

УДК 535.343

ЧАСТОТНЫЙ РЕПЕР ДЛЯ АТОМНЫХ ПЕРЕХОДОВ D₂-ЛИНИИ РУБИДИЯ НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА СЕЛЕКТИВНОГО ОТРАЖЕНИЯ

А.Д. САРГСЯН^{1*}, Г.Т. АХУМЯН¹, А.С. САРКИСЯН¹,
А.О. АМИРЯН^{1,2}, Д.Г. САРКИСЯН¹

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

²Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, Universit'e de Bourgogne, Dijon, France

*e-mail: sarmeno@mail.ru

(Поступила в редакцию 18 июля 2016 г.)

На примере D₂-линии атомов Rb продемонстрирована работа частотного репера атомных переходов, основанного на применении спектра селективного отражения (SR) от границы паров атомов при использовании наночейки (НЧ) с толщиной $L \sim \lambda/2$, где $\lambda = 780$ нм – длина волны лазерного излучения. Показано, что при изменении толщины вблизи $L \sim \lambda/2$ происходит инверсия знака наклона профиля линии SR: при $L > \lambda/2$ производная отрицательная, а при $L < \lambda/2$ производная положительная. Продемонстрировано, что в случае, когда лазерное излучение направлено близко к нормали к поверхности НЧ, то в реальном времени возможно формирование производной SR, которая представляет собою пик, расположенный на атомном переходе, со спектральной шириной 35 МГц. Продемонстрирован эффект осцилляции знака наклона спектра SR при изменении толщины L в интервале от $\sim \lambda/2$ до $\sim 3/2\lambda$. Отмечено практическое применение SR.

1. Введение

Спектроскопические ячейки сантиметровой длины, которые содержат пары атомов щелочных металлов, широко используются для изучения оптических- и магнито-оптических процессов в лазерной атомной спектроскопии [1]. Однако атомные переходы между нижними и верхними уровнями сверхтонкой структуры (имеются ввиду переходы в оптическом диапазоне 500–900 нм) в спектрах резонансного поглощения и флуоресценции, как правило, спектрально не разрешены. Это происходит по причине большого доплеровского уширения основных атомных переходов D_{1,2}-линий, спектральная ширина которых при комнатной температуре ячейки составляет 400, 500 и 800 МГц для атомов цезия, рубидия и калия, соответственно [2,3]. Частотные расстояния между атомными переходами находятся в интервале 10–300 МГц, что меньше доплеровской ширины, поэтому атомные переходы частотно перекрываются и становятся «скрытыми» под общим доплеровским профилем [2]. В то же время в

экспериментах на атомах необходимо точное знание частотного положения отдельного атомного перехода, т. е. необходим частотный репер атомных переходов. В настоящее время наиболее используемым методом, позволяющим спектрально разрешить атомные переходы, является метод насыщенного поглощения (НП) (saturation absorption) [2]. Насыщение поглощения реализуется для выделенной группы атомов, в результате чего формируется узкий оптический резонанс. Для реализации НП исходный лазерный пучок с помощью полупрозрачного зеркала делится на две части: мощный пучок накачки (несколько мВт) и более слабый пробный пучок (на порядок меньшей мощности), которые направляются навстречу друг другу и перекрываются в ячейке с атомарными парами (регистрируется спектр пробного пучка). Вследствие эффекта Доплера только выделенная группа атомов, которая распространяется в ячейке перпендикулярно к накачке и пробному излучению, испытывает оптическую накачку сильным полем (приводящую к уменьшению населенности уровня, с которого происходит поглощение), что и регистрирует пробное излучение. При этом формируются узкие оптические резонансы, селективные по атомным скоростям (ОРСС), со спектральной шириной близкой к естественной ширине (5–6 МГц). Недостатком метода НП является формирование больших по амплитуде «кроссовер» резонансов, которые сильно усложняют спектр и затрудняют применение «полезных» ОРСС. К недостаткам метода НП следует отнести также и то, что амплитуды ОРСС не соответствуют вероятностям атомных переходов. Отметим также метод когерентного пленения населенности, с помощью которого можно формировать сверхузкие оптические резонансы на атомных переходах [4], однако для его реализации необходимо использовать два лазерных пучка на разных частотах. Заметим, что при использовании атомного пучка также реализуется бездоплеровское разрешение, однако эта техника сложна в эксплуатации [2].

Таким образом, наличие простого метода формирования узких оптических резонансов, которые расположены точно на частотах атомных переходов, продолжает оставаться актуальной задачей. В настоящей работе представлен новый и сравнительно простой метод, основанный на процессе селективного отражения (SR) от границы паров атомов Rb D₂-линии при использовании НЯ с толщиной $L \sim \lambda/2$, где $\lambda = 780$ нм – длина волны резонансного лазерного излучения.

