

СЕЛЕКТИВНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ СУБМИКРОННЫХ СЛОЕВ ПАРОВ АТОМОВ Rb И Cs: ПРИМЕНЕНИЯ В АТОМНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Э. Клингер^{a,b*}, А. Саргсян^a, К. Леруа^{b**}, Д. Саркисян^{a***}

^a Институт физических исследований Национальной академии наук Армении
0203, Аштарак, Армения

^b Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR CNRS
6303, Université de Bourgogne Franche-Comté, Dijon, France

Поступила в редакцию 20 февраля 2017 г.

Исследован эффект селективного отражения (СО) от окна наноячейки толщиной $L \sim \lambda_{1,2}/2$, заполненной атомами Rb и Cs, где $\lambda_1 = 780$ нм и $\lambda_2 = 852$ нм — длины волн, резонансные с D_2 -линиями лазерного излучения соответственно для Rb и Cs. Продемонстрировано, что вблизи толщины $L \approx \lambda/2$ происходит изменение знака наклона профиля сигнала СО, имеющего отрицательную производную при $L > \lambda/2$ и положительную при $L < \lambda/2$. Показано, что формирование в реальном времени производной профиля сигнала СО (ПСО), имеющей спектральную ширину 30–40 МГц и расположенной на атомном переходе, является, в частности, удобным частотным маркером переходов D_2 -линий Rb и Cs. Амплитуды сигналов ПСО пропорциональны вероятностям атомных переходов. Проведено сравнение с известным методом насыщенного поглощения (НП) и продемонстрирован ряд преимуществ, таких как отсутствие в спектре ПСО перекрестных резонансов, простота реализации, необходимая малая мощность и др. Частотный маркер на основе ПСО функционирует и при наличии буферного газа Ne с давлением в 6 Торр, что позволило определить величину столкновительного уширения Ne–Rb, в то время как метод НП неприемлем уже при давлении буферного газа больше 0.1 Торр. Простота реализации делает ПСО удобным инструментом для атомной спектроскопии. Теоретическая модель отлично описывает сигнал ПСО.

DOI: 10.7868/S0044451017100029

1. ВВЕДЕНИЕ

Наличие непрерывных узкополосных перестраиваемых диодных лазеров в ближней инфракрасной (ИК) области привело к бурному росту исследований в области спектроскопии сверхвысокого разрешения в атомарных средах. Атомы щелочных металлов рубидия (Rb) и цезия (Cs) имеют сильные переходы в ближней ИК-области (700–900 нм). При взаимодействии лазерного излучения с атомами Rb и Cs реализуется большое число оптических процессов, которые нашли широкое применение в лазерных технологиях, метрологии высокого частотного разрешения, в создании высокочувствительных магнетометров, в задачах квантовой коммуникации и

др. [1, 2]. Для их реализации используются спектроскопические ячейки длиной 0.1–10 см, которые содержат пары Rb и Cs. Атомные переходы между нижними и верхними уровнями сверхтонкой структуры в спектрах резонансного поглощения и флуоресценции, как правило, спектрально не разделяются по причине большого доплеровского уширения атомного перехода с шириной в интервале 400–800 МГц в зависимости от щелочного металла [3]. Частотное расстояние между атомными переходами составляет 10–300 МГц, что меньше доплеровской ширины, поэтому эти переходы «скрыты» под общим доплеровским профилем [3], в то время как в атомной спектроскопии необходимо точное знание частотного положения атомного перехода, т. е. необходим частотный маркер.

В настоящее время широко используется метод насыщенного поглощения (НП), который основан на формировании оптического резонанса, селективного по атомным скоростям, (ОРСС) путем оптиче-

* E. Klinger

** C. Leroy

*** E-mail: david@ipr.sci.am, davsark@yahoo.com

ской накачки атомного перехода. Насыщение поглощения реализуется для выделенной группы атомов, в результате чего формируется узкий ОРСС [3]. Для реализации метода НП исходный лазерный пучок «делится» на два: мощный пучок накачки (мощностью 1–2 мВт) и слабый пробный пучок (значительно меньшей мощности). Оба излучения направляются навстречу друг другу и перекрываются в ячейке с атомарными парами. Вследствие эффекта Доплера только выделенная группа атомов, которая летит в ячейке перпендикулярно к пучку накачки и пробному излучению, испытывает оптическую накачку сильным полем. В результате населенность уровня, с которого происходит поглощение, уменьшается, что и регистрирует пробное излучение. При этом формируются узкие ОРСС со спектральной шириной, близкой к естественной, и сильные «перекрестные» (C–O, от англ. cross-over) резонансы, которые, как правило, затрудняют применение «полезных» ОРСС. Физика НП подробно описана в [3]. К недостаткам метода НП следует отнести и то, что амплитуды ОРСС не соответствуют вероятностям атомных переходов. Наличие в ячейке какого-либо остаточного (буферного) газа с давлением больше 0.1 Торр приводит к полному исчезновению ОРСС [4].

