

ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ НА D_1 -ЛИНИИ Rb В ЯЧЕЙКЕ ТОЛЩИНОЙ В ПОЛОВИНУ ДЛИНЫ ВОЛНЫ СВЕТА

А. Саргсян^{а*}, Е. Пашаян-Леруа^б, К. Леруа^б, Д. Саркисян^{а**}

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

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

Поступила в редакцию 25 апреля 2016 г.

Исследовано вращение плоскости поляризации излучения в продольном магнитном поле (эффект Фарадея) в парах атомов Rb D_1 -линии при использовании наноячейки толщиной L , варьируемой в интервале 100–900 нм. Показано, что важным параметром является отношение L/λ , где λ — длина волны резонансного с D_1 -линией лазерного излучения, $\lambda = 795$ нм. Наилучшие параметры сигнала вращения плоскости поляризации излучения реализуются при выделенной толщине $L = \lambda/2 = 397.5$ нм. Изготовленная наноячейка имела большую область с такой толщиной. При $L = 397.5$ нм достигается спектральная ширина сигнала приблизительно 30 МГц, что существенно меньше спектральной ширины (≈ 500 МГц) при использовании обычных ячеек с толщиной в интервале 1–100 мм. Исследованы параметры сигнала фарадеевского вращения в зависимости от температуры наноячейки, мощности лазера и величины магнитного поля. Сигнал уверенно регистрируется при мощности лазера $P_L \geq 1$ мВт, магнитных полях $B \geq 0.5$ Гс и температуре наноячейки $T \geq 100$ °С. Показано, что наибольший угол вращения плоскости поляризации в продольном магнитном поле достигается на переходе $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$ атома ^{85}Rb . Профиль спектра сигнала фарадеевского вращения имеет специфическую форму с острым пиком, что обуславливает его практические применения. В частности, в сильных магнитных полях порядка 1000 Гс происходит расщепление атомных переходов Rb на большое количество компонент, которые спектрально полностью разрешаются, что позволяет исследовать поведение индивидуального перехода.

DOI: 10.7868/S0044451016090042

1. ВВЕДЕНИЕ

Эффект вращения плоскости поляризации излучения при прохождении через среду, к которому приложено продольное магнитное поле, (фарадеевское вращение, ФВ) продолжает активно исследоваться, что обусловлено технической простотой реализации и значительным числом возможных применений [1–4]. Большое число работ посвящено созданию узкополосных (полоса пропускания 0.5–1.0 ГГц) оптических атомных фильтров (ОАФ) на основе ФВ в парах атомов щелочных металлов на $D_{1,2}$ -линиях. Для ОАФ используется конфигурация со скрещенными поляризаторами, и пропускается только полезный сигнал [5–7]. Ширина спек-

тра пропускания ОАФ может быть на три порядка меньше, чем у интерференционных фильтров. Основным элементом ОАФ являются спектроскопические ячейки длиной 1–100 мм, заполненные парами щелочных металлов. Такие ячейки успешно применяются и для определения слабых магнитных полей (~ 1 мкГс) по измерению величины угла ФВ в условиях, когда частота лазера близка к частоте атомного перехода [1, 3]. В работе [8] эффект ФВ применялся для исследования режима Пашена–Бака на сверхтонкой структуре атома Rb. Фарадеевские изоляторы широко используются для осуществления стабильной работы диодных лазеров, они предотвращают паразитную обратную связь, вызванную отраженным лазерным излучением от оптических узлов экспериментальной установки [9]. В работе [10], используя тонкие гранатовые пленки, допированные железом, и применяя эффект ФВ, авторы получили пространственное разрешение магнитных доменов, нанесенных на кредитных картах.

* E-mail: sarmeno@mail.ru, sargsyanarmen85@gmail.com

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

Ранее было показано, что у ячеек, имеющих толщину в направлении распространения лазерного излучения $L < 1$ мкм, имеется особая толщина столба паров атомов в полдлины волны света $L = \lambda/2$ [11–13]. При использовании наноячейки с такой толщиной спектр поглощения демонстрирует значительное субдоплеровское сужение (в 3–4 раза) по сравнению с обычными ячейками с толщиной в интервале 0.1–100 мм. Именно эта замечательная особенность наноячейки толщиной в полдлины волны света ($L = \lambda/2 = 448$ нм) позволила в работе [14] впервые исследовать эффект ФВ в парах атомов Cs на D_1 -линии. Необычное поведение сигнала ФВ в тонких атомарных слоях теоретически предсказывалось в работах [15,16].

В настоящей работе приведены результаты исследования особенностей эффекта Фарадея при использовании наноячейки толщиной в полдлины волны света ($L = \lambda/2 = 397.5$ нм), заполненной парами атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb . Специально изготовленная наноячейка имела относительно большую область с такой толщиной, что позволило использовать лазерный пучок диаметром 1.5 мм и формировать сильный сигнал ФВ. Экспериментально показано, что наибольший угол вращения плоскости поляризации достигается именно при этой толщине столба паров атомов. Сигнал ФВ уверенно регистрируется при мощности лазера $P_L \geq 1$ мВт и магнитных полях, больших или равных 0.5 Гс, что позволило исследовать влияние параметров эксперимента на величину сигнала. Показано, что специфический профиль спектра сигнала фарадеевского вращения (острый пик при вершине) обуславливает его практические применения. Недавно разработанная стеклянная наноячейка [17] позволит сделать широко доступным для исследователей применение результатов настоящей работы.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

