

Селективное отражение от ячейки с парами Rb толщиной в пол- и четверть длины волны света: особенности и возможности применения

А. Саргсян⁺, Э. Клингер*, Е. Пашаян-Леруа*, К. Леруа*, А. Папоян⁺, Д. Саркисян⁺¹⁾

⁺Институт физических исследований НАН Армении, 0203 Аштарак-2, Армения

*Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, Unite mixte de recherche du Centre national de la recherche scientifique, Université de Bourgogne – Franche-Comté, F-21078 Dijon, France

Поступила в редакцию 21 июня 2016 г.

Исследованы особенности эффекта селективного отражения (СО) от нано-ячейки с парами рубидия толщиной $L \approx \lambda/2$ и $L \approx \lambda/4$, где $\lambda = 795$ нм – длина волны лазерного излучения, резонансного с D_1 линией Rb. Показано, что вследствие поведения нано-ячейки как низкодобротного эталона Фабри–Перо, при изменении толщины вблизи $L \approx \lambda/2$ происходит изменение знака производной спектра СО с отрицательной при $L > \lambda/2$ на положительную при $L < \lambda/2$. Простота экспериментальной реализации, большая амплитуда и субдоплеровская ширина (40 МГц) регистрируемого сигнала на частоте атомного перехода удобны для приложений в метрологии и магнитометрии. В частности, СО от нано-ячейки является удобным частотным маркером атомных переходов, при этом амплитуды пиков пропорциональны вероятностям переходов; на основе расщепления пиков СО в сильном магнитном поле (вплоть до 3 кГс) возможно проведение дистанционного оптического мониторинга магнитного поля с пространственным разрешением $L = \lambda/4 \approx 200$ нм. Теоретическая модель хорошо описывает полученные экспериментальные результаты.

DOI: 10.7868/S0370274X16160037

Эффекту селективного отражения (СО) от границы паров атомов щелочных металлов и диэлектрического окна спектроскопических ячеек толщиной 1–10 см посвящено много экспериментальных и теоретических работ [1–4]. Такой интерес обусловлен практической ценностью этой спектроскопической техники, обусловленной большим коэффициентом отражения, достигающим $\approx 30\%$ в окрестности резонанса, формированием субдоплеровского спектра в случае разреженных паров и возможностью исследования столкновительных процессов в плотных и сверхплотных парах. В работах [5–8] метод СО использовался для изучения ван-дер-ваальсовского взаимодействия атомов с диэлектрическим окном ячейки, проявляемого в виде “красного” сдвига частоты СО. В [9] дисперсионная форма сигнала СО успешно применялась для стабилизации частоты непрерывного диодного лазера. Интересные особенности СО в случае плоскопараллельного окна ячейки с парами атомов Cs приведены в [10]. Влияние слабого магнитного поля на спектр СО исследовалось в [11]. В теоретических работах [12, 13] бы-

ли предсказаны необычные особенности спектра СО в случае использования ячеек с толщиной порядка длины волны света.

В настоящем письме впервые приведены результаты экспериментального и теоретического исследования особенностей эффекта СО от границы паров атомов Rb D_1 линии при использовании нано-ячейки (НЯ) с толщинами $L \approx \lambda/2 = 398$ нм и $L \approx \lambda/4 = 199$ нм.

На рис. 1 приведена схема экспериментальной установки. В качестве источника линейно поляризованного излучения использовался плавно перестраиваемый диодный лазер с внешним резонатором (“extended cavity diode laser”, EC DL) с $\lambda = 795$ нм и шириной линии ≈ 1 МГц. Для получения σ^+ циркулярно поляризованного излучения использовалась четвертьволновая пластина. Использовалась специально изготовленная рубидиевая НЯ с большим поперечным размером на толщинах $L \approx \lambda/2$ и $\approx \lambda/4$, обеспечивающим равномерность толщины при использовании лазерного пучка диаметром 1 мм, формируемого с помощью диафрагмы. Фотография НЯ приведена на вставке к рис. 1. Окна НЯ изготовлены из отполированного кристаллического сапфира с