В настоящей работе экспериментально и теоретически исследован эффект селективного отражения (СО) от наноячейки толщиной L в интервале 300–500 нм, заполненной парами атомов Rb и Cs. Показано, что применение производной сигнала СО (ПСО) позволяет формировать узкие оптические резонансы шириной 30–40 МГц, расположенные на частотах всех атомных переходов D_2 -линий Rb, Cs. Проведено сравнение метода ПСО с методом НП и продемонстрирован ряд его преимуществ как удобного частотного маркера для атомной спектроскопии. Приведены и другие применения метода ПСО.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

2.1. Наноячейки, заполненные парами Rb и Cs

2.1.1. Наноячейка, заполненная Rb

В этом случае была использована конструкция, позволяющая управлять толщиной наноячейки (НЯ) внешним давлением, которая подробно описана в работе [5]. Для этого НЯ с Rb (фотография НЯ приведена на вставке *a* к рис. 1) помещалась в вакуумную камеру. Окна толщиной 0.5 мм из-

готовлены из кристаллического граната, у которого отсутствует двулучепреломление. Между окнами НЯ в нижней и верхней частях помещались небольшие платиновые полоски-прокладки толщиной приблизительно 2 мкм. Снаружи на окна НЯ приклеивались две небольшие гранатовые пластины для увеличения общей толщины окон, что необходимо для склейки сапфировой трубки-резервуара, которая после склейки и откачки заполнялась металлическим Rb. Остальные детали изготовления НЯ приведены в работах [6–8]. После заполнения Rb и отпайки от вакуумной системы (давление в НЯ составляло $\sim 10^{-4}$ Торр) наружное атмосферное давление прижимает тонкие окна, уменьшая зазор между ними в центральной области приблизительно до 100 нм (на рис. 1а эта область отмечена овалом). НЯ помещалась в вакуумную камеру, которая имеет возможность для откачки воздуха и независимого напуска воздуха с контролируемым давлением. При откачке воздуха из камеры окна НЯ «выпрямляются» (поскольку нет «прижимающего» давления) и зазор в центральной области (отмеченной овалом) возрастает примерно до 2 мкм. Регулируя давление в камере с помощью манометра, легко достичь необходимой (и воспроизводимой) величины толщины L зазора НЯ. В интервале 350–1700 нм перестройка L от давления составляет 3 нм/Торр (для остальных деталей конструкции см. [5]).

2.1.2. Наноячейка, заполненная Cs

Фотография НЯ, заполненной Cs, приведена на вставке *b* к рис. 1. НЯ имела клиновидный зазор толщиной L между внутренними поверхностями [6–8]. Выставление нужной величины L достигалось вертикальным механическим перемещением НЯ. Область с толщиной зазора $L \approx \lambda_2/2 \approx 426$ нм отмечена овалом. Окна НЯ изготовлены из отполированного кристаллического сапфира размерами 20×30 мм² и толщиной 1.3 мм. Для уменьшения двулучепреломления C -ось сориентирована перпендикулярно поверхности окна. Тонкий сапфировый отросток-резервуар заполнен металлическим Cs и в эксперименте нагревался примерно до 110 °С, что обеспечивает концентрацию атомов $N \approx 2 \cdot 10^{13}$ см⁻³ (дополнительные детали конструкции НЯ с Cs приведены в работах [6–8]).

2.2. Схема эксперимента

На рис. 1 приведена экспериментальная схема. Использовалось излучение диодного лазера с внеш-

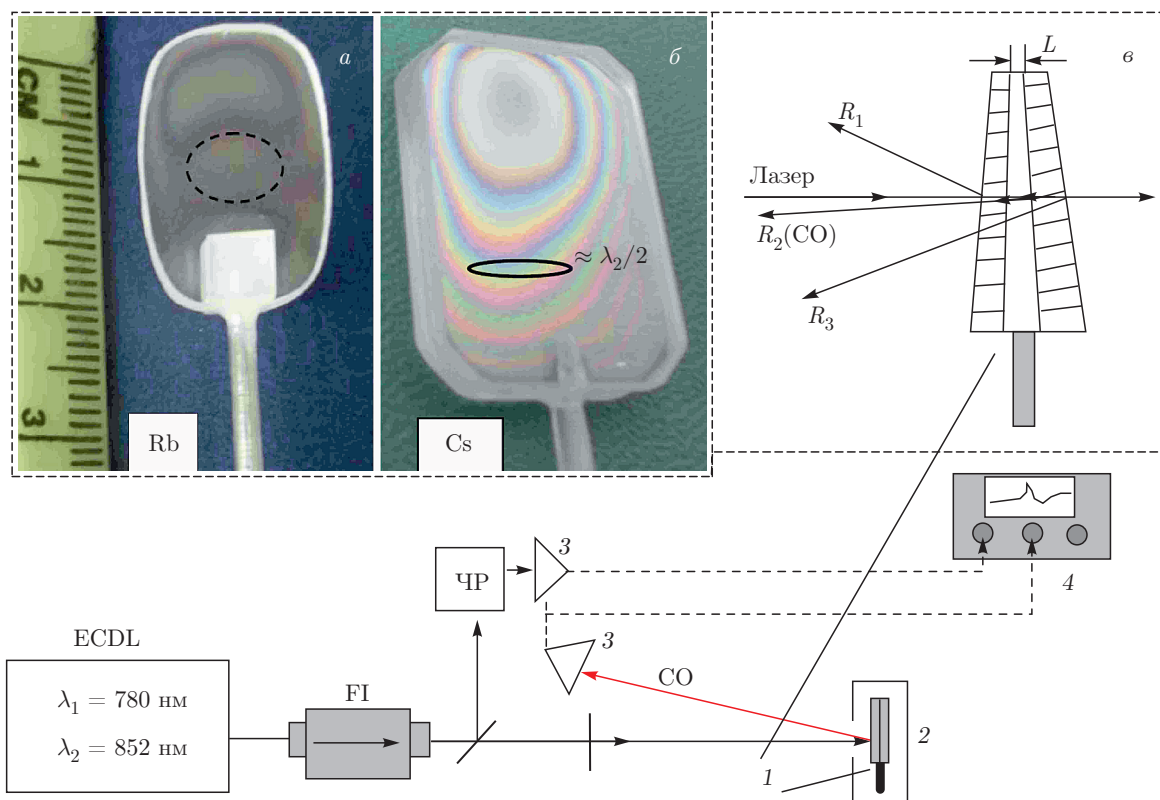


Рис. 1. Схема эксперимента, ECDL — непрерывный лазер, длины волн λ_1 и λ_2 , FI — фарадеевский изолятор, 1 — НЯ с Rb или Cs, 2 — нагреватель для НЯ, 3 — фотоприемник, ЧР — узел для формирования частотного репера, 4 — осциллограф. Вставка *a* — фотография НЯ с Rb (помещается в вакуумную камеру, см. текст). Вставка *б* — фотография НЯ, заполненной Cs; интерференционные полосы образуются при отражении света от внутренних поверхностей окон, область $L \approx \lambda_2/2 = 426$ нм отмечена овалом. Вставка *в* — геометрия трех отраженных от НЯ пучков; пучок CO распространяется в направлении R_2