2. Экспериментальные результаты

2.1. Наноячейка, заполненная рубидием

Была использована НЯ, заполненная натуральной смесью рубидия (72% изотопа ⁸⁵Rb и 28% изотопа ⁸⁷Rb), с клиновидной толщиной зазора L в интервале

20–900 нм, конструкция которой описана в работе [5]. Окна НЯ изготовлены из хорошо отполированного кристаллического сапфира с размерами $20 \times 30 \times 1.2 \text{ мм}^3$. Для обеспечения клиновидности зазора между окнами (в нижней части) до склейки помещались две платиновые полоски с толщиной 900 нм и размерами $1 \times 1 \text{ мм}^2$. Для минимизации двулучепреломления окна изготавливались таким образом, чтобы S -ось была перпендикулярна поверхности окна. НЯ имеет Т-образную форму: к нижней части окон приклеивается тонкий сапфировый отросток, который заполнен металлическим Rb. В эксперименте температура отростка НЯ поддерживалась в интервале $120\text{--}130^\circ\text{C}$. Это обеспечивает концентрацию атомов $N \geq 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. На окнах НЯ температура была выше на 20 градусов для предотвращения конденсации паров (дополнительные детали конструкции НЯ приведены в работе [5]).

2.2. Экспериментальная установка

На рис. 1 приведена экспериментальная схема. Использовалось излучение непрерывного диодного лазера с внешним резонатором ECDL (extended cavity diode laser) с $\lambda = 780 \text{ нм}$ и шириной линии $\sim 1 \text{ МГц}$. Для формирования частотного репера часть лазерного излучения направлялась на заполненную Rb ячейку длиной 6 см, в которой формировался спектр НП по известной схеме [2]. Оптическое излучение регистрировалось фотодиодами ФД-24К (2), сигналы с которых усиливались и подавались на цифровой осциллограф Siglent. Для селекции

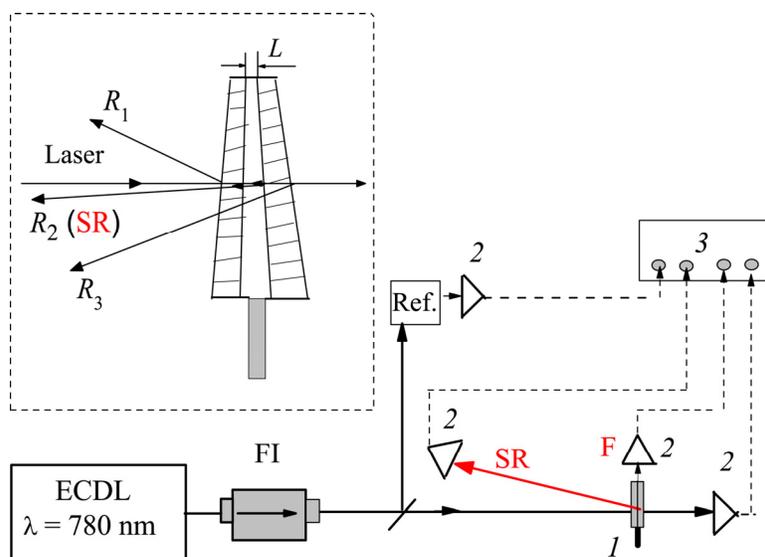


Рис. 1. Схема эксперимента: ECDL – непрерывный лазер, FI – фарадеевский изолятор, I – НЯ с Rb внутри печи, 2 – фотоприемник, Ref. – узел для формирования частотного спектра, 3 – осциллограф марки Siglent. На вставке показана геометрия трех отраженных от НЯ пучков, где пучок SR отмечен как R_2 .

сигнала SR использовался интерференционный фильтр на длине волны $\lambda = 780$ нм с шириной пропускания 10 нм. С помощью фотодиода F одновременно с SR регистрировался спектр флуоресценции от НЯ в боковом направлении. Для формирования пучка с диаметром 1 мм, равным размеру области $L \sim \lambda/2$, использовалась диафрагма. На вставке приведена геометрия трех отраженных от НЯ пучков, показан пучок SR, отраженный от границы окно НЯ–пары атомов Rb. Пучок SR распространяется в направлении R_2 и регистрируется фотодиодом (2). Для формирования SR с малой спектральной шириной необходимо направлять лазерное излучение близко к нормали к поверхности окон НЯ. Оба окна НЯ изготовлены клиновидными, чтобы отраженные пучки пространственно разделились.

На рис.2 приведены диаграммы атомных переходов D₂-линии ⁸⁵Rb и ⁸⁷Rb с относительными вероятностями переходов. Отмечены также величины сверхтонкого расщепления для нижних и верхних уровней. В работе [6] отмечалось, что НЯ ведет себя как низкодобротный эталон Фабри–Перо (ФП), и отношение отраженных пучков R_2/R_1 описывается выражениями для ФП. Так, при толщине