¹⁾e-mail: davsark@yahoo.com

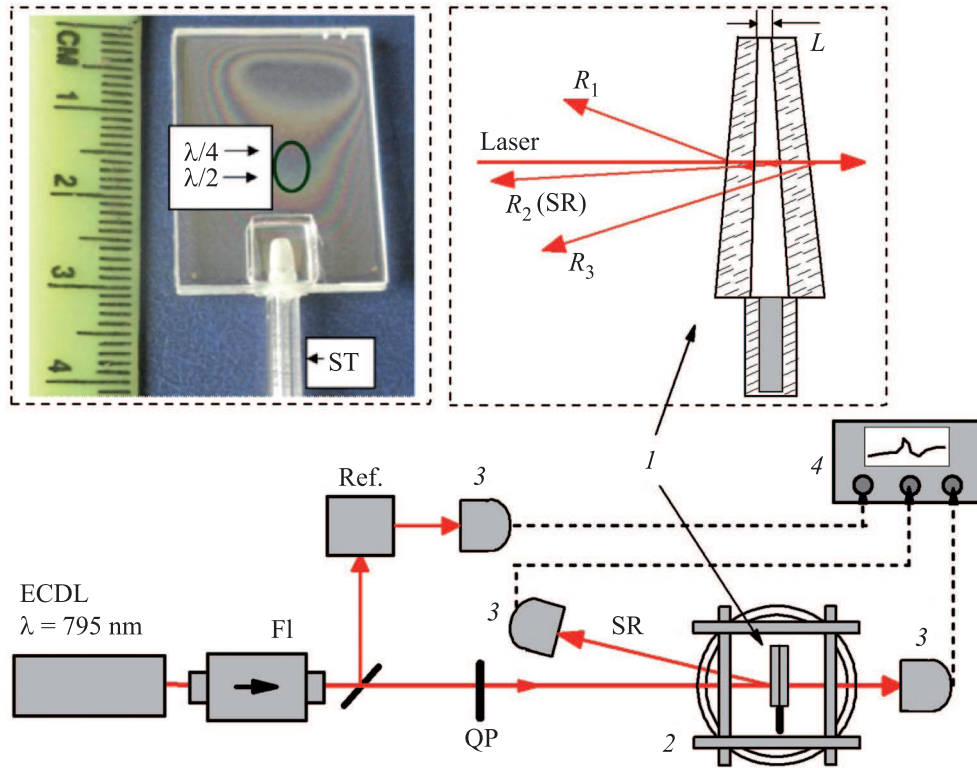


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема эксперимента. ECDL – непрерывный лазер; FI – фарадеевский изолятор; 1 – НЯ с Rb внутри печи; 2 – катушки Гельмгольца, 3 – фотоприемник; Ref – узел для формирования частотного спектра; 4 – осциллограф; QP – четвертьволновая пластина. Левая вставка: фотография НЯ; видны интерференционные полосы, образующиеся при отражении света от внутренних поверхностей окон, области $L = \lambda/2 = 398$ нм и $\lambda/4 = 199$ нм отмечены овалом. Правая вставка: геометрия трех отраженных от НЯ пучков; пучок СО (SR) отмечен R_2

размерами 20×30 мм и толщиной 1.3 мм. Для минимизации двулучепреломления s -ось ориентирована перпендикулярно поверхности окна. Области толщиной $L = \lambda/2 \approx 398$ нм и $L = \lambda/4 \approx 199$ нм отмечены овалом. Тонкий сапфировый отросток (ST), заполненный металлическим Rb, нагревался до температуры $130\text{--}140$ °С, обеспечивая концентрацию атомов $N \approx 3 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ (дополнительные детали НЯ приведены в [15, 16]). НЯ (1) помещалась в систему катушек Гельмгольца (2), которые использовались для компенсации лабораторного магнитного поля и приложения продольного поля \mathbf{B} до ≈ 200 Гс в направлении распространения лазерного излучения \mathbf{k} . Для формирования больших магнитных полей использовался откалиброванный сильный постоянный неодимовый магнит (ПМ), помещаемый вблизи заднего окна НЯ (варьирование величины магнитного поля осуществлялось изменением расстояния до окна). Часть лазерного излучения ответвлялась на узел Ref. с дополнительной НЯ толщиной $L = \lambda$, в спектре пропускания которого формировались узкие оптические резонансы селективные по атомным скоро-

стям (ОРСС), расположенные на атомных переходах $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1', 2'$ (штрихами отмечены верхние уровни) [14]. Этот узел использовался в качестве частотного репера. Излучение СО, а также прошедшее через НЯ и реперное излучения, регистрировались фотодиодами ФД-24К (3), сигналы с которых усиливались и подавались на цифровой осциллограф Siglent. Для селекции сигнала СО использовался интерференционный фильтр IF ($\lambda = 795$ нм), с шириной пропускания 10 нм. На вставке в правом верхнем углу приведена геометрия трех отраженных от НЯ пучков, на которой показан пучок СО (SR) – отражение от границы окно НЯ – пары атомов Rb (пучок СО распространяется в направлении R_2). Для спектральной узости СО необходимо направлять лазерное излучение близко к нормали к окнам НЯ. Оба окна НЯ имеют клиновость для разделения отраженных пучков. Как отмечалось в [17], НЯ ведет себя как низкодобротный эталон Фабри–Перо (ФП), и отношение отраженных излучений R_2/R_1 описывается выражениями для ФП. В частности, при $L = \lambda/2$ $R_2/R_1 = 0$, однако при отходе от этой толщины

