

ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В АТОМАРНЫХ СЛОЯХ РУБИДИЯ С ТОЛЩИНОЙ МЕНЕЕ 100 нм

А. Саргсян^{a*}, А. Амирян^{a,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-Comte, Dijon, France*

Поступила в редакцию 30 июня 2018 г.,
после переработки 30 июня 2018 г.
Принята к публикации 13 сентября 2018 г.

Исследовано взаимодействие атомов рубидия с сапфировыми окнами ячейки при расстоянии L между окнами в интервале 40–100 нм. Для исследований использовался эффект фарадеевского вращения (ФВ) (вращение плоскости поляризации излучения в магнитном поле) в тонком столбе паров атомов рубидия на $D_{1,2}$ -линиях. С уменьшением L от 100 нм до 40 нм регистрируется «красный» сдвиг частоты сигнала ФВ, который возрастает от 10 МГц до 250 МГц, при этом уширение низкочастотного крыла возрастает до величины ~ 1 ГГц. Показано, что для такого рода исследований более удобным является атомный переход ^{85}Rb , D_1 -линии $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$, поскольку в этом случае удается его спектрально отделить от остальных сильно уширенных атомных переходов. Определены величины C_3 , которые характеризуют взаимодействие атом–поверхность для D_1 - и D_2 -линий Rb. Продемонстрировано, что при толщинах наночейки $L < 100$ нм с увеличением плотности атомов Rb происходит дополнительный частотный «красный» сдвиг, который отсутствует при больших L . Описано практическое применение сигнала ФВ для измерения сильных магнитных полей (в несколько кГс).

DOI: 10.1134/S0044451019030027

1. ВВЕДЕНИЕ

Простейшим примером ван-дер-ваальсова (ВВ) взаимодействия (которое продолжает привлекать пристальное внимание исследователей) между двумя телами является взаимодействие одиночного атома, находящегося на малом расстоянии (≤ 100 нм) от поверхности диэлектрика [1]. Ранее в ряде работ использовался процесс резонансного селективного отражения (СО) лазерного излучения от тонких атомарных слоев щелочных металлов [2–5]. Лазерное излучение направлялось перпендикулярно к поверхности окна, а излучение СО распространялось в обратном направлении. СО формируется столбом паров атомов щелочных металлов с толщиной $L \approx \lambda/2\pi$, где λ — длина волны лазера с частотой, резонансной атомному переходу. В работах [1–3] использовалось излучение с длиной волны $\lambda = 895$ нм, частота которой резонансна D_1 -линии Cs. При от-

носительно малой толщине $L \approx 140$ нм вследствие ВВ-взаимодействия регистрировался небольшой «красный» сдвиг частоты (в несколько мегагерц) излучения СО. Большой частотный красный сдвиг, достигающий нескольких гигагерц, был продемонстрирован в работе [6]. Красный сдвиг частоты был также зарегистрирован в спектрах поглощения и флуоресценции атомов Cs и Rb, содержащихся в наночейке [7, 8]. Особо выделим работу [9], в которой показано, что наличие поверхностного поляритона на длине приблизительно 12 мкм в самой сапфировой подложке-окне (ячейки, заполненной атомами Cs) может быть выявлено с помощью процесса СО выбором определенной конфигурации атомных уровней. При этом использовалось излучение двух лазеров и влияние поверхностного поляритона проявлялось в виде «синего» сдвига частоты на переходе $6P_{1/2}-6D_{5/2}$ ($\lambda = 876$ нм). В работе [10] на подложку-окно ячейки, заполненной атомами Cs, предварительно наносилось полупрозрачное металлическое покрытие, влияние которого проявлялось в изменении формы спектра СО. Отмечен-

* E-mail: sarmeno@mail.ru

** E-mail: davsark@yahoo.com

ные выше результаты свидетельствуют о том, что исследование взаимодействия атом–поверхность является удобным инструментом для изучения самой поверхности. Ниже приведены результаты исследования взаимодействия атомов Rb с диэлектрической поверхностью — сапфировыми окнами ячейки с расстоянием L между окнами 40–100 нм. Использовался эффект фарадеевского вращения, что так же, как и СО, обеспечивает необходимое субдоплеровское разрешение, однако в ряде случаев может являться более удобным инструментом для отмеченных выше исследований.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

2.1. Конструкция наноячейки

На рис. 1 приведена фотография наноячейки (НЯ). Окна НЯ с размерами 20×30 мм² и толщиной 1.2 мм изготовлены из хорошо отполированного кристаллического искусственного сапфира (локальные неровности полировки порядка 1 нм). Для обеспечения клиновидности зазора между окнами (в нижней части) помещались две платиновые полоски малых размеров и толщиной 1 мкм. Для минимизации двулучепреломления окна изготовлены так, чтобы C -ось была перпендикулярна поверхности окна. Сапфировый отросток (R — резервуар) заполнен натуральным Rb (72 % изотопа ⁸⁵Rb и 28 % изотопа ⁸⁷Rb). Область с толщиной столба паров Rb в интервале 20–200 нм отмечена овалом. Остальные детали конструкции НЯ приведены в работах [7, 11].

