Письма в ЖЭТФ, том 102, вып. 8, с. 549 – 554

Особенности фарадеевского вращения в парах атомов Cs при использовании ячейки с толщиной меньше длины волны света[1)]

А. Саргсян[+ 2)], *Е. Пашаян-Леруа*[* 2), 3)], *К. Леруа*[* 2), 3)], *Ю. Малакян*[+], *Д. Саркисян*[+]

[+]*Институт физических исследований НАН Армении, 0203 Аштарак-2, Армения*

[*]*Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR CNRS 5209-Université de Bourgogne Dijon, 21078 Dijon, France*

Поступила в редакцию 27 июля 2015 г.

Исследованы особенности эффекта фарадеевского вращения (вращение плоскости поляризации излучения в магнитном поле) в парах атомов Cs линии $D1$ при использовании наноячейки (НЯ) с толщиной L, варьируемой в интервале 80–900 нм. Ключевым параметром является отношение L/λ, где $\lambda = 895$ нм – длина волны резонансного с D_1 лазерного излучения. Сравнение параметров для двух выделенных толщин, $L = \lambda$ и $\lambda/2$, показало необычное поведение сигнала фарадеевского вращения (ФВ): при $L = \lambda/2 = 448$ нм спектр сигнала ФВ в несколько раз уже спектра сигнала при $L = \lambda$, в то время как его амплитуда примерно в 3 раза больше. Эти различия становятся более драматичными при увеличении мощности лазера: в то время, как амплитуда сигнала ФВ при $L = \lambda/2$ возрастает, амплитуда сигнала при $L = \lambda$ практически стремится к нулю. Такого рода зависимости от L отсутствуют в ячейках сантиметровой длины. Они присущи только НЯ. Несмотря на малую толщину, $L = 448$ нм, сигнал ФВ уверенно регистрируется при магнитых полях ≥ 0.4 Гс, что обусловливает его практические применения. При толщинах $L < 150$ нм сигнал ФВ демонстрирует “красное смещение”, что является проявлением эффекта Ван-дер-Ваальса. Разработанная теоретическая модель хорошо описывает эксперимент.

DOI: 10.7868/S0370274X15200011

Магнитооптические эффекты, в частности линейный и нелинейный эффект фарадеевского вращения (ФВ), являются замечательным инструментом в лазерной спектроскопии газов [1–4]. Активно применяются оптические магнитометры, основанные на ультраузкой спектральной ширине, с большим вращением поляризации. Спектроскопические ячейки длиной 1–10 см, заполненные парами щелочных металлов, являются основным элементом этих типов оптических магнитометров. Также перспективно создание узкополосных оптических атомных фильтров на основе ФВ, поскольку в них используются скрещенные поляризаторы и пропускается излучение только полезного сигнала [5]. Кроме того, ширина спектра пропускания таких фильтров, в частности на линии D_1 атомов Cs, может быть на три порядка уже, чем у интерференционных [6]. В работе [7] ФВ для атомов ^{87}Rb исследовалось в сильных магнитных полях, при которых 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 (так называемый эффект Пашена–Бака на сверхтонкой структуре [8]) . Отметим работу [9], в которой, используя тонкие гранатовые пленки, допированные железом, и применяя ФВ, авторы смогли получить изображение доменов магнитных полосок кредитных карт.

Ранее было показано, что у ячеек нанометровой толщины в направлении распространения лазерного излучения (два других размера ячейки сантиметровые) имеются две выделенные толщины столба паров атомов: $L = \lambda/2$ и λ [10–12]. В первом случае спектры поглощения и флуоресценции демонстрируют значительное субдоплеровское сужение (в 3 и 6 раз соответственно) по сравнению с ячейками сантиметровой длины. Во втором случае ($L = \lambda$) спектр поглощения всего в 1.3 раза уже по сравнению с сантиметровыми ячейками (при этом спектр флуоресценции уже в 3 раза). Однако основной особенностью является формирование в спектре поглощения так называемых оптических резонансов, селективных по атомным скоростям (ОРСС), которые расположены на атомных переходах, с шириной линии близкой к естественной [13].