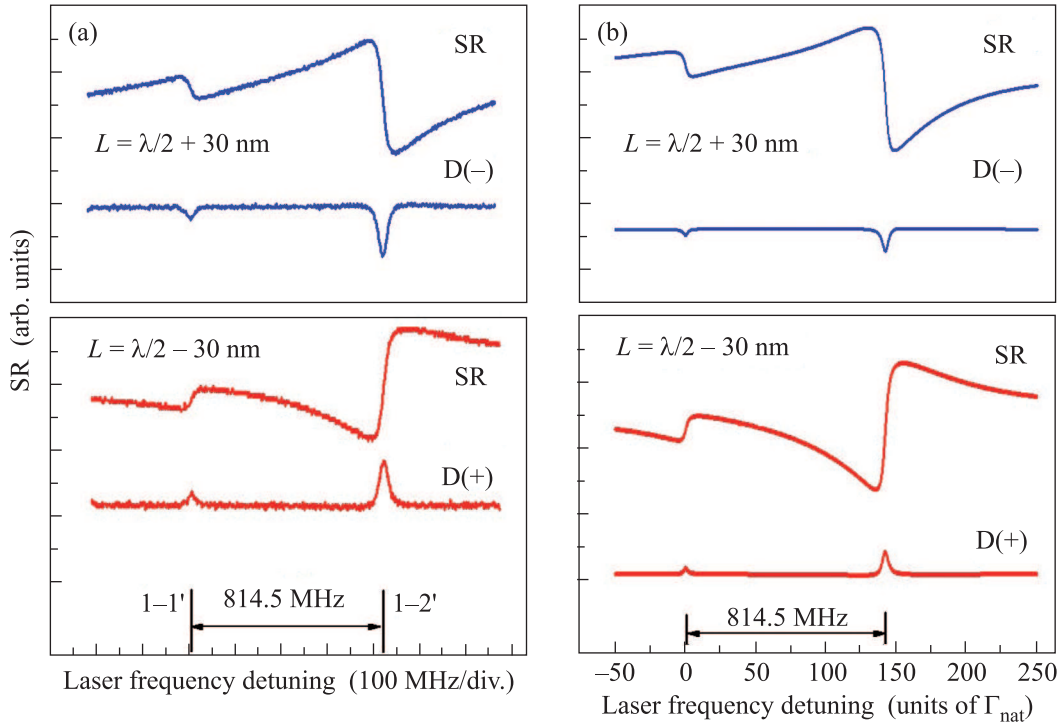


Рис. 2. (Цветной онлайн) Экспериментальные (a) и теоретические (b) спектры сигналов CO на переходах $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1, 2$ D₁ линии ^{87}Rb для $L = \lambda/2 + 30$ нм = 428 нм (верхние графики) и $L = \lambda/2 - 30$ нм = 368 нм (нижние графики). Приведены спектры CO (SR) и их производные (D)

отношение быстро возрастает, достигая максимума $R_2/R_1 \approx 2.9$ при $L = \lambda/4$ или $3\lambda/4$.

Примеры экспериментально зарегистрированных спектров CO на сверхтонких переходах $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1, 2$ D₁ линии ^{87}Rb приведены на рис. 2a для $L > \lambda/2$ (верхний график) и $L < \lambda/2$ (нижний график). Нижние кривые на графиках представляют производные сигналов CO (D-derivative), сформированные в реальном времени осциллографом Siglent. Как видно из рисунка, небольшое отклонение от толщины $L = \lambda/2$ приводит к изменению знака производной с D(-) при $L > \lambda/2$ на D(+) при $L < \lambda/2$. Спектральная ширина D-пику на полувысоте – 40 МГц, что в 15 раз меньше доплеровской ширины при температуре ячейки 130 °С. Теоретические графики (рис. 2b) построены на основе линейной модели, приведенной в работе [13]. В расчетах использовались параметры, соответствующие условиям эксперимента: естественная ширина $\Gamma_{\text{nat}}/2\pi \approx 5.7$ МГц и столкновительная ширина $\Gamma_{\text{col}}/2\pi = 15$ МГц (при малых L доминируют столкновения атомов Rb с окнами НЯ).

На рис. 3 приведен спектр CO (SR) и его производная (D) для всех переходов между сверхтонкими уровнями D₁-линии атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb , которые по-

казаны на верхней вставке вместе с их относительными вероятностями. Нетрудно видеть, что амплитуды D-пику точно соответствуют приведенным на диаграмме вероятностям. Важно отметить, что в случае спектров фарадеевского вращения в НЯ [18], а также в спектрах широко используемой техники насыщенного поглощения [19] приведенное соотношение вероятностей не выполняется. Эта важная особенность CO, наряду с узкой спектральной шириной D-пику и их расположением точно на атомных переходах (это подтверждается ОРСС частотным репером), делает их удобным маркером атомных переходов. Исследование сигнала CO от температуры НЯ в интервале 110–205 °С (это соответствует изменению плотности атомов в интервале 10^{13} – $7 \cdot 10^{14}$ см⁻³) показало, что с увеличением амплитуды CO происходит уширение спектра. Оптимальные параметры достигаются в интервале 130–140 °С.