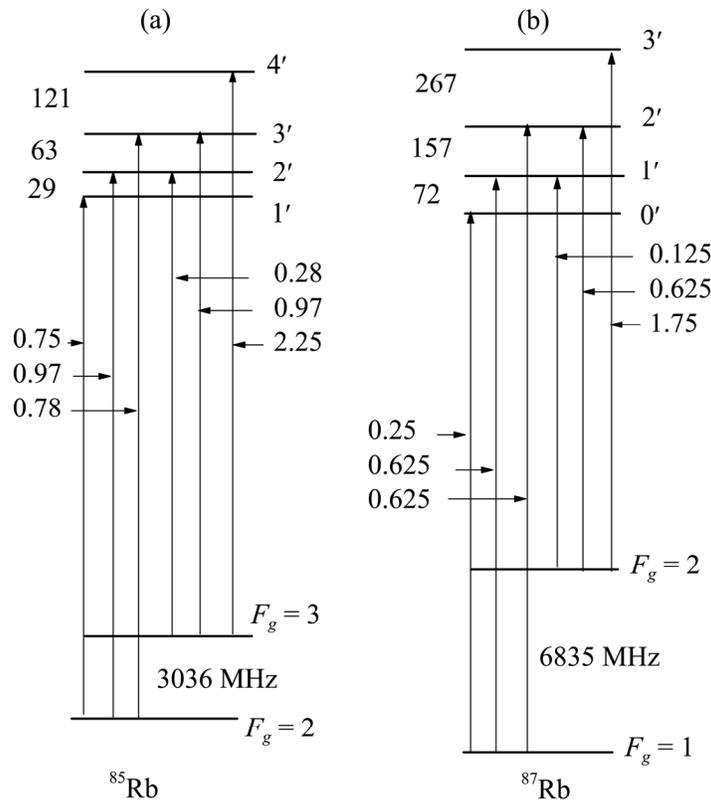


Рис.2. Диаграммы атомных переходов D₂-линии для атомов (а) ⁸⁵Rb и (б) ⁸⁷Rb. Стрелками указаны относительные вероятности переходов.

$L = \lambda/2$, а также при $L = \lambda$, отношение $R_2/R_1 = 0$, поэтому при таких толщинах SR очень слабое. Однако при отходе от толщины $L = \lambda/2$ отношение быстро возрастает и достигает максимума $R_2/R_1 \sim 2.9$ при $L = \lambda/4$ или $3\lambda/4$.

На рис.3 показаны экспериментальные спектры сигналов SR для $L > \lambda/2 = 420$ нм (кривая 1) и для $L < \lambda/2 = 360$ нм (кривая 2, обозначенная SR) для переходов $^{85}\text{Rb } 3 \rightarrow 2', 3', 4'$ (см. рис.2а). Осциллограф Siglent позволяет in situ формировать под каждым спектром SR его производную D которая для $L > \lambda/2$ отрицательная и для $L < \lambda/2$ положительная. Такое поведение спектров SR теоретически предсказано в работе [6] и экспериментально продемонстрировано в [7]. Спектральная ширина производных (D-пиков) на полувывоте составляет 35 МГц, что более, чем в 15 раз меньше доплеровской ширины паров Rb при температуре ячейки 120°C. Нетрудно увидеть, что амплитуды D-пиков хорошо соответствуют приведенным на диаграмме относительным вероятностям атомных переходов $3 \rightarrow 2', 3', 4'$. Кривая 4 (SA) показывает спектр НП, полученный с помощью рубидиевой ячейки длиной 6 см, из которой видно, что в спектре присутствуют три ОРСС, расположенных на переходах $^{85}\text{Rb } 3 \rightarrow 2', 3', 4'$ и три кроссовер резонанса С-О (см. рис.4, спектр НП). Видно, что С-О резонансы сильно усложняют спектр и затрудняют применение «полезных» ОРСС. Заметим, что амплитуды ОРСС не соответствуют вероятностям атомных переходов. Например, отношение амплитуд ОРСС ($3 \rightarrow 4'$) / ОРСС ($3 \rightarrow 3'$) из диаграммы на рис.2 должно быть 2.3, а из спектра НП оно равно 1.

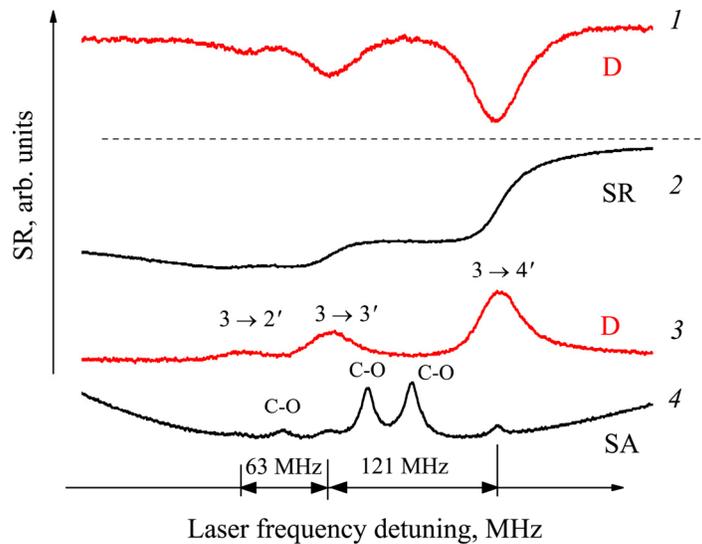


Рис.3. Спектры ^{85}Rb , D_2 -линия, переходы $3 \rightarrow 2', 3', 4'$: кривая 1 – производная SR (D-пик), толщина НЯ $L = \lambda/2 + 30$ нм ≈ 420 нм. Ниже пунктирной области $L = \lambda/2 - 30$ нм ≈ 360 нм, кривая 2 – спектр SR, его производная D-пик (кривая 3). Кривая 4 – реперный спектр НП (SA), на котором формируются три ОРСС и три С-О резонанса.

Ранее было показано, что спектр флуоресценции от НЯ с толщиной $L \sim \lambda/2$, где $\lambda = 780$ нм – длина волны резонансного лазерного излучения, спектрально в 2 раза уже спектра поглощения [8–11]. Это позволило успешно использовать спектр флуоресценции для исследования расщепления атомных переходов на большое количество новых переходов и их частотные сдвиги в сильных магнитных полях [12]. С целью выяснения какой из методов (флуоресценция или SR) обеспечивает лучшее спектральное разрешение проводилась их одновременная регистрация (спектр флуоресценции регистрировался фотоприемником F (2) (рис.1).