ним резонатором (на рис. 1 обозначен ECDL, от англ. extended cavity diode laser) с $\lambda_1 = 780$ нм и шириной линии ~ 1 МГц для исследования процесса CO от рубидиевой НЯ, а в случае исследования селективного отражения от цезиевой НЯ излучение лазера имело длину волны $\lambda_2 = 852$ нм. В обоих случаях для формирования частотного репера часть лазерного излучения направлялась на дополнительную стеклянную ячейку, заполненную Rb или Cs, длиной примерно 3 см, в которой формировался спектр методом НП при комнатной температуре [3]. Излучение регистрировалось фотодиодами ФД-24К (3), сигналы с которых усиливались и подавались на цифровой осциллограф Siglent. Для селекции сигнала CO использовался интерференционный фильтр с центральной длиной волны 780 нм (Rb) или 852 нм (Cs), с шириной пропускания 10 нм. Для формирования пучка диаметром 1 мм, равным размеру области $L \approx \lambda/2$, использовалась диафрагма. На вставке *в* к рис. 1 представлена геометрия

трех отраженных от НЯ пучков и показан пучок CO: отражение от границы окно НЯ — пары атомов Rb или Cs (пучок CO распространяется в направлении R_2). Для спектральной узости CO необходимо направлять лазерное излучение близко к нормали к окнам НЯ. Оба окна НЯ имеют клиновидную форму, чтобы отраженные пучки разделялись. В работах [5, 9] отмечалось, что НЯ ведет себя как низкодобротный эталон Фабри–Перо и отношение отраженных излучений R_2/R_1 описывается выражениями для эталона Фабри–Перо. В частности, при толщине $L = \lambda/2$ отношение $R_2/R_1 = 0$, однако при отходе от толщины $L = \lambda/2$ отношение быстро возрастает и достигает максимума $R_2/R_1 \approx 2.9$ при $L = \lambda/4$ или $L = 3\lambda/4$ [5].

2.3. Метод ПСО; наноячейка заполнена атомами Rb

На рис. 2 показаны экспериментальные и теоретические спектры производных сигналов CO для

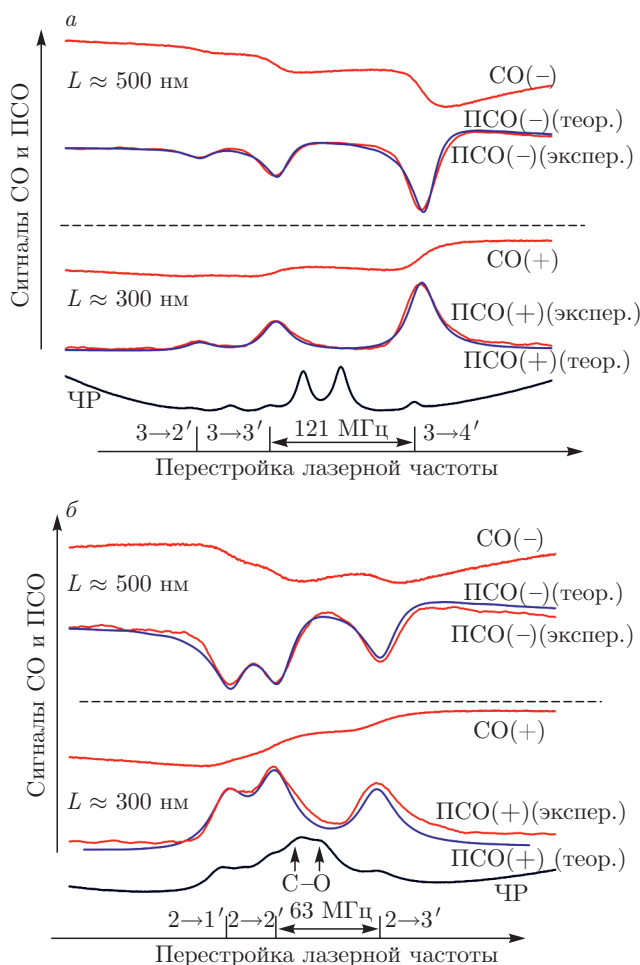


Рис. 2. (В цвете онлайн) Экспериментальные (красные) и теоретические (синие) спектры сигналов СО и ПСО для толщин $L \approx 500$ нм (кривые выше штриховых линий) и $L \approx 300$ нм (кривые ниже штриховых линий) для атомов ^{85}Rb , D_2 -линии, а) переходы $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$; б) переходы $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$, мощность лазера 20 мкВт, нижние кривые — реперные спектры НП. Преимущество метода ПСО явно проявляется для случая б: сильные С–О-резонансы (всего их три, стрелками отмечены два сильных) перекрываются с ОРСС, которые указывают атомные переходы

толщин $L > \lambda/2$ ($L \approx 500$ нм, кривые выше штриховых линий) и $L < \lambda/2$ ($L \approx 300$ нм, кривые ниже штриховых линий) для атомов ^{85}Rb , D_2 -линии. Атомные переходы $5S_{1/2}, F_g = 2, 3 \rightarrow 5P_{3/2}, F_e = 1, 2, 3, 4$ для ^{85}Rb показаны на диаграмме (рис. 3). Осциллограф Siglent позволяет в реальном времени формировать под каждым спектром сигнала СО его производную (ПСО). Верхние кривые (над штриховыми линиями) показывают сигнал СО и обозначены как СО(–), поскольку имеют отрицательный наклон, а соответствующие им производные ПСО(–)