Спектры CO и D-пику в случае возбуждения паров σ^+ циркулярно поляризованным излучением в продольном магнитном поле $B = 90$ Гс приведены на рис. 4. В случае атомов ^{87}Rb формируются три D-пика – 1–3 (переходы 1–2'), и два малых D-пика (переходы 1–1', вероятности которых с увеличением магнитного поля быстро спадают к нулю [20]). Пе-

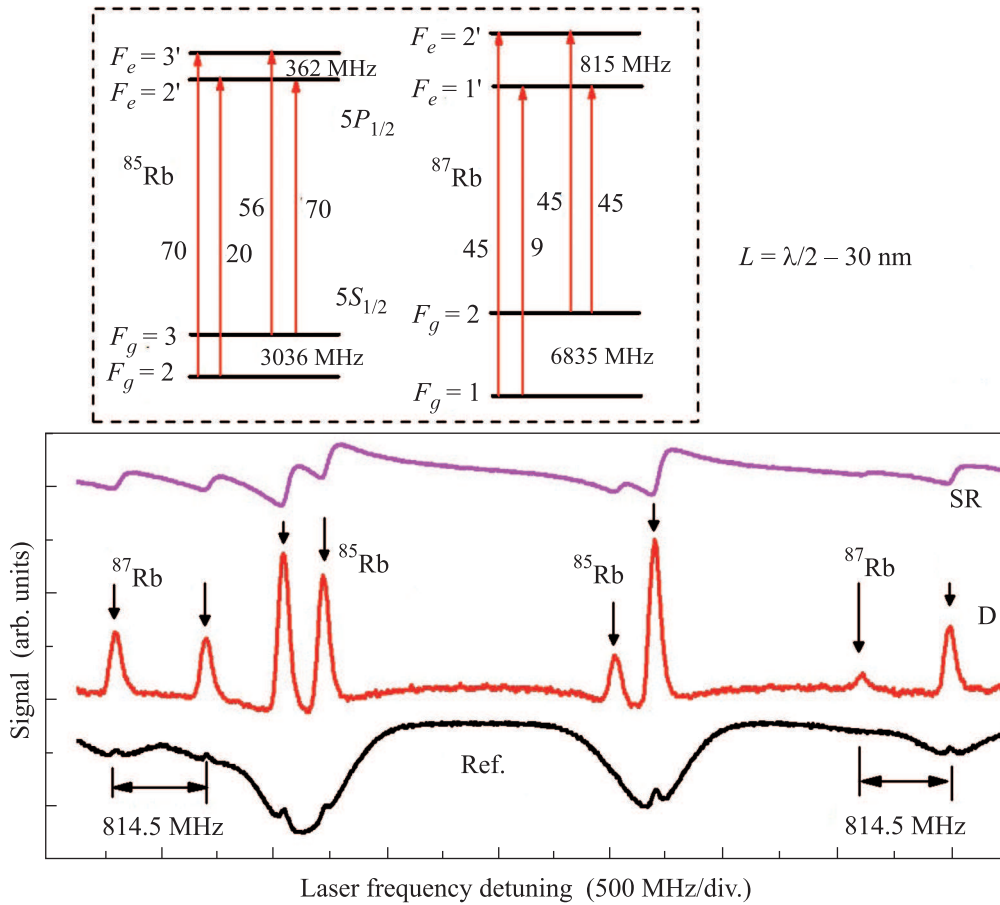


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектр СО (SR) и его производная (D) для всех сверхтонких переходов D_1 линии атомов Rb (см. вставку) при $L = \lambda/2 - 30 \text{ нм} \approx 368 \text{ нм}$. Мощность лазерного излучения $< 0.1 \text{ мВт}$. Нижняя кривая – реперный ОРСС спектр

переходы 1–3 показаны на диаграмме в правой вставке рис. 5, а их частотная зависимость от магнитного поля приведена на вставке рис. 8. Нижняя кривая – частотный репер. На кривой D рис. 4 наложены друг на друга экспериментальный (E) и теоретический (T) спектры. При построении теоретической кривой учтена частотная зависимость от магнитного поля, приведенная на вставке рис. 8, а также зависимость вероятностей переходов $1-2'$ от магнитного поля из работы [20]. Как видим, наблюдается очень хорошее согласие.

