

НАНОЯЧЕЙКА С ПАРАМИ АТОМОВ Rb С УПРАВЛЯЕМОЙ ВНЕШНИМ ДАВЛЕНИЕМ ТОЛЩИНОЙ: КРИТИЧЕСКОЕ ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ НА ОПТИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

А. Саргсян^{a*}, А. Амирян^{a,b}, С. Карталева^c, 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*

^c *Institute of Electronics, Bulgarian Academy of Sciences
1784, Sofia, Bulgaria*

Поступила в редакцию 23 января 2017 г.

Разработана новая конструкция, состоящая из наноячейки (НЯ), заполненной парами атомов Rb и помещенной в вакуумную камеру. С изменением давления в камере в интервале 0–1 атм. осуществляется плавное изменение толщины НЯ в интервале $L = 140\text{--}1700$ нм, которое обусловлено деформацией тонких гранатовых окон давлением в камере. Зависимость от давления имеет замечательную воспроизводимость даже после многих сотен циклов напуска воздуха и полной его откачки из камеры. Точность выставления нужной толщины L существенно лучше, чем в ранее используемых НЯ с механическим перемещением. В поле узкополосного непрерывного лазера на линии D_1 исследованы процессы фарадеевского вращения (ФВ) плоскости поляризации, резонансного поглощения и флуоресценции при изменении толщины от $L = \lambda/2$ (398 нм) до $L = 2\lambda$ (1590 нм) с шагом $\lambda/2$. Показано, что при $L = \lambda/2$ и $L = 3\lambda/2$ сигнал ФВ максимален и имеет минимальную ширину спектра (≈ 60 МГц). При $L = \lambda$ и $L = 2\lambda$ сигнал ФВ минимален и имеет максимальную ширину спектра (≈ 200 МГц). Такое же осциллирующее поведение демонстрирует резонансное поглощение, однако в случае ФВ эффект существенно контрастней. Осцилляционный эффект отсутствует для резонансной флуоресценции — ее спектральная ширина и амплитуда монотонно возрастают с увеличением L . Приведено объяснение наблюдаемых эффектов. Отмечены возможные применения.

DOI: 10.7868/S0044451017070057

1. ВВЕДЕНИЕ

При взаимодействии узкополосного лазерного излучения с атомарными парами Rb, Cs и K (имеющими сильные оптические переходы в ближней инфракрасной области) реализуется большое число оптических и магнито-оптических процессов, которые нашли широкое применение в лазерных технологиях, метрологии высокого частотного разрешения, в создании высокочувствительных магнетометров, в задачах квантовой коммуникации, записи оптической информации и др. [1–3]. При этом исполь-

зуются спектроскопические ячейки длиной 1–10 см, заполненные парами щелочных металлов.

Ранее было показано, что у ячеек, имеющих нанометровую толщину в направлении распространения лазерного излучения (два других размера ячейки — сантиметровые), имеются две выделенные толщины столба паров атомов $L = \lambda/2$ и $L = \lambda$ [4–10], где λ — длина волны лазерного излучения с частотой, резонансной соответствующему атомному переходу щелочного металла. В первом случае спектры поглощения и флуоресценции демонстрируют значительное субдоплеровское сужение (соответственно в 3 и 6 раз) по сравнению с ячейками сантиметровой длины, а во втором случае ($L = \lambda$) основной особенностью является возможность формирования в спектре поглощения узких оптических резонансов, селективных по атомным скоростям

* E-mail: sarmeno@mail.ru

** E-mail: davsark@yahoo.com

(ОРСС), которые расположены на атомных переходах [11]. Недавно, в работах [12, 13], была продемонстрирована дополнительная возможность формирования узких оптических резонансов с использованием магнито-оптических процессов в наночейках (НЯ) с определенными толщинами. Наличие узких оптических резонансов важно, в частности, при исследовании процессов в магнитных полях, когда в спектре присутствуют несколько десятков близко расположенных по частоте переходов [14]. Для реализации отмеченных выше работ необходимо наличие разных толщин L у НЯ, поэтому последние изготавливались с клиновидным зазором (как правило, в вертикальном направлении) между окнами НЯ [15]. В этом случае необходимая толщина НЯ (т.е. необходимая толщина столба паров атомов, заключенного в НЯ) достигалась либо механическим перемещением НЯ, либо пространственным перемещением лазерного пучка.

В ряде задач возникает необходимость варьировать толщину L в широких пределах, скажем, в интервале 100–2000 нм, и механические перемещения технически неудобны. В частности, в работах [8, 9, 16, 17] было показано, что спектральная ширина резонансного поглощения достигает 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 поглощения достигает значения, близкого к доплеровской ширине, регистрируемой в ячейках обычной длины (1–10 см). Это явление было названо коллапсом эффекта КСД. Для исследования эффекта КСД и его коллапса необходимо варьирование L в широких пределах.