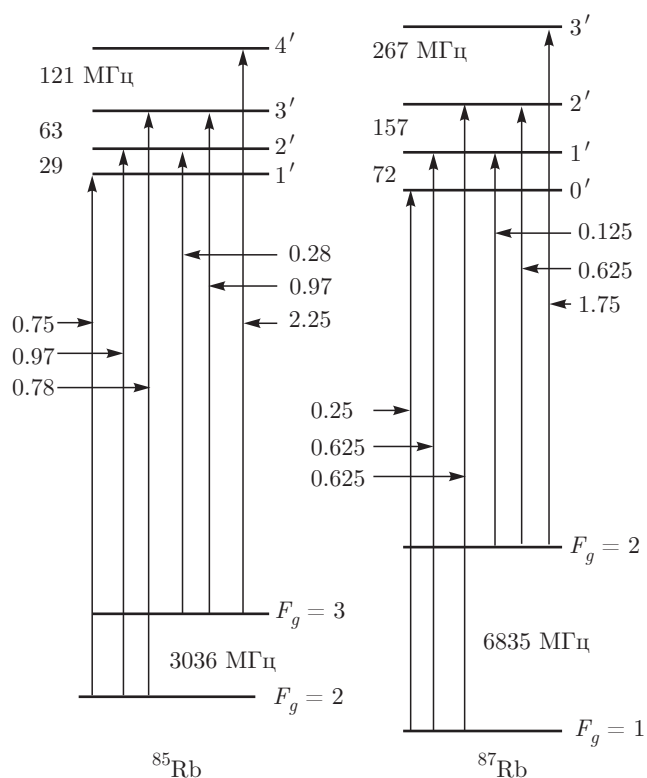


Рис. 3. Диаграмма уровней и переходов для атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb для D_2 -линии, переходы $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$, с учетом сверхтонкого расщепления нижних и верхних уровней (верхние уровни — цифры со штрихами). На переходах отмечены их относительные вероятности

отрицательны. Поскольку для практических применений важен сигнал ПСО, а не сам сигнал СО, теоретические кривые приведены только для ПСО. Для случая $L < \lambda/2$ (нижние половины рис. 2а, б под штриховыми линиями) верхние кривые СО обозначены как СО(+), поскольку имеют положительный наклон, с соответствующими им положительными ПСО(+). Это изменение знака хорошо описывается теоретической моделью, а также хорошо согласуется с ранее полученными результатами для D_1 -линии Rb при $L \approx \lambda/2 = 400$ нм, где λ — длина волны лазерного излучения, резонансного с D_1 -линией Rb [8]. Как видно, все шесть атомных переходов хорошо разрешены, при этом величина отношения сигнал/шум больше 30.

Спектральная ширина ПСО на полувысоте составляет 30–40 МГц при температуре НЯ 110 °С. Это более чем в 15 раз меньше доплеровской ширины атомных переходов Rb в обычной ячейке сантиметровой длины (доплеровская ширина для отдельного перехода атома Rb при этой температуре составляет приблизительно 600 МГц) [3]). Как

видно, все переходы полностью разрешены. Теоретические кривые на рис. 2, 4, 5, 7 построены с использованием линейной модели (в предположении малой мощности лазерного излучения) и детально изложены для ячеек толщиной $L \sim \lambda$ (т.е. длины волны резонансного излучения) в работах [10–12]. В теоретической модели введена эффективная ширина $\gamma_{eff} \approx 35$ МГц, которая включает в себя естественную ширину атомного перехода (около 6 МГц и 5 МГц соответственно для атомов Rb и Cs), столкновительную ширину атомов со стенками (точнее, с сапфировыми окнами НЯ), которая при толщинах $L \leq 300$ нм составляет ~ 10 МГц, и остаточную доплеровскую ширину ~ 20 МГц. Полевое уширение ПСО при мощности лазера в 20 мкВт менее 1 МГц [3], однако при увеличении мощности лазера до 1–2 мВт это проявляется в дополнительном уширении ПСО примерно в 10 МГц. Нижние кривые на рис. 2 показывают реперный спектр, полученный методом НП. Сравнение амплитуд ПСО для переходов $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ и $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3$, приведенных на рис. 2а (эксперимент и теория) хорошо согласуется с отношением относительных вероятностей этих переходов $2.25/0.97 \approx 2.3$, приведенных на диаграмме на рис. 3, в то время как для спектра НП это отношение меньше 1. Сравнение амплитуд ПСО для переходов $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ и $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$ (эксперимент и теория) хорошо согласуется с отношением вероятностей этих переходов $2.25/0.28 \approx 8$, в то время как в спектре НП это отношение чуть больше 1. В спектре НП присутствуют сильные С–О-резонансы (которые, как правило, лишь усложняют спектр и не несут дополнительной полезной информации), поэтому дополнительным преимуществом ПСО является соответствие амплитуд переходов вероятностям, что важно для маркера атомных переходов. Преимущество метода ПСО по сравнению с методом НП особенно явно проявляется, когда частотное расстояние между верхними уровнями мало, как это имеет место для переходов $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$ (рис. 2б). На спектре НП (нижняя кривая) сильные С–О-резонансы перекрываются с полезными ОРСС, делая их идентификацию сильно затрудненной. В работе [13] применялся дополнительный лазер, который с помощью оптической накачки увеличивал амплитуду нужных ОРСС (в работе [14] показано, что применение микроячейки толщиной $L \approx 30\text{--}40$ мкм позволяет обойти формирование С–О-резонансов), в то время как в спектре ПСО атомные переходы хорошо разрешены.