В настоящем письме впервые приведены результаты исследования особенностей эффекта ФВ в парах атомов Cs линии D_1 с использованием наноя-

[1)]См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.ac.ru том 102, вып. 8.

[2)]e-mail: sarmeno@mail.ru; yevgenya.pashayan-leroy@u-bourgogne.fr; claude.leroy@u-bourgogne.fr

[3)]Y. Pashayan-Leroy, C. Leroy

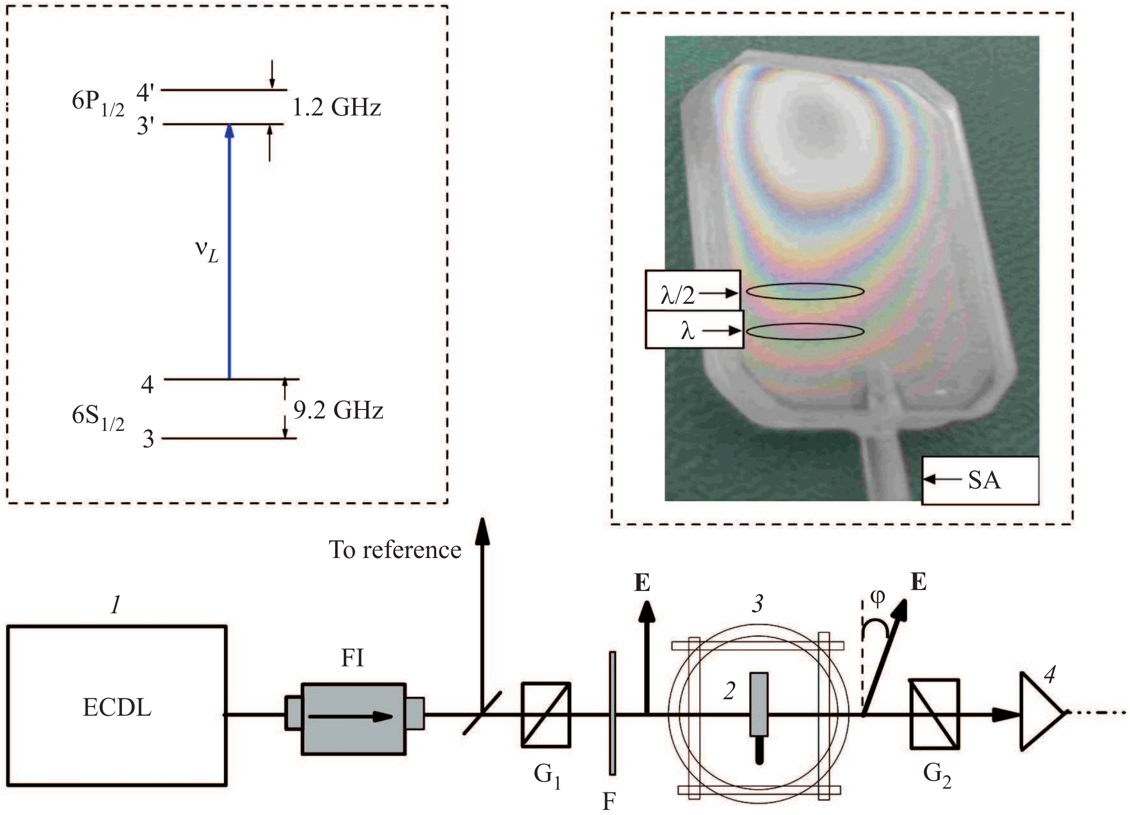

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки: ECDL – диодный лазер; FI — фарадеевский изолятор; $G_{1,2}$ – поляризаторы Глана; *1* – диодный лазер; *2* – НЯ с Cs внутри печки; *3* – катушки Гельмгольца; *4* – фотоприемник. Вставка в левом верхнем углу – диаграмма уровней Cs D_1-линии. Вставка в правом верхнем углу – фотография НЯ, заполненной Cs. Видны интерференционные полосы, образующиеся при отражении света от внутренних поверхностей окон; φ – угол вращения плоскости поляризации (в тексте обозначен как φ_F). Области $L = \lambda/2 = 448$ нм, и $L = \lambda = 895$ нм отмечены овалами