На рис.4 кривая 1 показывает спектр флуоресценции от НЯ с $L = \lambda/2 - 30$ нм ≈ 360 нм (регистрация производится в направлении, перпендикулярном к направлению лазерного пучка), кривая 2 – спектр D-пиков, полученных с помощью SR при $L = 360$ нм (кривая 3 – спектр НП). Из сравнения кривых следует, что спектральная ширина D-пиков примерно в 2 раза уже спектральных ширин атомных переходов, полученных с помощью флуоресценции. Кроме того, спектральные крылья атомных переходов в спектре флуоресценции спадают медленно, что приводит к сильному частотному перекрытию. Поэтому для нахождения правильных величин амплитуд переходов необходимо фитирование,

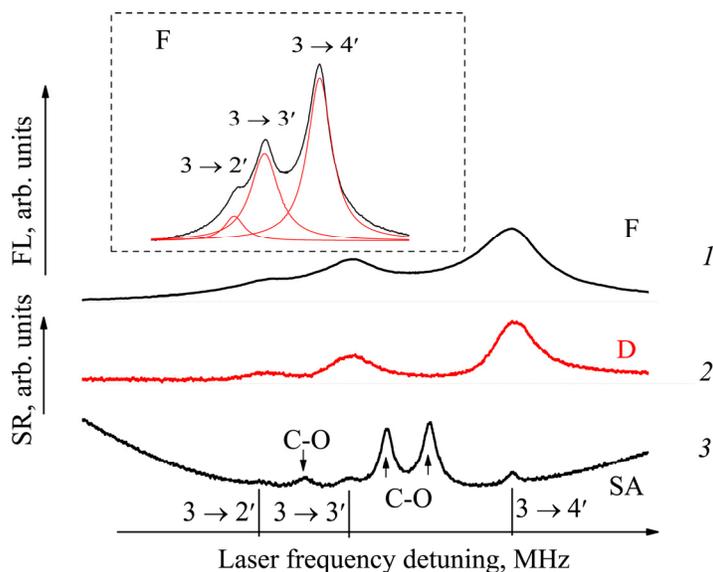


Рис.4. Спектры ^{85}Rb , D_2 -линия, переходы $3 \rightarrow 2'$, $3'$, $4'$: кривая 1 – спектр флуоресценции, $L = \lambda/2 - 30$ нм ≈ 360 нм, кривая 2 – производная SR (D-пик), $L = \lambda/2 - 30$ нм ≈ 360 нм (кривая отмечена как D), кривая 3 – спектр НП (SA), в котором видны три ОРСС и три C-O резонансы (отмечены стрелками). На вставке F показаны результаты разложения огибающей спектра флуоресценции на три лоренцевские функции.

т. е. разложение исходной кривой на составляющие кривые. На вставке рис.4 показаны результаты разложения огибающей на три кривые с помощью лоренцевских функций. Заметим, что правильная величина амплитуды перехода $3 \rightarrow 2'$ в 2 раза меньше той, что видна на исходной огибающей. Поскольку крылья атомных переходов в спектре SR спадают быстро, то нет необходимости такого фильтрования. Отметим и другие преимущества метода SR по сравнению с флуоресцентным методом. Необходимая мощность для реализации метода SR (20–30 мкВт) примерно на два порядка меньше той, что необходима для реализации флуоресценции (2–3 мВт). Более того, для регистрации флуоресценции необходимо использование чувствительной аппаратуры, поскольку сигнал флуоресценции достаточно слабый, в то время как сигнал SR регистрируется очень легко простыми фотоприемниками, поскольку его расходимость повторяет расходимость используемого лазерного излучения, а мощность составляет несколько процентов от его мощности.

Спектр флуоресценции (кривая 1) от НЯ при $L = 360$ нм и спектр D-пиков, полученных с помощью SR при $L = 360$ нм (кривая 2) для переходов ^{87}Rb $2 \rightarrow 1'$, $2'$, $3'$ показан на рис.5 (кривая 3 – спектр НП). Из сравнения спектров следует, что спектральная ширина D-пиков примерно в 2 раза уже спектральных ширин