На рис. 4 представлены экспериментальные и теоретические спектры сигналов СО для толщины

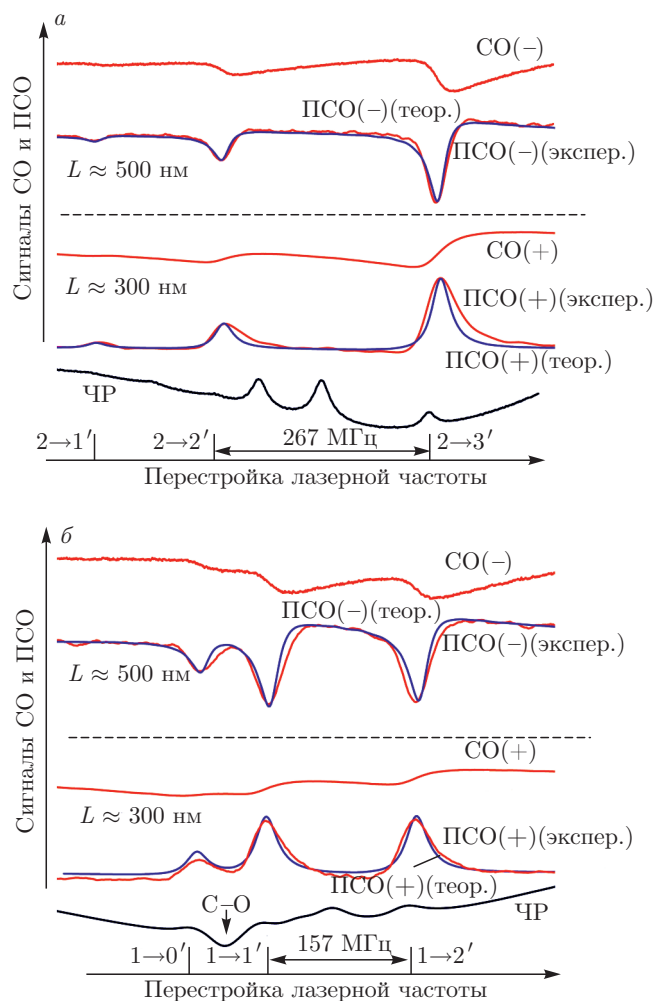


Рис. 4. (В цвете онлайн) Экспериментальные (красные) и теоретические (синие) спектры сигналов СО и ПСО для $L \approx 500$ нм (кривые выше штриховых линий) и для $L \approx 300$ нм (кривые ниже штриховых линий) для атомов ^{87}Rb , D_2 -линии, а) переходы $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$; б) переходы $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0, 1, 2$, нижние кривые — реперные спектры НП. Преимущество метода ПСО явно проявляется для случая б, поскольку сильные С–О-резонансы (всего их три, стрелкой показан только один) в спектре НП перекрываются с полезными ОРСС, затрудняя их идентификацию

$L > \lambda/2$ ($L \approx 500$ нм, кривые над штриховыми линиями) и $L < \lambda/2$ ($L \approx 300$ нм, кривые под штриховыми линиями) для атомов ^{87}Rb , D_2 -линии, переходы $5S_{1/2}$, $F_g = 2 \rightarrow 5P_{3/2}$, $F_e = 1, 2, 3$ и $5S_{1/2}$, $F_g = 1 \rightarrow 5P_{3/2}$, $F_e = 0, 1, 2$, которые показаны на диаграмме для атома ^{87}Rb (рис. 3). Спектральная ширина ПСО на полувысоте составляет 30–40 МГц при температуре НЯ 120 °С. В теоретической модели введена эффективная ширина $\gamma_{eff} \approx 35$ МГц. Как видно на рис. 4, все шесть атомных переходов

хорошо разрешены. Сравнение амплитуд ПСО для атомов ^{87}Rb для переходов $F_g = 1, 2 \rightarrow F_e = 0, 1, 2, 3$, приведенных на рис. 4 (эксперимент и теория), хорошо согласуется с отношением вероятностей этих переходов, приведенных на диаграмме на рис. 3. Как отмечалось выше, преимущество ПСО по сравнению со спектром НП особенно явно проявляется, когда частотное расстояние между верхними уровнями мало, как это имеет место для переходов ^{87}Rb , $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0, 1, 2$ (рис. 4б). Отмеченный стрелкой С–О-резонанс (всего их три) на спектре НП демонстрирует увеличенное поглощение, что также влияет на боковые «полезные» ОРСС, в то время как в спектре ПСО все три перехода хорошо разрешены. Заметим, что ширина спектра сигнала ПСО на верхних кривых рис. 2 при $L \approx 500$ нм составляет 30–35 МГц, что меньше ширины спектра ПСО на нижних кривых при $L \approx 300$ нм (≈ 40 МГц). Это обусловлено тем, что с уменьшением толщины L уменьшается время τ пролета атома между окнами НЯ для атомов с проекцией тепловой скорости V_z , которые летят в направлении лазерного излучения: $\tau = L/V_z$. Это приводит к более частым столкновениям атомов с окнами НЯ и, как следствие, к уширению спектра ПСО (уширение особенно явно проявляется при толщинах 120–130 нм и достигает величины 120 МГц). Поэтому в тех случаях, когда важно иметь минимальную ширину ПСО, необходимо использовать НЯ с $L = 500$ нм. Однако при исследовании расщепления атомных переходов в сильных магнитных полях, когда используются сильные постоянные магниты, поле которых сильно неоднородное (градиентное), предпочтительнее использовать сигнал ПСО при $L = 300$ нм (в тонком столбе паров атомов магнитное поле более однородно [7]). Заметим, что, помещая сильный постоянный магнит (в форме диска) сзади НЯ и изменяя расстояние между магнитом и НЯ, можно легко осуществить перестройку частоты переходов D_2 -линий, как это продемонстрировано для D_1 -линии Rb в работе [8], следовательно, можно реализовать перестраиваемый по частоте маркер для D_2 -линий.

