевом магнитном поле. Это может быть использовано для формирования частотного репера и стабилизации частоты лазера на сильно смещенной частоте [12, 13]. В работе [34] приведен простой метод определения стабильности частоты лазера с использованием DR.

Отмечено существенное преимущество формирования DR-резонансов при использовании МІ-переходов вместо обычных атомных переходов  $^{85}\text{Rb}$ ,  $D_2$ -линии, в частности, амплитуда DR при использовании МІ значительно больше.

Экспериментально продемонстрировано, что для эффективного формирования DR пробное и связывающее излучения должны иметь ту же круговую поляризацию  $\sigma^+$ ; в случае, когда связывающее излучение имеет поляризацию  $\sigma^-$ , DR не формируется. Это согласуется также с приведенными расчетными кривыми.

Следует отметить, что при использовании когерентно связанных излучений (пробного и связывающего), а также сантиметровой ячейки, заполненной парами Rb, возможно на несколько порядков уменьшить спектральную ширину DR [27, 28, 35]. В работе [36] продемонстрировано, что наличие буферного газа в сантиметровой ячейке с парами атомов Rb в магнитном поле приводит к исчезновению VSOP-резонансов (это может быть удобно в ряде случаев), но поскольку используются два когерентно не связанных излучения, ширина DR составляет 10 МГц, что всего в 2 раза уже DR в нашем случае, когда используется микроячейка и столкновения атомов со стенками дополнительно уширяют DR.

Отметим, что МІ-переходы  $D_2$ -линий Cs, K и Na также могут быть успешно применены для формирования DR/ЕИТ-резонансов в процессе ЕИТ/СРТ. Недавно изготовленные стеклянные наноячейки [37, 38], которые дешевле и проще в изготовлении, чем МЯ (из технического сапфира), сделают технику формирования и применения МІ-переходов, в частности для получения DR, доступной широкому кругу исследователей.

Отметим, что МІ-переходы  $D_2$ -линий Cs, K и Na также могут быть успешно применены для формирования DR/ЕИТ-резонансов в процессе ЕИТ/СРТ. Недавно изготовленные стеклянные наноячейки [37, 38], которые дешевле и проще в изготовлении, чем МЯ (из технического сапфира), сделают технику формирования и применения МІ-переходов, в частности для получения DR, доступной широкому кругу исследователей.

**Благодарности.** Авторы благодарят Г. Ахумяна за некоторые из приведенных расчетных кривых.

**Финансирование.** Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по науке Министерства образования, науки, культуры и спорта Республики Армения в рамках научного проекта № 19YR-1C017.

