

## Магнито-индуцированный аномальный дихроизм атомных переходов цезия D<sub>2</sub>-линии

А. Саргсян<sup>+1)</sup>, А. Тоноян<sup>+\*</sup>, Г. Ахумян<sup>+</sup>, Д. Саркисян<sup>+1)</sup>

<sup>+</sup>Институт физических исследований НАН Армении, 0203 Аштарак, Армения

<sup>\*</sup>Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR CNRS 6303, Université Bourgogne – Franche-Comté, BP 47870, 21078 Dijon Cedex, France

Поступила в редакцию 6 октября 2017 г.

После переработки 27 октября 2017 г.

Впервые исследованы переходы  $F_e - F_g = \Delta F = \pm 2$  атома Cs, D<sub>2</sub>-линии между нижними и верхними уровнями сверхтонкой структуры во внешнем магнитном поле 300–3000 Гс, с использованием циркулярно-поляризованных излучений  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$ . По правилам отбора эти переходы запрещены (в нулевом магнитном поле), в то время как в магнитном поле происходит гигантское возрастание их вероятностей, поэтому, мы назвали эти переходы магнито-индуцированными (МИ). Установлено следующее правило для интенсивностей 24 МИ-переходов  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 5$  и  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 2$ : интенсивности МИ-переходов с  $\Delta F = +2$  максимальные (а также максимально число МИ-переходов) при использовании  $\sigma^+$  излучения, в то время как интенсивности МИ-переходов с  $\Delta F = -2$  максимальные (а также максимально число переходов) при использовании  $\sigma^-$  излучения. Для некоторых МИ-переходов различие в интенсивности при использовании  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  излучений может достигать нескольких порядков, т.е. наблюдается аномальный циркулярный дихроизм. Для экспериментальной проверки были исследованы спектры поглощения наночастицы заполненной Cs, с толщиной  $L$ , равной половине длины волны резонансного лазерного излучения  $\lambda = 852$  нм, что обеспечивало возможность отдельной регистрации МИ-переходов. Отмечены практические применения. Эксперимент хорошо согласуется с теорией.

DOI: 10.7868/S0370274X17230023

Атомы цезия и рубидия широко применяют для исследования оптических и магнито-оптических процессов в атомарных парах, таких как: охлаждение атомов, метрология высокого частотного разрешения, создание высокочувствительных магнетометров, в задачах квантовой коммуникации и др. [1–3]. Поэтому новая информация о поведении атомных переходов в магнитных полях представляет большой интерес. Известно, что в сильных магнитных полях может происходить значительное возрастание, либо уменьшение, вероятности (интенсивности) атомного перехода [3–8]. Ярким примером гигантского возрастания вероятности служит поведение переходов  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 5$  атомов Cs D<sub>2</sub>-линии в магнитном поле, которое было исследовано в работе [6] только для  $\sigma^+$  циркулярно-поляризованного излучения (ошибочно предполагалось, что при использовании  $\sigma^-$  излучения результаты будут аналогичными).

В настоящей работе впервые экспериментально и теоретически исследовано поведение атомных переходов в двух группах:  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 5$  и  $F_g = 4 \rightarrow$

$\rightarrow F_e = 2$  и показано существенное различие вероятностей и числа таких переходов в зависимости от поляризации ( $\sigma^+$  или  $\sigma^-$ ) возбуждения. При магнитных полях 500–1000 Гс вероятности семи переходов  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 5$  для  $\sigma^+$  излучения сильно возрастают, которые показаны (переходы 1–7 с номерами в кружках) на верхней вставке рис. 1а. Напомним, что для разрешенных (в дипольном приближении) переходов между нижними и верхними уровнями сверхтонкой структуры для полного момента атома  $F$  в нулевом магнитном поле должны выполняться правила отбора  $F_e - F_g = \Delta F = 0, \pm 1$  [4]. Поскольку переходы  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 5$  и переходы  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 2$  являются запрещенными при  $B = 0$ , то на этих переходах процессы поглощения излучения или флуоресценция отсутствуют, в то время как в магнитном поле на этих переходах (назовем их магнито-индуцированные (МИ) переходы) происходит гигантское возрастание как поглощения, так и флуоресценции. Теория, описывающая модификацию вероятности атомного перехода в магнитном поле, использующая матрицу гамильтониана с учетом всех переходов внутри сверхтонкой структуры, подробно изложена

