Письма в ЖЭТФ, том 98, вып. 8, с. 499 – 503

Исследование атомных переходов цезия в сильных магнитных полях с помощью ячейки с толщиной в половину длины волны света[1)]

А. Саргсян, Г. Ахумян, Р. Мирзоян, Д. Саркисян[2)]

Институт физических исследований НАН Армении, 0203 Аштарак-2, Армения

Поступила в редакцию 20 августа 2013 г.

Продемонстрировано, что применение $\lambda/2$-метода позволяет эффективно исследовать поведение индивидуальных атомных уровней Cs D_2-линии (имеющего наиболее сложный спектр среди всех щелочных металлов) в сильных магнитных полях вплоть до 7 кГс. Метод основан на сильном сужении спектра поглощения (что обеспечивает субдоплеровское разрешение) тонкой ячейки, заполненной Cs, с толщиной L, равной половине длины волны ($L = \lambda/2$) резонансного с D_2-линией лазерного излучения (λ=852 нм). В частности, $\lambda/2$-метод позволяет определить важные характеристики, присущие режиму Пашена–Бака, на сверхтонкой структуре Cs, такие как наличие 16 атомных переходов (содержащихся в двух группах по 8 атомных переходов), их частотные положения, фиксированные (в пределах каждой группы) частотные наклоны, а также вероятностные характеристики переходов. Отмечены практические применения. Использованы две теоретические модели. Указаны величины магнитного поля, при которых они хорошо описывают эксперимент.

DOI: 10.7868/S0370274X13200010

Атомы щелочных металлов, в частности цезия, широко используются для исследования оптических и магнитооптических процессов в атомарных парах, а также для охлаждения атомов, бозе-эйнштейновской конденсации и в ряде других задач [1]. Поэтому детальное знание поведения атомных уровней во внешних магнитных полях представляет большой интерес. С появлением доступных постоянных сильных магнитов и узкополосных диодных лазеров исследование поведения атомных уровней во внешних сильных магнитных полях вплоть до наблюдения режима Пашена–Бака на сверхтонкой структуре (ПБС) достаточно упростилось [2–4]. 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 атома ^{133}Cs $I = 7/2$). При достижении режима ПБС начинается разрыв связи между $\mathbf{J}$ и $\mathbf{I}$ и расщепление атомных уровней описывается проекциями m_J и m_I (см рис. 1). Для атомов Cs режим ПБС означает при полях $B \gg B_0 = A_{\rm hfs}/\mu_{\rm B} \approx 1.7$ кГс, где $A_{\rm hfs}$ – коэффициент связи сверхтонкой структуры для $6S_{1/2}$, а $\mu_{\rm B}$ – магнетон Бора [5]. Важно отметить, что метод

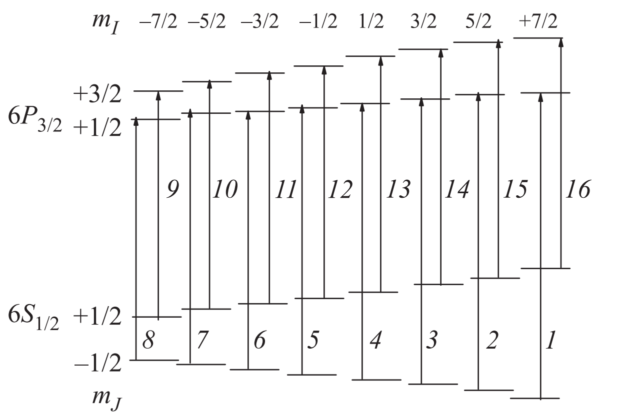

Рис. 1. Диаграмма атомных переходов для D_2-линии ^{133}Cs, режим ПБС. Правила отбора для атомных переходов между нижними и верхними уровнями в случае σ^+-излучения имеют вид $\Delta m_J = +1$, $\Delta m_I = 0$. Поэтому имеют место 16 атомных переходов, отмеченных цифрами *1–16*

использованный в [4], не позволяет исследовать ПБС-режим при $B > 2$ кГс.

