

УДК 535.343

МОДИФИЦИРОВАННЫЙ МЕТОД ФАРАДЕЕВСКОГО ВРАЩЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ АТОМНЫХ ЛИНИЙ ЦЕЗИЯ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

А. САРГСЯН¹, А. ТОНОЯН¹, Г. АХУМЯН¹, А. АМИРЯН^{1,2*},
П. ТОДОРОВ³, С. КАРТАЛЕВА³, Д. САРКИСЯН¹

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

²Université Bourgogne – Franche-Comté, Dijon, France

³Institute of Electronics, Bulgarian Academy of Sciences, Sofia, Bulgaria

* e-mail: arevamiryan@gmail.com

(Поступила в редакцию 07 декабря 2018 г.)

Разработан модифицированный метод Фарадеевского вращения с использованием наночастицы заполненной парами атомов цезия. Формируемые атомные линии имеют спектральную ширину в 1.5–2 раза уже, чем полученные методом Фарадеевского вращения. Формируемые в спектрах все линии атомов Cs, D_2 линии в магнитных полях $B = 5000–7000$ Гс спектрально разрешены и идентифицированы. Показано, что модифицированный метод Фарадеевского вращения является удобным и эффективным для спектроскопии высокого разрешения для атомов Cs. Наблюдается хорошее согласие экспериментальных результатов с расчетными. Отмечены практические применения.

1. Введение

Исследование поведения атомных уровней и атомных переходов щелочных металлов в магнитных полях представляет интерес как для фундаментальной физики, так и для практических применений [1,2]. Щелочные металлы (Cs, Rb и др.) имеют сильные атомные переходы в видимой и ближней инфракрасной области, в которой имеются лазеры с хорошими параметрами. Это обуславливает широкое применение атомов Cs, Rb в различных областях физики, таких как метрология, магнитометрия, телекоммуникации и др. [1,2]. Например, большое число работ посвящено созданию узкополосных оптических атомных фильтров (полоса пропускания 0.5–1 ГГц) на основе Фарадеевского вращения (FR-Faraday Rotation) в парах атомов Cs, Rb на $D_{1,2}$ линиях, при этом прикладывается продольное магнитное поле ~ 100 Гс [3–6]. Ширина спектра пропускания оптических атомных фильтров может быть на три порядка уже, чем у широко распространенных коммерческих интерференционных фильтров.

Во внешних магнитных полях атомные уровни Cs, Rb и др. расщепляются на зеемановские подуровни, что приводит к образованию большого количества новых атомных переходов. Эти переходы спектрально перекрыты в регистрируемых спектрах, что сильно усложняет изучение их индивидуального поведения. Ситуация особенно усложняется в случае приложения магнитных полей 500–1000 Гс. В этом случае атомные переходы сильно смещаются и расщепляются на большое количество новых переходов. При этом, как правило, происходит сильная модификация (уменьшение или возрастание) вероятностей атомных переходов. Поэтому регистрация и изучение отдельных атомных переходов становится особенно важной. Среди щелочных металлов наиболее сложный спектр имеет D_2 линия атомов Cs. В умеренных магнитных полях расщепление атомных уровней описывается полным моментом атома $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$ и его проекцией m_F , где \mathbf{J} – полный угловой момент электрона, а \mathbf{I} – магнитный момент ядра (для атома ^{133}Cs $I = 7/2$). Для нижних основных уровней атомов Cs $F_g = 3, 4$ это приводит к образованию $2F_g + 1$ Зеемановских подуровней и, как следствие, к большему числу атомных переходов, чем у атомов других щелочных металлов. В работе [7] для количественного определения насколько сильное магнитное поле (для того или иного атома) была введена величина $B_0 = A_{hfs} / \mu_B$, где A_{hfs} – магнитная дипольная константа для основного уровня атома, μ_B – магнетон Бора [8]. Для атома цезия ^{133}Cs $B_0 = 1.7$ кГц. При умеренных магнитных полях, когда $B \sim B_0$, и при использовании лазерного излучения с круговой поляризацией σ^+ (левый круг) или σ^- (правый круг) имеются по 54 атомных переходов [9]. Важно заметить, что в широко используемых сантиметровых ячейках, которые содержат атомы щелочных металлов, даже при комнатной температуре атомные линии в спектре пропускания имеют доплеровски уширенный профиль (описываемый Гауссовой кривой) с полной шириной на полувысоте в несколько сот МГц. Поскольку частотное расстояние между атомными переходами меньше этой величины, то атомные линии (переходы) спектрально перекрыты. В работе [10] было показано, что использование ячеек, содержащих пары атомов металлов с толщиной столба паров порядка длины волны резонансного лазерного излучения, позволяет формировать атомные переходы с шириной линии значительно меньшей доплеровской ширины. Это позволяет исследовать поведения индивидуальных атомных переходов в магнитных полях. В настоящей работе впервые продемонстрировано, что применение модифицированного метода Фарадеевского вращения (MFR) для исследования атомных переходов D_2 линии атома Cs позволяет спектрально разделить и успешно исследовать поведение индивидуальных атомных переходов в широком диапазоне магнитных полей, вплоть до 7000 Гс. Наблюдается хорошее согласие экспериментальных результатов с теоретической моделью.

2. Эксперимент

2.1. Конструкция нано-ячеек

Фотография наноячейки (НЯ), заполненной цезием, приведена в работе [9]. Окна изготовлены из хорошо отполированного кристаллического сапфира с размерами $20 \times 30 \text{ мм}^2$ и толщиной 1.2 мм. Для обеспечения клиновидности зазора между окнами (в нижней части) до склейки помещались две платиновые полоски толщиной 1 мкм и размерами $1 \times 1 \text{ мм}^2$. Для минимизации двулучепреломления окна изготовлены так, чтобы С-ось была перпендикулярна поверхности окна. Область $L = \lambda/2 = 426 \text{ нм}$ отмечена овалом на рис.1 в работе [9]. В эксперименте температура отростка наноячейки составляла $\sim 120^\circ\text{C}$, что обеспечивает концентрацию атомов $N = 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Другие детали конструкции приведены в работах [9,10].

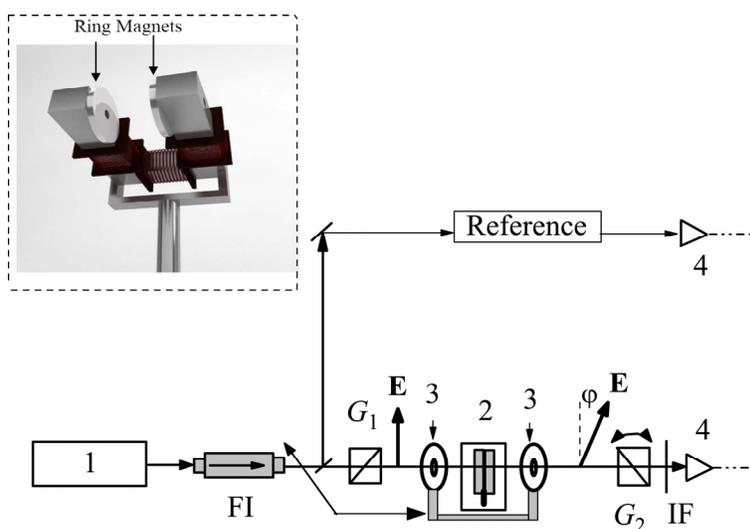


Рис.1. Схема экспериментальной установки. 1 – диодный лазер; FI – фарадеевский изолятор; $G_{1,2}$ – поляризаторы, 2 – наноячейка с Cs; φ – угол вращения плоскости поляризации, 3 – сильные постоянные круглые магниты, 4 – фотоприемники, IF – интерференционный фильтр, Ref. – узел для формирования частотного репера.