<sup>1)</sup>e-mail: sarkdav@gmail.com, davsark@yahoo.com

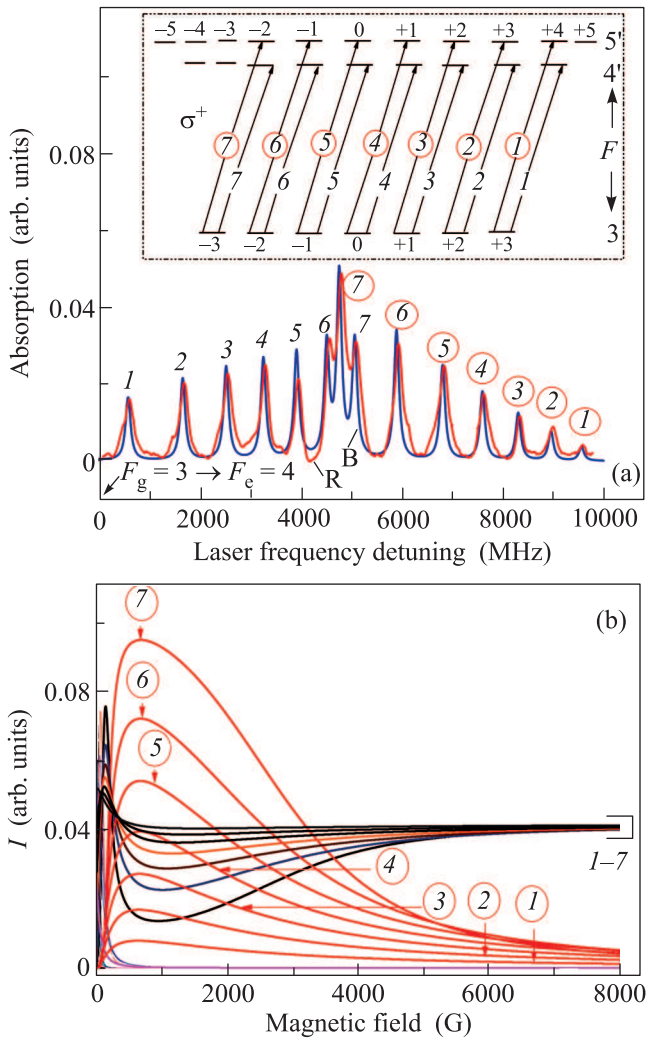


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Экспериментальный и теоретический спектры поглощения (красная, R и синяя, B линии, соответственно) паров Cs, D<sub>2</sub>-линия,  $\sigma^+$  излучение, НЯ с толщиной  $L = \lambda/2 = 426$  нм,  $B = 2350$  Гс. Спектр содержит МИ-переходы с номерами 1–7 (в кружках) и переходы  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$  (переходы показаны на верхней вставке); МИ-переходы с номерами 6 и 7 в кружках имеют наибольшие амплитуды. (б) – Расчетные интенсивности МИ-переходов и переходов  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$  в зависимости от  $B$  для  $\sigma^+$  поляризации. В интервале 300–2000 Гс переходы МИ с номерами 5–7 имеют наибольшие интенсивности среди всех переходов с нижнего уровня  $F_g = 3$

в ряде работ [3–8]. Нами выявлено правило (ранее неизвестное) для интенсивности четырнадцати МИ-переходов  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 5$  и десяти МИ-переходов  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 2$  при использовании  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  излучений. Для некоторых МИ-переходов различие в интенсивности при использовании  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  излучений может достигать многих порядков. Различная реак-