В работе [2] режим ПБС был исследован для атомов ^{85}Rb ($B_0 \approx 700$ Гс) и ^{87}Rb ($B_0 \approx 2$ кГс) в полях 5–7 кГс. Таких полей достаточно для регистрации практически полного режима ПБС для атомов ^{85}Rb. Однако для атомов ^{87}Rb из-за большой величины B_0 указанный режим выполнялся частично. При этом использовался так называемый λ-метод (λ-М). Суть его состоит в использовании оптических резо-

[1)] См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.as.ru том 98, вып. 8.

[2)] e-mail: davsark@yahoo.com

нансов, селективных по атомным скоростям (ОРСС), которые формируются в спектре пропускания наноячейки (НЯ) при толщине столба паров $L = \lambda$. Резонансы ОРСС формируются точно на атомных переходах и в магнитных полях расщепляются на новые компоненты, частотные положения которых зависят от величины B [6].

В настоящем письме впервые сообщается об экспериментальных результатах по изучению режима ПБС для атомов ^{133}Cs D_2-линии с использованием $\lambda/2$-метода ($\lambda/2$-М), суть которого состоит в использовании эффекта сужения линии поглощения при толщине столба паров $L = \lambda/2$ [7]. На примере атома Cs, для которого спектр в режиме ПБС по количеству атомных переходов является наиболее сложным среди щелочных атомов (в умеренных магнитных полях при круговой поляризации возбуждения имеют место 54 атомных перехода), продемонстрирована эффективность $\lambda/2$-М. Фотография НЯ, заполненной Cs, с клиновидным зазором с толщиной L в интервале 50–1500 нм приведена на рис. 2. Окна

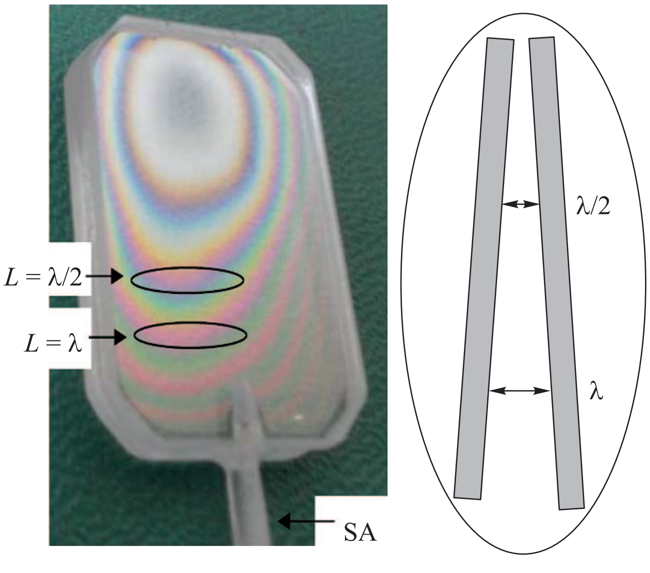

Рис. 2. (Цветной онлайн) Фотография НЯ, заполненной Cs. Клиновидная толщина зазора 50 нм $< L <$ $<$ 1500 нм. Видны интерференционные полосы, которые образуются при отражении света от внутренних поверхностей окон НЯ. Области $L = \lambda/2 = 426$ нм и $L = \lambda = 852$ нм отмечены овалами. Справа схематически показан клиновидный зазор между внутренними поверхностями окон

НЯ с размерами 20×30 мм^2 и толщиной 2.3 мм изготовлены из хорошо отполированного кристаллического сапфира. Для минимизации двулучепреломления ось C перпендикулярна поверхности окна. Области толщиной $L = \lambda/2 = 426$ нм и $L = \lambda =$ $= 852$ нм отмечены на рисунке овалами. В нижней части рис. 2 виден тонкий сапфировый отросток (SA), который заполнен металлическим Cs. В эксперименте НЯ нагревалась до 100 °C, что обеспечивает концентрацию атомов $N = 1.5 \cdot 10^{12}$ см$^{-3}$ (дополнительные детали конструкции приведены в [8]). Заполненная Cs или Rb НЯ может работать до температур 450 °C, и, следовательно, обеспечивать концентрацию до 10^{18} см$^{-3}$ [9].