2.1. Конструкция наноячейки

Фотография наноячейки, заполненной натуральным рубидием (72% изотопа ^{85}Rb и 28% изотопа ^{87}Rb), с клиновидной толщиной зазора L приведена на рис. 1. Окна наноячейки изготовлены из хорошо отполированного кристаллического искусственного сапфира (локальные неровности полировки 1–2 нм) размерами 20 мм \times 30 мм и толщиной 1.2 мм. Для обеспечения клиновидности зазора между окнами (в нижней части) до склейки помещались две платиновые полоски толщиной 1 мкм и разме-

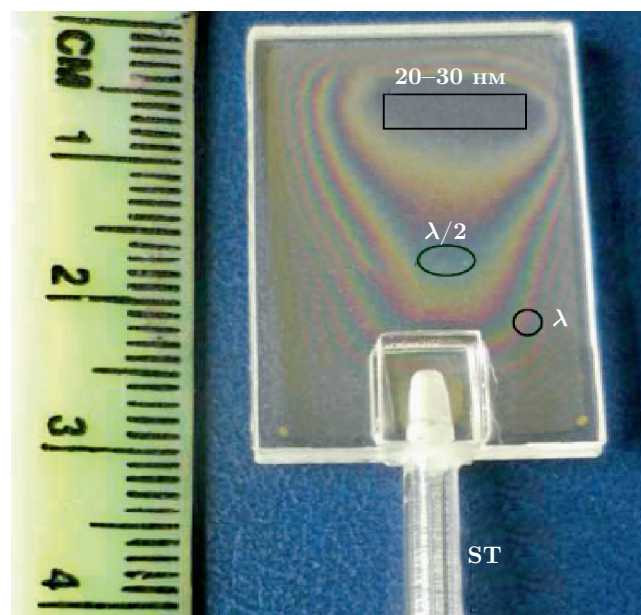


Рис. 1. Фотография наноячейки Rb; клиновидная толщина зазора $20 \text{ нм} < L < 900 \text{ нм}$; видны интерференционные полосы — образуются при отражении света от внутренних поверхностей окон. Области $L = \lambda/2 = 397.5$ нм и $L = \lambda = 795$ нм отмечены соответственно овалом (большая область) и кружком (меньшая область). Прямоугольником отмечена область толщиной 20–30 нм. ST — сапфировая трубка, в которой находится металлический Rb. Слева — линейка

рами 1 мм \times 1 мм (полоски видны в нижних правом и левом углах наноячейки). Для минимизации двулучепреломления окна изготовлены таким образом, чтобы C -ось была перпендикулярна поверхности окна. Области $L = \lambda/2 = 397.5$ нм и $L = \lambda = 795$ нм отмечены соответственно овалом и кружком. Для увеличения общей толщины окон в нижней части на каждое окно приклеивалась прямоугольная сапфировая пластина толщиной 1 мм и размерами 5 мм \times 5 мм (это необходимо для ввода и склейки сапфировой трубки диаметром 3 мм). В нижней части рис. 1 виден тонкий сапфировый отросток (ST), который заполнен металлическим Rb. В эксперименте температура отростка наноячейки поддерживалась в интервале 120–125 °С (в ряде случаев, отмеченных ниже, она могла быть выше), что обеспечивает концентрацию атомов $N = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. На окнах наноячейки температура была выше на 20 °С для предотвращения конденсации паров (дополнительные детали конструкции приведены в работе [18]). Наноячейка, заполненная Rb, может работать до температуры 500 °С ($N \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$).

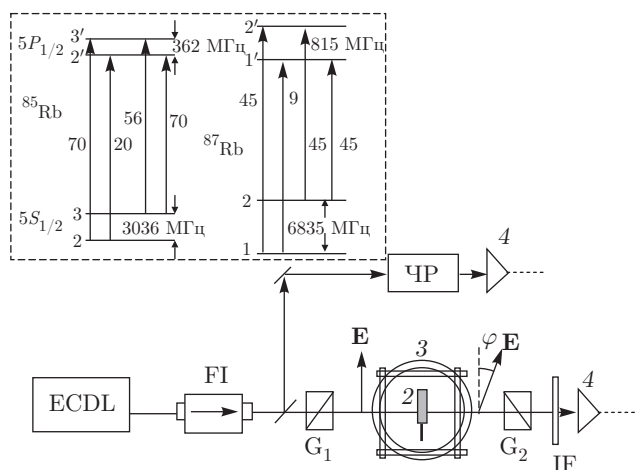


Рис. 2. Схема экспериментальной установки. ECDL — диодный лазер; FI — фарадеевский изолятор; $G_{1,2}$ — поляризаторы, 2 — наноячейка с Rb внутри печи; 3 — катушки Гельмгольца, 4 — фотоприемники, φ — угол вращения плоскости поляризации (в тексте обозначен φ_F), IF — интерференционный фильтр, ЧР — частотный репер. В левом верхнем углу на вставке приведены диаграмма уровней D_1 -линии ^{85}Rb и ^{87}Rb и относительные вероятности атомных переходов