Аналогичные спектры в случае более сильного магнитного поля (850 Гс) и с большим частотным охватом представлены на рис. 5. Нумерация D-пигов на этом рисунке соответствует нумерации отдельных зеемановских переходов $m_{F_g} = m \rightarrow m_{F_e} = m + 1$ для ^{87}Rb и ^{85}Rb , указанных на диаграммах в верхней части рис. 5. Переход ^{87}Rb под номером 10, приведенный на диаграмме, в спектре отсутствует из-за большого низкочастотного сдвига, однако, имея большую

частотную производную $\approx 1.8 \text{ МГц/Гс}$, он появляется в общем спектре при полях $B > 1700 \text{ Гс}$, как показано на рис. 6.

Выше отмечалось, что отношение R_2/R_1 достигает максимума ≈ 2.9 при $L = \lambda/4 \approx 199 \text{ нм}$. В то же время с уменьшением L также улучшается пространственное разрешение, что очень важно при использовании постоянных магнитов с сильно-градиентным полем [14]. В связи с этим дальнейшие эксперименты проводились с $L = \lambda/4$.

Результаты исследований в сильных магнитных полях, полученных с использованием неодимовых ПМ, приведены на рис. 6, 7. На рис. 6 вместе со спектром СО и его производной представлен одновременно зарегистрированный спектр поглощения в той же нано-ячейке. Сравнение этих спектров показывает, что частотное положение D-пигов с точностью в несколько МГц соответствует атомным переходам (см. наложение на вставке). Ранее в работах [20, 21] поведение атомных переходов Rb исследо-

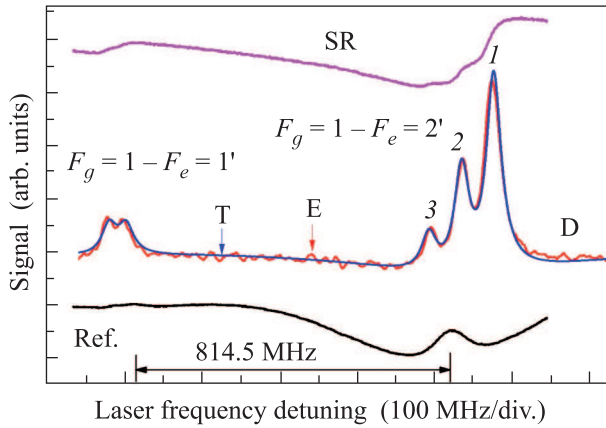


Рис. 4. (Цветной онлайн) Спектр СО (SR) и его производная (D) на переходах 1–2' и 1–1' ⁸⁷Rb при возбуждении паров σ⁺ излучением в продольном поле $B = 90$ Гс в случае $L \approx 368$ нм. На кривой D наложены экспериментальный (E) и теоретический (T) спектры. Нижняя кривая – реперный спектр

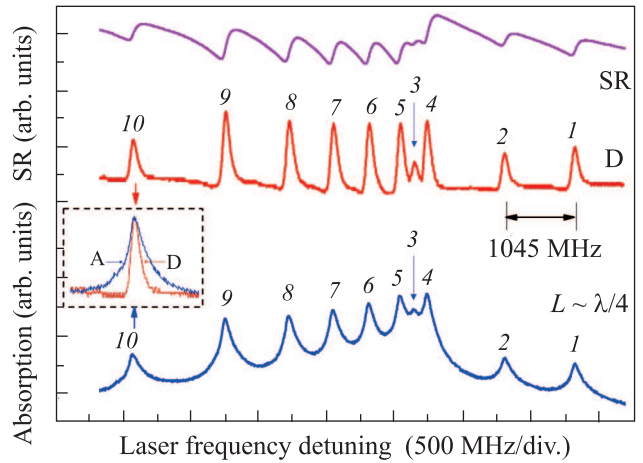


Рис. 6. (Цветной онлайн) Верхний график: спектр СО (SR) и его производная (D) на сверхтонких переходах D₁ линии атомов Rb в случае возбуждения σ⁺ излучением в продольном поле $B = 1750$ Гс при $L = \lambda/4 \approx 199$ нм. Нижний график: спектр поглощения. Все десять переходов спектрально хорошо разрешены. На вставке совмещены D-пик и пик поглощения на переходе 10