На рис. 3 приведена экспериментальная схема для регистрации спектра поглощения наноячейки, запол-

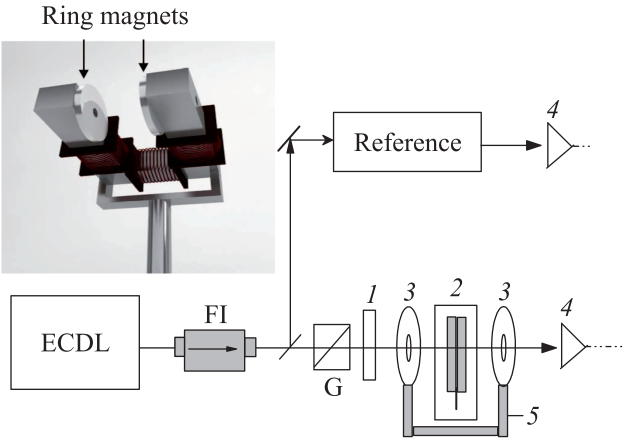

Рис. 3. (Цветной онлайн) Схема экспериментальной установки: ECDL – диодный лазер; FI – фарадеевский изолятор; *1* – пластина $\lambda/4$; G – поляризатор Глана; *2* – НЯ с Cs внутри печки; *3* – постоянные магниты; *4* – фотоприемники; *5* – магнитопровод для усиления магнитного поля (показан на вставке); Reference – частотный репер

ненной Cs (*2*). В эксперименте использовалось излучение непрерывного узкополосного диодного лазера с внешним резонатором (*Extended Cavity Diode Laser*, ECDL) с длиной волны 852 нм и шириной ~1 МГц. Для усиления магнитного поля НЯ с $L =$ $= \lambda/2$ помещалась между постоянными сильными магнитами, имеющими небольшое отверстие для прохождения лазерного излучения, которые фиксировались на металлическом магнитопроводе, с сечением 40×50 мм^2 [2]. Для формирования излучения с круговой поляризацией σ^+ применялась пластина $\lambda/4$. Излучение фокусировалось линзой (F=20 см) в НЯ (размер пучка в перетяжке около 0.4 мм) и затем коллимировалось с помощью второй линзы (на рис. 3 линзы не показаны). Для формирования частотного репера (от которого измеряются частотные сдвиги) часть лазерного излучения направлялась на узел, состоящий из дополнительной НЯ с $L = \lambda/2$. Флуоресценция последней на атомном переходе $F_g = 3 \rightarrow \rightarrow F_e = 4$, служила частотным репером [10].

Для численного определения энергии магнитных подуровней и вероятностей оптических переходов нами применялась известная модель, использующая матрицу гамильтониана в магнитном поле, с вычислением зависимости от магнитного поля собственных функций и собственных значений этой матрицы с учетом всех переходов внутри сверхтонкой структуры [1, 11–13]. На рис. 4 приведена расчетная зави-

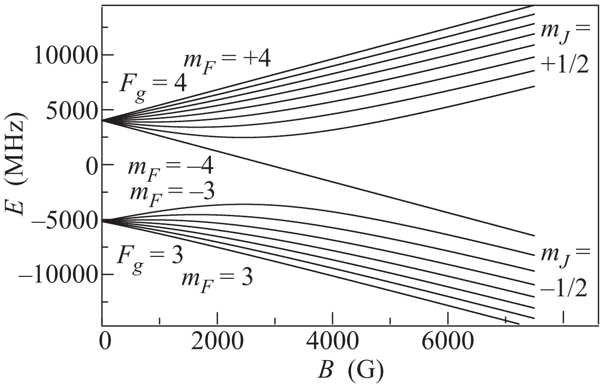

Рис.4. Расщепление и частотные сдвиги нижних атомных уровней Cs $6^2S_{1/2}$ ($F_g = 3$, 4) в зависимости от B. При $B \gg B_0$ частотные сдвиги становятся линейными по B и описываются формулой (1), а сами подуровни перегруппируются в две новые группы по 8 членов каждая