2.2. Экспериментальная установка

На рис.1 приведена схема для регистрации сигнала FR при использовании наноячейки (2), заполненной Cs. Использовалось излучение непрерывного узкополосного диодного лазера (1) с $\lambda = 852 \text{ нм}$. Основным требованием к лазеру была линейность сканирования частоты в широкой области $\sim 50 \text{ ГГц}$, при

этом спектральная ширина линии лазера была относительно большой ~ 20 МГц, однако, это не сказывалось на точности определения частотных положений атомных переходов в магнитных полях. При использовании лазера с шириной линии ~ 1 МГц область линейности сканирования частоты сильно уменьшалась, что неприемлемо. Для формирования больших магнитных полей использовались откалиброванные с помощью магнитометра Teslameter NT201 два сильных постоянных магнита (3) (имеющих в центре небольшое отверстие для прохождения лазерного излучения) из сплава неодим-железо-бор. Наноячейка с Cs помещалась между этими магнитами. Для увеличения магнитного поля постоянные магниты монтировались на П-образном металлическом магнитопроводе с сечением 40×50 мм², который также имел небольшие отверстия для прохождения лазерного излучения (устройство показано на вставке рис.1). Для возможности варьирования величины магнитного поля на металлический магнитопровод надевалась намотанная катушка, через которую пропускался постоянный ток. В зависимости от направления тока в катушке прикладываемое к наноячейке магнитное поле либо усиливалось, либо уменьшалось. Магнитное поле, создаваемое катушкой, составляет примерно 250 Гс при 1 А тока (ток варьировался в интервале 0–4 А). Для формирования частотного репера (Reference) часть лазерного излучения направлялась на дополнительную сантиметровую ячейку с Cs для формирования спектра пропускания. Для формирования линейно-поляризованного излучения использовался поляризатор Глана-Тейлора (G_1), а спектр сигнала FR регистрировался на выходе из второго (выходного) скрещенного поляризатора G_2 (анализатор). Регистрация оптических излучений проводилась фотодиодами ФД-24К (4). Сигналы с фотодиодов усиливались операционным усилителем и подавались на 4-ех лучевой цифровой осциллограф Tektronix TDS2014B или на цифровой осциллограф Siglent SDS1202X. Для селекции излучения FR использовался интерференционный фильтр IF с шириной пропускания на полувысоте 10 нм. Для формирования пучка диаметром 1 мм, равного размеру области с толщиной $L = \lambda/2$ (см.рис.1), использовалась диафрагма (на схеме не приведена).

2.3. Экспериментальные результаты и обсуждения

На рис.2а,б показаны диаграммы атомных переходов Cs в базе F и m_F при магнитных полях $B \geq B_0$, которые регистрируются в эксперименте при использовании лазерного излучения с круговой поляризацией σ^+ (а) и σ^- (б). По правилам отбора для разрешенных (в дипольном приближении) переходов между нижними и верхними уровнями сверхтонкой структуры для полного момента атома \mathbf{F} в нулевом магнитном поле должны выполняться правила отбора $F_e - F_g = \Delta F = 0; \pm 1$, а для магнитных подуровней $\Delta m_F = +1$, и $\Delta m_F = -1$

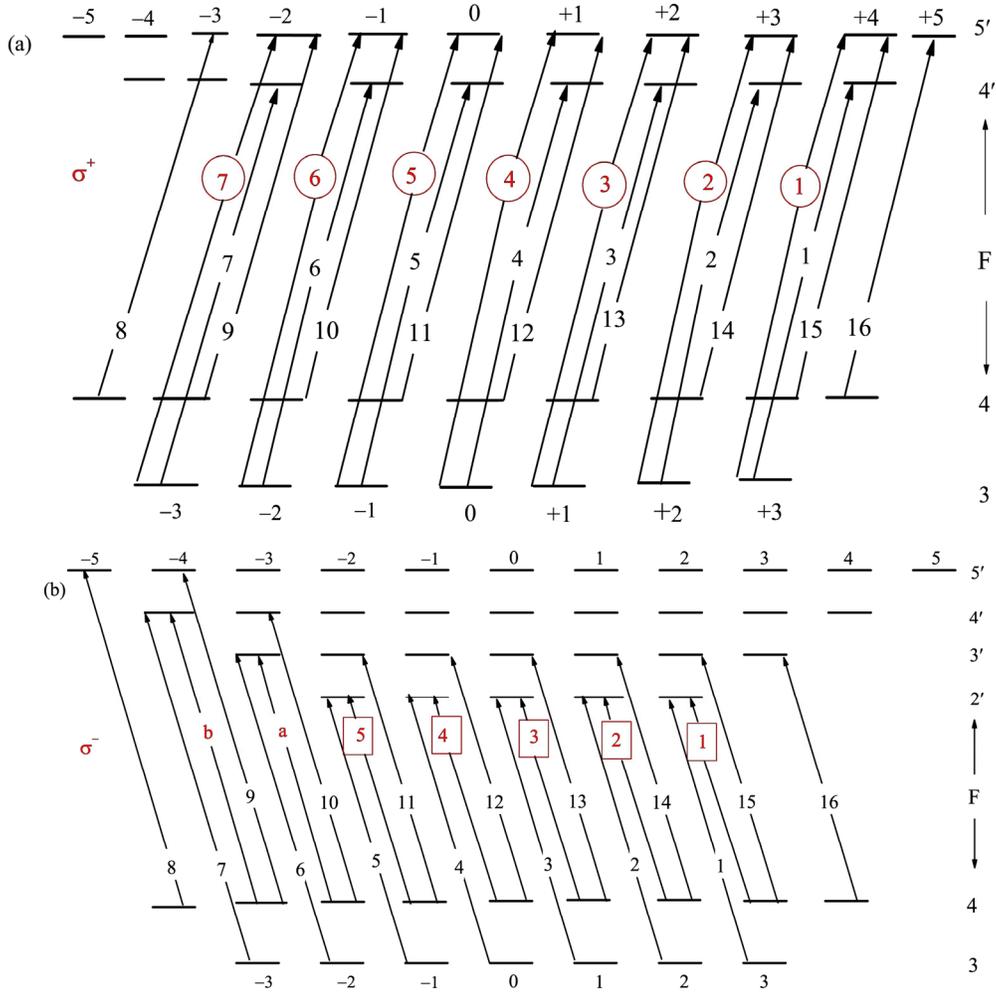


Рис.2. Диаграмма переходов Cs, D_2 линии в базе F и m_F . Показаны только те переходы, которые имеют большие вероятности при магнитных полях $B \geq B_0$, (a) поляризации излучения σ^+ , ①–⑦ переходы – это MI переходы; (b) поляризации излучения σ^- , 1–5 переходы в прямоугольниках это – MI переходы. Важно отметить, что для избежания путаницы с нумерацией 1, 2, 3 и т.д., в тексте всюду отмечается для какой поляризации σ^+ или σ^- приведена данная нумерация.