2.2. Экспериментальная установка

На рис. 2 приведена схема эксперимента для регистрации спектра сигнала ФВ при использовании наноячейки, заполненной Rb (2). Использовалось излучение непрерывного узкополосного диодного лазера с внешним резонатором (extended cavity diode laser, ECDL) с $\lambda = 795$ нм и спектральной шириной линии приблизительно 1 МГц. Наноячейка помещалась в центре пар катушек Гельмгольца (3), которые позволяли обнулить магнитное поле Земли, а также формировать магнитное поле в нужном направлении, в частности, создавать продольное магнитное поле \mathbf{B} в направлении распространения лазерного излучения \mathbf{k} . Для формирования частотного репера (ЧР) часть лазерного излучения направлялась на дополнительную наноячейку толщиной $L = \lambda$, где оптические резонансы, селективные по атомным скоростям (ОРСС), формировались на атомных переходах $1, 2 \rightarrow 1', 2'$ и $2, 3 \rightarrow 2', 3'$ (штрихами отмечены верхние, а без штрихов — нижние уровни, см. вставку на рис. 2) и служили частотным репером [19]. В ряде случаев в качестве репера использовался спектр пропускания ячейки Rb с $L = 30$ мм, а также спектр насыщенного поглощения [20], который формировался с ее помощью. Для формирования линейно поляризованного излучения использовался поляризатор Глана–Тейлора (G_1), а

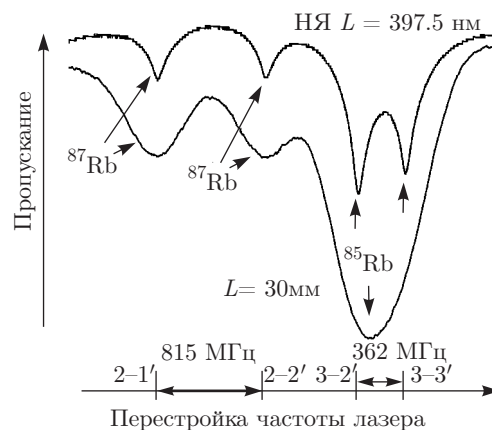


Рис. 3. Спектр пропускания Rb (изотопы ^{85}Rb , ^{87}Rb) наноячейки (НЯ) при толщине $L = \lambda/2 = 397.5$ нм (верхний спектр), температура наноячейки 120°C , $P_L = 0.1$ мВт; спектр пропускания Rb ячейки при $L = 30$ мм (нижний спектр)

спектры сигналов ФВ регистрировались на выходе из второго скрещенного поляризатора G_2 (также его называют анализатором). Регистрация излучений проводилась фотодиодами ФД-24К (4). Сигналы с фотодиодов усиливались операционным усилителем и подавались на четырехлучевой цифровой осциллограф Tektronix TDS2014B. Для селекции сигнала ФВ использовался интерференционный фильтр IF ($\lambda = 795$ нм) с шириной полосы пропускания на полувысоте 10 нм. Для формирования из пучка диаметром 1.5 мм пучка диаметром, равным размеру области $L = \lambda/2 = 397.5$ нм (см. рис. 1), использовалась диафрагма (на схеме не показана).

2.3. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 3 приведен спектр пропускания наноячейки Rb при толщине $L = \lambda/2 = 397.5$ нм (верхний спектр) и спектр пропускания стеклянной ячейки Rb при $L = 30$ мм. Ширина спектра отдельного атомного перехода в случае наноячейки составляет 150 МГц, а для ячейки Rb при $L = 30$ мм — 510 МГц, т. е. наблюдается сужение спектра в 3.4 раза. Благодаря этому сужению все переходы спектрально разрешены. При возрастании толщины наноячейки, $L > 398$ нм, ширина спектра плавно возрастает и при $L = \lambda = 795$ нм достигает 430 МГц (тем не менее, оставаясь в 1.2 раза уже доплеровской ширины линии Rb ячейки сантиметровой длины).

На рис. 4 показан спектр сигнала ФВ (верхний спектр) на выходе из скрещенного поляризатора

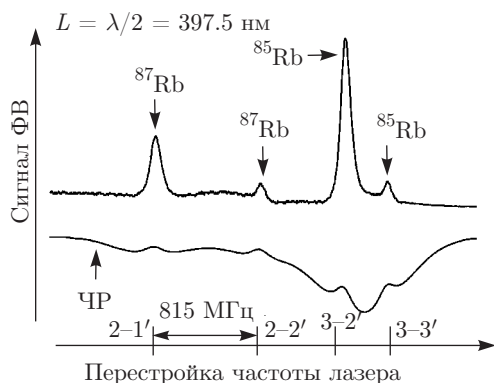


Рис. 4. Спектр сигнала ФВ (верхний спектр) на выходе из скрещенного поляризатора, толщина наноячейки $L = \lambda/2 = 397.5$ нм. В результате ФВ происходит сильное сужение спектра атомных переходов. Наибольшая амплитуда сигнала ФВ достигается для перехода 3–2'. Нижняя кривая — ЧР-спектр, полученный с помощью наноячейки с $L = \lambda = 795$ нм [19]