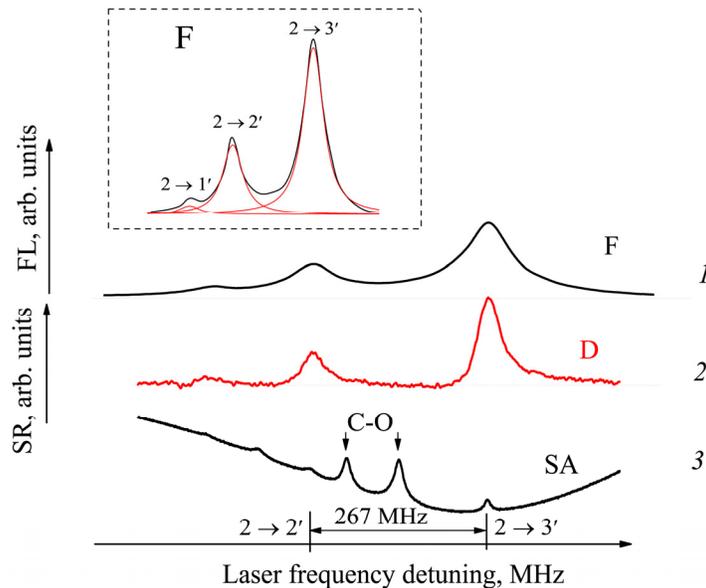


Рис.5. Спектры ^{87}Rb , D_2 -линия, переходы $2 \rightarrow 1'$, $2'$, $3'$: кривая 1 – спектр флуоресценции при $L = \lambda/2 - 30$ нм ≈ 360 нм, кривая 2 – производная SR (D-пик) при $L = \lambda/2 - 30$ нм ≈ 360 нм (кривая D), кривая 3 – спектр НП (SA), в котором видны три ОПСС и три С-О резонансы (отмечены стрелками). На вставке F показаны результаты разложения огибающей спектра флуоресценции на три лоренцевские функции.

атомных переходов, полученных с помощью флуоресценции. Как отмечалось выше, крылья атомных переходов в спектре флуоресценции спадают медленно, поэтому для нахождения правильных величин амплитуд переходов необходимо фитирование исходной огибающей кривой спектра на три кривые, показанные на вставке рис.5. Видно, что правильная величина амплитуды перехода $2 \rightarrow 1'$ в 2 раза меньше той, что видна на исходной огибающей.

На рис.6 приведены спектры атомных переходов ^{87}Rb $1 \rightarrow 0'$, $1'$, $2'$. Кривая 1 показывает спектр флуоресценции от НЯ для $L = 360$ нм, кривая 2 – спектр D-пиков, полученных с помощью SR $L = 360$ нм (кривая 3 – спектр НП). Из сравнения спектров следует, что спектральная ширина D-пиков примерно в 2 раза уже спектральных ширин атомных переходов, полученных с помощью флуоресценции. Для нахождения правильных величин амплитуд переходов проведено фитирование исходной огибающей кривой спектра на три кривые (см. вставку на рис.6). Видно, что правильная величина амплитуды перехода $1 \rightarrow 0'$ почти в 2 раза меньше той, что видна на исходной огибающей.

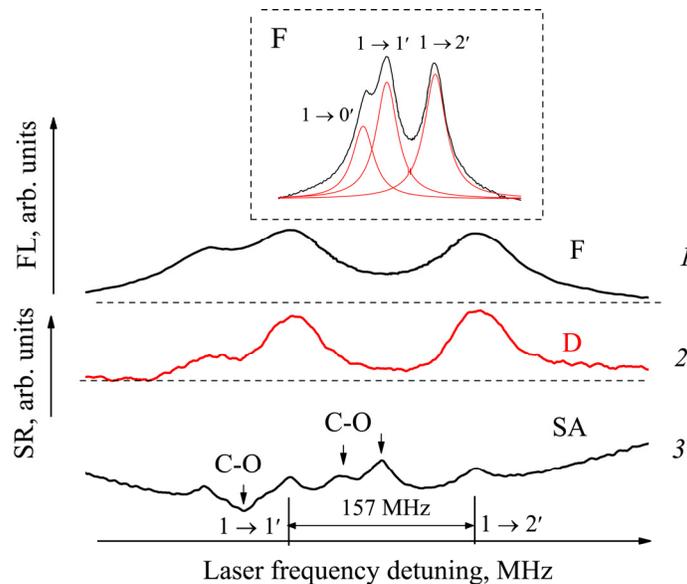


Рис.6. Спектры для ^{87}Rb , D_2 -линия, переходы $1 \rightarrow 0'$, $1'$, $2'$: кривая 1 – спектр флуоресценции, $L = \lambda/2 - 30$ нм ≈ 360 нм, кривая 2 – производная SR (D-пик), $L = \lambda/2 - 30$ нм ≈ 360 нм (кривая D), кривая 3 реперный спектр – НП, кривая 3 – спектр НП (SA), в котором видны три ОРСС и три C-O резонансы (отмечены стрелками). На вставке F показаны результаты разложения огибающей спектра флуоресценции на три лоренцевские функции.

Для получения узких D-пиков необходимым условием является малость угла θ между нормалью к поверхности окна и направлением лазерного излучения

(рис.7). Кривая 1 показывает спектр D-пиков при $\theta = 0^\circ$, а уширенные примерно в 3-раза D-пики на кривой 2 получены при угле $\theta = 6^\circ$. Такое уширение происходит по следующей причине: при $\theta = 0^\circ$ в формировании D-пиков участвуют атомы, которые распространяются параллельно окнам с тепловой скоростью V перпендикулярно направлению лазерного излучения, т. е. атомы заключенные в зазоре НЯ ведут себя как двумерный атомный пучок и поэтому доплеровское уширение отсутствует [2]; при $\theta = 6^\circ$ возникает z -компонента тепловой скорости $V_z = V \sin \theta$, что приводит к дополнительному доплеровскому уширению. Такая же картина наблюдается и для спектра флуоресценции – при наличии $\theta \neq 0^\circ$ происходит уширение спектра флуоресценции [8].