для излучений с поляризацией σ^+ и σ^- , соответственно. Известно, что в сильных магнитных полях может происходить гигантское возрастание вероятностей (интенсивностей) атомных переходов с правилами отбора $F_e - F_g = \pm 2$ [11–15].

Как показано нами ранее, при определенных значениях магнитного поля вероятности этих переходов (которые запрещены при $B = 0$) могут превосходить вероятности разрешенных атомных переходов. Поэтому мы их назвали магнито-индуцированными (MI) переходами [14,15]. На диаграмме рис.2а для

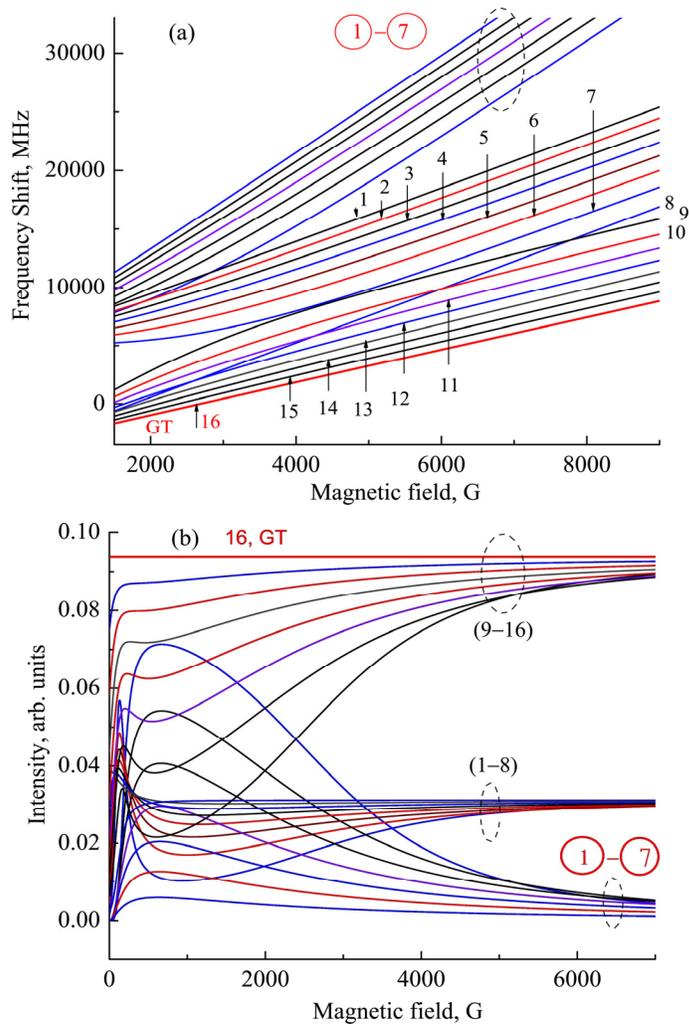


Рис.3. (a) Частотные положения атомных переходов, имеющих наибольшие вероятности при магнитных полях $B > B_0$ при σ^+ поляризации излучения, (b) Зависимости вероятностей атомных переходов от величины магнитного поля (σ^+ поляризация). Приведенные кривые рассчитаны по теоретической модели, приведенной в работах [2,11–15].

атомов Cs магнито-индуцированные переходы для излучения с поляризацией σ^+ отмечены кружками, а для излучения с поляризацией σ^- на диаграмме рис.2b – прямоугольниками. Заметим, что в процессе FR участвуют оба излучения с круговыми поляризациями σ^+ и σ^- . Однако, чтобы сильно не усложнять диаграммы, атомные переходы показаны отдельно для поляризаций σ^+ и σ^- . На рис.3а показаны частотные положения атомных переходов при σ^+ поляризации. Приведены только те переходы, вероятности которых остаются достаточно

большими при сильных магнитных полях $B > B_0$, чтобы быть зарегистрированными. Из рис.3а видно, что атомные переходы образуют три группы: 1) группа из семи МІ переходов 1–7, которая расположена на высокочастотном крыле спектра; 2) группа из восьми переходов 1–8 (показаны на диаграмме рис.2а); 3) группа из восьми переходов 9–16. С увеличением магнитного поля частотное расстояние между этими группами возрастает. Вероятности этих атомных переходов приведены на рис.3б. Как следует из рис.3б, вероятности семи МІ переходов 1–7 при магнитных полях ~ 1000 Гс имеют наибольшую вероятность, однако, при полях > 7000 Гс их вероятности стремятся к нулю. Таким образом, остаются только две группы: группа из восьми переходов 1–8 и группа из восьми переходов 9–16. Объяснение такого поведения приведено ниже. Особо отметим переход под номером 16. Это, так называемый, “направляющий” атомный переход («guiding» transition, GT) при использовании излучения с круговой поляризацией σ^+ (один такой GT переход есть и при использовании излучения с поляризацией σ^- , см. ниже) [16]. GT переходы имеют наибольшую величину вероятности в своей группе, к которой стремятся вероятности всех атомных переходов в его группе в сильных магнитных полях. Как видно из рис.3б, вероятность GT перехода постоянна, не зависит от величины B . Величина частотного наклона GT перехода составляет $s = 1.4 \text{ MHz/G}$ и не зависит от величины B . В сильных магнитных полях к этой величине стремятся частотные наклоны всех атомных переходов в его группе [16].

На рис.4а показаны частотные положения атомных переходов, имеющих наибольшие вероятности при магнитных полях $B > B_0$ и для σ^- поляризации оптического излучения. Так же, как и в случае σ^+ поляризации оптического излучения, атомные уровни образуют три группы: 1) группа, расположенная на низкочастотном крыле спектра, состоящая из пяти МІ переходов 1–5 в прямоугольниках и разрешенных переходов, обозначенных a и b ; 2) группа из восьми переходов 9–16; 3) группа из восьми переходов 1–8.

С увеличением магнитного поля частотные расстояния между группами возрастают, и они полностью разделяются при $B > 8000$ Гс. Вероятности этих атомных переходов приведены на рис.4б. Как видно из рис.4б вероятности пяти МІ переходов 1–5 в прямоугольниках и переходов, обозначенных a и b , при магнитных полях ~ 1000 Гс, имеют наибольшую вероятность, однако, при полях > 7000 Гс их вероятности стремятся к нулю. Таким образом, при $B \gg B_0$ остаются только две группы: группа из восьми переходов 1–8 и группа из восьми переходов 9–16. Объяснение приведено ниже. Особо отметим переход под номером 8 для σ^- поляризации. Это также «направляющий» GT атомный переход [16].