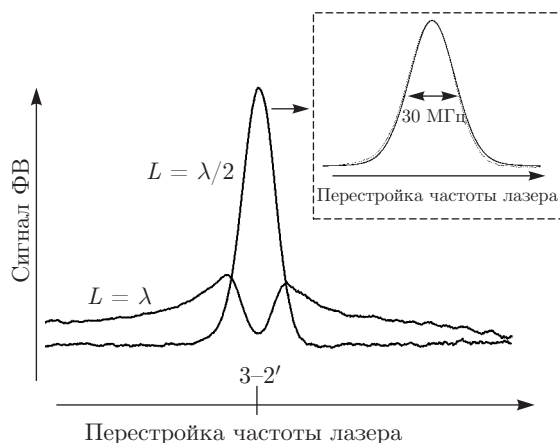


Рис. 5. Спектры сигнала ФВ при толщинах наноячейки $L = \lambda/2$ и $L = \lambda$. $P_L = 0.2$ мВт, $B = 10$ Гс, $T_{ST} = 140$ °С. При $L = \lambda$ эффект оптической накачки сильно подавляет сигнал ФВ в точном резонансе 3–2'. На вставке — профиль сигнала ФВ, аппроксимированный фойгтовской функцией

ра Глана G_2 при толщине наноячейки $L = \lambda/2 = 397.5$ нм, $P_L = 0.45$ мВт, $B = 10$ Гс, температуре наноячейки 120 °С. Как видно, в результате ФВ происходит сильное сужение спектральных компонент, и при оптимальных параметрах спектральная ширина составляет 30 МГц (см. вставку на рис. 5). Заметим, что спектральная ширина сигнала ФВ в пять раз меньше спектральной ширины спектра пропускания для тех же переходов при толщине $L = \lambda/2 = 397.5$ нм, приведенных на рис. 3. Наибольшая амплитуда сигнала ФВ достигается для перехода 3–2' изотопа ^{85}Rb . Теорети-

ческая модель для сигнала ФВ в случае применения наноячейки детально изложена в дополнительном материале (supplementary) в работе [14], однако для качественного объяснения поведения сигнала ФВ удобными являются следующие простые выражения. Мощность излучения на выходе из поляризатора G_2 может быть представлена как

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

где φ_F — угол вращения плоскости поляризации, α — коэффициент поглощения; в нашем случае $\alpha < 0.01$ [10]. Следовательно, из выражения (1) имеем $P_{out} \approx P_{in}\varphi_F^2$. В случае линейного ФВ угол вращения

$$\varphi_F \approx 2g_F\mu_B B L / \Gamma L_0, \quad (2)$$

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]. Выражение (2) подразумевает выполнение условия $g_F\mu_B B \ll \Gamma$, что верно до величин $B < 50$ Гс. В этом случае имеем

$$\varphi_F^2 \approx (BL/\Gamma L_0)^2. \quad (3)$$

Как отмечалось выше, ширина Γ для спектра пропускания при $L = \lambda/2 = 397.5$ нм примерно в три раза меньше, чем для $L = \lambda = 795$ нм. Следовательно, уменьшение L в два раза компенсируется вкладом от эффекта сужения спектра пропускания при $L = \lambda/2$, и из выражения (3) следует, что сигнал ФВ при $L = \lambda/2$ по амплитуде должен быть больше, что наблюдается в эксперименте. Различие в амплитудах (и в форме) сигналов ФВ становится еще более существенным при увеличении $P_L > 0.1$ мВт.

На рис. 5 показаны спектры сигнала ФВ при толщинах наноячейки $L = \lambda/2$ (верхняя кривая) и $L = \lambda$ (нижняя кривая) и мощности излучения 0.2 мВт. На вставке к рисунку показан профиль сигнала ФВ, аппроксимированный фойгтовской функцией (вблизи пика — гауссовый профиль, а на крыльях — лоренцев профиль) с полной шириной на полувысоте 30 МГц. Как видно из рис. 5 (нижняя кривая), в случае ФВ при толщине столба паров $L = \lambda$ имеет место процесс оптической накачки [21, 22], который переводит атомы с уровня $F_g = 3$ на нижний уровень $F_g = 2$, тем самым уменьшая его населенность, что подавляет формирование сигнала ФВ в точном резонансе 3–2'. По этой же причине (вследствие оптической накачки) в спектре пропускания при толщине $L = \lambda$ образуются ОРСС, демонстрирующие уменьшение поглощения, которые видны на

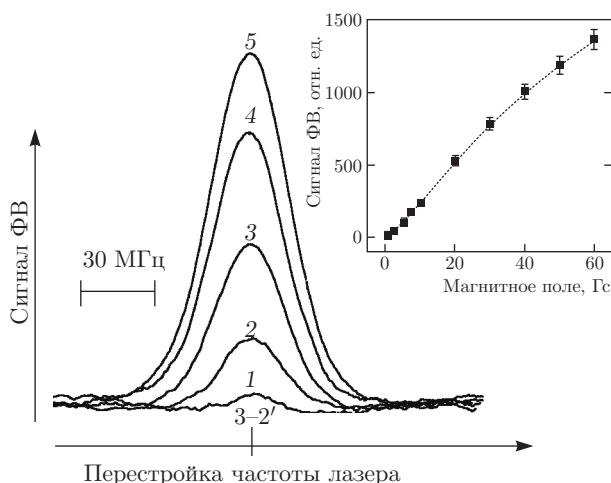


Рис. 6. Спектры сигнала ФВ для различных значений $B = 1$ (1), 2.5 (2), 5 (3), 7.5 (4), 10 (5) Гс. Толщина наноячейки $L = 397.5$ нм, $P_L = 0.5$ мВт. На вставке — кривая зависимости величины амплитуды сигнала ФВ для области магнитных полей 1–60 Гс. Пунктирная линия приведена для удобства читателя

нижней кривой на рис. 4 (поэтому провал в спектре ФВ в точном резонансе $3-2'$ является ожидаемым). На рис. 5 видно, что ширина спектра при $L = \lambda$ значительно превышает ширину спектра при $L = \lambda/2$. Таким образом, оптимальная минимальная толщина для формирования сигнала ФВ для паров Rb равна $L = \lambda/2 = 397.5$ нм (для области $L < 800$ нм). Дальнейшее уменьшение L приводит к уменьшению амплитуды и уширению спектра сигнала ФВ.