В настоящей работе описано устройство, позволяющее плавно изменять толщину L столба атомов в широких пределах значительно более удобным методом, что позволило впервые зарегистрировать эффект КСД и его коллапс для процесса фарадеевского вращения плоскости поляризации.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

2.1. Конструкция с управляемой внешним давлением толщиной наночейки

Фотография наночейки, которая помещалась в вакуумную камеру, приведена на рис. 1. Тонкие окна (толщиной 0.5 мм) изготовлены из кристаллического граната, у которого отсутствует двулучепреломление. Между окнами НЯ (до склейки) в нижней и верхней частях помещались небольшие плати-

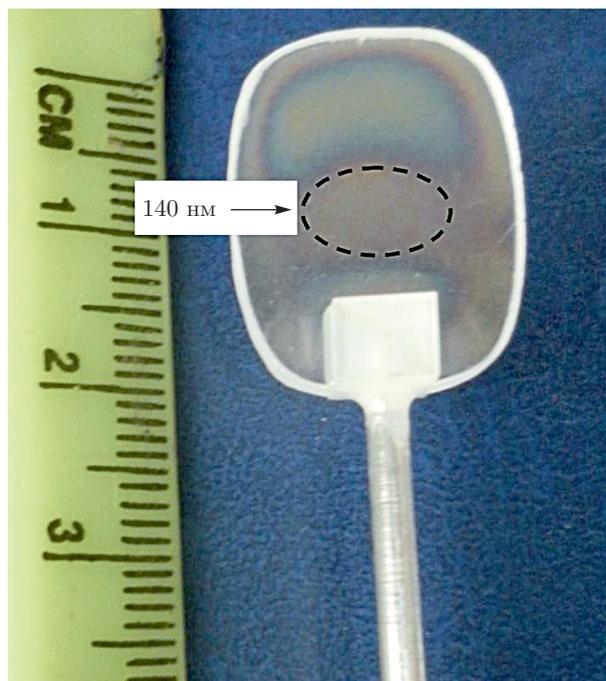


Рис. 1. Фотография НЯ, окна изготовлены из кристаллического граната. Между окнами помещались небольшие платиновые полоски-прокладки толщиной 2 мкм; при атмосферном давлении зазор между окнами в центральной области 140 нм (отмечен штриховым овалом)

новые полоски-прокладки толщиной приблизительно 2 мкм. На окна НЯ снаружи приклеивались две небольшие гранатовые пластины, чтобы увеличить общую толщину окон, что необходимо для склейки сапфировой трубки-резервуара, которая после склейки и откачки заполнялась металлическим Rb. Остальные детали изготовления НЯ приведены в работах [15–17]. После склейки остаточный вакуум в НЯ составлял $\sim 10^{-4}$ Торр. Наружное атмосферное давление прижимает тонкие окна, уменьшая зазор между ними в центральной области до 140 нм. Далее, НЯ помещалась в стеклянную вакуумную камеру, показанную на рис. 2. Камера имеет отросток с вентилем 1 для откачки воздуха, а также отросток с вентилем 2 для напуска воздуха с контролируемым давлением. При откачке воздуха из камеры окна НЯ «выпрямляются» (поскольку отсутствует «прижимающее» давление) и зазор в центральной области возрастает до 1700 нм (требования к откачке воздуха из камеры достаточно умеренные — необходимо остаточное давление ≤ 0.1 Торр). Контролируя давление в камере с помощью манометра, можно легко достичь необходимую (и воспроизводимую) величину толщины L зазора НЯ. Зависимость