2.2. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки для регистрации спектра сигнала фарадеевского вращения (ФВ) с использованием НЯ, приведена в работе [11]. Использовалось излучение непрерывных узкополосных диодных лазеров с внешним резонатором с длинами волн $\lambda_1 = 795$ нм (D_1 -линия) и $\lambda_2 = 780$ нм (D_2 -линия) и ширинами линий ~ 1 МГц. НЯ помещалась в центре пар катушек Гельмгольца, что позволяло создавать продольное магнитное поле \mathbf{B} в направлении распространения лазерного излучения \mathbf{k} . Для формирования частотного репера (РЕП) часть лазерного излучения направлялась на Rb-ячейку с $L = 30$ мм, и с помощью него формировался спектр насыщенного поглощения (НП). Для формирования линейно поляризованного излучения использовался поляризатор Глана–Тейлора (G_1), а спектры сигналов ФВ регистрировались на выходе из второго скрещенного поляризатора G_2 (который

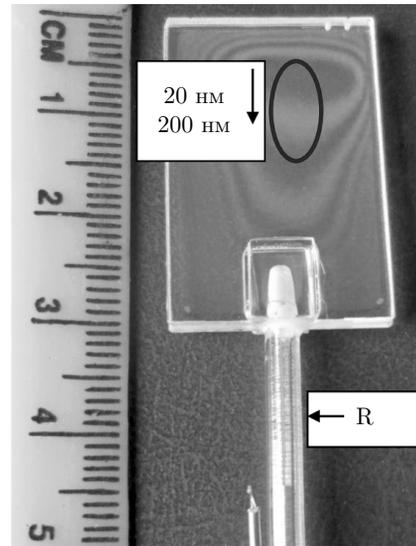


Рис. 1. Фотография наноячейки с сапфировым отростком (R — резервуар), которая заполнена Rb. Овалом показана область с толщиной столба паров атомов рубидия в интервале 20–200 нм. Видны интерференционные полосы, которые образуются при отражении света от внутренних поверхностей окон НЯ

также называют анализатором). Регистрация излучений проводилась фотодиодами ФД-24К. Сигналы с фотодиодов усиливались операционным усилителем и подавались на четырехлучевой цифровой осциллограф Tektronix TDS2014B. Для селекции сигнала ФВ использовались интерференционные фильтры IF ($\lambda_1 = 795$ нм или $\lambda_2 = 780$ нм) с шириной пропускания на полувысоте 10 нм. Для формирования лазерного пучка диаметром 0.7 мм использовалась диафрагма.

2.3. Экспериментальные результаты и обсуждения: Rb, D_1 -линия

На рис. 2 показаны спектры сигналов ФВ на выходе из второго скрещенного поляризатора Глана G_2 при изменении толщины НЯ от 398 нм (кривая 1) до 40 нм (кривая 5) при $B = 15$ Гс, температуре резервуара НЯ 160 °С, что соответствует плотности $N_{Rb} \sim 10^{14}$ см⁻³. Кривая 1 получена при оптимальной толщине $L = \lambda/2 = 398$ нм, при которой, как показано в работах [12, 13], угол ФВ имеет наибольшее значение (во всем интервале толщин 0.1–1 мкм). Толщина столба паров определялась методом, изложенным в работе [13]. Теоретическая модель, которая хорошо описывает особенности ФВ при толщинах $L = \lambda/2$ и $L = \lambda$ для Cs D_1 -линии, приведена в работе [11]. Нижний спектр РЕП на рис. 2