симость поведения зеемановских подуровней ^{133}Cs $F_g = 3$, 4 от магнитного поля. При $B \gg B_0$ подуровни перегруппируются и образуют две новые группы из 8 членов каждая, которые отличаются проекциями электронного момента $m_J = \pm\, 1/2$. Аналогично обстоит дело с верхним уровнем $6P_{3/2}$. Магнитные подуровни сверхтонких уровней $F_e = 2$, 3, 4, 5, которые в слабых полях описываются проекциями полного момента m_F и образуют 4 группы из 5, 7, 9 и 11 членов, в сильных магнитных полях перегруппируются и образуют 4 новые группы из 8 членов каждая, которые отличаются проекциями $m_J = \pm 1/2, \pm 3/2$ (см. рис. 1). При $B \gg B_0$ частотные сдвиги становятся линейными по B и описываются формулой [14]

$$E_{|J,m_J,I,m_I\rangle} = A_{\rm hfs} m_J m_I + \mu_{\rm B}(g_J m_J + g_I m_I)B, \quad (1)$$

где $A_{\rm hfs}$ – константа сверхтонкого расщепления нижнего уровня ($A_{\rm hfs} \approx h \cdot 2298$ МГц) и верхнего уровня ($A_{\rm hfs} \approx h \cdot 50$ МГц), g_J и g_I – факторы Ланде для полного момента электрона $\mathbf{J}$ ($g_J(6^2S_{1/2}) = 2.002$, $g_J(6^2P_{1/2}) = 0.666$, $g_J(6^2P_{3/2}) = 1.334$) и магнитного момента ядра ($g_I = -0.0004$) [14].

Для демонстрации преимущества $\lambda/2$-метода на рис. 5 приведены фрагменты спектра в магнитном

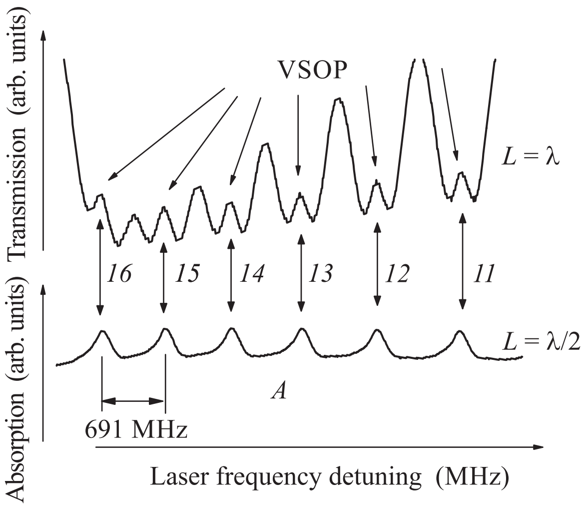

Рис. 5. Сравнение спектров атома Cs D_2 при $B = 6.1$ кГс. Верхний спектр – пропускание НЯ при $L = \lambda$ (отмечены ОРСС (VSOP)-переходы *11–16*). Нижний спектр – линии поглощения (A) (переходы *11–16*) при $L = \lambda/2$. Температура НЯ в обоих случаях одинакова. Мощность лазера 1 мкВт для $L = \lambda/2$ и 1 мВт для $L = \lambda$