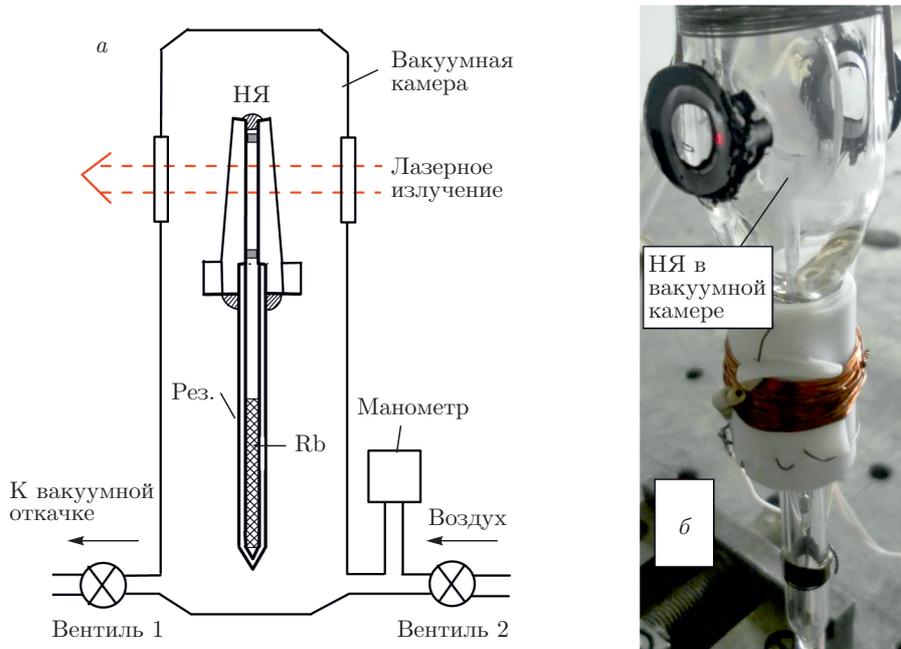


Рис. 2. а) Схема вакуумной камеры: НЯ — наночейка; рез. — резервуар, сапфировая трубка заполнена металлическим Rb; вентиль 1 и вентиль 2 — соответственно для откачки воздуха из камеры и для его напуска, давление контролируется манометром. б) Фотография стеклянной вакуумной камеры с НЯ внутри (НЯ указана стрелкой), диаметр трубки 3 см. На камеру приклеены стеклянные окна для прохождения лазера. Снаружи надевается нагреватель, имеющий три отверстия (на рисунке не показано): два для прохождения лазера и одно, боковое, для регистрации флуоресценции (стеклянная камера проста в изготовлении)

толщины L от давления в камере (при температуре $140\text{ }^\circ\text{C}$ на окнах НЯ) приведена на рис. 3. В интервале $350\text{--}1700\text{ нм}$ перестройка L от давления составляет 3 нм/Торр , следовательно, при изменении давления в 1 Торр достигается точность выставления толщины примерно 3 нм . В ранее разработанных НЯ с клиновидным зазором между внутренними поверхностями [15–17] выставление необходимой толщины L достигалось, как правило, вертикальным механическим перемещением НЯ, что создавало определенные сложности в точности выставления L . Камера имеет стеклянные окна для прохождения лазерного излучения. Резонансная флуоресценция регистрировалась через прозрачную боковую стенку камеры. На камеру снаружи надевался нагреватель, имеющий три отверстия: два для прохождения лазерного излучения и одно (боковое) для регистрации флуоресценции. Температура на окнах НЯ равна приблизительно $140\text{ }^\circ\text{C}$, а резервуара — примерно $120\text{ }^\circ\text{C}$, что обеспечивало плотность атомов $N_{\text{Rb}} \sim 10^{13}\text{ ат./см}^3$.

В работе [7] отмечалось, что НЯ ведет себя как низкодобротный эталон Фабри–Перо, поэтому для

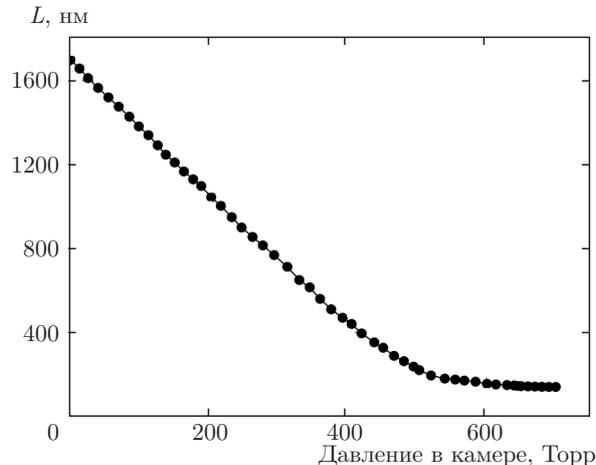


Рис. 3. Кривая зависимости толщины L зазора НЯ от давления в вакуумной камере. В интервале $350\text{--}1700\text{ нм}$ перестройка L от давления составляет 3 нм/Торр

коэффициента отражения может быть использована формула для эталона Фабри–Перо [18], по которой построена кривая зависимости отношения коэффициентов отражения R_2/R_1 (R_1 — коэффициент от-

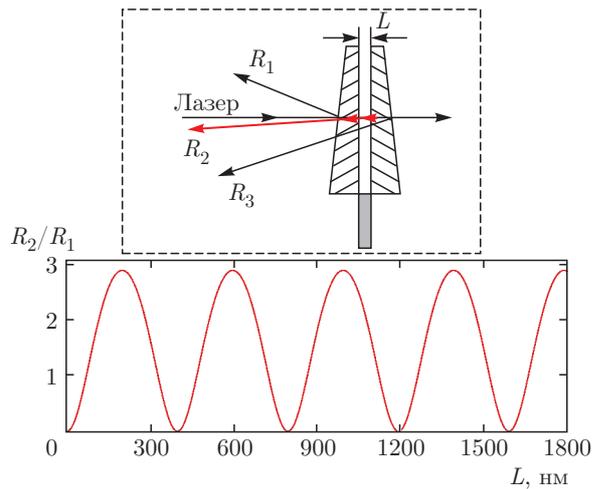


Рис. 4. Зависимость отношения R_2/R_1 от толщины L НЯ для излучения с $\lambda = 795$ нм. На вставке показаны пучки с коэффициентами отражения R_1 , R_2 и R_3 ; пучки пространственно разделяются, поскольку окна НЯ изготовлены клиновидными