2.4. Заполненная атомами Rb и буферным газом Ne комбинированная ячейка

Для исследования влияния буферного газа на спектр ПСО была использована конструкция состоящей из двух областей ячейки, заполненной парами Rb и газом Ne с давлением 6 Торр (вид ячейки приведен в работе [15]). Комбинированная ячейка состоит из двух сообщающихся ячеек: наноячейки (кото-

рая расположена в верхней части конструкции) и обычной ячейки длиной 1 см (которая расположена в средней части конструкции). Ячейки соединены сапфировой трубкой, поэтому в обеих ячейках имеются пары Rb и газ Ne с тем же давлением 6 Торр. Известно, что оптические резонансы полностью отсутствуют в спектре НП при давлении буферного газа больше 0.1 Торр [4]. Поэтому, как и выше, для получения реперного спектра НП использовалась также ячейка с чистыми парами Rb. На рис. 5 приведены экспериментальные и теоретические спектры ПСО от наноячейки с парами Rb и газом Ne (давление 6 Торр) при $L \approx 300$ нм для атомов ^{85}Rb , D_2 -линии, переходы $5S_{1/2}$, $F_g = 3 \rightarrow 5P_{3/2}$, $F_e = 2, 3, 4$, и для ^{87}Rb , D_2 -линии, переходы $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$. Как видно из рис. 5, в спектрах ПСО уверенно регистрируются по три атомных перехода, демонстрирующие дополнительное уширение, обусловленное столкновениями атомов Rb с Ne. Теоретические кривые, рассчитанные для атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb (D_2 -линии) с эффективной шириной $\gamma_{eff} \approx 95$ МГц, превосходно описывают эксперимент. Следовательно, уширение, обусловленное столкновениями атомов ^{85}Rb и атомов ^{87}Rb с Ne, приводит к одинаковому уширению ~ 10 МГц/Торр. Это хорошо согласуется с величиной, полученной в работе [15] при измерении ширины спектра флуоресценции от наноячейки. Ширина спектра флуоресценции от НЯ, регистрируемая в работе [15] при $L \approx \lambda/2 = 400$ нм в чистых парах Rb, составляла приблизительно 85 МГц. Более узкий спектр ПСО (примерно в 2.5 раза) позволил измерить (наряду с уширением спектра, обусловленным столкновениями атомов Rb с Ne) также небольшой частотный «красный» сдвиг около 2 МГц/Торр. Как правило, столкновения атомов щелочных металлов с различными буферными газами, наряду с уширением спектра, приводят также к «красному» частотному сдвигу величиной 10–30 % от величины уширения [16].

2.5. Метод ПСО, наноячейка заполнена атомами Cs

В этом случае использовалась наноячейка с Cs, показанная на вставке б к рис. 1. Диаграмма уровней и переходов для атомов ^{133}Cs для D_2 -линии, переходы $6S_{1/2}$, $F_g = 4 \rightarrow 6P_{3/2}$, $F_e = 3, 4, 5$ и $6S_{1/2}$, $F_g = 3 \rightarrow 6P_{3/2}$, $F_e = 2, 3, 4$, с учетом сверхтонкого расщепления уровней приведена на рис. 6. На переходах отмечены их относительные вероятности (приведенные вероятности можно сравнивать только для переходов Cs между собой). Использо-

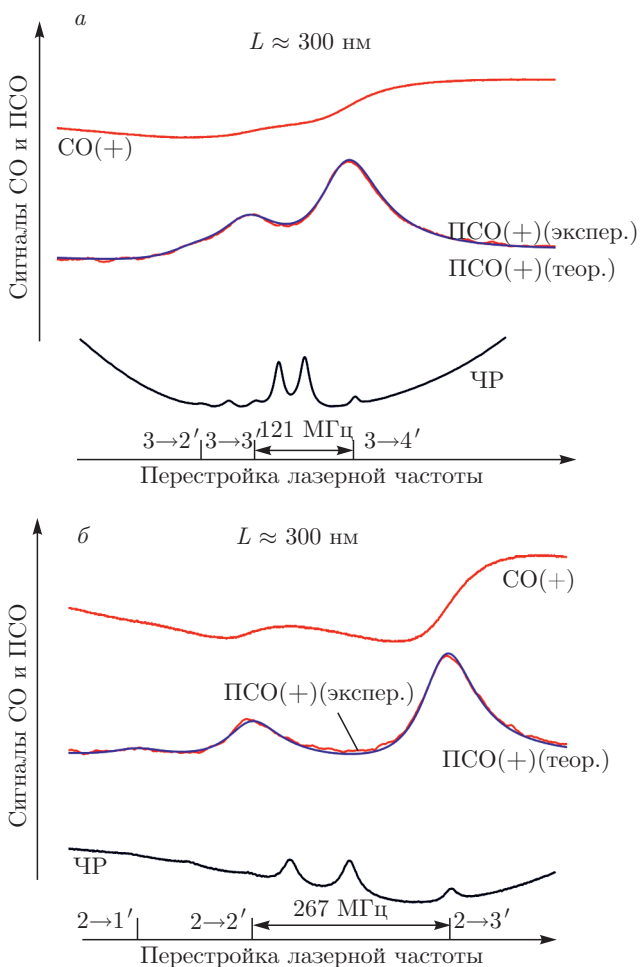


Рис. 5. (В цвете онлайн) Наноячейка с парами Rb и буферным газом Ne с давлением 6 Торр, экспериментальные (красные) и теоретические (синие) спектры сигналов СО и PCSO для толщины $L \approx 300$ нм для атомов а) ^{85}Rb , D_2 -линия, уширенные переходы $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$; б) ^{87}Rb , D_2 -линия, уширенные переходы $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$; нижние кривые — реперные спектры НП, полученные с помощью ячейки, заполненной чистыми парами Rb