чейки (НЯ) с толщиной L, варьируемой в интервале 80–900 нм. Экспериментально и теоретически показано, что в продольном магнитном поле минимальная спектральная ширина и наибольший угол вращения плоскости поляризации достигаются при толщине столба $L = \lambda/2 = 448$ нм. Показано также, что при толщинах столба паров цезия $L < 150$ нм спектр сигнала ФВ приобретает "красное смещение", что является проявлением эффекта Ван-дер-Ваальса. Важно отметить что, как было показано ранее, в формирование сигналов флуоресценции, поглощения, электромагнитной индуцированной прозрачности и т.д. основной вклад вносят атомы, которые летят параллельно окнам НЯ, т.е. перпендикулярно лазерному пучку. Дело в том, что время их взаимодействия с лазерным пучком примерно на 4 порядка больше, а число неупругих столкновений с окнами на порядки меньше, чем для атомов, летящих вдоль пучка [10–12]. Эти же атомы вносят основной вклад в сигнал ФВ.

На рис. 1 приведена экспериментальная схема для регистрации спектра сигнала ФВ при использовании НЯ, заполненной Cs (*2*). Использовалось излучение непрерывного узкополосного диодного лазера с внешним резонатором (extended cavity diode laser, ECDL, *1*) с длиной волны 895 нм и шириной линии ~ 1 МГц. Наноячейка помещалась в центре пар катушек Гельмгольца *3*, которые давали возможность занулить магнитное поле Земли, а также создавать магнитное поле в нужном направлении, в частности продольное магнитное поле **B** в направлении распространения лазерного излучения **k**. Для формирования частотного репера часть лазерного излучения направлялась на дополнительную НЯ с $L = \lambda$, где формировались ОРСС на атомных переходах $4 \to 3'$, $4'$ (штрихами отмечены верхние уровни), которые и служили частотным репером [13]. На вставке в левом верхнем углу рис. 1 приведена диаграмма уровней D_1-линии атомов Cs. Сигнал ФВ исследовался на переходе $4 \to 3'$. Преимуществом выбранной системы уровней (Cs D_1-линия) является наибольший среди всех щелочных металлов частотный сдвиг (1.168 ГГц) между сверхтонкой структурой верхних уровней, что позволяет исследовать индивидуальный атомный переход. Фотография НЯ, заполненной Cs, приведена на правой вставке к рис. 1. Окна НЯ были изготовлены из хорошо отполированного кристаллического сапфира и имели размеры $20 \times 30\,\text{мм}^2$ и толщину 2 мм. Для минимизации двулучепреломления ось C была ориентирована перпендикулярно поверхности окна. Области толщиной $L = \lambda/2 = 448$ нм и $L = \lambda = 895$ нм отмечены на рисунке овалами. В нижней части виден тонкий сапфировый отросток (SA), который заполнен металлическим Cs. В эксперименте отросток НЯ нагревался в температурном интервале 120–230 °C. Наноячейка допускает нагрев до 450 °C (дополнительные детали приведены в [14, 15]).

На рис. 2 показаны спектры сигналов ФВ на выходе из второго скрещенного поляризатора Глана