ражения от первой поверхности НЯ, R_2 — суммарный коэффициент отражения от двух внутренних поверхностей НЯ от толщины зазора L (рис. 4). Как видно на рис. 4, при $L = \lambda/2$, λ , 1.5λ , 2λ и т. д. отношение $R_2/R_1 = 0$, что упрощает определение (и выставление) необходимой толщины L (см. ниже). На вставке показаны пучки с коэффициентами отражения R_1 , R_2 и R_3 (окна НЯ изготовлены клиновидными, чтобы пучки пространственно разделялись).

2.2. Схема эксперимента

Схема эксперимента представлена на рис. 5. Использовалось излучение непрерывного диодного лазера с внешним резонатором (ECDL) с $\lambda = 795$ нм (ширина линии ~ 1 МГц), которая резонансна с D_1 -линией атомов Rb. Диаграмма уровней Rb приведена на вставке рис. 5. Вакуумная камера 2 (с НЯ внутри камеры) помещалась в центре пар катушек Гельмгольца 3 и создавалось магнитное поле \mathbf{B} в направлении распространения лазерного излучения \mathbf{k} . Для формирования частотного репера часть лазерного излучения направлялась на дополнительную НЯ с $L = \lambda$, где формировались узкие ОРСС на переходах ^{85}Rb , $3 \rightarrow 2'$, $3'$ (штрихами отмечены верхние уровни), которые служили частотным репером [11]. В случае, когда регистрировался спектр поглощения НЯ в зависимости от L , второй поляризатор G_2 убирался.

2.3. Оптические и магнито-оптические процессы в зависимости от величины L/λ

На рис. 6 приведены спектры поглощения НЯ при толщинах $L = \lambda/2$ (398 нм), λ (795 нм), 1.5λ (1193 нм), 2λ (1590 нм) для переходов ^{85}Rb , $3 \rightarrow 2'$, $3'$. Отчетливо видно, что при $L = \lambda/2$ и 1.5λ происходит когерентное сужение Дике спектра поглощения (эффект КСД), в то время как при $L = \lambda$ и 2λ происходит сильное уширение спектра (коллапс КСД). На вставках к рис. 6 приведена аппроксимация линий поглощения при $L = \lambda/2$ и $L = \lambda$ псевдофойгтовскими функциями: полная ширина на полувысоте (ППШ) при $L = \lambda/2$ составляет 137 МГц, и приблизительно 440 МГц при $L = \lambda$, т. е. при $L = \lambda/2$ спектр уже примерно в 3.2 раза (тем не менее величина 440 МГц меньше доплеровской ширины атомного перехода в сантиметровой ячейке при комнатной температуре, которая составляет ~ 500 МГц [19]). Заметим, что при этом пиковые поглощения при $L = \lambda/2$ (0.5%) и $L = 1.5\lambda$ (1.5%) практически одинаковы с пиковыми поглощениями соответственно при $L = \lambda$ и $L = 2\lambda$. Заметим, что при выполнении закона Бугера–Ламберта для поглощения (которое правильно описывает поглощение в ячейках сантиметровой длины [19]) и при малых величинах абсолютного поглощения пиковое поглощение в случае толщины $L = \lambda$ должно было быть примерно в два раза больше, чем при $L = \lambda/2$ и, соответственно, в 4/3 раз больше в случае толщины $L = 2\lambda$ по сравнению с $L = 1.5\lambda$. Нарушение этого закона для поглощения также является особенностью эффекта КСД [10]. Результаты, представленные на рис. 6, подтверждают ранее полученные результаты для атомов рубидия D_2 -линии [9] и для атомов калия D_1 -линии [17], где, наряду с экспериментом, приведена также теоретическая модель эффекта КСД.

На рис. 7 показаны спектры сигналов фарадеевского вращения (ФВ) на выходе из второго скрещенного поляризатора Глана G_2 (который также называют анализатором) при толщинах НЯ $L = \lambda/2$, λ , 1.5λ , 2λ для атомных переходов $3 \rightarrow 2'$, $3'$ при величине магнитного поля $B = 10$ Гс. При $L = \lambda/2$ спектральная ширина составляет 60 МГц (аппроксимируется гауссовой функцией), в то время как при $L = \lambda$ она приблизительно равна 215 МГц, следовательно, спектр при $L = \lambda/2$ уже в 3.5 раза. Несмотря на то что соотношение ширин примерно такое же, как для спектра поглощения, пиковая амплитуда сигнала ФВ при $L = \lambda/2$ в 2.5 раза больше, чем при $L = \lambda$. Для качественного объяснения такого по-