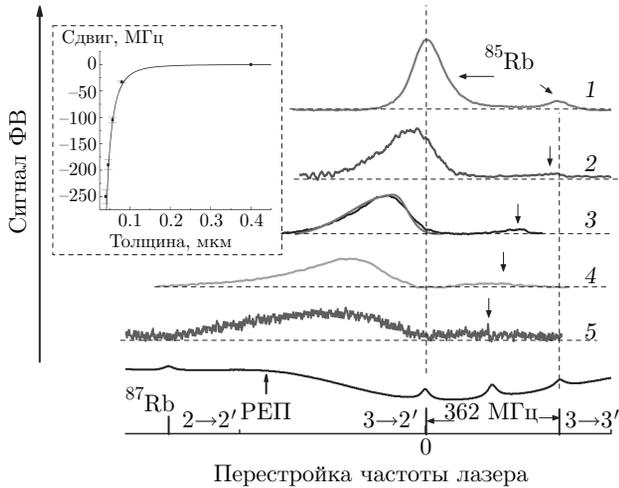


Рис. 2. (В цвете онлайн) Спектры сигнала ФВ для перехода ^{85}Rb $3-2', 3'$: кривая 1 для $L = 398$ нм, нет смещения частоты; кривая 2 для $L = 80 \pm 2$ нм, красное смещение частоты -30 МГц; кривая 3 для $L = 57 \pm 2$ нм, красное смещение -100 МГц; кривая 4 для $L = 46 \pm 2$ нм, красное смещение -190 МГц; кривая 5 для $L = 40 \pm 2$ нм, красное смещение -250 МГц, $B = 15$ Гс. Маленькие вертикальные стрелки показывают спектры ФВ для перехода $3-3'$. Нижняя кривая РЕП — частотный репер на основе НП. На вставке приведена кривая зависимости частотного сдвига от L

показывает несмещенное (реперное) положение частот переходов ^{87}Rb , $2-2'$ и переходов ^{85}Rb , $3-2'$ и $3-3'$. Из сравнения кривых 1 и РЕП следует, что при толщине $L = \lambda/2 = 398$ нм частоты атомных переходов не смещены, что объясняется относительно большим расстоянием между атомами и окнами НЯ. Из спектра видно, что при $L = \lambda/2 = 398$ нм сигнал ФВ максимален для атомного перехода ^{85}Rb , $3-2'$. В случае линейного ФВ угол вращения

$$\varphi_F \approx 2g_F \mu_B B L / \Gamma L_0, \quad (1)$$

где g_F — фактор Ланде, μ_B — магнетон Бора в единицах \hbar , B — магнитное поле, Γ — ширина линии атомного перехода, L_0 — приведенная толщина [11]. Поскольку ширина линии атомного перехода имеет минимальное значение при $L = \lambda/2$, сигнал ФВ максимален для этой толщины, при этом необходимая величина приложенного магнитного поля составляет всего несколько гауссов, однако с уменьшением L для уверенной регистрации сигнала ФВ необходимо увеличить магнитное поле примерно до 15 Гс.

Как показано в работе [14], угол ФВ плоскости поляризации минимален (за редким исключением) для переходов с одинаковой величиной полного углового момента атома F для нижнего и верх-

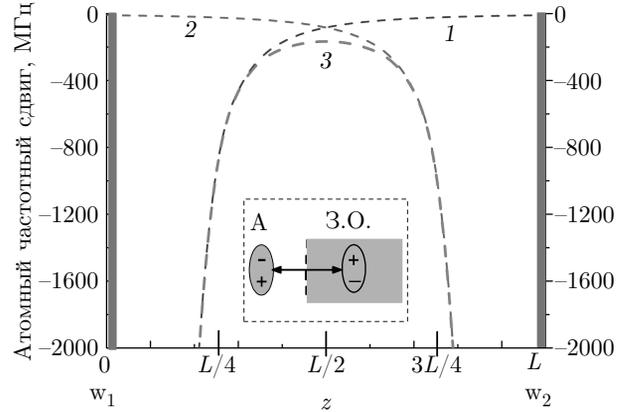


Рис. 3. (В цвете онлайн) Кривая 1 показывает красное смещение частоты, обусловленное окном НЯ w_1 , кривая 2 — красное смещение частоты, обусловленное окном НЯ w_2 , расстояние между окнами $L = 50$ нм (0.05 мкм). Общий частотный сдвиг, обусловленный окнами w_1 и w_2 , показан кривой 3. На вставке схематически показан атом А (в виде диполя) и его зеркальное отображение 3.О. в диэлектрике (окно НЯ) [1]

него уровней: как видно из верхнего спектра, сигнал ФВ существенно меньше для перехода $3-3'$ атома ^{85}Rb (см. рис. 2). При исследовании спектра ФВ при толщинах менее 70 нм слабый сигнал на переходе $3-3'$ своим низкочастотным крылом не искажает спектр на переходе ^{85}Rb , $3-2'$, что, несомненно, является преимуществом использования сигнала ФВ. Отметим, что при исследовании спектра поглощения для атомов ^{85}Rb при малых толщинах переходы $3-3'$ и $3-2'$, которые имеют близкие амплитуды пиковых значений поглощения, сильно перекрываются крыльями, а это затрудняет исследование индивидуального перехода [7]. Как видно из рис. 2, с уменьшением толщины L происходит «красное смещение» частоты максимума профиля ФВ, а также имеет место сильное асимметричное уширение в низкочастотную область, что является проявлением ван-дер-ваальсова взаимодействия атома со стенками (окнами) НЯ [1]. Заметим, что кривые 2–5 хорошо аппроксимируются следующими огибающими: высокочастотное крыло — гауссовой функцией, а низкочастотное крыло — функцией Фойгта (свертка гауссовой и лоренцевой функций). На кривой 3 показана аппроксимирующая огибающая (жирная розовая кривая), наложенная на экспериментальную кривую (черная кривая).