Зависимость спектров сигнала ФВ от магнитного поля B приведена на рис. 6. Зависимость амплитуды сигнала ФВ для более широкой области магнитных полей (1–60 Гс) показана на вставке рис. 6. Отметим, что при $B > 10$ Гс происходит уширение спектра, и при $B = 60$ Гс его ширина достигает величины 100 МГц. До магнитных полей 4 Гс зависимость амплитуды сигнала (т. е. φ^2) близка к квадратичной, что согласуется с выражением (3), при дальнейшем увеличении магнитного поля зависимость почти линейна, а при $B > 30$ Гс зависимость амплитуды сигнала становится слабее линейной. При $B = 10$ Гс, мощности 0.5 мВт и температуре наноячейки 150 °C угол вращения составляет $\varphi_{FR} \approx 10$ мрад, что в несколько раз превышает аналогичную величину из работы [10]. При $B = 0.5$ Гс сигнал ФВ все еще регистрируется без специальных технических ухищрений и его абсолютное значение составляет 3 мВ. Заметим, что малая спектральная ширина сигнала ФВ позволит, используя технику синхронного детектирования, существенно улуч-

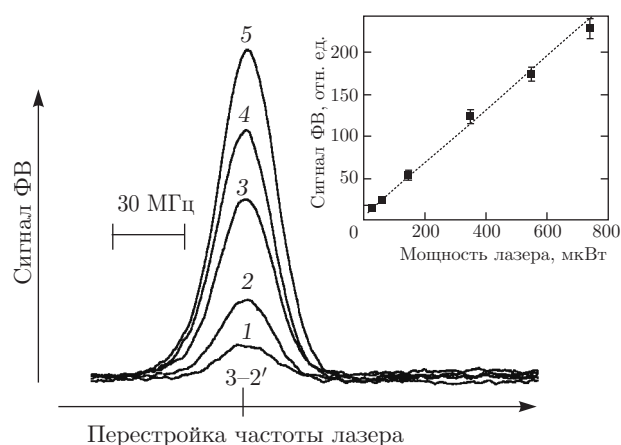


Рис. 7. Спектры сигнала ФВ для различных значений $P_L = 60$ (1), 150 (2), 350 (3), 550 (4), 740 (5) мВт. Толщина наноячейки $L = 397.5$ нм, $B = 10$ Гс. На вставке — кривая зависимости амплитуды сигнала ФВ от P_L . Пунктирная линия приведена для удобства читателя

шить чувствительность сигнала к магнитному полю, а это позволит создать магнитометр для измерения сильно градиентных магнитных полей с субмикронным пространственным разрешением.

На рис. 7 показаны спектры сигнала ФВ при возрастании мощности лазера P_L . Как видно, увеличение мощности лазера до значений, меньших 1 мВт, практически не приводит к увеличению спектральной ширины сигнала ФВ. Кривая зависимости амплитуды сигнала ФВ для перехода $3-2'$ от мощности лазера приведена на вставке рис. 7. До мощностей приблизительно 0.8 мВт зависимость амплитуды сигнала ФВ близка к линейной, что указывает на слабое влияние эффекта оптической накачки при толщине $L = 397.5$ нм (в то время как при толщине $L = \lambda = 795$ нм эффект оптической накачки подавляет ФВ в точном резонансе $3-2'$, см. рис. 5). Такое поведение полностью аналогично поведению процессов поглощения и флуоресценции при толщинах $L \leq \lambda/2$ и является характерной особенностью наноячейки, поскольку столкновение атомов со стенками приводит к переброске атомов между нижними уровнями с вероятностью близкой к единице [23], что сильно ослабляет влияние оптической накачки (фактически, стенки наноячейки играют роль лазера обратной закачки на основной уровень в схеме охлаждения атомов). Спектральная ширина при изменении P_L до 1 мВт практически не изменяется. Некоторое влияние оптической накачки, приводящее к отклонению от линейной зависимости амплитуды сигнала проявляется при $P_L > 1$ мВт.

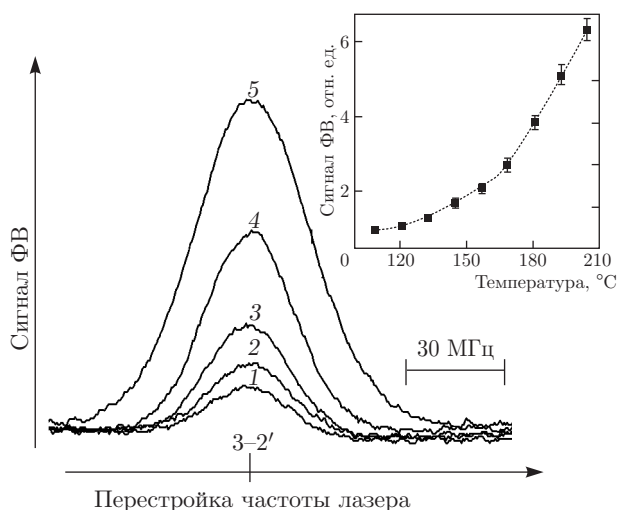


Рис. 8. Спектры сигнала ФВ при температурах 109 (1), 133 (2), 157 (3), 181 (4), 205 (5) °С. Толщина наноячейки $L = 397.5$ нм, $B = 5$ Гс, $P_L = 0.1$ мВт. На вставке — кривая зависимости амплитуды сигнала ФВ от температуры. Пунктирная линия приведена для удобства читателя