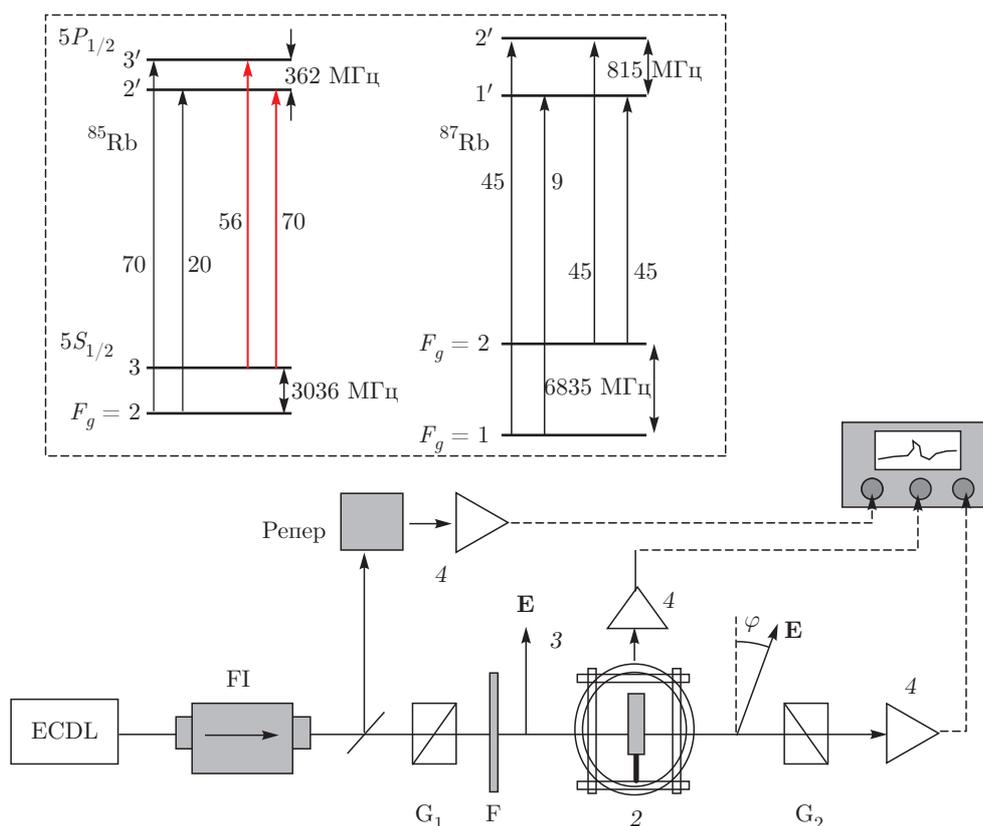


Рис. 5. Схема экспериментальной установки: ECDL — перестраиваемый диодный лазер с $\lambda = 795$ нм, FI — фарадеевский изолятор, $G_{1,2}$ — поляризаторы Глана, F — нейтральный оптический фильтр, 2 — камера с НЯ внутри, 3 — катушки Гельмгольца, 4 — фотоприемники, φ — угол вращения плоскости поляризации. На вставке — диаграмма уровней Rb D_1 -линии

ведения сигнала ФВ приведем следующие простые выражения [20]. Мощность излучения P_{out} на выходе из анализатора может быть записана как

$$P_{out} = P_{in}(1 - \alpha)^2 \sin^2 \varphi, \tag{1}$$

где φ — угол вращения плоскости поляризации, α — коэффициент поглощения, который менее 0.01 при $L \approx 400$ нм, P_{in} — мощность излучения на входе. Следовательно, из выражения (1) имеем $P_{out} \approx P_{in}\varphi^2$. В случае линейного ФВ угол вращения

$$\varphi \approx 2g_F\mu_B BL/\Gamma L_0, \tag{2}$$

где g_F — фактор Ланде, μ_B — магнетон Бора в единицах \hbar , B — магнитное поле, L — толщина столба паров, Γ — ширина линии атомного перехода, L_0 — приведенная толщина [1]. Формула (2) верна для небольших магнитных полей ($B < 50$ Гс). В этом случае мощность P_{out} пропорциональна

$$\varphi^2 \sim (BL/\Gamma L_0)^2. \tag{3}$$

Как показано выше, ширина Γ для спектра пропускания при $L = \lambda/2 = 398$ нм в 3.2 раза уже, чем для $L = \lambda = 795$ нм. Следовательно, уменьшение L в два раза компенсируется вкладом от эффекта существенного сужения спектра поглощения при $L = \lambda/2$, и из выражения (3) следует, что сигнал ФВ при $L = \lambda/2$ по амплитуде должен быть примерно в 2.5 раза больше, чем при $L = \lambda$, а это соответствует наблюдаемой в эксперименте величине (при больших мощностях лазерного излучения вследствие эффекта оптической накачки различие может быть значительнее [21, 22]). Из рис. 7 видно, что при толщине $L = 1.5\lambda$ происходит сильное сужение спектра сигнала ФВ (эффект КСД), расположенного на широком пьедестале, амплитуда которого тем не менее существенно меньше амплитуды пьедестала в спектре поглощения при $L = 1.5\lambda$ (рис. 6). При толщине $L = 2\lambda$ происходит сильное уширение спектра сигнала ФВ (коллапс КСД). Амплитуда сигнала ФВ при $L = 1.5\lambda$ в 1.5 раза больше,