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. Kitching, *Appl. Phys. Rev.* **5**, 031302 (2018).
2. P. Tremblay, A. Michaud, M. Levesque, S. Thériault, M. Breton, J. Beaubien, and N. Cyr, *Phys. Rev. A* **42**, 2766 (1990).
3. A. Sargsyan, A. Tonoyan, G. Hakhumyan, A. Papoyan, E. Mariotti, and D. Sarkisyan, *Laser Phys. Lett.* **11**, 055701 (2014).
4. S. Scotto, D. Ciampini, C. Rizzo, and E. Arimondo, *Phys. Rev. A* **92**, 063810 (2015).
5. S. Scotto, *Rubidium Vapors in High Magnetic Fields*, Atomic Physics [physics.atom-ph], Université Paul Sabatier, Toulouse III (2016).
6. A. Sargsyan, E. Klinger, G. Hakhumyan, A. Tonoyan, A. Papoyan, C. Leroy, and D. Sarkisyan, *J. Opt. Soc. Amer. B* **34**, 776 (2017).
7. А. Саргсян, А. Тоноян, Г. Ахумян, Д. Саркисян, *Письма в ЖЭТФ* **106**, 669 (2017).
8. A. Tonoyan, A. Sargsyan, E. Klinger, G. Hakhumyan, C. Leroy, M. Auzinsh, A. Papoyan, and D. Sarkisyan, *Europhys. Lett.* **121**, 53001(2018).
9. A. Sargsyan, A. Amiryanyan, A. Tonoyan, E. Klinger, and D. Sarkisyan, *Phys. Lett. A* **390**, 127114 (2021).
10. А. Саргсян, Б. Глушко, Д. Саркисян, *ЖЭТФ* **147**, 668 (2015).
11. Д. Саркисян, Г. Ахумян, А. Саргсян, *ЖЭТФ* **158**, 771 (2020).
12. A. Sargsyan, A. Tonoyan, R. Mirzoyan, D. Sarkisyan, A. Wojciechowski, and W. Gawlik, *Opt. Lett.* **39**, 2270 (2014).
13. R. S. Mathew, F. Ponciano-Ojeda, J. Keaveney, D. J. Whiting, and I. G. Hughes, *Opt. Lett.* **43**, 4204 (2018).
14. V. V. Vassiliev, S. A. Zibrov, and V. L. Velichansky, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 013102 (2006).
15. V. V. Yashchuk, D. Budker, and J. R. Davis, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 341 (2000).
16. A. Sargsyan, A. Tonoyan, A. Papoyan, and D. Sarkisyan, *Opt. Lett.* **44**, 1391 (2019).
17. A. Sargsyan, Y. Pashayan-Leroy, C. Leroy, S. Cartaleva, and D. Sarkisyan, *J. Mod. Opt.* **62**, 769 (2015).
18. J. Keaveney, A. Sargsyan, U. Krohn, I. G. Hughes, D. Sarkisyan, and C. S. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 173601 (2012).
19. C. Andreeva, S. Cartaleva, L. Petrov, S. M. Saitiel, D. Sarkisyan, T. Varzhapetyan, D. Bloch, and M. Ducloy, *Phys. Rev. A* **76**, 013837 (2007).
20. A. Sargsyan, G. Hakhumyan, A. Papoyan, D. Sarkisyan, A. Atvars, and M. Auzinsh, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 021119 (2008).
21. A. Sargsyan, G. Hakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, A. Papoyan, and D. Sarkisyan, *Opt. Lett.* **37**, 1379 (2012).
22. A. Sargsyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, D. Sarkisyan, D. Slavov, and S. Cartaleva, *Opt. Comm.* **285**, 2090 (2012).
23. P. R. S. Carvalho, L. E. E. de Araujo, and J. W. R. Tabosa, *Phys. Rev. A* **70**, 063818 (2004).
24. T. Zanon-Willette, E. De Clercq, and E. Arimondo, *Phys. Rev. A* **84**, 062502 (2011).
25. S. Khan, M. P. Kumar, V. Bharti, and V. Natarajan, *Eur. Phys. J. D* **71**, 38 (2017).
26. J. Gea Banacloche, Y. Q. Li, S. Z. Jin, and Min Xiao, *Phys. Rev. A* **51**, 576 (1995).
27. R. Wynands and A. Nagel, *Appl. Phys. B, Lasers Opt.* **68**, 1(1999).
28. M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 633 (2005).
29. Д. Саркисян, А. Саргсян, Дж. Кевени, Ч. С. Адамс, *ЖЭТФ* **146**, 13 (2014).
30. S. Mitra, S. Dey, M. M. Hossain, P. N. Ghosh, and B. Ray, *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **46**, 075002 (2013).
31. А. Саргсян, Р. Мирзоян, Д. Саркисян, *Письма в ЖЭТФ* **96**, 333 (2012).
32. B. A. Olsen, B. Patton, Y. Y. Jau, and W. Happer, *Phys. Rev. A* **84**, 063410 (2011).
33. M. Zentile, J. Keaveney, L. Weller, D. J. Whiting, C. S. Adams, and I. G. Hughes, *Comput. Phys. Commun.* **189**, 162 (2015).
34. A. Sargsyan, A. V. Papoyan, D. Sarkisyan, and A. Weis, *Appl. Phys.* **48**, 20701 (2009).
35. L. Ma and G. Raithel, *J. Phys. Commun.* **4**, 095020 (2020).
36. H. Cheng, H.-M. Wang, S.-S. Zhang, P.-P. Xin, J. Luo, and H.-P. Liu, *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **50**, 095401(2017).
37. T. Peyrot, C. Beurthe, S. Coumar, M. Roulliay, K. Perronet, P. Bonnay, C. S. Adams, A. Browaeys, and Y. R. P. Sortais, *Opt. Lett.* **44**, 1940 (2019).
38. T. F. Cutler, W. J. Hamlyn, J. Renger, K. A. Whitaker, D. Pizzey, I. G. Hughes, V. Sandoghdar, and C. S. Adams, *Phys. Rev. Appl.* **14**, 034054 (2020).