Зависимость спектра сигнала ФВ от температуры наноячейки в интервале 109–205 °С, что соответствует изменению плотности атомов в интервале 10^{13} – $7 \cdot 10^{14}$ см⁻³, приведена на рис. 8. Как видно, наряду с ростом амплитуды сигнала происходит уширение его спектра (от 30 МГц до 50 МГц). Кривая зависимости амплитуды сигнала ФВ от температуры наноячейки приведена на вставке рис. 8. Заметим, что энергия сигнала ФВ, которая соответствует площади под профилем спектра (т. е. примерно ширине спектра, умноженной на амплитуду) при температурах, больших 150 °С, пропорциональна плотности паров. Оптимальная температура, при которой достигается максимальная амплитуда при минимальной спектральной ширине, приблизительно равна 150 °С. Наблюдаемое спектральное самоуширение (self-broadening) сигнала обусловлено столкновениями атомов ⁸⁵Rb между собой [20].

3. СПЕКТР СИГНАЛА ФВ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Известно, что в слабых магнитных полях расщепление атомных уровней описывается полным моментом атома $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$ и его проекцией m_F , где $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ — полный угловой момент электрона, а \mathbf{I} — магнитный момент ядра (для ⁸⁵Rb $I = 3/2$). При достижении режима Пашена–Бака на сверхтонкой структуре атома (ПБС) начинается разрыв

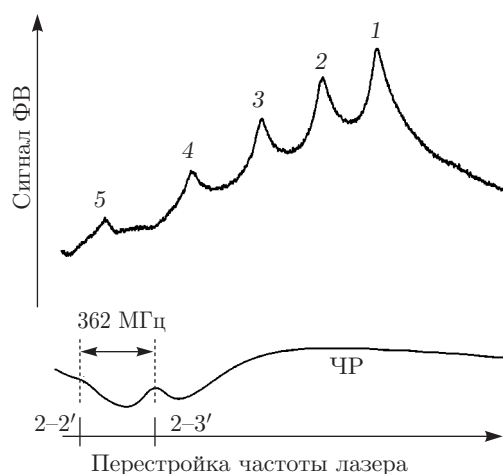


Рис. 9. Верхняя кривая — фрагмент спектра, полученного методом ФВ при магнитном поле 700 Гс; мощность 90 мкВт, толщина наноячейки $L = \lambda/2 = 397.5$ нм, 1–5 являются атомными переходами ⁸⁵Rb, 2–3'. Нижняя кривая — ЧР-спектр

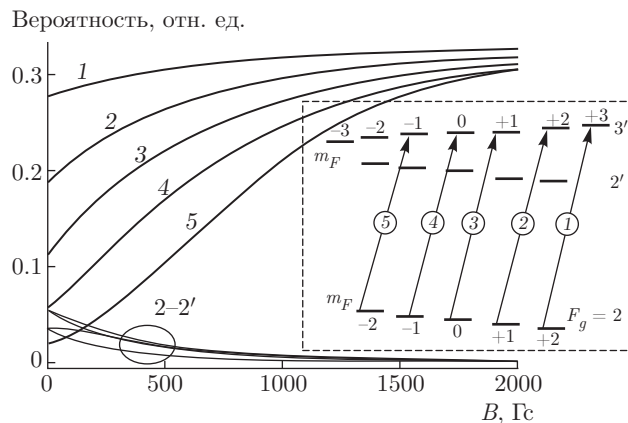


Рис. 10. Зависимость вероятностей переходов 1–5 от магнитного поля B для D_1 -линии ⁸⁵Rb. Вероятности переходов 2–2', заключенные в овал, при $B > 500$ Гс стремятся к нулю. На вставке показана диаграмма переходов 1–5 при σ^+ -поляризованном излучении в базе F , m_F с правилами отбора $\Delta m_F = +1$

связи между \mathbf{J} и \mathbf{I} и расщепление атомных уровней описывается проекциями m_J и m_I [22, 24–26]. Для изотопов ⁸⁵Rb режим ПБС происходит при полях $B \gg B_0 = A_{HFS}/\mu_B \approx 700$ Гс, где A_{HFS} — коэффициент связи сверхтонкой структуры для $5S_{1/2}$ [27]. На рис. 9 (верхняя кривая) показан фрагмент спектра, полученного методом ФВ при магнитном поле 700 Гс, т. е. $B \approx B_0$. Из диаграммы на вставке к рис. 10 видно, что переходы 1–5 являются атомными переходами ⁸⁵Rb, 2–3'. Для формирования боль-