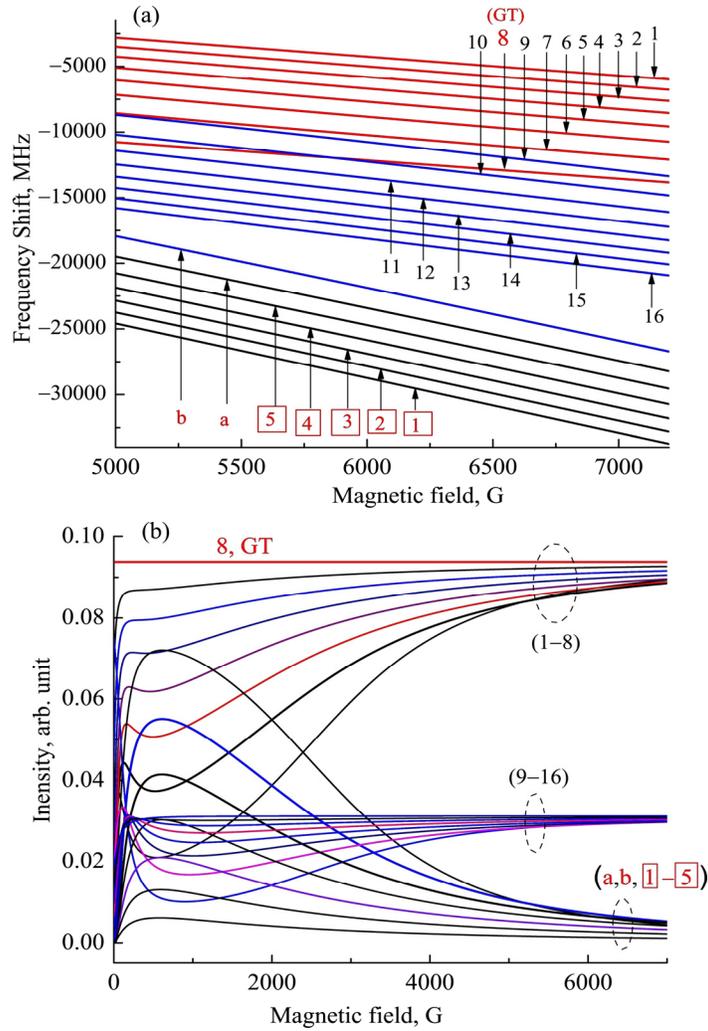


Рис.4. (а) Частотные положения атомных уровней, имеющих наибольшие вероятности при магнитных полях $B > B_0$ для σ^- поляризации излучения; б) Зависимости вероятностей атомных переходов от величины магнитного поля (σ^- поляризация). Приведенные кривые рассчитаны по теоретической модели, приведенной в работах [2,11–15].

Методика регистрации спектра сигнала FR с использованием наночастицы в схеме со скрещенными поляризаторами, с приложением продольного магнитного поля подробно описана в работах [17–19], поэтому здесь изложим её кратко. При прохождении резонансного лазерного излучения (поляризованного, скажем, вертикально) через пары атомов Cs (при толщине столба паров $L = \lambda/2 = 426$ нм), помещенных в магнитное поле, происходит вращение плоскости поляризации излучения (электрического поля E) на угол φ , поэтому его проекция проходит через второй скрещенный поляризатор (анализатор).

Приведем суть предложенного нами модифицированного метода FR. Выходной поляризатор Глана (анализатор) помещался в механический держатель, который позволял осуществлять его плавное вращение вокруг оси, как по, так и против часовой стрелки. Угол, на который поворачивался относительно скрещенного положения, составлял 0.1 рад. При этом на выходе анализатора регистрируется дисперсионный спектр–спектр MFR (толщина столба паров $L = \lambda/2 = 426$ нм). Используемый осциллограф Siglent SDS1202x позволяет в реальном времени формировать производную кривой MFR. Кривая DMFR (derivative MFR) представлена на рис.5. Верхняя кривая на рис.5 спектр FR: в этом случае анализатор скрещен с первым поляризатором. Магнитное поле $B = 6200$ Гс, мощность лазерного излучения 0.1 мВт, температура резервуара наноячейки 115°C . Из рис.5 видно, что в случае кривой DMFR реализуется лучшее спектральное разрешение, и атомные переходы под номерами 7 и 9 полностью спектрально разрешены. Кроме того, более узкие ширины атомных переходов в случае кривой DMFR передают более правильную информацию об амплитудах (вероятностях) переходов. Так, амплитуда перехода GT под номером 16 должна быть наибольшая в спектре, что соответствует наибольшей амплитуде на кривой DMFR, в то время как амплитуда перехода под номером 16 в спектре FR меньше амплитуды перехода под номером 15, что неверно отражает реальное соотношение амплитуд. Нижняя кривая – реперная.

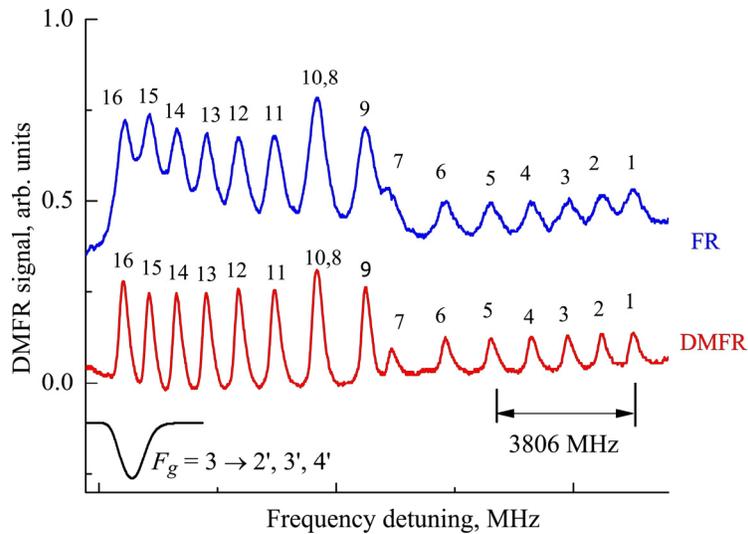


Рис.5. Спектр FR в случае, когда анализатор скрещен с первым поляризатором, $L = \lambda/2 = 426$ нм, $B = 6200$ Гс, поляризация σ^+ , мощность лазерного излучения 0.1 мВт, температура резервуара наноячейки 115°C . Нижняя кривая- спектр DMFR. Видно, что в случае кривой DMFR спектральное разрешение лучше.

Кривая Exp. на рис.6 показывает экспериментальный спектр, полученный методом DMFR при магнитном поле $B = 6600$ Гс, для σ^+ поляризации. Отметим, что в этом случае все шестнадцать атомных переходов (переходы 1–8 и 9–16) спектрально разрешены. Кривая Theor. на рис.6 показывает расчетный (теоретический) спектр поглощения в наночейке при толщине $L = \lambda/2 = 426$ нм, которая содержит важную информацию о частотных положениях атомных переходов и их амплитуд [9]. Из рис.6 видно, что метод DMFR также дает правильные положения всех атомных переходов и величин их амплитуд. Заметим, что у экспериментального спектра поглощения в наночейке при толщине $L = \lambda/2 = 426$ нм имеются спектрально-широкие крылья, что сильно ухудшает спектральное разрешение (поэтому, экспериментальные спектры поглощения не приведены). Нижняя кривая – частотный репер.