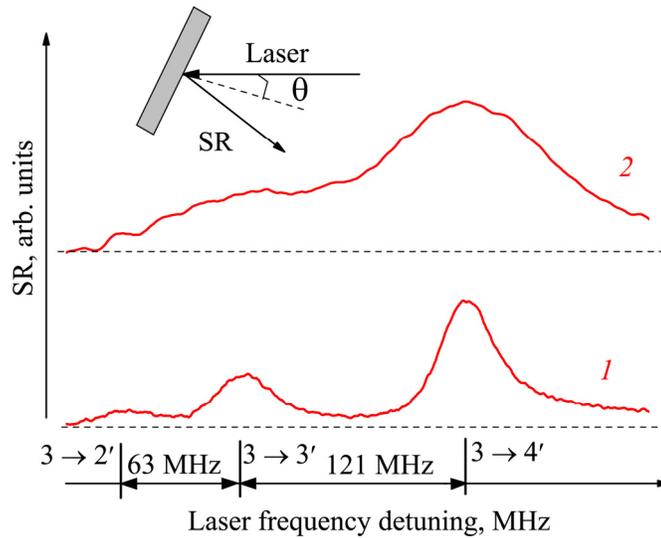


Рис.7. Спектры SR (D-пики) для ^{85}Rb , D_2 -линия, переходы $3 \rightarrow 2'$, $3'$, $4'$: кривая 1 – угол $\theta = 0^\circ$, кривая 2 – угол $\theta = 6^\circ$. Показана геометрия взаимодействия, θ – угол между лазерным излучением и нормалью к НЯ.

Ранее в работах [3, 9–11] было показано, что важным параметром, определяющим спектральную ширину, форму линии и величину поглощения в НЯ является параметр L / λ , где L – толщина столба паров, λ – длина волны лазерного излучения, резонансного атомному переходу. В частности, было показано, что спектральная ширина резонансного поглощения достигает своего минимального значения при $L = (2n+1)\lambda/2$ (где n – целое число), которое было названо эффектом когерентного сужения Дике (КСД), в то время как при $L = n\lambda$, спектральная ширина резонансного поглощения достигает максимального значения, близкого к доплеровской ширине. Это явление был названо коллапсом эффекта КСД. В работе [6] теоретически был предсказан другой новый эффект – осцилляции знака наклона (ОЗН) спектра SR, т. е. осцилляции знака производной D с (+) на (–) при изменении толщины НЯ вблизи $L \sim \lambda/2$ и $L \sim \lambda$. Отметим, что

разница между КСД и ОЗН в том, что, если в первом случае (скажем при толщине $L \sim \lambda/2$) спектральная ширина резонансного поглощения достигает своего минимального значения (~ 120 МГц), то оно практически не меняется при изменении толщины вблизи $L = \lambda/2 \pm 30$ нм. В случае ОЗН осцилляции знака производной D с (+) на (-) происходят при изменении толщины вблизи $L = \lambda/2 \pm 30$ нм. На рис.8 приведены спектры ОЗН для переходов ^{85}Rb $3 \rightarrow 2'$, $3'$, $4'$ при возрастании толщины L (снизу вверх) и видны осцилляции знака производной D с (+) на (-).

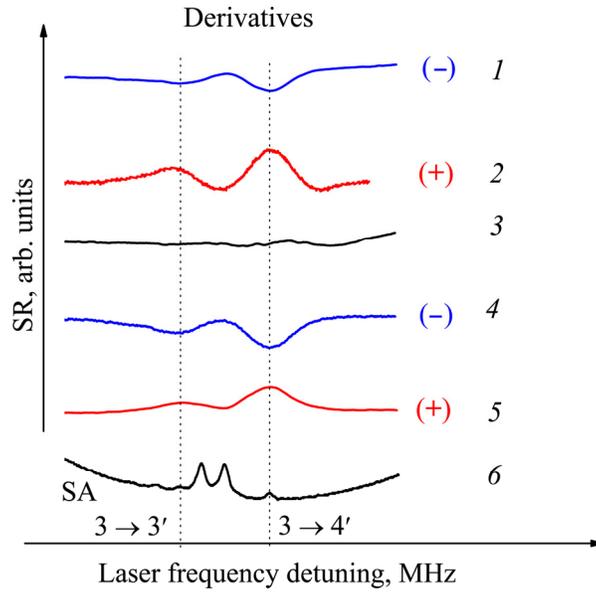


Рис.8. Производные огибающих кривых SR спектров ^{85}Rb , D_2 -линия, переходы $3 \rightarrow 2'$, $3'$, $4'$. Эффект осцилляции знака наклона спектра SR, т. е. осцилляции знака производной D с (+) на (-) при изменении толщины НЯ: $1 - L = 1.5\lambda + 30$ нм, $2 - L = 1.25\lambda$, $3 - L = \lambda$ (SR практически нулевое), $4 - L = \lambda/2 + 30$ нм и $5 - L = \lambda/2 - 30$ нм. Кривая 6 – реперный спектр НП с переходами $3 \rightarrow 3'$ и $3 \rightarrow 4'$.

Процессы SR в случае использования спектроскопических ячеек толщиной 1–10 см посвящено много экспериментальных и теоретических работ [13–15]. Интерес к SR обусловлен формируемым субдоплеровским спектром и большим коэффициентом отражения (может достигать порядка двух десятков процентов от падающего излучения), что обуславливает его практическое применение. В работе [16] SR использовалось при изучении взаимодействия атома с диэлектрическим окном ячейки для измерения ван дер Ваальсовского взаимодействия, которое проявляется в виде «красного» сдвига частоты SR. В работе [7] дисперсионная форма сигнала SR применялась для стабилизации частоты непрерывного диодного лазера.