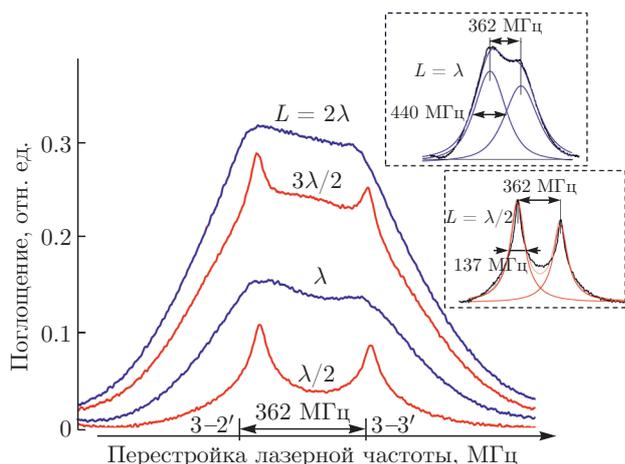


Рис. 6. Спектры резонансного поглощения НЯ при толщинах от $L = \lambda/2$ до $L = 2\lambda$ с шагом $\lambda/2$ для переходов ^{85}Rb , $3 \rightarrow 2', 3'$. Мощность лазера 10 мкВт, температура резервуара НЯ 120°C . Отчетливо виден эффект КСД и его коллапс. На вставках приведена аппроксимация линий поглощения псевдофойгтовскими функциями: при $L = \lambda/2$ ПШП составляет 137 МГц и приблизительно 440 МГц при $L = \lambda$

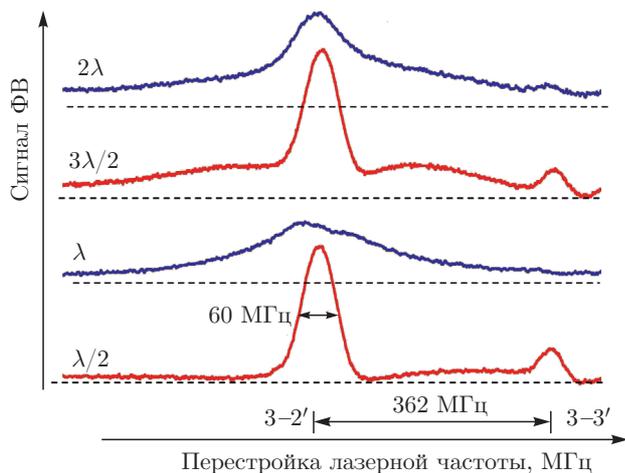


Рис. 7. Спектры сигнала ФВ от $L = \lambda/2$ до $L = 2\lambda$ с шагом $\lambda/2$ для переходов ^{85}Rb , $3 \rightarrow 2', 3'$. Мощность лазера 10 мкВт, температура резервуара НЯ 120°C , продольное магнитное поле $B = 10$ Гс. Эффект КСД и его коллапс для сигнала ФВ выражен более контрастно, нежели для поглощения

чем при $L = 2\lambda$, в то время как в спектре резонансного поглощения они почти равны. Следовательно, можно видеть, что эффект КСД и его коллапс существенно контрастнее для сигнала фарадеевского вращения, чем для резонансного поглощения. В работе [6] отмечалось, что эффект КСД и его кол-

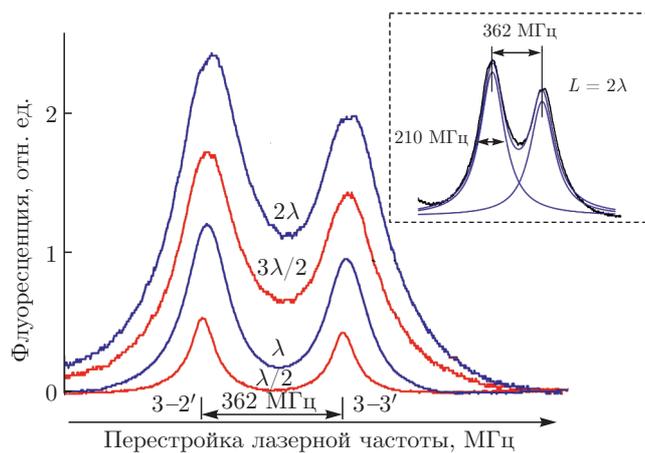


Рис. 8. Спектры резонансной флуоресценции НЯ при толщинах от $L = \lambda/2$ до $L = 2\lambda$ с шагом $\lambda/2$ для переходов ^{85}Rb , $3 \rightarrow 2', 3'$. Мощность лазера 0.1 мВт, температура резервуара 120°C . С возрастанием L ширина спектра и амплитуда монотонно возрастают, следовательно, эффект КСД и его коллапс отсутствуют

лапс для спектров поглощения может наблюдаться до 5–6 мкм, при этом контраст эффекта сильно ухудшается. Поэтому для регистрации эффекта КСД и его коллапса при таких больших толщинах целесообразнее использовать эффект фарадеевского вращения.