Для оценки сдвига частоты для Rb D_1 -линии, возникающего вследствие взаимодействия атома с двумя (w_1 и w_2) диэлектрическими окнами наночейки, на рис. 3 приведены частотные смещения от-

дельно для первого окна w_1 : $\Delta\nu_{vdW} = -C_3/z_1^3$ [1, 15] (кривая 1) и для второго окна w_2 : $\Delta\nu_{vdW} = -C_3/z_2^3$ (кривая 2), где z_1 и z_2 — расстояния от атома Rb до окон w_1 и w_2 (в микрометрах). Общий частотный сдвиг показан кривой 3, которая является суммой кривых 1 и 2 и выражается как [15]

$$\Delta\nu_{vdW} = -\frac{C_3}{z^3} - \frac{C_3}{(L-z)^3}. \quad (2)$$

Из формулы (2) видно, что для центра наноячейки, $z = L/2$, полный частотный сдвиг (обусловленный влиянием обоих окон наноячейки) составляет

$$\Delta\nu_{vdW} = -16C_3/L^3 \quad (3)$$

(см. также работу [16]). Нетрудно видеть (см. кривую 3), что спектральная плотность сигнала ФВ всегда максимальна для атомов, находящихся в центре наноячейки $z = L/2$, по следующей причине: частотный сдвиг для всех атомов, находящихся на расстоянии $L/2 \pm 5$ нм от окон наноячейки, составляет ± 30 МГц вокруг значения сдвига частоты, достигаемого при $z = L/2$ (для толщины наноячейки $L = 50$ нм), в то время как частотный сдвиг для атомов, находящихся на расстоянии $L/4 \pm 5$ нм (или $3L/4 \pm 5$ нм) от окон наноячейки, составляет величину на несколько порядков больше (вокруг значения сдвига частоты, достигаемого при $z = L/4$). Поэтому максимальная спектральная плотность сигнала ФВ достигается для атомов, находящихся вокруг центра наноячейки $z = L/2$, где частотный сдвиг по модулю минимален. Используя величину частотного смещения пика сигнала ФВ (при плотности $N_{Rb} \sim 10^{14}$ см $^{-3}$, см. рис. 2) и формулу (3), для коэффициента C_3 ван-дер-ваальсова взаимодействия для атома Rb (переход $5S_{1/2}-5P_{1/2}$) с сапфировым окном НЯ получаем $C_3 = (1.2 \pm 0.2)$ кГц·мкм 3 , что хорошо согласуется с величиной из работ [15, 17].

Здесь важно отметить следующее. В работе [15] было показано, что при толщинах наноячейки $L > 200$ нм с увеличением температуры оторостка НЯ (т.е. с увеличением плотности атомов Rb) на $D_{1,2}$ -линиях из-за взаимодействия атомов Rb-Rb происходит сильное уширение спектра, однако сдвиг частоты атомных переходов отсутствует. Существенно иная ситуация при толщинах $L \leq 100$ нм: в этом случае при увеличении температуры (т.е. плотности атомов Rb) от 170°C до 208°C происходит дополнительный красный частотный сдвиг (см. рис. 4). В этом случае величина $N_{Rb}k^{-3} \geq 1$ (где k — волновое число), что означает сильное диполь-дипольное взаимодействие ато-

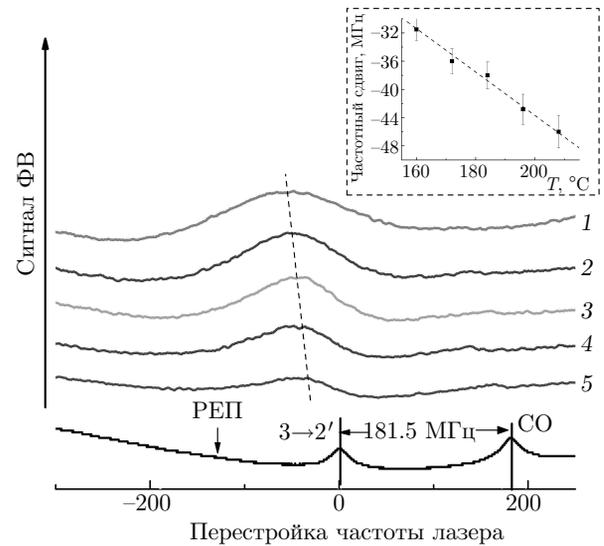


Рис. 4. (В цвете онлайн) Атом ^{85}Rb , D_1 -линия: спектры сигнала ФВ в зависимости от температуры резервуара наноячейки 208°C (1), 196°C (2), 184°C (3), 172°C (4), 160°C (5); $L = 85$ нм. На вставке показана кривая зависимости сдвига красного смещения спектра ФВ от температуры. Нижняя кривая РЕП — частотный репер на основе НП, переход ^{85}Rb , $3-2'$ и CO (cross-over)