поле 6.1 кГс. Верхняя кривая отвечает спектру пропускания НЯ при $L = \lambda$, который содержит ОРСС-резонансы (цифры *11–16*), а нижняя – спектру поглощения НЯ при $L = \lambda/2$, который состоит из линий поглощения A (*11–16*). Спектральная ширина на полувысоте для ОРСС-резонанса составляет 140 МГц, а для линии поглощения – 190 МГц, в то время как в нулевом магнитном поле и при оптимальных параметрах спектральная ширина для ОРСС и линии поглощения составляет ~ 20 и ~ 110 МГц соответственно [6, 10]. Форма линии поглощения хорошо аппроксимируется фойгтовской функцией (вблизи пика – гауссовый, а на крыльях – лоренцевский профиль). Форма линии ОРСС-лоренцева. Дополнительное уширение ОРСС и линии поглощения (рис. 5) связано с неоднородностью магнитного поля в поперечном направлении, что обусловлено относительно большим диаметром пучка (0.4 мм). Отметим следующие преимущества $\lambda/2$-метода. Во-первых, при малых величинах поглощения паров атомов (несколько процентов) поглощение $A = \sigma NL$, где $\sigma \sim d^2$, d – матричный элемент дипольного момента перехода, N – плотность атомов, L – толщина НЯ. Так как для пиков поглощения на рис. 5 параметры N и L те же, разница в амплитудах будет соответствовать различию в вероятностях переходов (или интенсивности линий). Во-вторых, для формирования ОРСС-резонансов необходима мощность ~ 1 мВт, в то время как для случая $\lambda/2$-М требуется мощность ~ 1 мкВт, т.е. в 1000 раз меньшая. Отметим, что переход от области $L = \lambda/2$ к области $L = \lambda$ осуществляется простым вертикальным перемещением НЯ. Полный спектр атомных переходов $6S_{1/2} \longrightarrow 6P_{3/2}$ (компоненты *1–16*) при $B = 6.8$ кГс при σ^+-возбуждении, реализованный $\lambda/2$-методом, приведен на рис. 6. Компоненты *1–8* соот-

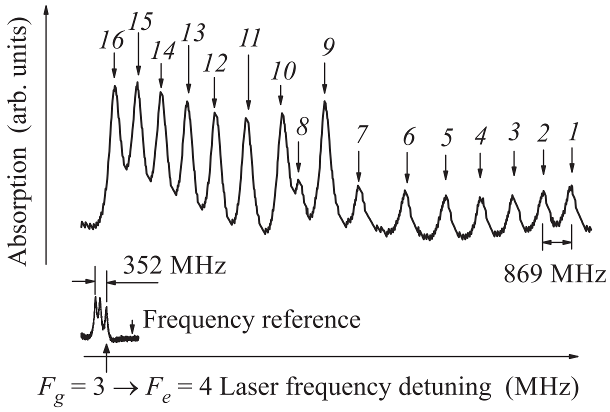

Рис. 6. Спектр поглощения для Cs D_2-линии при $L = \lambda/2$, $B = 6.8$ кГс. Спектр содержит 16 компонент (атомные переходы $6S_{1/2} \longrightarrow 6P_{3/2}$). Кривая в нижнем углу – реперный спектр для определения частотных сдвигов от перехода $F_g = 3 \longrightarrow F_e = 4$

ветствуют переходам $6S_{1/2}$, $m_J = -1/2 \longrightarrow 6P_{3/2}$, $m_J = +1/2$, а компоненты *9–16* – переходам $6S_{1/2}$, $m_J = +1/2 \longrightarrow 6P_{3/2}$, $m_J = +3/2$ (см. рис. 1). Все 16 компонент на спектре хорошо разрешены по частоте. Для проверки линейности сканирования частоты лазера одновременно регистрировался спектр эталона Фабри-Перо с интервалами между пиками пропускания (метками) ~ 800 МГц (на рис. 6 он не показан).

На рис. 7 приведены теоретические кривые интенсивности атомных переходов для полей 5–7 кГс для компонент *9–16* (вверху) и *1–8* (посередине). Из рисунка 7 следует, что отношение амплитуд компонент *9–16* и *1–8* приблизительно равно *3*, что согласуется с экспериментом с погрешностью 10%. Абсолютная величина поглощения для компонент *9–16* составляет около 2% (она может быть увеличена повышением температуры НЯ, однако это приводит к уширению линии).

Заметим, что запрещенные (при $B = 0$) по правилам отбора $\Delta F = 0, \pm 1$ для полного момента $\mathbf{F}$ переходы $F_g{=}3 \longrightarrow F_e{=}5$ регистрируются при полях $B > 200$ Гс (вследствие эффекта перемешивания в магнитных полях зеемановских подуровней [15]).