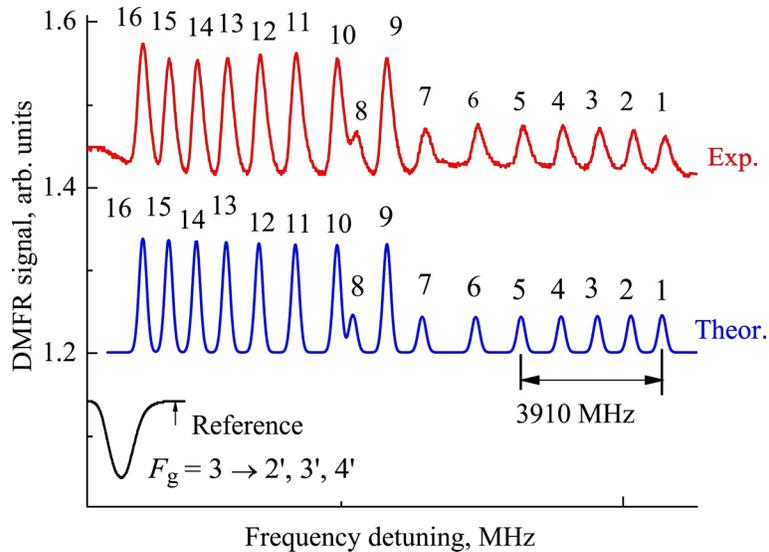


Рис.6. Экспериментальный спектр DMFR, $B = 6600$ Гс, поляризация σ^+ . Отметим, что в этом случае все шестнадцать атомных переходов спектрально разделены. Нижняя кривая показывает расчетный (теоретический) спектр поглощения. Наблюдается хорошее согласие эксперимента и теории.

На рис. 7 кривые DMFR (a, b, c, d, e) показывают производную спектра сигнала MFR на выходе из анализатора (повернут на 0.1 рад) при разных величинах магнитного поля B для σ^+ поляризации: для кривых a, b, c, d, e эти величины составляют 5000, 5300, 6200, 6600 и 6900 Гс, соответственно. Нумерация атомных линий 1–8 и 9–16 приведена на рис.2а для σ^+ поляризации. Из рис.7 видно, что при полях 6600 и 6900 Гс все шестнадцать атомных переходов спектрально разделены. На рис.8 (верхняя кривая) показан фрагмент спектра DMFR

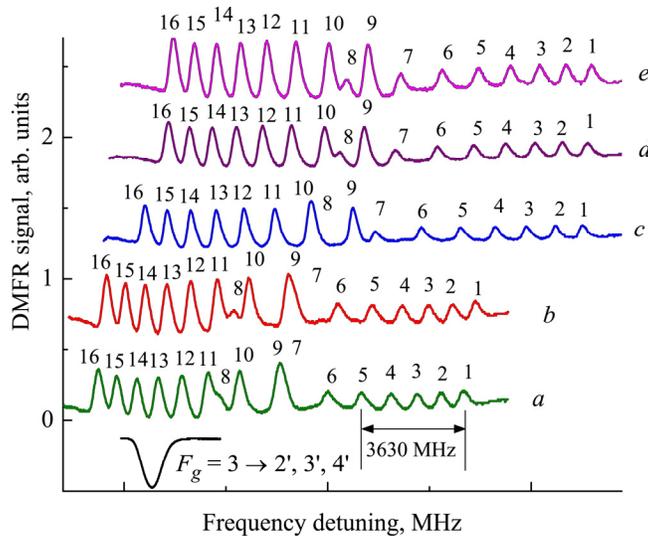


Рис.7. Кривые DMFR (*a, b, c, d, e*) производных сигналов MFR на выходе из анализатора для σ^+ поляризации при разных величинах B : для кривых *a, b, c, d, e* эти величины 5000, 5300, 6200, 6600 и 6900 Гс, соответственно. Нижняя кривая – реперная.

(высокочастотное крыло спектра), на котором регистрируются семь МІ переходов 1–7 ($B = 6120$ Гс). При таких сильных магнитных полях эти МІ переходы зарегистрированы впервые. Также регистрируются переходы 1–3. Из кривых на рис. 3b видно, что при таких сильных магнитных полях вероятности МІ перехо-

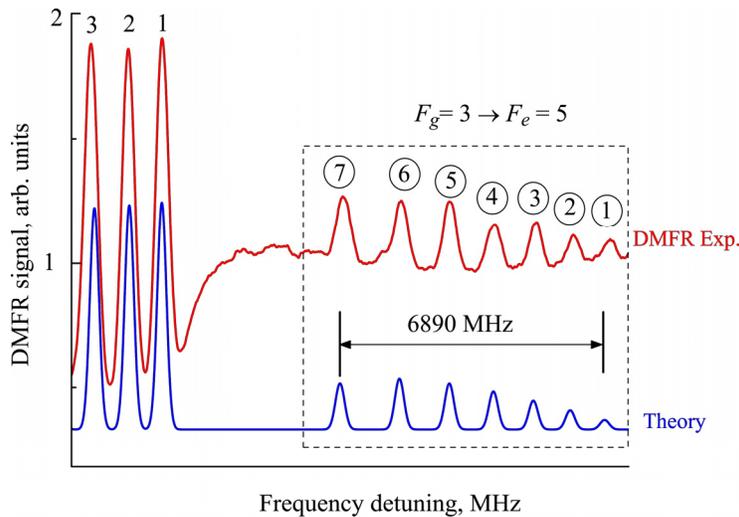


Рис.8. Фрагмент спектра DMFR (высокочастотное крыло) на котором регистрируются семь МІ переходов 1–7 в кружках, для σ^+ поляризации, $B = 6120$ Гс. Нижняя кривая показывает расчетный (теоретический) спектр поглощения.

дов быстро уменьшаются, но тем не менее они все еще уверенно регистрируются. Нижняя кривая на рис.8 показывает расчетный спектр поглощения. Из рис.8 видно, что метод DMFR показывает правильные частоты МП переходов 1–7, а также величины их амплитуд. Верхняя кривая на рис.9 показывает экспериментальный спектр MFR в случае излучения с поляризацией σ^- , при $B = 6600$ Гс, $L = \lambda/2$. В этом случае спектр формируется на низкочастотном крыле. Это видно по реперному спектру перехода $F_g = 4 \rightarrow 3', 4', 5'$, поскольку он расположен на 9.2 ГГц ниже перехода $F_g = 3 \rightarrow 2', 3', 4'$, который приведен на рисунках 5–8. Средняя кривая на рис.9 показывает экспериментальный спектр, полученный методом DMFR. Отметим, что в этом случае все шестнадцать атомных переходов (переходы 1–8 и 9–16) спектрально разрешены. Нумерация приведена на рис.4а и на рис.4б. Кривая Theog. на рис.9 показывает расчетный спектр поглощения. Как отмечено выше, спектр поглощения в наночейке при толщине $L = \lambda/2 = 426$ нм содержит важную информацию о частотном положении атомных переходов и величин их амплитуд [9]. Из рис.9 видно, что результаты, полученные методом DMFR, совпадают с расчетными.