мов Rb. Это подтверждает результаты по регистрируемому красному смещению в спектре поглощения при толщине 90 нм для атомов Rb D_2 -линии с увеличением температуры [18]. Отметим, что для минимизации влияния взаимодействия Rb-Rb необходимо проводить измерения красного частотного смещения пика сигнала ФВ при возможно малых плотностях, когда начинает выполняться условие $Nk^{-3} \ll 1$. Последнее выполняется при температуре резервуара наноячейки не больше 140°C ($N = 4 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$). Уменьшение температуры при исследуемых толщинах 40–80 нм обуславливает нежелательное сильное уменьшение отношения сигнал/шум, что ухудшает точность определения положения максимума пика сигнала ФВ. При температуре 140°C происходит уменьшение величины красного смещения приблизительно на 10%. Поправка, которая при этом возникает для коэффициента C_3 , меньше приведенной в работе погрешности ($\approx 30\%$). Увеличение сигнала ФВ путем увеличения магнитного поля в данном случае неприемлемо, поскольку, как показано в работе [19], при магнитных полях больших 20 Гс происходит сильное симметричное уширение спектра сигнала ФВ, которое искажает спектр, обусловленный ВВ-взаимодействием атома с окнами наноячейки. Поэтому единственным прием-

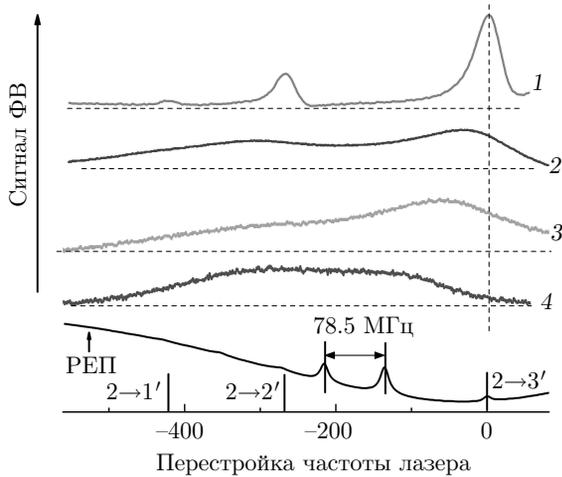


Рис. 5. (В цвете онлайн) Спектры сигнала ФВ в зависимости от толщины НЯ: кривая 1 для $L = 390$ нм, смещение частоты отсутствует; кривая 2 для $L = 100 \pm 2$ нм, красное смещение частоты -30 МГц; кривая 3 для $L = 75 \pm 2$ нм, красное смещение частоты -57 МГц; кривая 4 для $L = 60 \pm 2$ нм, красное смещение частоты -120 МГц; $B = 10$ Гс. Дальнейшее уменьшение L нецелесообразно, поскольку, как видно из рисунка, происходит сильное перекрытие спектров. Нижняя кривая РЕП — частотный репер на основе НП

лемым способом доведения сигнала до уровня уверенной регистрации является умеренное увеличение плотности атомов.

2.4. Экспериментальные результаты и обсуждение: Rb, D_2 -линия

Для исследования влияния эффекта Ван дер Ваальса на спектр D_2 -линии при толщинах $L \leq 100$ нм были выбраны переходы $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$ атомов ^{87}Rb , поскольку частотные интервалы между сверхтонкой структурой верхних уровней $F_e = 1, 2, 3$ максимальны, что важно для уменьшения перекрытия спектров при их сильном уширении (в результате ВВ-взаимодействия). На рис. 5 приведены спектры сигнала ФВ при уменьшении толщины L от 390 нм (кривая 1) до 60 нм (кривая 4) в магнитном поле $B = 10$ Гс при температуре резервуара НЯ 160°C . Нижний спектр РЕП показывает несмещенное положение частот переходов атомов ^{87}Rb , $2-1', 2', 3'$. Как видно на рис. 5, при толщине $L = \lambda/2 = 390$ нм имеет место сильное сужение спектра сигнала ФВ (ширина ≈ 40 МГц) и все переходы $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$ полностью спектрально разрешены, а также отсутствует красное смещение частот. При толщинах 100, 75 и 60 нм регистриру-