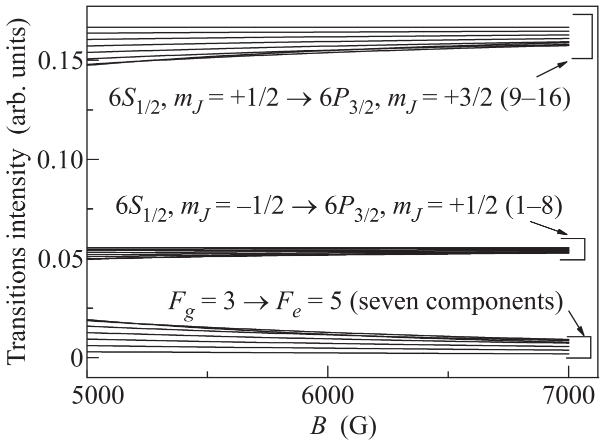

Рис. 7. Интенсивности (вероятности) атомных переходов: вверху – для переходов *9–16*; посередине – для переходов *1–8*; внизу – для переходов $F_g = 3 \longrightarrow F_e = 5$ (5 кГс $< B <$ 7 кГс). При малых магнитных полях вероятности переходов сильно различаются, однако при $B \gg B_0$ стремятся к одной и той же величине внутри группы

Эти семь компонент с малой амплитудой регистрируются и при $B > 5$ кГс на высокочастотном крыле спектра (на рис. 6 не показано) и, согласно теории, полностью пропадают при $B > 9$ кГс. Таким образом, из возможных 54 переходов (которые можно зарегистрировать в умеренных магнитных полях при σ^+- или σ^--возбуждении) при $B \geq 10B_0$ остается только 16 переходов.

На рис. 8 приведены частотные положения компонент *1–16* в зависимости от B. Теоретические кри-

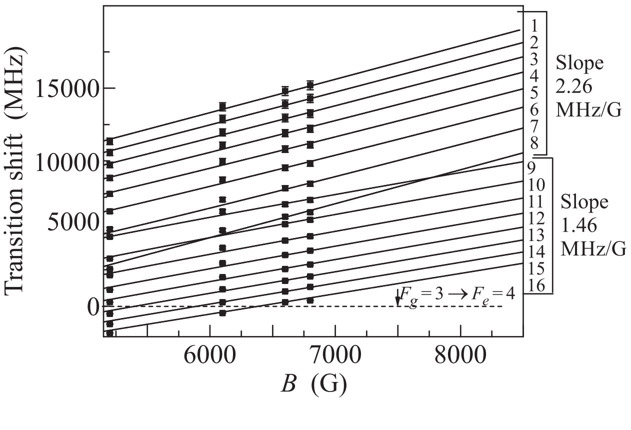

Рис. 8. Частотное положение компонент *1–16* в зависимости от величины магнитного поля. Сплошные линии – расчетные кривые, черные квадраты – экспериментальные результаты (погрешность 2%). При $B \gg B_0$ переходы перегруппируются и образуют две новые группы по 8 переходов в каждой

вые показаны сплошными линиями. Черные квадраты демонстрируют экспериментальные результаты с погрешностью 2%. Видно, что при $B \gg B_0$ атомные переходы перегруппируются и образуют две новые группы из 8 переходов каждая. Для группы *1–8* производная частотных сдвигов по магнитному полю (наклон, *slope*) при $B = 8.5$ кГс составляет 2.26 МГц/Гс, а для группы *9–16* – 1.46 МГц/Гс. Заметим, что наклоны для атомных переходов при полях $B \sim 10B_0$ легко получить из формулы (1). Для группы *1–8* имеем $s_1 = [g_J(P_{3/2})m_J - g_J(S_{1/2})m_J]\mu_B/B \approx \approx 2.33$ МГц/Гс, а для группы *9–16* $s_2 = [g_J(P_{3/2})m_J - g_J(S_{1/2})m_J]\mu_B/B \approx 1.40$ МГц/Гс. Следовательно, при $B \geq 20$ кГс (когда имеет место полный режим ПБС) наклон для группы *1–8* слегка возрастает (до s_1), а наклон для группы *9–16* слегка уменьшается (до s_2). Также из формулы (1) нетрудно получить частотные интервалы между компонентами в каждой группе.