На рис.9 приведен спектр SR (кривая 1) при использовании Rb ячейки при $L = 10$ мм. Как видим, форма спектра сильно отличается от формы SR при использовании НЯ с $L = 360$ нм (сравните с кривой 2 на рис.3). Производная SR спектра также сильно отличается от D-пиков при использовании НЯ с $L = 360$ нм (сравните с кривой 3 на рис.3). Следовательно, D-пики могут быть использованы в качестве частотных реперов для атомных переходов щелочных металлов только при использовании НЯ. Заметим, что такое различие свидетельствует о том, что в длинных ячейках в формировании SR участвуют не только атомы, находящиеся в прилегающем к окну слое (иногда отмечают толщину такого слоя как $L = \lambda/2\pi \approx 125$ нм), а также атомы, находящиеся дальше от окна ячейки. Важно отметить, что приведенная форма спектра SR на рис.9 может отличаться от спектра SR при использовании Rb ячейки с $L = 5-6$ см, поскольку при использовании ячейки с $L = 10$ мм отраженное от задней стенки излучение может влиять на форму SR, в то время как в более длинной ячейке из-за сильного поглощения отраженное от задней стенки излучение не доходит до первого окна и не влияет на спектр SR. Поскольку теория процесса SR для ячеек сантиметровой длины подробно изложена в работах [13–15], поэтому опишем процесс SR качественно, без учета влияния отраженного от заднего окна излучения. Коэффициент R_{SR} может быть представлен простой френелевской формулой для отражения

$$R_{SR} = \left[\frac{(n_w - n_A)}{(n_w + n_A)} \right]^2, \quad (1)$$

где n_w – показатель преломления окна ячейки, который для сапфирового окна в видимой области равен 1.76, а n_A – показатель преломления паров атомов вблизи

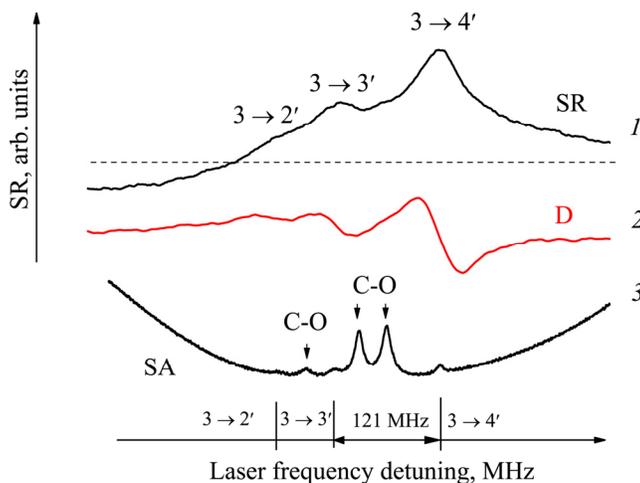


Рис.9. Спектры ^{85}Rb , D_2 -линия, для обычной Rb ячейки с длиной $L = 10$ мм, переходы $3 \rightarrow 2'$, $3'$, $4'$: кривая 1 – спектр SR, температура $\sim 120^\circ\text{C}$, мощность лазера < 1 мВт (пунктирная кривая показывает SR в 7.6%, которая является асимптотой для крыльев SR), кривая 2 – производная спектра SR (кривая D), кривая 3 – реперный спектр НП (SA), в котором видны три ОПСС и три C-O.

атомного перехода, который имеет дисперсионную форму и приведен в работе [2]. Когда частота лазера меньше частоты перехода, то $n_A > 1$ (как правило, больше единицы на величину $0.1-10^{-3}$). В случае, когда частота лазера больше частоты перехода, то $n_A < 1$ примерно на такую же величину. Из формулы (1) нетрудно видеть, что R_{SR} также будет иметь следующий дисперсионный вид: когда частота лазера меньше частоты перехода $R_{SR} < 7.6\%$ (величину 7.6% получаем из формулы (1), когда $n_A = 1$) и когда частота лазера больше частоты перехода $R_{SR} > 7.6\%$. Вдали от резонанса оба крыла SR будут стремиться к асимптоте в 7.6% , которая показана на рис.9 горизонтальной пунктирной линией.

3. Заключение

Экспериментально продемонстрировано (на примере D₂-линии атомов Rb), что частотный репер атомных переходов, основанный на применении спектра селективного отражения от границы паров атомов при использовании НЯ с толщиной $L \sim \lambda/2 \sim 390$ нм является простым и удобным инструментом. Показано, что в случае, когда лазерное излучение направлено близко к нормали поверхности НЯ в реальном времени формируется производная SR, которая представляет собою пик, расположенный на атомном переходе со спектральной шириной 35 МГц. Экспериментально продемонстрирован ряд преимуществ характеристик такого частотного репера по сравнению с характеристиками широко применяемой техники НП, в частности: 1) наличие в спектре только «полезных» резонансов, которые указывают частотное положение атомных переходов; 2) репер правильно показывает относительные вероятности атомных переходов; 3) работает с единичным лазерным пучком; 4) необходимая мощность лазера для функционирования 20–30 мкВт. Продemonстрировано также преимущество применения спектра SR по сравнению со спектром флуоресценции при использовании НЯ той же толщины $L \sim \lambda/2$. В сильных магнитных полях вплоть до нескольких кГц SR позволит проследить частотное и вероятностное поведение каждого из 20 атомных переходов Rb D₂-линии с лучшим пространственно-спектральным разрешением, чем тот, что ранее был реализован в работах [17–20] с использованием спектров поглощения наночаеыки.