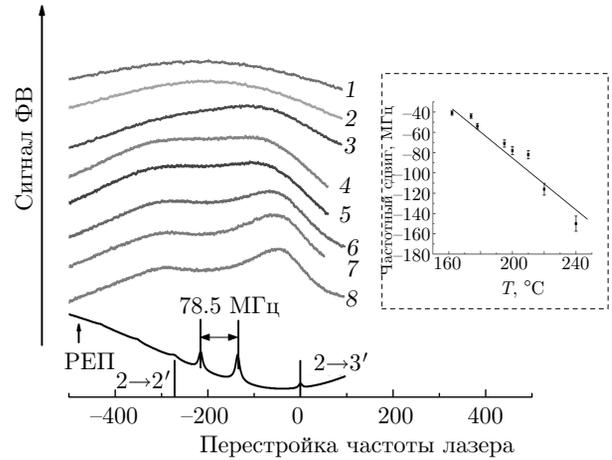


Рис. 6. (В цвете онлайн) Атом ^{87}Rb , D_2 -линия: спектры сигнала ФВ в зависимости от температуры резервуара наночейки: 240°C (1), 220°C (2), 210°C (3), 200°C (4), 195°C (5), 178°C (6), 174°C (7), 162°C (8); $L = 75$ нм, $B = 10$ Гс. На вставке показана кривая зависимости сдвига красного смещения спектра ФВ от температуры. Нижняя кривая РЕП — частотный репер на основе НП

ется красное смещение частоты. Используя выражение $\Delta\nu_{vdW} = -16C_3/L^3$, для коэффициента C_3 имеем (1.6 ± 0.2) кГц·мкм³, что хорошо согласуется с величиной из работ [7, 8]. Большая величина коэффициента C_3 в случае D_2 -линии (по сравнению с D_1 -линией) предсказывалась в работе [2]. При толщинах НЯ $L \leq 100$ нм, так же как и в случае D_1 -линии, при увеличении температуры (т. е. плотности атомов Rb) от 160°C ($N_{\text{Rb}} \approx 10^{14}$ см⁻³) до 240°C ($N_{\text{Rb}} \approx 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³) вследствие взаимодействия Rb–Rb происходит дополнительный красный частотный сдвиг, показанный на рис. 6.

Отметим, что поведение частоты атомного перехода при увеличении плотности паров атомов щелочного металла в условиях жесткого пространственного ограничения окнами наночейки продолжает активно изучаться, поскольку выявляются новые, ранее неизвестные особенности. Так, в недавно опубликованной работе [20] показано следующее необычное поведение частоты атомного перехода калия D_2 -линии при толщине НЯ $L = 490$ нм: при увеличении плотности атомов калия имеет место синий частотный сдвиг, однако при дальнейшем увеличении плотности частотный сдвиг становится нулевым, т. е. частота перехода совпадает с исходной. Приведен теоретический расчет на основе кооперативного эффекта [20].

2.5. Применение эффекта ФВ для измерения сильных магнитных полей

На рис. 7 показан спектр сигнала ФВ (D_1 -линия) в случае приложения сильного продольного магнитного поля $B = 2300$ Гс при толщине $L = 70$ нм. Наночейка помещалась между сильными постоянными магнитами (из сплава неодим–железо–бор), имеющими небольшое отверстие для прохождения лазерного излучения и откалиброванными с помощью магнитометра Teslameter NT201 [17]. Приведено высокочастотное крыло, соответствующее спектру при использовании излучения с круговой поляризацией σ^+ , в то время как спектр сигнала ФВ, соответствующий спектру при использовании излучения с поляризацией σ^- , сильно смещен по частоте и находится на низкочастотном крыле. Как показано в работах [17, 21–23], в таких сильных полях начинается разрыв связи между полным угловым моментом электрона \mathbf{J} и магнитным моментом ядра \mathbf{I} и расщепление атомных уровней описывается проекциями m_J и m_I . В этом случае для атомов ^{85}Rb , D_1 -линии в спектре остаются шесть атомных переходов (обозначены цифрами 4–9 на правой диаграмме на вставке рис. 7) и четыре перехода для ^{87}Rb (обозначены 1–3, 10 на левой диаграмме на вставке). Атомные переходы сильно уширены из-за влияния