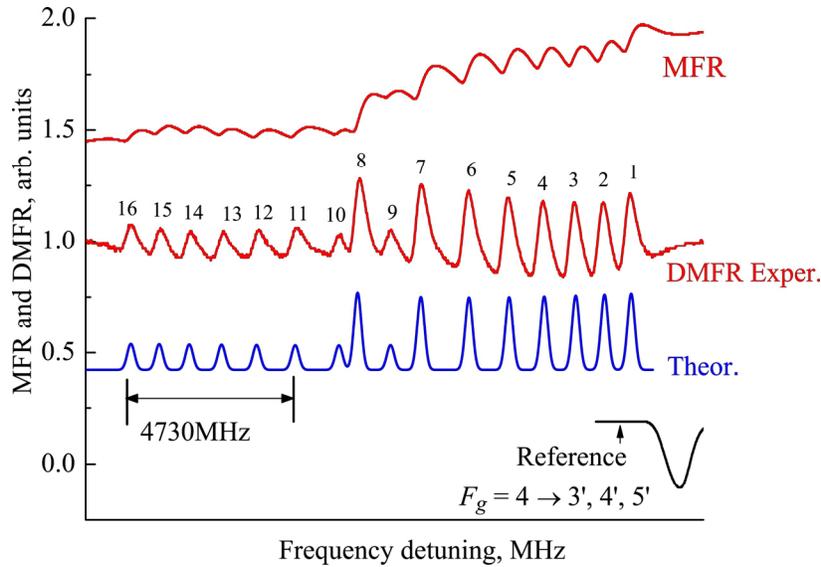


Рис.9. Спектр MFR, излучение с поляризацией σ^- , $B=6600$ Гс, $L = \lambda/2 = 426$ нм. Средняя кривая – спектр, полученный методом DMFR. Кривая «Theog.» показывает расчетный спектр поглощения. Нижняя кривая – частотный репер.

На рис.10 кривые DMFR (a', b', c', d', e') показывают производную спектра сигнала MFR на выходе из анализатора при разных величинах магнитного поля B для σ^- поляризации: для кривых a', b', c', d', e' эти величины составляют 5230, 5340, 6170, 6700 и 6900 Гс, соответственно. Нумерация атомных линий

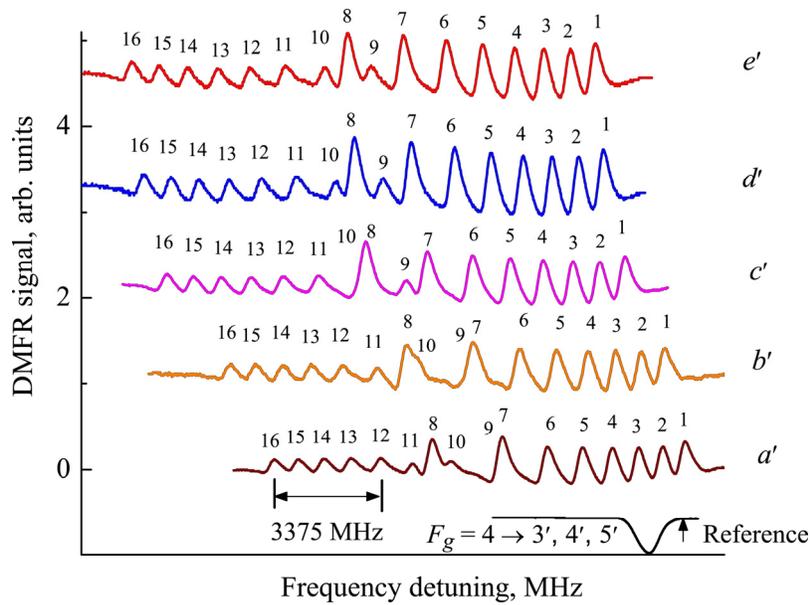


Рис.10. Кривые DMFR (a' , b' , c' , d' , e') при разных величинах поля B для σ^- поляризации: для кривых a' , b' , c' , d' , e' эти величины 5230, 5340, 6170, 6700 и 6900 Гс, соответственно. Видно, что при полях 6700 и 6900 Гс все шестнадцать переходов спектрально разделены. Нумерация атомных линий приведена на рис.2b для σ^- поляризации. Нижняя кривая – реперная.

1–8 и 9–16 приведена на рис.2b для σ^- поляризации. Из рис.10 видно, что при полях 6700 и 6900 Гс все шестнадцать атомных переходов спектрально разделены. На рис.11 верхняя кривая показывает фрагмент спектра DMFR (расположенный на низкочастотном крыле спектра), на котором регистрируются пять МІ переходов 1–5 в прямоугольниках, $B = 6170$ Гс. При таких сильных магнитных полях эти МІ переходы зарегистрированы впервые. Также регистрируются разрешенные атомные переходы, обозначенные a и b , и переходы 11–16. Из кривых на рис. 4b видно, что при таких сильных магнитных полях вероятности МІ переходов быстро уменьшаются, тем не менее они все еще уверенно регистрируются. Нижняя кривая на рис.11 показывает расчетный спектр поглощения. Из рис.11 видно, что результаты, полученные методом DMFR, совпадают с расчетными. Приведем объяснение причины того, что в сильных магнитных полях остаются только две группы атомных переходов по восемь переходов в каждой. В сильных магнитных полях, когда $B \gg B_0$, имеет место разрыв связи полного углового момента электрона \mathbf{J} и магнитного момента ядра \mathbf{I} (так называемый режим Пашена-Бака на сверхтонкой структуре [7, 20]), и поведение атомных переходов определяется проекциями m_J и m_I .

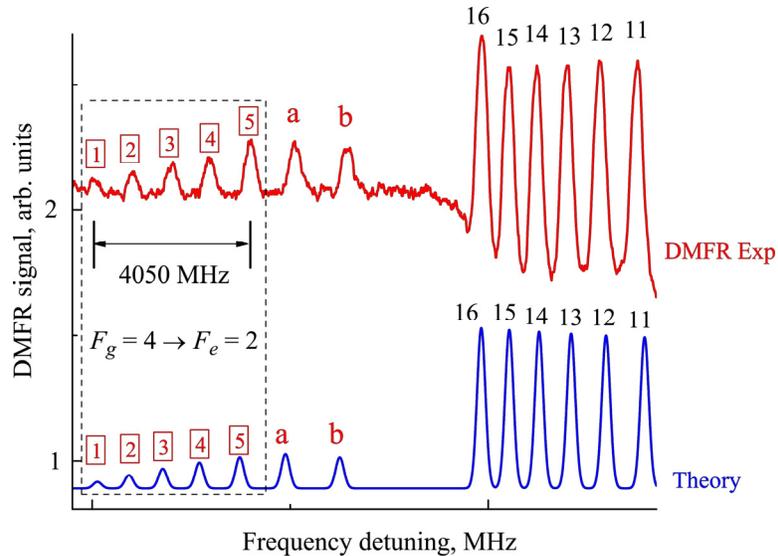


Рис.11. Фрагмент спектра, полученный методом DMFR, σ^- поляризация, $B = 6170$ Гс. Регистрируются пять МІ переходов 1–5 в прямоугольниках. Нижняя кривая показывает расчетный (теоретический) спектр поглощения. Видно, что метод DMFR показывает правильные частотные положения МІ переходов, а также их амплитуды.