Были изучены спектры и при σ^--возбуждении. При $B \gg B_0$ также регистрируются 16 переходов, которые образуют 2 группы. Все 16 компонент расположены на низкочастотном крыле относительно перехода $F_g = 4 \longrightarrow F_e = 3$ [16].

Заметим, что для атомов ^{85}Rb ($B_0 \gg 700$ Гс) формула (1) хорошо описывает (с погрешностью 2%) частоту атомных переходов, наклоны и интервалы между переходами при $B \approx 10B_0 = 7$ кГс. Ожидается, что эта формула (которая существенно проще примененной нами теоретической модели) также хорошо будет описывать режим ПБС и для Cs при $B \geq 10B_0 = 17$ кГс.

Укажем возможные применения $\lambda/2$-М: 1) формирование частотного репера на сильно смещенной (до ± 15 ГГц) относительно исходных атомных уровней Cs частоте с помощью перманентного магнита и НЯ; 2) разработка магнитометра для измерения сильно неоднородных магнитных полей с пространственным разрешением ~ 400 нм; 3) разработка оптического изолятора на парах Cs, как это реализовано в работе [3] на парах Rb, с использованием эффекта Фарадея в сильных магнитных полях (~ 6 кГс).

Учитывая, что с увеличением B вероятности атомных переходов растут, ограничения на применение $\lambda/2$-М при $B > 10$ кГс мы не ожидаем.

Исследование выполнено в рамках армяно-российского проекта при поддержке ГКН РА (грант # 13 RF-066). А.С., Г.А. и Д.С. благодарят за финансовую поддержку ГКН МОН РА (проект # SCS 13-1C029). А.С. и Р.М. выражают благодарность ANSEF (грант # Opt-3047). Р.М. благодарит государственную поддержку аспирантов (грант # 13A-1c09).

1. M. Auzinsh, D. Budker, and S.M. Rochester, *Optically Polarized Atoms: Understanding Light-Atom Interactions*, Oxford University Press, 2010, ISBN 978-0-19-956512-2.
2. A. Sargsyan, G. Hakhumyan, C. Leroy et al., Opt. Lett. **37**, 1379 (2012).
3. L. Weller, K.S. Kleinbach, M.A. Zentile et al., Opt. Lett. **37**, 3405 (2012).
4. А. Саргсян, Р. Мирзоян, Д. Саркисян, Письма в ЖЭТФ **96**, 333 (2012).
5. B.A. Olsen, B. Patton, Y.Y. Jau et al.., Phys. Rev. A **84**, 063410 (2011).
6. A. Sargsyan, G. Hakhumyan, A. Papoyan et al., Appl. Phys. Lett. **93**, 021119 (2008).
7. C. Andreeva, S. Cartaleva, L. Petrov et al., Phys. Rev. A **76**, 013837 (2007).
8. J. Keaveney, A. Sargsyan, U. Krohn et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 173601 (2012).
9. J. Keaveney, I. G. Hughes, A. Sargsyan et al., Phys. Rev. Lett. **109**, 233001 (2012).
10. S. Cartaleva, S. Saltiel, A. Sargsyan et al., JOSA B **26**, 1999 (2009).
11. P. Tremblay, A. Michaud, M. Levesque et al., Phys. Rev. A **42**, 2766 (1990).
12. Е.Б. Александров, Г.И. Хвостенко, М.П. Чайка, *Интерференция атомных состояний*, М.: Наука, 1991.
13. G. Hakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy et al., Opt. Commun. **284** , 4007 (2011).
14. D.A. Steck, *Alkali D line data*, available from: steck.us/alkalidata/ (cited March 7, 2011).
15. G. Hakhumyan, C. Leroy, R. Mirzoyan et al., Europ. J. Phys. D **66**, 119 (2012).
16. См. дополнительные материалы к данной статье на сайте нашего журнала www.jetpletters.as.ru том 98, вып. 7.