ВВ-взаимодействия, однако пики (положения смещенных атомных переходов) хорошо выражены. Измерение магнитного поля может быть реализовано двумя методами: 1) по величине сдвига частоты перехода под номером 1 относительно реперной частоты (зависимость сдвига от величины B приведена на рис. 5 работы [17]), однако в этом случае необходимо учитывать дополнительный частотный сдвиг из-за влияния ВВ-взаимодействия; 2) (более удобный метод) определение зависимости отношения a/b от величины B , где a — частотный интервал между переходами ^{87}Rb под номерами 1 и 10, b — частотный интервал между переходами под номерами 1 и 2 (см. рис. 7). Отметим, что красный частотный сдвиг из-за влияния ВВ-взаимодействия одинаков для этих переходов. Зависимость отношения a/b от величины B (неточность 5 %) приведена на рис. 5 в работе [17]. Заметим, что в этом случае нет необходимости в реперном спектре. При использовании метода, изложенного в работе [24], точность определения величины B может быть доведена до 0.1%. Таким образом, с использованием спектра ФВ возможно определение магнитных полей с пространственным разрешением в 70 нм и, следовательно, могут быть измерены как однородные, так и сильно неоднородные (градиентные) магнитные поля. Эксперимент показывает, что аналогичные спектры ФВ регистрируются вплоть до магнитных полей 8 кГс с той лишь разницей, что частотные сдвиги сильно возрастают — до нескольких гигагерц. Отметим, что в работе [25] (рис. 5) исследовано ФВ в парах атомов Na при температуре 177 °C в ячейке длиной в несколько сантиметров и показано, что при магнитных полях в несколько килогауссов может происходить вращение плоскости поляризации на 180° и в этом случае сигнал ФВ в геометрии скрещенных поляризаторов отсутствует. Однако в случае НЯ длина ячейки меньше почти на шесть порядков, поэтому углы вращения значительно меньше.

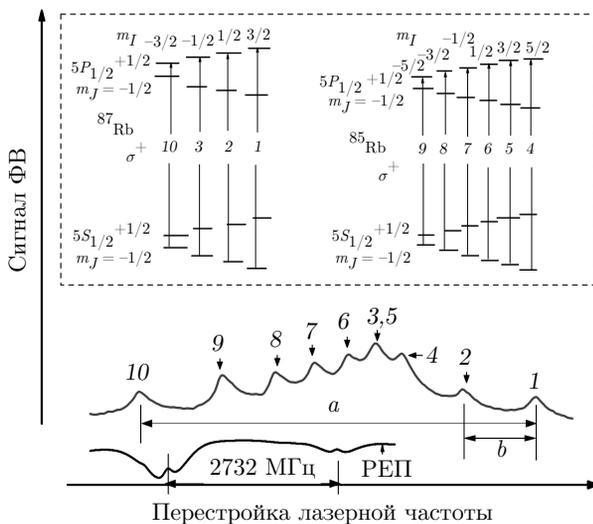


Рис. 7. Спектр сигнала ФВ, $B = 2300$ Гс (высокочастотное крыло), толщина $L = 70$ нм, температура отрезка НЯ 140 °C. Для атомов ^{85}Rb , D_1 -линии в спектре остаются шесть переходов (обозначены 4–9 на правой диаграмме на вставке) и четыре атомных перехода для атомов ^{87}Rb , D_1 -линии (обозначены 1–3, 10 на левой диаграмме на вставке). Нижняя кривая РЕП — частотный репер на основе НП, переходы ^{85}Rb , 2–3' и ^{87}Rb , 1–2'

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментально продемонстрировано, что эффект фарадеевского вращения с использованием наночейки является удобным инструментом для изучения взаимодействия атом–поверхность при расстояниях менее 100 нм. Для атомов ^{85}Rb D_1 -линии удобным для изучения влияния ван-дер-ваальсова взаимодействия является переход $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$, поскольку в этом случае удастся спектрально отделить его от других сильно уширенных атомных

переходов. С уменьшением толщины L от 100 до 40 нм зарегистрирован красный сдвиг частоты сигнала ФВ, который возрастает от ~ 10 МГц до 250 МГц, при этом уширение низкочастотного крыла возрастает до величины ~ 1 ГГц. Для коэффициента C_3 ВВ-взаимодействия для атома ^{85}Rb , переход $5S_{1/2}-5P_{1/2}$, с сапфировым окном НЯ получено значение $C_3 = (1.2 \pm 0.2)$ кГц·мкм³ (для плотности атомов $N_{\text{Rb}} \approx 2 \cdot 10^{14}$ см⁻³). Для атомов Rb D_2 -линии удобным для изучения влияния эффекта ван-дер-ваальсова взаимодействия являются переходы ^{87}Rb , $F_g = 2 \rightarrow F_e = 1, 2, 3$, поскольку частотные интервалы между сверхтонкой структурой верхних уровней максимальны. Для коэффициента C_3 ВВ-взаимодействия для атома ^{87}Rb , переход $5S_{1/2}-5P_{3/2}$, получено значение $C_3 = (1.6 \pm 0.2)$ кГц·мкм³. Коэффициенты C_3 определялись при плотностях атомов, когда выполнялось условие $N_{\text{Rb}}k^{-3} < 1$, поэтому взаимодействие Rb–Rb привносит небольшую поправку.