На рис. 8 приведены спектры резонансной флуоресценции НЯ при толщинах от $L = \lambda/2$ до $L = 2\lambda$ с шагом $\lambda/2$. После аппроксимации спектров лоренцевыми функциями (как это показано на вставке к рис. 8 для $L = 2\lambda$) для флуоресценции имеем с увеличением толщины L монотонное возрастание от 85 МГц (ПШП) до 210 МГц, при этом амплитуда возрастает почти линейно с ростом L . Результаты, приведенные на рис. 8, подтверждают ранее полученные результаты для атомов Rb D_2 -линии [9] и для Cs D_2 -линии (данные эксперимента и теории приведены в работе [16]), что свидетельствует об отсутствии эффекта КСД и его коллапса для процесса флуоресценции. Также проводилось исследование процесса селективного отражения от НЯ [13] при изменении толщины L . Полученные результаты свидетельствуют об отсутствии эффекта КСД и его коллапса для процесса селективного отражения.

Таким образом, установлено, что такой фундаментальный процесс, как эффект КСД и его коллапс от параметра L/λ присущ только процессам поглощения и фарадеевского вращения в наноячейках, при этом для сигнала ФВ эффект существенно контрастнее. Эффект должен наблюдаться для всех щелочных металлов.

Важно отметить, что с изменением толщины прокладки между окнами НЯ область плавной перестройки толщины L может быть существенно модифицирована: при толщине прокладки приблизительно 150 нм (путем напыления пленки Al_2O_3 на окно НЯ) область перестройки толщины будет в интервале 10–150 нм. Конструкция с управляемой толщиной атомарного столба внешним давлением в интервале до 100 нм (с сохранением неизменной области поверхности взаимодействия, что не выполняется при использовании НЯ с клиновидным зазором и необходимостью его механического перемещения) особенно востребована при исследовании следующих процессов: ван-дер-ваальсова взаимодействия атома со стенками НЯ в зависимости от толщины L [23, 24]; кооперативного лэмбовского сдвига [25]; электромагнитно-индуцированной прозрачности при $L < 100$ нм [26]. Подчеркнем, что зависимость L от давления имеет замечательную воспроизводимость даже после нескольких сотен циклов напуска воздуха и полной его откачки из камеры. Приведенное устройство может быть также успешно использовано для спектроскопии молекулярных газов CO_2 , N_2O и др., как это было реализовано ранее в работе [27] с использованием НЯ с клиновидным зазором и с необходимостью механического перемещения.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведена новая конструкция, позволяющая осуществить прецизионно плавное и точное изменение толщины паров атомов в интервале $L = 140$ –1700 нм. Конструкция состоит из наноячейки Rb, которая помещена в вакуумную камеру с возможностью изменения давления внутри камеры в интервале 0–1 атм., что приводит к плавному и воспроизводимому изменению толщины L зазора НЯ. Для выставления необходимой толщины достаточно использования двух вентилях: для откачки воздуха из камеры и для напуска воздуха. Точность выставления нужной толщины L составляет 3 нм/Торр и существенно лучше, чем в ранее используемых НЯ с механическим перемещением. С помощью новой конструкции впервые исследованы спектры сигнала фарадеевского вращения от $L = \lambda/2$ (398 нм) до $L = 2\lambda$ (1590 нм) с шагом $\lambda/2$. Показано, что при $L = \lambda/2$ и $L = 3\lambda/2$ амплитуда сигнала ФВ максимальна при минимальной ширине его спектра, в то время как при $L = \lambda$ и $L = 2\lambda$ амплитуда сигнала ФВ значительно меньше, а его спектральная шири-

на существенно больше (при $L = \lambda/2$ спектральная ширина меньше в 3.5 раза). Такое же осциллирующее поведение амплитуды и спектра демонстрирует резонансное поглощение, однако контраст значительно хуже, чем это регистрируется для фарадеевского вращения. Осцилляционный эффект полностью отсутствует для резонансной флуоресценции, у которой амплитуда и спектральная ширина монотонно возрастают с увеличением L .