валось лазерное излучение с $\lambda_2 = 852$ нм. На рис. 7 показаны экспериментальные и теоретические спектры сигналов СО и их PCSO для толщин $L > \lambda_2/2$ ($L \approx 480$ нм, кривые выше штриховых линий) и $L < \lambda_2/2$ ($L \approx 350$ нм, кривые ниже штриховых линий) для атомов Cs, переходы $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4, 5$ и $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4, 5$, которые показаны на диаграмме к рис. 6. Как отмечалось выше, ширина спектра PCSO на верхних кривых рис. 7 при $L = 480$ нм (50 МГц) меньше ширины спектра PCSO на нижних кривых при $L = 350$ нм (≈ 55 МГц). Это обусловлено увеличением числа столкновений атомов с окнами НЯ при уменьшении толщины L

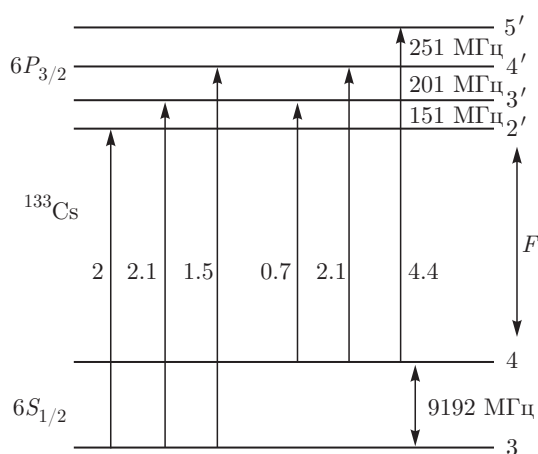


Рис. 6. Диаграмма уровней и переходов для атомов ^{133}Cs , D_2 -линии, переходы $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$, с учетом сверхтонкого расщепления нижних и верхних уровней (верхние уровни отмечены штрихами). На переходах показаны их относительные вероятности

(уменьшается время пролета атома τ между окнами НЯ). Нижние кривые на рис. 7 — реперные спектры НП. Как и для случая атомов Rb, амплитуды ОРСС не соответствуют вероятностям атомных переходов, отмеченных на диаграмме рис. 6, в то время как теоретические кривые сигналов PCSO (построенные с учетом вероятностей переходов) хорошо согласуются с экспериментальными значениями амплитуд сигналов PCSO. Заметим, что спектральная ширина PCSO для Cs, которые приведены на рис. 7, составляет приблизительно 50 МГц, что шире, чем в случае Rb (примерно 35 МГц); это объясняется большей спектральной шириной лазерного излучения на длине волны 852 нм, которая составляла 10–15 МГц. Теоретические кривые на рис. 7 построены для эффективной ширины $\gamma_{eff} \approx 50$ МГц, т. е. была добавлена спектральная ширина лазера. Таким образом, это указывает на дополнительное практическое применение сигнала PCSO для определения спектральной ширины используемого лазера. Заметим, что спектральная ширина оптических резонансов, формируемых методом PCSO, в 3–4 раза уже оптических резонансов, ранее формируемых в спектре поглощения или флуоресценции наноячеек толщиной $L = \lambda/2$ [7, 15]. Узость оптических резонансов особенно важна при наличии близко расположенных атомных переходов, как это имеет место, к примеру, при приложении сильных магнитных полей: образуется большое число близко расположенных по частоте новых компонент [7, 17].

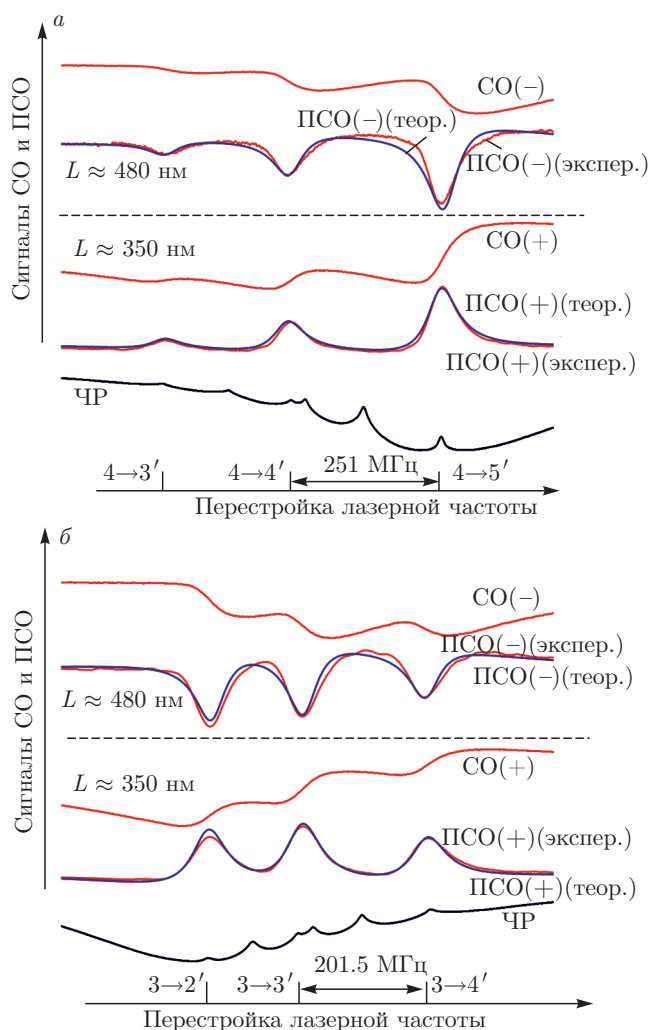


Рис. 7. (В цвете онлайн) Экспериментальные (красные) и теоретические (синие) спектры сигналов СО и их ПСО для толщин $L > \lambda_2/2$ ($L \approx 480$ нм, кривые выше штриховых линий) и $L < \lambda_2/2$ ($L \approx 350$ нм, кривые ниже штриховых линий) для атомов Cs, а) переходы $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4, 5$; б) переходы $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$, мощность лазера 20 мкВт, температура НЯ 100 °С; нижние кривые — реперные спектры НП, на которых отмеченные ОРСС 4-4' и 3-3' частично перекрываются с С-О-резонансами