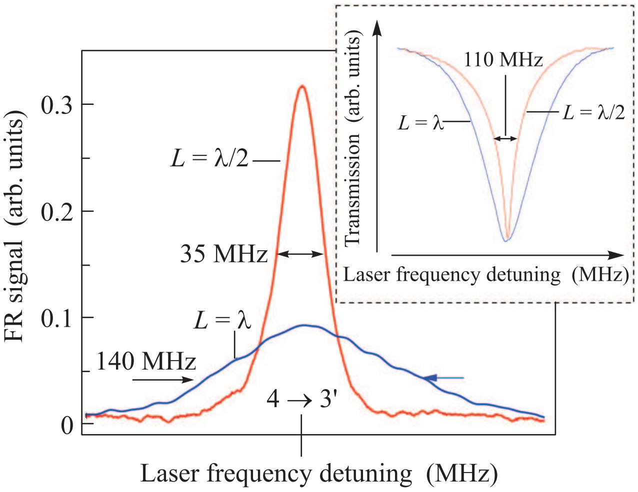

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры сигналов ФВ на выходе из второго скрещенного поляризатора G_2 при толщинах НЯ $L = \lambda/2 = 448$ нм, и $L = \lambda = 895$ нм; $P_L = 5$ мкВт, $B = 5$ Гс, $T_{SA} = 140$ °C. На вставке – спектры пропускания НЯ при $L = \lambda/2$ и λ

G_2 (его также называют анализатором) при толщинах НЯ $L = \lambda/2 = 448$ нм (ширина на полувысоте 35 МГц) и $L = \lambda = 895$ нм (140 МГц). Отметим, что изменение толщины L на $\pm 5\,\%$ слабо сказывается на спектрах. На вставке показаны спектры пропускания при толщинах НЯ $L = \lambda/2$ и λ (мощность излучения $P_L = 5$ мкВт, магнитное поле 5 Гс, температура отростка $T_{SA} = 140$ °C). Как видно из рисунка, несмотря на двукратное уменьшение толщины, амплитуда сигнала ФВ при $L = \lambda/2$ в 3.5 раза больше, чем при $L = \lambda$. Это хорошо согласуется с теоретической кривой (рис. 3), построенной по моде-

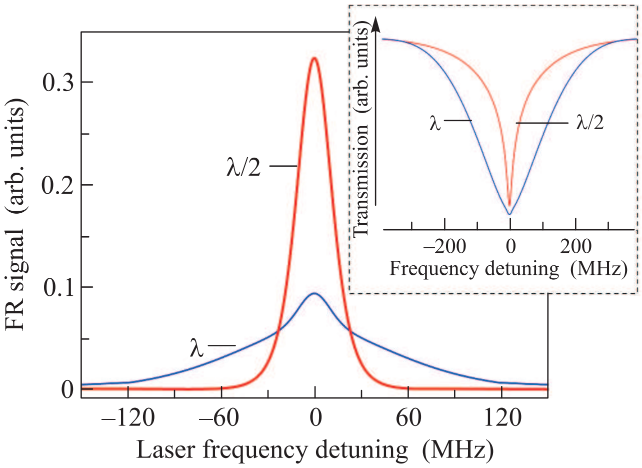

Рис. 3. (Цветной онлайн) Теоретические спектры сигнала ФВ при толщинах НЯ $L = \lambda/2$ и λ; $B = 5$ Гс. Частота Раби лазерного поля $\Omega = 0.1$ МГц. На вставке – теоретические спектры пропускания НЯ при $L = \lambda/2$ и λ

ли [16] для величины частоты Раби лазерного поля $\Omega = 0.1$ МГц (выражение для пересчета P_L в Ω приведено в [16]). Полученные результаты могут быть качественно объяснены с помощью следующих простых выражений. Мощность излучения на выходе из поляризатора G_2 (скрещенного с поляризатором G_1) может быть представлена как

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

где φ_{F} – угол вращения плоскости поляризации, α – коэффициент поглощения. В нашем случае $\alpha < 0.01$ [9]. Поэтому выражение (1) сводится к $P_{\text{out}} \approx P_{\text{in}}\varphi_{\text{F}}^2$. В случае линейного ФВ угол вращения

$$\varphi_{\text{F}} \approx 2 g_{\text{F}} \mu_{\text{B}} BL/\Gamma L_0, \tag{2}$$

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]. Выражение (2) верно при выполнении условия $g_{\text{F}}\mu_{\text{B}} \ll \Gamma$, что справедливо в нашем случае до значений $B < 50$ Гс. Тогда

$$\varphi_{\text{F}}^2 \sim (BL/\Gamma)^2. \tag{3}$$

На вставке к рис. 2, на которой приведены спектры пропускания при толщинах $L = \lambda/2 = 448$ нм и $L = \lambda = 895$ нм, ширина спектра $\Gamma_{\lambda/2} \approx 110$ МГц при $L = \lambda/2$ и $\Gamma_\lambda \approx 300$ МГц при $L = \lambda$, т.е. при $L = \lambda/2$

он примерно в 3 раза уже. Следовательно, уменьшение L в два раза компенсируется вкладом эффекта сужения спектра пропускания при $L = \lambda/2$ [10]. Из выражения (3) видно, что при $L = \lambda/2$ сигнал ФВ должен быть как минимум в 2 раза больше.