При толщинах наночаежки $L \leq 100$ нм, в случае $D_{1,2}$ -линий, при увеличении плотности атомов Rb (когда $N_{\text{Rb}}k^{-3} \geq 1$) происходит дополнительный красный частотный сдвиг, который отсутствует при $L > 200$ нм. Отмечается, что при наличии дополнительных покрытий на окне НЯ или наличии резонансов в самом материале окна это может проявляться в спектре ФВ. Изготовление НЯ с окнами из других диэлектриков, стойких к агрессивным горячим парам щелочных металлов (например, из кристаллического граната и др.), позволит изучать ВВ-взаимодействие атомов с другим материалом. Следует отметить, что недавно изготовленная стеклянная наночаежка [26] сделает метод ФВ в тонких слоях более доступным для исследователей.

Экспериментально продемонстрировано, что эффект ФВ при толщине 70 нм может быть использован для измерения как однородных, так и неоднородных (градиентных) сильных магнитных полей вплоть до 8 кГс.

Авторы благодарят А. С. Саркисяна за изготовление наночаежки, а также А. Папоьяна и К. Леруа за полезные обсуждения. Авторы благодарят Армянский национальный фонд науки и образования за финансовую поддержку (грант ANSEF Opt 4732). А. А. благодарит AGBU France и Philipposian & Pilossian Foundation в Женеве, а также AUF & SCS (Bourse pour la mobilité scientifiques et universitaires conjoints AUF — Ministère de l'Education et des Sciences de la République d'Arménie, Comité National des sciences).

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Bloch and M. Ducloy, *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.* **50**, 91 (2005).
2. M. Chevrollier, M. Fichet, M. Oria, G. Rahmat, D. Bloch, and M. Ducloy, *J. Phys. II* **2**, 631 (1992).
3. G. Dutier, S. Saltiel, D. Bloch, and M. Ducloy, *J. Opt. Soc. Amer. B* **20**, 793 (2003).
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. 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).
7. K. A. Whittaker, J. Keaveney, I. G. Hughes et al., *Phys. Rev. Lett.* **112**, 253201 (2014).
8. K. A. Whittaker, J. Keaveney, I. G. Hughes et al., *Phys. Rev. A* **92**, 052706 (2015).
9. H. Failache, S. Saltiel, M. Fichet, D. Bloch, and M. Ducloy, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5467 (1999).
10. M. Chevrollier, M. Oriá, J. G. de Souza, D. Bloch et al., *Phys. Rev. E* **63**, 046610 (2001).
11. А. Саргсян, Е. Пашаян-Леруа, К. Леруа, Ю. Малакян, Д. Саркисян, *Письма в ЖЭТФ* **102**, 549 (2015).
12. А. Саргсян, Е. Пашаян-Леруа, К. Леруа, Д. Саркисян, *ЖЭТФ* **150**, 461 (2016).
13. А. Саргсян, А. Амирян, С. Карталева, Д. Саркисян, *ЖЭТФ* **152**, 54 (2017).
14. A. Weis, V. A. Sautenkov, and T. W. Hänsch, *J. Phys. II (France)* **3**, 263 (1993).
15. J. Keaveney, *Collective Atom Light Interactions in Dense Atomic Vapours*, Springer (2014).
16. C. I. Sukenik, M. G. Boshier, V. Sandoghdar, and E. A. Hinds, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 560 (1993).
17. A. Sargsyan, A. Papoyan, I. G. Hughes, C. S. Adams, and D. Sarkisyan, *Opt. Lett.* **42**, 1476 (2017).
18. J. Keaveney, A. Sargsyan, U. Krohn, I. G. Hughes, D. Sarkisyan, and C. S. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 173601 (2012).
19. А. Д. Саргсян, Г. Т. Ахумян, Д. Г. Саркисян, *Изв. НАН Армении, Физика* **47**, 98 (2012).

20. T. Peyrot, Y. R. P. Sortais, A. Browaeys, A. Sargsyan et al., *Phys. Rev. Lett.* **120**, 243401 (2018).
21. B. A. Olsen, B. Patton, Y. Y. Jau, and W. Happer, *Phys. Rev. A* **84**, 063410 (2011).
22. M. A. Zentile, R. Andrews, L. Weller et al., *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **47**, 075005 (2014).
23. A. Sargsyan, E. Klinger, A. Tonoyan, C. Leroy, and D. Sarkisyan, *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **51**, 145001 (2018).
24. E. Klinger, A. Sargsyan, C. Leroy, A. Papoyan, and D. Sarkisyan, *EGAS 50 Conference*, Poland, Book of Abstracts (2018), p. 67.
25. D. Budker, W. Gawlik, D. Kimball et al., *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1153 (2002).
26. K. A. Whittaker, J. Keaveney, I. G. Hughes et al., *J. Phys. Conf. Ser.* **635**, 122006 (2015).