Исследование выполнено в рамках проекта № SCS # 15T-1C040 ГКН МОН Армении и в рамках Международной Ассоциированной Лаборатории IRMAS (CNRS-France & SCS-Armenia).

ЛИТЕРАТУРА

1. **M. Auzinsh, D. Budker, and S. Rochester.** Optically Polarized Atoms: Understanding Light-Atom Interactions. Oxford Univ. Press, Oxford, 2010.
2. **W. Demtroder.** Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation. Springer-Verlag, Berlin, 2004.
3. **A. Sargsyan, Y. Pashayan-Leroy, C. Leroy, D. Sarkisyan.** J. Physics B: Atomic,

- Molecular and Optical Physics, **49**, 075001 (2016).
4. **M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J.P. Marangos.** Rev. Modern Physics, **77**, 633 (2005).
 5. **А. Саргсян, Г. Ахумян, Р. Мирзоян, Д. Саркисян.** Письма в ЖЭТФ, **98**, 499 (2013).
 6. **G. Dutier, S. Saltiel, D. Bloch, M. Ducloy.** JOSA B, **20**, 793 (2003).
 7. **Е.А. Gazazyan, A.V. Papoyan, D. Sarkisyan, A. Weis.** Laser Phys. Lett., **4**, 801 (2007).
 8. **D. Sarkisyan, T. Becker, A. Papoyan, P. Thoumanu, H. Walther.** Appl. Phys. B, **76**, 625 (2003).
 9. **G. Dutier, A. Yarovitski, S. Saltiel, A. Papoyan, D. Sarkisyan, D. Bloch, M. Ducloy.** Europhys. Lett., **63**, 35 (2003).
 10. **D. Sarkisyan, T. Varzhapetyan, A. Sarkisyan, Yu. Malakyan, A. Papoyan, A. Lezama, D. Bloch, M. Ducloy.** Phys. Rev. A, **69**, 065802 (2004).
 11. **А.Д. Саргсян, Д.Г. Саркисян, Е. Пашаян-Леруа, К. Леруа, П. Морощкин, А. Вейс,** Известия НАН Армении, Физика, **43**, 11 (2008).
 12. **D. Sarkisyan, A. Papoyan, T. Varzhapetyan, K. Blush, M. Auzinsh.** JOSA B, **22**, 88, (2005).
 13. **H. Failache, S. Saltiel, M. Fichet, D. Bloch, M. Ducloy.** Phys. Rev. Lett., **83**, 5467 (1999).
 14. **A.V. Papoyan, G.G. Grigoryan, S.V. Shmavonyan, D. Sarkisyan, J. Guéna, M. Lintz, M.A. Bouchiat.** Eur. Phys. J. D, **30**, 265 (2004).
 15. **M. Fichet, G. Dutier, A. Yarovitsky, P. Todorov, I. Hamdi, I. Maurin, S. Saltiel, D. Sarkisyan, M.P. Gorza, D. Bloch, M. Ducloy.** Europhys. Lett., **77**, 54001 (2007).
 16. **D. Bloch, M. Ducloy.** Advances Atom. Mol. Opt. Phys., **50**, 91 (2005).
 17. **Т.С. Варжапетян, Г.Т. Ахумян, В.В. Бабушкин, Д.Г. Саркисян, А. Агварс, М. Аузиньш,** Известия НАН Армении, Физика, **42**, 338 (2007).
 18. **А. Саргсян, Г. Ахумян, А. Папоян, Д. Саркисян.** Письма в ЖЭТФ, **101**, 330 (2015).
 19. **A. Sargsyan, A. Tonoyan, G. Hakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, D. Sarkisyan.** Europhys. Lett., **110**, 23001 (2015).
 20. **A.D. Sargsyan, G.T. Hakhumyan, A.H. Amiryman, C. Leroy, H.S. Sarkisyan, D.H. Sarkisyan,** J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **50**, 317 (2015).

FREQUENCY REFERENCE FOR ATOMIC TRANSITIONS OF Rb D₂-LINE
BASED ON THE EFFECT OF SELECTIVE REFLECTION

A.D. SARGSYAN, G.T. HAKHUMYAN, A.S. SARKISYAN,
A.O. AMIRYAN, D. SARKISYAN

The work of a frequency reference for Rb D₂ atomic transitions with the use of a Rb nano-cell with a thickness $L \sim \lambda/2$, (where $\lambda = 780$ nm is the laser wavelength) based on the selective reflectance (SR) spectrum, was demonstrated. Varying the thickness of the nano-cell near thickness $L \sim \lambda/2$ we observe the sign inversion of SR tilt profile which is positive when $L < \lambda/2$ and is negative when $L > \lambda/2$. In the case when the incident angle of the laser beam to the surface of the nano-cell is close to the normal, it is possible to form in situ the derivatives of SR, which present a resonance peak with ~ 35 MHz spectral linewidth, located on an atomic transition. It is demonstrated periodic changes of the tilt sign while varying nano-cell thickness from $L \sim \lambda/2$ up to $L \sim 3/2\lambda$. Possible applications of SR are indicated.