Такое различие в поведении сигнала ФВ становится еще более значительным при увеличении мощности лазера > 0.5 мВт. На рис. 4 показаны спектры

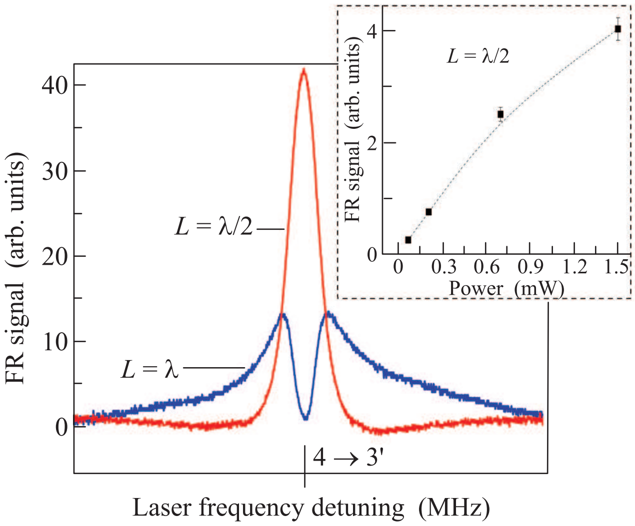

Рис. 4. (Цветной онлайн) Спектры сигналов ФВ при тех же параметрах, что и на рис. 2, но при $P_L = 0.84$ мВт. При $L = \lambda$ наблюдается эффект оптической накачки, что сильно подавляет сигнал ФВ в точном резонансе. На вставке показана зависимость сигнала от P_L при $L = \lambda/2$ (пунктирная кривая приведена для удобства читателя)

сигнала ФВ при толщинах НЯ $L = \lambda/2$ и λ и мощности излучения 0.84 мВт. В этом случае для толщины столба паров $L = \lambda$ имеет место сильная оптическая накачка [17], которая переводит атомы с уровня $F_g = 4$ на нижний уровень $F_g = 3$, тем самым уменьшая населенность уровня $F_g = 4$. Последнее сильно подавляет формирование сигнала ФВ в точном резонансе на переходе $4{-}3'$. Заметим, что в спектре пропускания НЯ при $L = \lambda$ оптическая накачка формирует ОРСС, в то время как при $L = \lambda/2$ вплоть до интенсивностей лазерного поля 1 кВт/см^2 ОРСС не формируются [12]. Эти результаты хорошо согласуются с теоретической кривой (рис. 5), построенной по модели [16] для частоты Раби ≈ 1.3 МГц. Дальнейшее увеличение мощности P_L в случае $L = \lambda$ практически приводит к занулению сигнала ФВ в точном резонансе, в то время как при $L = \lambda/2$ сигнал растет (зависимость сигнала от P_L показана на вставке к рис. 4), однако происходит его спектральное уши-

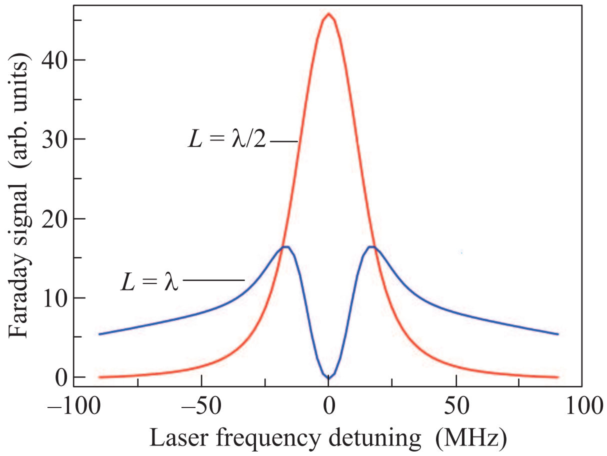

Рис. 5. (Цветной онлайн) Теоретические спектры сигнала ФВ при тех же параметрах, что на рис. 4. Частота Раби $\Omega = 1.3$ МГц. При $L = \lambda$ наблюдается сильное влияние эффекта оптической накачки