Как видно из рис. 12 как для поляризации σ^+ , так и для поляризации σ^- , когда $B \gg B_0$, остаются только две группы атомных переходов – восемь переходов в каждой. При этом амплитуды атомных переходов в пределах одной группы, переходы у которых начинаются с того же нижнего уровня (см. рис.3b и рис.4b), равны между собой. Также частотные наклоны атомных переходов в пределах одной группы (см. рис.3a и рис.4a), которые начинаются с того же нижнего уровня, равны между собой. Заметим, что МІ переходы не присутствуют на диаграммах рис. 12, поскольку их вероятности стремятся к нулю при $B \gg B_0$. Важно отметить, что две группы атомных переходов, по восемь переходов в каждой, будут наблюдаться даже в сильных магнитных полях, вплоть до 10 Т. Поведение атомных переходов D_2 линии цезия в сильных поперечных магнитных полях при π -поляризации лазера детально изучено в [21].

Результаты приведенных исследований, основанные на применении DMFR метода и цезиевой наночейке, могут быть использованы для разработки оптических магнитометров с нанометровым локальным пространственным разрешением для определения как однородных, так и сильно неоднородных магнитных полей [22]. Представляет практический интерес и широко перестраиваемый частотный репер с использованием МІ переходов 1–7, с рекордно-сильным смещением по частоте на 20–30 ГГц при полях 6–7 кГс относительно исходных атомных переходов, что может быть использовано для стабилизации частоты диодного лазера на смещенных частотах [23].

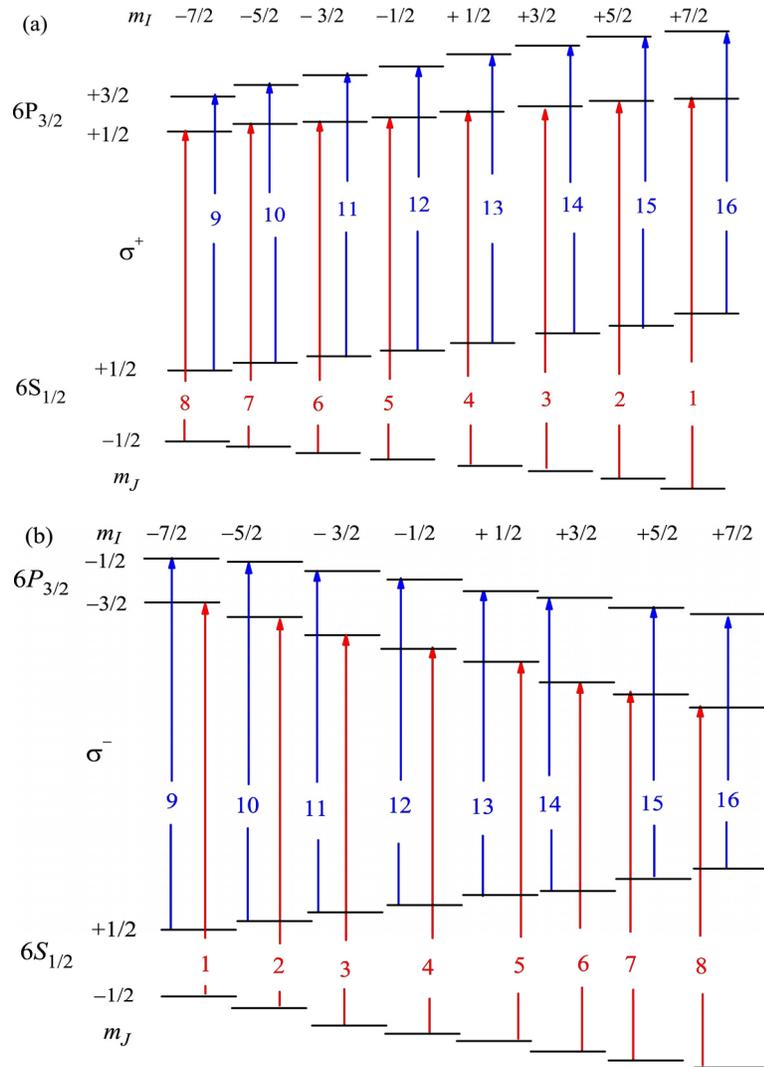


Рис.12. Диаграммы атомных переходов в режиме Пашена-Бака на сверхтонкой структуре в базе m_J и m_I для D_2 линии для излучений с поляризациями σ^+ (а) и σ^- (б). Правила отбора для переходов $\Delta m_J = +1$ и $\Delta m_I = 0$ для поляризации σ^+ , в случае излучения с поляризацией σ^- правила отбора для переходов $\Delta m_J = -1$ и $\Delta m_I = 0$.

3. Заключение

Разработан и применен модифицированный DFRM с использованием наноячейки, заполненной парами атомов Cs. Суть модифицированного метода состоит в следующем: выходной поляризатор (анализатор) помещается в держатель, который позволяет осуществлять его плавное вращение вокруг оси, как по часовой стрелке, так и против часовой стрелки. Угол, на который поворачи-

вался анализатор (относительно скрещенного положения) составлял 0.1 рад. В этом случае на выходе анализатора регистрируется дисперсионный спектр MFR. Используемый осциллограф Siglent позволяет в реальном времени сформировать производную кривой MFR (DMFR). Формируемые атомные линии в этом случае имеют спектральную ширину в 1.5–2 раза уже, чем спектральная ширина линии, полученная методом FR, также с использованием наночаечки. В магнитных полях 5000–7000 Гс при использовании излучения с круговыми поляризациями σ^+ и σ^- регистрируются по 23 атомных перехода, показанные на рис.3а) и рис.4а), которые спектрально полностью разрешены и идентифицированы. Впервые экспериментально и теоретически показано, что при значениях магнитного поля ~ 6000 Гс семь магнито-индуцированных переходов $F_g = 3 \rightarrow F_e = 5$ (которые запрещены по правилам отбора при $B = 0$) и пять магнито-индуцированных переходов $F_g = 4 \rightarrow F_e = 2$ (которые также запрещены по правилам отбора при $B = 0$) все еще уверенно регистрируются. Проведено сравнение спектров формируемых методом FR и методом DMFR и показано, что реализуемое спектральное разрешение в случае DMFR в 1.5–2 лучше. Наблюдается хорошее согласие экспериментального положения частот атомных переходов и их амплитуд, регистрируемых методом DMFR с расчетными величинами. Приведены диаграммы атомных переходов в режиме Пашена-Бака на сверхтонкой структуре в базе m_J и m_I для D_2 линии для излучений с поляризацией σ^+ и с поляризацией σ^- , которые объясняют причины того, что в сильных магнитных полях при $B \gg B_0$ остаются только две группы атомных переходов, по восемь переходов в каждой. Отмечены практические применения.

Работа А. С., А. А., А. Т. и Д. С. выполнена в рамках КН МОН РА (проект № SCS 18T-1C018). Авторы благодарят Армянский национальный фонд науки и образования (грант ANSEF Opt 4732). А. А. благодарит AGBU France и Philipposian & Pilossian Foundation в Женеве, а также FAST (Foundation for Armenian Science and Technology) и 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). Р.Т. и С.С. благодарят за поддержку the National Science Fund of Bulgaria according to contracts: (i) Bilateral project Bulgaria – Russia («Nonlinear spectroscopy of spatially restricted alkali vapor: methodology and applications»): DNTS/Russia 01/5 from 23.06.2017г. + RFBR grant No17-52-18037, the Government of Russian Federation (Grant 074-U01) and goszadanie #3.4903.2017/6.7 and (ii) DO08-19/2016, «New coherent and cooperative effects in hot alkali vapour».