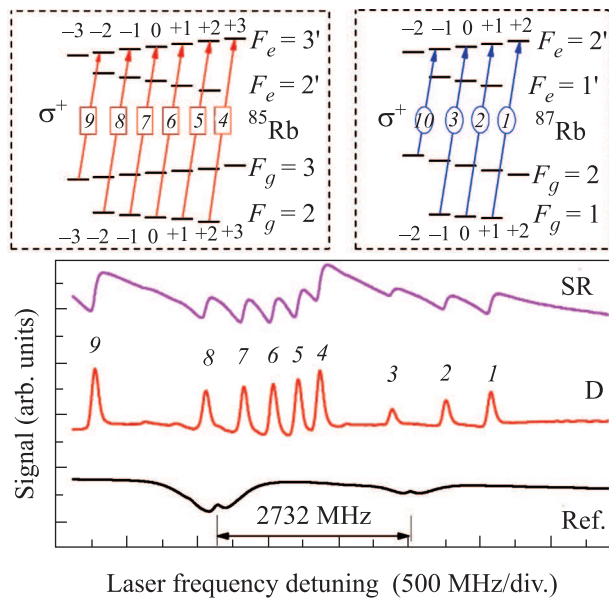


Рис. 5. (Цветной онлайн) Спектр СО (SR) и его производная (D) на сверхтонких переходах D₁ линии атомов Rb в случае возбуждения σ⁺ излучением в продольном поле $B = 850$ Гс при $L \approx 368$ нм. D-пики 1–3 соответствуют переходам ⁸⁷Rb (диаграмма на правой вставке), а 4–9 – переходам ⁸⁵Rb (диаграмма на левой вставке). Нижняя кривая – реперный спектр

валось с помощью спектров поглощения (пропускания) нано-ячейки с толщиной $L = \lambda/2$. Из анализа полученных результатов можно сделать следующие заключения. 1) Из вставки к рис. 6 видно, что D-пик спектрально в 2 раза уже, чем пик поглощения, а также крылья профиля D-пика спадают зна-

чительно быстрее, следовательно, при СО достигается лучшее спектральное разрешение. 2) Пик 3 должен иметь амплитуду, чуть меньшую, чем у пиков 1 и 2 (зависимость вероятностей приведена в работе [20]), что наблюдается в случае D-спектра, в то время как в случае спектра поглощения для выявления этого соотношения требуется аппроксимация отдельных компонент. 3) Сравнивая результаты СО с методом, основанном на применении ОРСС резонансов в спектре поглощения нано-ячейки с толщиной $L = \lambda = 795$ нм [14, 22], нетрудно убедиться, что при СО на $L = \lambda/4 \approx 199$ нм достигается 4-х кратное улучшение пространственного разрешения, что важно при использовании сильно-градиентных магнитных полей; кроме того, обработка спектра при СО значительно проще.

На рис. 7 приведены спектры производной СО сигнала на переходах 1–10 в случае более сильных магнитных полей $B \approx 2400$ (нижняя кривая, 2D) и $B \approx 3000$ Гс (верхняя кривая, 1D). Хорошо видно, что на спектре 2D все 10 переходов Rb полностью спектрально разрешены. Параметр $B_0 = A_{hfs}/\mu_B$, где A_{hfs} – коэффициент связи сверхтонкой структуры для $5S_{1/2}$, а μ_B – магнетон Бора [23], характеризует меру воздействия прикладываемого поля B на сверхтонкую структуру. Для ⁸⁵Rb $B_0 \approx 700$ Гс, а для ⁸⁷Rb – $B_0 \approx 2400$ Гс. Когда $B < B_0$ (такие поля считаются умеренными), расщепление уровней описывается полным моментом атома $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$ и его

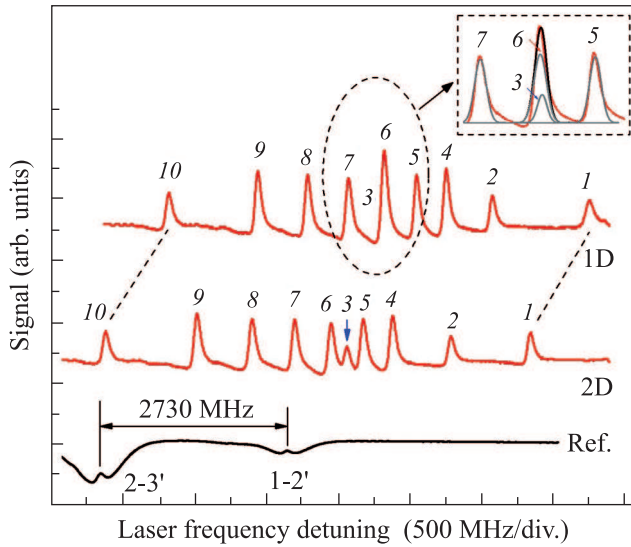


Рис. 7. (Цветной онлайн) Спектры производной СО сигнала при $L \approx 199$ нм в продольном магнитном поле ≈ 2400 Гс (2D) и ≈ 3000 Гс (1D). На вставке приведены результаты аппроксимации амплитуд переходов 3 (^{87}Rb) и 6 (^{85}Rb), имеющих близкую частоту. Нижняя кривая – реперный спектр