рение. Такое поведение сигнала при $L = \lambda$ (зависимость φ от P_L) может быть охарактеризовано как новая особенность нелинейного ФВ [1].

Зависимость сигнала ФВ от величины магнитного поля приведена на рис. 6. До магнитных полей

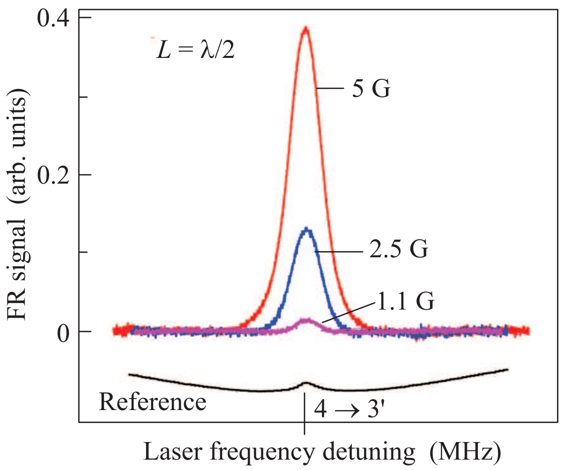

Рис. 6. (Цветной онлайн) Спектр ФВ-сигнала при $L = \lambda/2$, $P_L = 10$ мкВт для значений магнитного поля $B = 1.1$, 2.5 и 5 Гс. Нижняя кривая – реперная (показывает частотное положение перехода $4{-}3'$)

~ 7 Гс зависимость сигнала (т.е. φ^2) от поля близка к квадратичной, что согласуется с выражением (3). При $B = 5$ Гс имеем $\varphi \approx 10$ мрад, что более чем в 5 раз превышает аналогичную величину из работы [9]. При $B = 0.4$ Гс сигнал ФВ все еще регистрируется без специальных технических ухищрений, в то время как необходимое для регистрации ФВ минимальное магнитное поле в работе [9] составляло 5 Гс. Заметим, что при использовании техники синхронного детектирования малая спектральная ширина сигнала ФВ позволит улучшить чувствительность сигнала ФВ к магнитному полю на несколько порядков. Это даст возможность создать магнитометр с субмикронным пространственным разрешением для измерения сильнонеоднородных (градиентных) магнитных полей. На рис. 7 приведена зависимость спектра сигна-

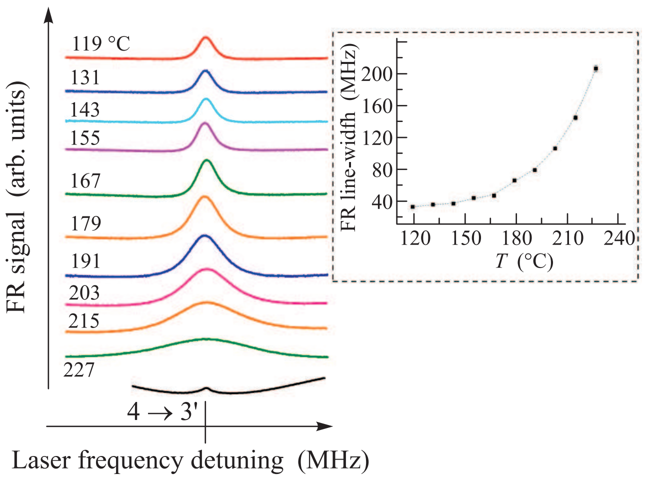

Рис. 7. (Цветной онлайн) Зависимость спектра сигнала ФВ от температуры в интервале 119–227 °C, $L = \lambda/2$, $B = 5$ Гс. При небольшом росте амплитуды сигнала происходит его сильное уширение (от 35 до 200 МГц). Нижняя кривая – реперная. На вставке показана зависимость спектральной ширины сигнала ФВ от температуры