ших магнитных полей использовались сильные постоянные магниты (из сплава неодим–железо–бор) с отверстием для прохождения лазерного излучения [19]. Такие магниты на расстоянии в 1 см формируют поля приблизительно 3 кГс, однако имеется большой градиент около 150 Гс/мм. Несмотря на такой большой градиент, из-за малой толщины столба паров (≈ 400 нм) поле в наночейке практически однородно. При перемещении наночейки на 30 мкм магнитное поле в столбе паров изменяется приблизительно на 5 Гс. Поскольку частотный наклон перехода под номером 5 составляет приблизительно 2 МГц/Гс [24], это приводит к смещению частоты примерно на 10 МГц. Профиль ФВ сигнала (имеющий острый пик) позволяет регистрировать такой сдвиг. Заметим, что чем сильнее градиент, тем при меньшем перемещении наночейки его можно определить. Фоновое излучение между переходами 1–5 может являться направленной флуоресценцией паров атомов Rb, которое может сопровождать сигнал ФВ [1]. Отметим, что преимуществом регистрации спектра атомных переходов в сильных полях с использованием ФВ по сравнению с регистрацией с помощью ОРСС [19, 24] является расположение сигналов ФВ на горизонтальной линии, в то время как ОРСС располагаются на кривой линии поглощения, что усложняет их обработку.

Вероятности переходов 1–5 растут с увеличением магнитного поля (см. рис. 10). Вероятности остальных переходов 2–2' при увеличении магнитного поля стремятся к нулю. В работе [24] было показано, что при магнитных полях, больших 4 кГс, начинается режим ПБС для атомов ^{85}Rb и регистрируются только шесть атомных переходов, которые показаны на диаграмме рис. 11. Вероятность перехода под номером 6 (в базе F , m_F это переход 3, $m_F = -3 \rightarrow 3'$, $m'_F = -2$) также возрастает при увеличении B до величины, к которой стремятся вероятности переходов 1–5. При $B > 4$ кГс переходы 1–6 располагаются почти эквидистантно. Строго фиксированное число переходов и стремление вероятностей переходов к той же асимптоте при $B \gg B_0$ является одним из проявлений режима ПБС. В отличие от работы [24], в которой регистрируется всего шесть переходов ^{85}Rb (см. рис. 11) и четыре перехода ^{87}Rb (при циркулярно поляризованном излучении σ^+), в случае регистрации спектра с помощью ФВ при $B \gg B_0$ будут регистрироваться по шесть переходов ^{85}Rb и четыре перехода ^{87}Rb на высокочастотном крыле спектра (для разностной комбинации показателей преломления для σ^+ и σ^-) и по шесть переходов ^{85}Rb и четыре перехода ^{87}Rb на низкочастотном крыле спектра (для разностной комбинации показателей преломления для σ^- и σ^+). Следовательно, ожидаемое полное число переходов равно 20. Это интересное приложение ФВ, которое может быть реализовано после некоторой доработки экспериментальной установки.

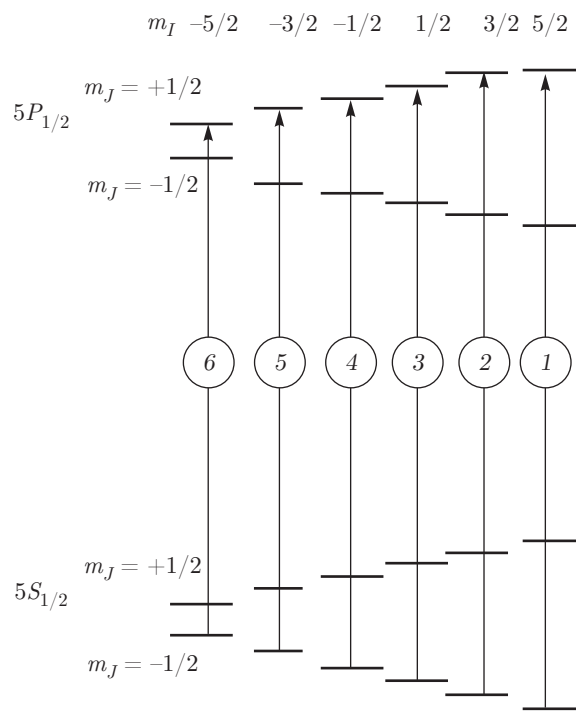


Рис. 11. Диаграмма в базе m_J, m_I при излучении σ^+ для переходов 1–6 атома ^{85}Rb , при $B \gg B_0$; правила отбора: $\Delta m_J = +1$ и $\Delta m_I = 0$ [22]

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Детально исследовано фарадеевское вращение в столбе паров атомов Rb с толщиной $L < 900$ нм. Продemonстрировано, что имеется особое значение толщины $L = \lambda/2 = 397.5$ нм, при котором достигаются наилучшие параметры сигнала ФВ, в частности, ширина спектра составляет 30 МГц, что более чем в 15 раз меньше доплеровской ширины спектра поглощения ячейки сантиметровой длины. Важной особенностью сигнала ФВ при этой толщине является также слабое влияние эффекта оптической накачки, что делает возможным использование лазерного излучения большой мощности и при определенных технических ухищрениях реализацию чувствительности в 1–2 мГц при субмикронном пространственном разрешении. Последнее позволит использовать наночейку Rb для картографирования сильно гра-

диентных неоднородных магнитных полей. Показана перспективность применения ФВ в сильных магнитных полях (≈ 700 Гс и больше) для изучения эффекта разрыва связи между \mathbf{J} и \mathbf{I} (эффект Паппена – Бака для сверхтонкой структуры изотопа ^{85}Rb).