проекцией m_F , где $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ – полный угловой момент электрона, а \mathbf{I} – магнитный момент ядра (для атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb $I = 5/2$ и $3/2$, соответственно). Величины F и m_F приведены на вставке рис. 5. При $B \gg B_0$ происходит разрыв связи между \mathbf{J} и \mathbf{I} , и расщепление атомных уровней описывается проекциями m_J и m_I [22–24]. Такое поведение, сопровождаемое перегруппировкой отдельных переходов, а также выравниванием амплитуд и наклонов зависимости частоты от магнитного поля в каждой группе, называется режимом Пашена–Бака на сверхтонкой структуре (ПБС). Вследствие $B_0(^{87}\text{Rb}) > B_0(^{85}\text{Rb})$ (для четырех переходов ^{87}Rb эти особенности наблюдаются при $B > 6000$ Гс [20]). Важно отметить, что в режиме ПБС частотное положение атомных переходов, частотное расстояние между ними и частотные наклоны (*slope*) для D_1 линии определяются из простого аналитического выражения (1) [22].

Следует отметить, что определение величины приложенного поля B возможно также в отсутствие частотного репера, посредством измерения отношения частотных интервалов между отдельными переходами. На рис. 8 приведены соответствующие расчетные зависимости. Для ^{85}Rb из спектра измеряется отношение частотных интервалов $(\nu_1 - \nu_6)/(\nu_1 - \nu_2)$, а для ^{87}Rb – интервалов $(\nu_1 - \nu_{10})/(\nu_1 - \nu_2)$, где $\nu_1 - \nu_2$, $\nu_1 - \nu_6$ и $\nu_1 - \nu_{10}$ – частотные интервалы между D-пиками 1, 2, 6 и 10. При наличии частотного

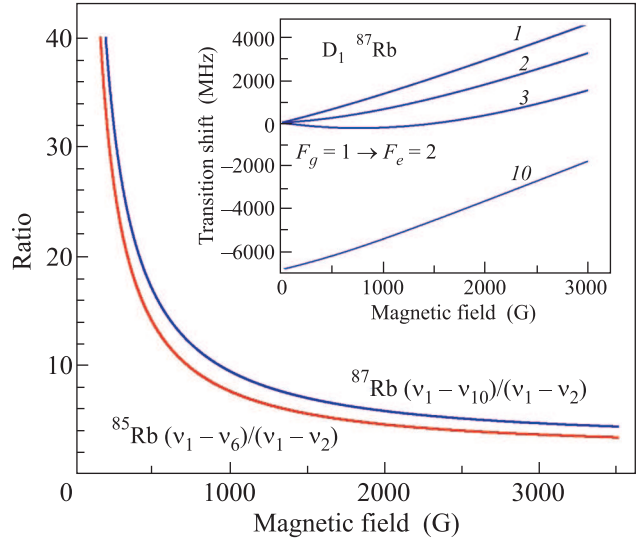


Рис. 8. (Цветной онлайн) Верхняя кривая: зависимость отношения частотных интервалов $(\nu_1 - \nu_{10})/(\nu_1 - \nu_2)$ ^{87}Rb от магнитного поля B . Нижняя кривая: зависимость отношения частотных интервалов $(\nu_1 - \nu_6)/(\nu_1 - \nu_2)$ ^{85}Rb от магнитного поля B . На вставке показаны кривые зависимостей частот переходов 1, 2, 3 и 10 ^{87}Rb от B

репера магнитное поле можно определить по одному из D-пиков 1–3 или 10, используя кривую, показанную на вставке. Сравнение величины B , измеренного по этим двум методам, дает отклонение $< 2\%$. Кривые зависимости частотных сдвигов и вероятностей переходов для Rb вплоть до 6 кГц приведены в [20].

Таким образом, продемонстрировано, что при $L < \lambda/2$ в спектре производной сигнала линии СО формируются положительные пики резонансов со спектральной шириной 40 МГц, локализованные на частоте атомных переходов. Относительно большая величина сигнала СО (несколько процентов от падающего излучения) и отсутствие эффекта насыщения обуславливают перспективность его практических применений. На примере D_1 линии Rb продемонстрировано, что селективное отражение с использованием НЯ с толщинами $L = \lambda/2$ является новым удобным инструментом для спектроскопии, свободной от доплеровского уширения, который может быть использован как маркер атомных частот и магнитометр с большим диапазоном измерения. Благодаря малой расходимости излучения СО, повторяющей расходимость падающего излучения, сигнал СО может быть легко зарегистрирован на большом расстоянии (≈ 10 м) от НЯ, что позволит проводить дистанционный оптический мониторинг магнитного поля. Можно с уверенностью ожидать, что СО с ис-

пользованием НЯ будет успешно использовано и для других атомов щелочных металлов (Cs, K, Na и др.). Недавно разработанная стеклянная нано-ячейка [25] позволит сделать применение СО доступным для исследователей. Примененная теоретическая модель хорошо описывает полученные экспериментальные результаты.