ла ФВ от температуры бокового отростка в интервале 119–227 °C, что соответствует изменению плотности атомов в интервале $4 \times (10^{13}–10^{15})$ см$^{-3}$. Видно, что при небольшом росте амплитуды сигнала происходит его сильное спектральное уширение (от 35 до 200 МГц). Оно показано на вставке к рис. 7. Оптимальная температура, при которой достигается максимальная амплитуда при минимальной спектральной ширине ~ 150 °C. Наблюдаемое спектральное самоуширение (self-broadening) обусловлено столкновениями между атомами Cs [18].

На рис. 8 приведен спектр ФВ-сигнала, полученный при уменьшении толщины L от 280 до 80 ± 5 нм. Уменьшение амплитуды сигнала происходит быстрее, чем это следует из выражения (3), поскольку с уменьшением L растет число столкновений атомов со стенками НЯ, что подавляет ФВ. Однако, что более важно, при уменьшении L наблюдается смещение пика спектра сигнала ФВ в “красную” область (на рис. 8 оно отмечено стрелками), а также появление асимметричного низкочастотного крыла (по

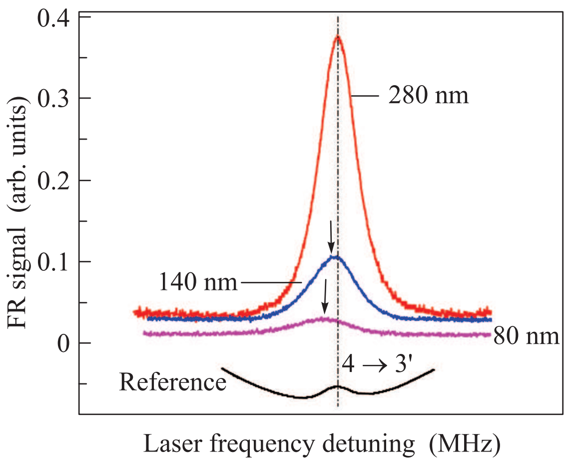

Рис. 8. (Цветной онлайн) Спектр ФВ-сигнала, полученный при уменьшении L от 280 нм до 80 ± 5 нм; $P_L = 0.5$ мВт, $B = 5$ Гс. При уменьшении L пик спектра смещается в “красную” область (смещения отмечены вертикальными стрелками), а также появляется асимметричное низкочастотное крыло (по сравнению с высокочастотным), что обусловлено ВВ-взаимодействием атомов Cs с окнами НЯ

сравнению с высокочастотным крылом), обусловленное взаимодействием Ван-дер-Ваальса (ВВ) атомов Cs с окнами наноячейки. “Красный” сдвиг частоты ранее был обнаружен в процессе селективного отражения (СО) [19], а также в спектрах поглощения и флуоресценции атомов Cs, содержащихся в наноячейке [20, 21]. Исследование взаимодействия ВВ с помощью эффекта Фарадея имеет преимущество перед СО, так как длина столба паров, участвующих в СО, фиксирована и равна $\lambda/2\pi \approx 140$ нм. Преимуществом же по сравнению с регистрацией спектра флуоресценции являются более узкий спектр сигнала ФВ и выраженный пик, что позволяет точнее измерить величину “красного” смещения. Используя величину смещения пика сигнала ФВ на ≈ 35 МГц при $L = 80 \pm 5$ нм и построив диаграмму, аналогичную приведенной на рис. 1a в работе [21], для коэффициента взаимодействия Ван-дер-Ваальса атома с сапфировым окном НЯ (для перехода $6S_{1/2}$–$6P_{1/2}$) имеем $C_3 = 1.1 \pm 0.1$ кГц $\cdot$ мкм^3. Это значение хорошо согласуется с теоретической величиной из работы [18], однако в 1.7 раза меньше величины, полученной методом флуоресценции [21]. Отметим, что толщина 80 нм является наименьшей, на которой когда-либо зарегистрирован эффект ФВ. При этом сигнал регистрируется в магнитных полях всего в несколько Гс, что может представлять интерес для наноприборостроения.