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Продемонстрировано, что в спектре ПСО от окон наноячейки, заполненной Rb или Cs, толщиной $L = 300\text{--}500$ нм формируются узкие оптические резонансы шириной 30–40 МГц, расположенные на атомных переходах D_2 -линии Rb и Cs. При этом амплитуды ПСО пропорциональны вероятностям атомных переходов. Отмеченные достоинства ПСО делают его простым и удобным маркером атомных переходов, который имеет ряд преимуществ перед

широко распространенным маркером атомных переходов на основе метода насыщенного поглощения. Основные преимущества метода ПСО: а) отсутствие в спектре перекрестных С-О-резонансов, б) пропорциональность амплитуд ПСО вероятностям переходов, в) простота геометрии формирования узких оптических резонансов и малая необходимая мощность излучения (достаточно отвести от лазера излучение мощностью ~ 20 мкВт). Метод ПСО позволяет определить столкновительное уширение и частотный сдвиг атомных переходов, обусловленных столкновениями атомов щелочного металла с буферными газами. Приведенная теоретическая модель отлично описывает параметры сигнала ПСО (профиль и его спектральную ширину) и представляет самостоятельный интерес, поскольку позволяет предсказать параметры ПСО для любого атомного перехода щелочных металлов Rb, Cs, Na, K и др.

В работах [18–20] ван-дер-ваальсово взаимодействие атомов Rb и Cs с окнами наноячейки было исследовано с помощью спектра резонансного поглощения или флуоресценции. В работе [21] показано, что метод ПСО применим и при толщинах $L < 100$ нм, что позволило успешно исследовать ван-дер-ваальсово взаимодействие атомов с окнами НЯ.

При наличии клея, стойкого к горячим парам атомов щелочных металлов, наноячейка может быть легко изготовлена из стекла (конструкция стеклянной наноячейки на оптическом контакте приведена в работе [22]), что делает метод ПСО доступным для широкого круга исследователей.

Авторы благодарят А. С. Саркисяна за помощь в изготовлении наноячеек, А. В. Папояна за полезные обсуждения. Исследование выполнено в рамках ГКН МОН РА (проект № SCS 15Т-1С040) и в рамках Международной ассоциированной лаборатории IRMAS (CNRS-France & SCS-Armenia).

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Budker, D. F. Kimball, and D. P. DeMille, *Atomic Physics*, Oxford Univ. Press, Oxford (2004).
2. D. Meschede, *Optics, Light and Lasers*, Wiley-VCH (2007).
3. W. Demtröder, *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation*, Springer (2004).
4. D. E. Thornton, G. T. Phillips, and G. P. Perram, *Opt. Comm.* **284**, 2890 (2011).

5. А. Саргсян, А. Амирян, С. Карталева, Д. Саркисян, ЖЭТФ **152**, 54 (2017).
6. J. Keaveney, A. Sargsyan, U. Krohn et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 173601 (2012).
7. А. Саргсян, Г. Ахумян, Р. Мирзоян, Д. Саркисян, Письма в ЖЭТФ **98**, 499 (2013).
8. А. Саргсян, Э. Клиндер, Е. Пашаян-Леруа, К. Леруа, А. Папоян, Д. Саркисян, Письма в ЖЭТФ **104**, 222 (2016).
9. G. Dutier, A. Yarovitski, S. Saltiel et al., Europhys. Lett. **63**, 35 (2003).
10. T. A. Vartanyan and D. L. Lin, Phys. Rev. A **51**, 1959 (1995).
11. G. Dutier, S. Saltiel, D. Bloch, and M. Ducloy, J. Opt. Soc. Amer. B **20**, 793 (2003).
12. A. Sargsyan, E. Klinger, G. Hakhumyan, A. Tonoyan, A. Papoyan, C. Leroy, and D. Sarkisyan, J. Opt. Soc. Amer. B **34**, 776 (2017).
13. A. Banerjee and V. Natarajan, Opt. Lett. **28**, 1912 (2003).
14. A. Sargsyan, A. Tonoyan, R. Mirzoyan et al., Opt. Lett. **39**, 2270 (2014).
15. G. Hakhumyan, A. Sargsyan, C. Leroy et al., Opt. Express **18**, 14577 (2010).
16. W. Happer, Rev. Mod. Phys. **44**, 169 (1972).
17. А. Саргсян, Б. Глушко, Д. Саркисян, ЖЭТФ **147**, 668 (2015).
18. K. A. Whittaker, J. Keaveney, I. G. Hughes et al., Phys. Rev. Lett. **112**, 253201 (2014).
19. D. Bloch and M. Ducloy, Adv. Atom. Mol. Opt. Phys. **50**, 91 (2005).
20. M. Fichet, G. Dutier, A. Yarovitsky et al., Europhys. Lett. **77**, 54001 (2007).
21. A. Sargsyan, A. Papoyan, I. G. Hughes et al., Opt. Lett. **42**, 1476 (2017).
22. K. A. Whittaker, J. Keaveney, I. G. Hughes et al., J. Phys.: Conf. Ser. **635**, 122006 (2015).