Отмечено, что новая конструкция (в отличие от ранее используемых НЯ) позволяет сохранять неизменной область поверхности взаимодействия, что особенно важно при исследовании зависимости от толщины L таких процессов как, ван-дер-ваальсово взаимодействие атома со стенками НЯ, а также при исследовании кооперативного лэмбовского сдвига. Заметим, что при наличии клея, стойкого к парам атомов щелочных металлов, вся конструкция (включая НЯ) может быть изготовлена из стекла, что сделает конструкцию доступной для широкого круга исследователей.

Авторы благодарят А. С. Саркисяна за помощь в изготовлении конструкции и А. В. Папояна за полезные обсуждения. Исследование выполнено в рамках ГКН МОН РА (проект № SCS 15T-1C040). С. К. признательна Болгарскому фонду научных исследований (проект № DN 08-19/14.12.2016) за финансовую поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Budker, W. Gawlik, D. Kimball, S. R. Rochester, V. V. Yaschuk, and A. Weis, *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1153 (2002).
2. E. B. Aleksandrov, M. P. Chaika, and G. I. Khvostenko, *Interference of Atomic States*, Springer-Verlag, Berlin (1993).
3. M. Auzinsh, D. Budker, and S. M. Rochester, *Optically Polarized Atoms: Understanding Light-Atom Interactions*, Oxford Univ. Press, Oxford (2010).
4. T. A. Vartanyan and D. L. Lin, *Phys. Rev. A* **51**, 1959 (1995).
5. B. Zambon and G. Neinhuis, *Opt. Comm.* **143**, 308 (1997).
6. S. Briaudeau, S. Saltiel, G. Neinhuis, D. Bloch, and M. Ducloy, *Phys. Rev. A* **57**, R3169 (1998).
7. G. Dutier, S. Saltiel, D. Bloch, and M. Ducloy, *J. Opt. Soc. Amer. B* **20**, 793 (2003).

8. G. Dutier, A. Yarovitski, S. Saltiel, A. Papouyan, D. Sarkisyan, D. Bloch, and M. Ducloy, *Europhys. Lett.* **63**, 35 (2003).
9. D. Sarkisyan, T. Varzhapetyan, A. Sarkisyan, Yu. Malakyan, A. Papouyan, A. Lezama, D. Bloch, and M. Ducloy, *Phys. Rev. A* **69**, 065802 (2004).
10. C. Andreeva, S. Cartaleva, L. Petrov, S. M. Saltiel, D. Sarkisyan, T. Varzhapetyan, D. Bloch, and M. Ducloy, *Phys. Rev. A* **76**, 013837 (2007).
11. A. Sargsyan, D. Sarkisyan, and A. Papouyan, *Phys. Rev. A* **73**, 033803 (2006).
12. А. Саргсян, Е. Пашаян-Леруа, К. Леруа, Ю. Малакян, Д. Саркисян, *Письма в ЖЭТФ* **102**, 549 (2015).
13. А. Саргсян, Э. Клиндер, Е. Пашаян-Леруа, К. Леруа, А. Папоян, Д. Саркисян, *Письма в ЖЭТФ* **104**, 222 (2016).
14. A. Sargsyan, G. Nakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, A. Papouyan, and D. Sarkisyan, *Opt. Lett.* **37**, 1379 (2012).
15. А. Саргсян, Г. Ахумян, Р. Мирзоян, Д. Саркисян, *Письма в ЖЭТФ* **98**, 499 (2013).
16. S. Cartaleva, S. Saltier, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, D. Slavov, P. Todorov, and K. Vaseva, *J. Opt. Soc. Amer. B* **26**, 1999 (2009).
17. A. Sargsyan, Y. Pashayan-Leroy, C. Leroy, and D. Sarkisyan, *J. Phys. B: Atom., Mol. Opt. Phys.* **49**, 075001 (2016).
18. W. T. Silfvast, *Laser Fundamentals*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (2005).
19. W. Demtröder, *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation*, Springer (2004).
20. O. Galstyan, H. Lee, A. Babajanyan, A. Nakhoumian, B. Friedman, and K. Lee, *J. Appl. Phys.* **117**, 163914 (2015).
21. W. Happer, *Rev. Mod. Phys.* **44**, 169 (1972).
22. А. Саргсян, Е. Пашаян-Леруа, К. Леруа, Д. Саркисян, *ЖЭТФ* **150**, 461 (2016).
23. H. Failache, S. Saltiel, M. Fichet, D. Bloch, and M. Ducloy, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5467 (1999).
24. D. Bloch and M. Ducloy, *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.* **50**, 91 (2005).
25. J. Keaveney, A. Sargsyan, U. Krohn, D. Sarkisyan, I. G. Hughes, and C. S. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 173601 (2012).
26. Д. Саркисян, А. Саргсян, Дж. Кевени, Ч. С. Адамс, *ЖЭТФ* **146**, 13 (2014).
27. J.-M. Hartmann, X. Landsheere, C. Boulet, D. Sarkisyan, A. S. Sarkisyan, C. Leroy, and E. Panguì, *Phys. Rev. A* **93**, 012516 (2016).