Таким образом, нами продемонстрировано, что эффект фарадеевского вращения с использованием Cs наноячейки является новым полезным инструментом для лазерной спектроскопии. Приведенные особенности сигнала ФВ будут наблюдаться также и в наноячейках, заполненных парами других щелочных металлов (Rb, K, Na и т.д.)

Авторы благодарят А.С. Саркисяна за изготовление НЯ, а также А. Папояна, А. Вейса (A. Weis), М. Дюклуа (M. Ducloy) и Д. Блоха (D. Bloch) за полезные обсуждения. Исследование выполнено в рамках Международной ассоциированной лаборатории IRMAS (CNRS-France & SCS-Armenia).

1. D. Budker, W. Gawlik, D. Kimball, S.R. Rochester, V.V. Yaschuk, and A. Weis, Rev. Mod. Phys. **74**, 1153 (2002) (см. ссылки в работе).
2. V.V. Yashchuk, D. Budker, W. Gawlik, D.F. Kimball, Yu.P. Malakyan, and S.M. Rochester, Phys. Rev. Lett. **90**, 253001 (2003).
3. B. Zambon and G. Neinhuis, Opt. Comm. **143**, 308 (1997).
4. Е.Б. Александров, УФН **180**, 509 (2010).
5. J.A. Zielińska, F.A. Beduini, N. Godbout, and M.W. Mitchell, Opt. Lett. **37**, 524 (2012).
6. M.A. Zentile, D.J. Whiting, J. Keaveney, Ch.S. Adams, and I.G. Hughes, Opt. Lett. **40**, 2000 (2015).
7. M.A. Zentile, R. Andrews, L. Weller, S. Knappe, Ch.S. Adams, and I.G. Hughes, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **47**, 075005 (2014).
8. A. Sargsyan, A. Tonoyan, G. Hakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, and D. Sarkisyan, Europhys. Lett. **110**, 23001 (2015).
9. O. Galstyan, H. Lee, A. Babajanyan, A. Hakhoumian, B. Friedman, and K. Lee, J. Appl. Phys. **117**, 163914 (2015).
10. G. Dutier, A. Yarovitski, S. Saltiel, A. Papoyan, D. Sarkisyan, D. Bloch, and M. Ducloy, Europhys. Lett. **63**, 35 (2003).
11. D. Sarkisyan, T. Varzhapetyan, A. Sarkisyan, Yu. Malakyan, A. Papoyan, A. Lezama, D. Bloch, and M. Ducloy, Phys. Rev. A **69**, 065802 (2004).
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. A. Sargsyan, D. Sarkisyan, and A. Papoyan, Phys. Rev. A **73**, 033803 (2006).
14. J. Keaveney, A. Sargsyan, U. Krohn, I.G. Hughes, D. Sarkisyan, and C.S. Adams, Phys. Rev. Lett. **108**, 173601 (2012).
15. А. Саргсян, Г. Ахумян, Р. Мирзоян, Д. Саркисян, Письма в ЖЭТФ **98**, 499 (2013).
16. www.jetplett.ac.ru.
17. S. Cartaleva, S. Saltier, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, D. Slavov, P. Todorov, and K. Vaseva, JOSA B **26**, 1999 (2009)
18. M. Chevrollier, M. Fichet, M. Oria, G. Rahmat, D. Bloch, and M. Ducloy, J. Phys. II **2**, 631 (1992).
19. H. Failache, S. Saltiel, M. Fichet, D. Bloch, and M. Ducloy, Phys. Rev. Lett. **83**, 5467 (1999).
20. 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).
21. K.A. Whittaker, J. Keaveney, I.G. Hughes, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, and C.S. Adams, Phys. Rev. Lett. **112**, 253201 (2014).