Авторы благодарят А.С. Саркисяна за изготовление НЯ. Исследование выполнено в рамках проектов #15T-1C040 и 15T-1C277 ГКН МОН РА, и в рамках Международной ассоциированной лаборатории IRMAS (CNRS-France & SCS-Armenia).

1. J. P. Woerdman and M. F. H. Schuurmans, *Opt. Commun.* **14**, 248 (1975).
2. G. Nienhuis, F. Schuller, and M. Ducloy, *Phys. Rev. A* **38**, 5197 (1998).
3. A. Weis, V. A. Sautenkov, and T. W. Hänsch, *Phys. Rev. A* **45**, 7991 (1992).
4. A. Badalyan, V. Chaltykyan, G. Grigoryan, A. Papoyan, S. Shmavonyan, and M. Movsessian, *Eur. Phys. J. D* **37**, 157 (2006).
5. H. Failache, S. Saltiel, M. Fichet, D. Bloch, and M. Ducloy, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5467 (1999).
6. I. Hamdi, P. Todorov, A. Yarovitski, G. Dutier, I. Maurin, S. Saltiel, Y. Li, A. Lezama, D. Sarkisyan, M. P. Gorza, M. Fichet, D. Bloch, and M. Ducloy, *Laser Phys.* **15**, 987 (2005).
7. D. Bloch and M. Ducloy, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **50**, 91 (2005).
8. M. Fichet, G. Dutier, A. Yarovitsky, P. Todorov, I. Hamdi, I. Maurin, S. Saltiel, D. Sarkisyan, M. P. Gorza, D. Bloch, and M. Ducloy, *Europhys. Lett.* **77**, 54001 (2007).
9. E. A. Gazazyan, A. V. Papoyan, D. Sarkisyan, and A. Weis, *Las. Phys. Lett.* **4**, 801 (2007).
10. A. V. Papoyan, G. G. Grigoryan, S. V. Shmavonyan, D. Sarkisyan, J. Guena, M. Lintz, and M. A. Bouchiat, *Eur. Phys. J. D.* **30**, 265 (2004).
11. N. Papageorgiou, A. Weis, V. A. Sautenkov, D. Bloch, and M. Ducloy, *Appl. Phys. B* **59**, 123 (1994).
12. T. A. Vartanyan and D. L. Lin, *Phys. Rev. A* **51**, 1959 (1995).
13. G. Dutier, S. Saltiel, D. Bloch, and M. Ducloy, *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 793 (2003).
14. A. Sargsyan, G. Hakhumyan, A. Papoyan, D. Sarkisyan, A. Atvars, and M. Auzinsh, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 021119 (2008).
15. J. Keaveney, A. Sargsyan, U. Krohn, I. G. Hughes, D. Sarkisyan, and C. S. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 173601 (2012).
16. А. Саргсян, Г. Ахумян, Р. Мирзоян, Д. Саркисян, *Письма в ЖЭТФ* **98**, 499 (2013).
17. G. Dutier, A. Yarovitski, S. Saltiel, A. Papoyan, D. Sarkisyan, D. Bloch, and M. Ducloy, *Europhys. Lett.* **63**, 35 (2003).
18. А. Саргсян, Е. Пашаян-Леруа, К. Леруа, Ю. Малакян, Д. Саркисян, *Письма в ЖЭТФ* **102**, 549 (2015).
19. W. Demtröder, *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and instrumentation*, Springer, Berlin, Heidelberg (2004).
20. A. Sargsyan, G. Hakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, A. Papoyan, D. Sarkisyan, and M. Auzinsh, *J. Opt. Soc. Am. B* **31**, 1046 (2014).
21. А. Саргсян, Г. Ахумян, А. Папоян, Д. Саркисян, *Письма в ЖЭТФ* **101**, 330 (2015).
22. A. Sargsyan, G. Hakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, A. Papoyan, and D. Sarkisyan, *Opt. Lett.* **37**, 1379 (2012).
23. B. A. Olsen, B. Patton, Y. Y. Jau, and W. Happer, *Phys. Rev. A* **84**, 063410 (2011).
24. L. Weller, K. S. Kleinbach, M. A. Zentile, S. Knappe, I. G. Hughes, and C. S. Adams, *Opt. Lett.* **37**, 3405 (2012).
25. K. A. Whittaker, J. Keaveney, I. G. Hughes, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, B. Gmeiner, V. Sandoghdar, and C. S. Adams, *J. Phys.: Conf. Ser.* **635**, 122006 (2015).