ЛИТЕРАТУРА

1. **D. Budker, W. Gawlik, D. Kimball, S.R. Rochester, V.V. Yaschuk, A.Weis.** *Rev. Mod. Phys.*, **74**, 1153 (2002).
2. **M. Auzinsh, D. Budker, S. M. Rochester.** *Optically Polarized Atoms: Understanding Light-Atom Interactions*, Oxford Univ. Press, Oxford, 2010.
3. **Y. Wang, X. Zhang, D. Wang, Z. Tao, W. Zhuang, J. Chen.** *Opt.Express*, **20**, 25817 (2012).
4. **J.A. Zielińska, F.A. Beduini, N. Godbout, M.W. Mitchell.** *Opt. Lett.*, **37**, 524 (2012).
5. **M.A. Zentile, D.J. Whiting, J. Keaveney, Ch.S. Adams, I.G. Hughes.** *Opt. Lett.*, **40**, 2000 (2015).
6. **M.A Zentile, R. Andrews, L. Weller, S. Knappe, Ch.S. Adams, I.G. Hughes.** *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **47**, 075005 (2014).
7. **B.A. Olsen, B. Patton, Y.Y. Jau, W. Happer.** *Phys. Rev. A*, **84**, 063410 (2011).
8. **M.A. Zentile, J. Keaveney, L. Weller, D.J. Whiting, C.S. Adams, I.G. Hughes.** *Comput. Phys. Commun.*, **189**, 162 (2015).
9. **А. Саргсян, Г. Ахумян, Р. Мирзоян, Д. Саркисян.** *Письма в ЖЭТФ*, **98**, 499 (2013).
10. **D. Sarkisyan, A. Papoyan.** *New Trends in Quantum Coherence and Nonlinear Optics (Horizons in World Physics, vol. 263)*, Ed.: R. Drampyan, Nova Science Publishers, Chapter 3, pp.85-124 (2009).
11. **P. Tremblay, A. Michaud, M. Levesque, S. Thériault, M. Breton, J. Beaubien, N. Cyr.** *Phys. Rev. A*, **42**, 2766 (1990).
12. **A. Sargsyan, A. Tonoyan, G. Nakhumyan, A. Papoyan, E. Mariotti, D. Sarkisyan.** *Laser Phys. Lett.*, **11**, 055701 (2014).
13. **E. Klinger, A. Sargsyan, A. Tonoyan, G. Nakhumyan, A. Papoyan, C. Leroy, D. Sarkisyan.** *Europhys. Journ. D*, **71**, 216 (2017).
14. **Саргсян, А. Тоноян, Г.Т. Ахумян, Д. Саркисян.** *Письма в ЖЭТФ*, **106**, 669 (2017).
15. **А. Тоноян, А. Sargsyan, E. Klinger, G. Nakhumyan, C. Leroy, M. Auzinsh, A. Papoyan, D. Sarkisyan.** *EuroPhys. Lett.*, **121**, 53001 (2018).
16. **А. Саргсян, Г. Ахумян, А. Папоян, Д. Саркисян.** *Письма в ЖЭТФ*, **101**, 330 (2015).
17. **А. Саргсян, Е. Пашаян-Леруа, К. Леруа, Ю. Малакян, Д. Саркисян.** *Письма в ЖЭТФ*, **102**, 549 (2015).
18. **А. Саргсян, Е. Пашаян-Леруа, К. Леруа, Д. Саркисян.** *ЖЭТФ* **150**, 461 (2016).
19. **А. Саргсян, А. Амирян, С. Каргалева, Д. Саркисян.** *ЖЭТФ*, **152**, 54 (2017).
20. **A. Sargsyan, G. Nakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, A.Papoyan, D. Sarkisyan.** *Opt. Lett.*, **37**, 1379 (2012).
21. **А.Д. Саргсян, Г.Т. Ахумян, А.О. Амирян, К. Леруа, А.С. Саркисян, Д.Г. Саркисян.** *Известия НАН Армении, Физика*, **50**, 428 (2015).
22. **A. Sargsyan, A. Papoyan, I.G. Hughes, Ch.S. Adams, D. Sarkisyan.** *Opt. Lett.*, **42**, 1476 (2017).
23. **A. Sargsyan, A. Tonoyan, R. Mirzoyan, D. Sarkisyan, A. Wojciechowski, W. Gawlik.** *Opt. Lett.*, **39**, 2270 (2014).

ՖԱՐԱԴԵՅԱՆ ՊՏՈՒՅՏԻ ՄՈՂԻՖԻԿԱՑԻԱՅԻ ԱՆՆԱԿԸ
ՀԶՈՐ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐՈՒՄ ՑԵԶԻՈՒՄԻ ԱՏՈՄԱԿԱՆ
ԱՆՅՈՒՄՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅԱՆ ՀԱՄԱՐ

Ա. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Ա. ՏՈՆՈՅԱՆ, Հ. ՀԱԽՈՒՄՅԱՆ, Ա. ԱՄԻՐՅԱՆ,
Պ. ԹՈՂՈՐՈՎ, Ս. ԿԱՐՏԱԼԵՎԱ, Դ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Ցեզիումի ատոմներ պարունակող նանո-բջջի օգնությամբ մշակված է Ֆարադեյան պտույտի մոդիֆիկացիայի երևույթը: Ձևավորված ատոմային գծերի սպեկտրալ լայնությունը 1.5–2 անգամ ավելի նեղ է քան Ֆարադեյի պտույտի մեթոդով գրանցվածներինը: Մագնիսական դաշտի $B = 5000\text{--}7000$ Գս արժեքներում Cs , D_2 գծի ատոմական բոլոր անցումները սպեկտրալ տարալուծված և իդենտիֆիկացված են: Մասնավորապես, ուսումնասիրված են $B = 0$ Գս դաշտերում ջոկման կանոնով արգելված անցումները, որոնց հավանականությունը մագնիսական դաշտի որոշակի արժեքի դեպքում կտրուկ աճում են: Ցույց է տրված, որ Ֆարադեյան պտույտի մոդիֆիկացիայի երևույթը հարմար և արդյունավետ գործիք է հանդիսանում բարձր լուծողունակությամբ Cs ատոմի սպեկտրադիտման համար: Տեսական և փորձարարական արդյունքների միջև նկատվում է լավ համաձայնություն:

MODIFIED FARADAY ROTATION METHOD FOR STUDYING
CESIUM ATOMIC LINES IN STRONG MAGNETIC FIELDS

A. SARGSYAN, A. TONoyAN, G. HAKHUMYAN, A. AMIRYAN,
P. TODOROV, S. CARTALEVA, D. SARKISYAN

A modified Faraday rotation method was developed using a nanocell filled with cesium vapor. Formed atomic lines have a spectral width 1.5–2 times narrower than those obtained by the Faraday rotation method. In magnetic fields $B = 5000\text{--}7000$ G, all atomic transitions of the Cs D_2 line, formed in the spectra, are spectrally resolved and identified. In particular, transitions that are forbidden at $B = 0$ G have been investigated, however, at certain values of the magnetic field, there is a gigantic increase in their probabilities. It is shown that the modified Faraday rotation method is convenient and efficient for high resolution spectroscopy for Cs atoms. There is good agreement between experimental and calculated results. Practical applications are noted.