Предварительные результаты показывают, что сигнал ФВ регистрируется и при толщине столба паров рубидия $L < 100$ нм (необходимые магнитные поля $B > 30$ Гс). Такие исследования представляют самостоятельный интерес, поскольку в этом случае спектр может содержать информацию о взаимодействии атомов с поверхностью окон наноячейки [28–30]. Заметим, что при использовании наноячейки, заполненной парами атомов Na или Hg, минимальная оптимальная толщина для формирования сигнала ФВ будет равна соответственно $L = \lambda/2 = 295$ нм и $L = \lambda/2 = 93$ нм. В последнем случае будет реализовываться рекордно малое пространственное разрешение. Поскольку упругость паров Hg при комнатной температуре составляет $\sim 10^{13}$ см $^{-3}$, наноячейка Hg может работать без нагревателя, что упростит эксперимент. Особо подчеркнем простоту эксплуатации наноячейки в эксперименте и воспроизводимость получаемых результатов.

Авторы благодарят А. С. Саркисяна за изготовление наноячеек, а также А. Папоьяна, Г. Ахумяна и П. Тодорова за полезные обсуждения. Исследование выполнено в рамках ГКН МОН РА (проект № SCS 13-1C029) и в рамках Международной ассоциированной лаборатории IRMAS (CNRS–France & SCS–Armenia).

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, ISBN 354053752X (1993).
3. D. Budker and M. Romalis, *Nat. Phys.* **3**, 227 (2007).
4. M. Auzinsh, D. Budker, and S. M. Rochester, *Optically Polarized Atoms: Understanding Light-Atom Interactions*, Oxford Univ. Press, Oxford (2010).
5. Y. Wang, X. Zhang, D. Wang, Z. Tao, W. Zhuang, and J. Chen, *Opt. Express* **20**, 25817 (2012).
6. J. A. Zielińska, F. A. Beduini, N. Godbout, and M. W. Mitchell, *Opt. Lett.* **37**, 524 (2012).
7. M. A. Zentile, D. J. Whiting, J. Keaveney, Ch. S. Adams, and I. G. Hughes, *Opt. Lett.* **40**, 2000 (2015).
8. M. A. Zentile, R. Andrews, L. Weller, S. Knappe, Ch. S. Adams, and I. G. Hughes, *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **47**, 075005 (2014).
9. E. A. Mironov and O. V. Palashov, *Opt. Express* **22**, 23226 (2014).
10. O. Galstyan, H. Lee, A. Babajanyan, A. Hakhoumian, B. Friedman, and K. Lee, *J. Appl. Phys.* **117**, 163914 (2015).
11. G. Dutier, A. Yarovitski, S. Saltiel, A. Papoyan, D. Sarkisyan, D. Bloch, and M. Ducloy, *Europhys. Lett.* **63**, 35 (2003).
12. C. Andreeva, S. Cartaleva, L. Petrov, S. M. Saltiel, D. Sarkisyan, T. Varzhapetyan, D. Bloch, and M. Ducloy, *Phys. Rev. A* **76**, 013837 (2007).
13. А. Саргсян, Г. Ахумян, Р. Мирзоян, Д. Саркисян, Письма в ЖЭТФ **98**, 499 (2013).
14. А. Саргсян, Е. Пашаян-Леруа, К. Леруа, Ю. Малакян, Д. Саркисян, Письма в ЖЭТФ **102**, 549 (2015).
15. T. A. Vartanyan and D. L. Lin, *Phys. Rev. A* **51**, 1959 (1995).
16. B. Zambon and G. Neinhuis, *Opt. Comm.* **143**, 308 (1997).
17. 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).
18. J. Keaveney, A. Sargsyan, U. Krohn, I. G. Hughes, D. Sarkisyan, and C. S. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 173601 (2012).
19. A. Sargsyan, G. Hakhumyan, A. Papoyan, D. Sarkisyan, A. Atvars, and M. Auzinsh, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 021119 (2008).
20. W. Demtröder, *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation*, Springer (2004).
21. W. Happer, *Rev. Mod. Phys.* **44**(2), 169 (1972).
22. B. A. Olsen, B. Patton, Y.-Y. Jau, and W. Happer, *Phys. Rev. A* **84**, 063410 (2011).
23. H. N. De Freitas, M. Oria, and M. Chevrollier, *Appl. Phys. B* **75**, 703 (2002).

24. A. Sargsyan, G. Nakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, A. Papouyan, and D. Sarkisyan, *Opt. Lett.* **37**, 1379 (2012).
25. A. Sargsyan, A. Tonoyan, G. Nakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, and D. Sarkisyan, *Europhys. Lett.* **110**, 23001 (2015).
26. А. Саргсян, Б. Глушко, Д. Саркисян, *ЖЭТФ* **147**, 668 (2015).
27. M. Zentile, J. Keaveney, L. Weller, D. J. Whiting, C. S. Adams, and I. G. Hughes, *Comput. Phys. Commun.* **189**, 162 (2015).
28. H. Failache, S. Saltiel, M. Fichet, D. Bloch, and M. Ducloy, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5467 (1999).
29. 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).
30. K. A. Whittaker, J. Keaveney, I. G. Hughes, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, and C. S. Adams, *Phys. Rev. A* **92**, 052706 (2015).