ция атомной системы при использовании  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  излучений и магнитного поля в атомной спектроскопии называется магнито-индуцированным циркулярным дихроизмом МСД (MCD – magnetically-induced circular dichroism) [9]. Экспериментальная установка для регистрации спектра поглощения наноячейки, заполненной цезием, аналогична той, что применена в работе [10]. Использовался непрерывный узкополосный диодный лазер ECDL с внешним резонатором с  $\lambda = 852$  нм и шириной линии 1 МГц. Наноячейка толщиной  $L = \lambda/2$  помещалась между постоянными сильными магнитами (имеющими небольшое отверстие для прохождения лазерного излучения), которые для усиления магнитного поля фиксировались на металлическом магнитопроводе с сечением  $40 \times 50$  мм [11]. Для формирования излучений с круговыми поляризациями  $\sigma^+$  (левый круг) и  $\sigma^-$  (правый круг) применялась пластина  $\lambda/4$ . Часть лазерного излучения направлялась на ячейку с Cs длиной 3 см, спектр поглощения которой с нижних уровней  $F_g = 3, 4$  служил частотным репером.

В работах [12, 13] было показано, что при толщине наноячейки  $L \sim \lambda/2$  в спектре поглощения достигается наименьшая спектральная ширина атомных переходов, которая может быть значительно уже доплеровской ширины. На рис. 1а приведены экспериментальный (красная линия R) и теоретический (синяя линия B) спектры поглощения паров Cs, D<sub>2</sub>-линии, с использованием циркулярно-поляризованного излучения  $\sigma^+$ . Толщина наноячейки  $L = \lambda/2 = 426$  нм, приложено продольное магнитное поле  $B = 2350$  Гс, лазерная мощность  $\sim 10$  мкВт. Температура резервуара (в котором находится Cs)  $\sim 100^\circ\text{C}$ , что обеспечивает концентрацию атомов  $N = 1.5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$  (дополнительные детали конструкции наноячейки см. в [14, 15]). Спектр поглощения содержит МИ-переходы с номерами 1–7 (в кружках) и семь переходов  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$  (без кружков) (переходы показаны на верхней вставке). Из рис. 1 следует, что МИ-переходы с номерами 6 и 7 (в кружках) имеют наибольшие амплитуды, а также, уверенно регистрируются остальные МИ-переходы, т.е. имеет место гигантское возрастание вероятностей (интенсивностей) МИ-переходов, имеющих нулевую интенсивность в отсутствии магнитного поля. Спектральная ширина переходов равна 150–170 МГц (полная ширина на полувысоте), что примерно в 3 раза меньше доплеровской ширины при  $\sim 100^\circ\text{C}$ , что позволяет спектрально разрешить все четырнадцать переходов в спектре. Как видно, наблюдается хорошее согласие эксперимента с теорией. На рис. 1б приведены расчетные интенсивности семи МИ-переходов

1–7 (с номерами в кружках) – вероятности МИ-возрастают с нуля – и семи переходов  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$  (их нумерация не приведена, чтобы не загружать рисунок) в зависимости от магнитного поля  $B$  для  $\sigma^+$  поляризованного излучения. Наблюдаем, что в интервале 300–2000 Гс МИ-переходы с номерами 5–7 имеют наибольшие амплитуды среди всех переходов с нижнего уровня  $F_g = 3$ . Вероятности переходов  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3$  не показаны, поскольку они быстро уменьшаются с увеличением  $B$ .

На рис. 2а представлены экспериментальный и теоретический спектры поглощения (красная R и синяя B линии, соответственно) паров Cs,  $D_2$ -линии, с использованием  $\sigma^-$  поляризованного излучения. Все параметры эксперимента такие же как для случая с использованием  $\sigma^+$  излучения. Из рис. 2а следует, что в этом случае регистрируется только один МИ-переход с номером 1 (в прямоугольнике), с амплитудой примерно в 3 раза меньшей чем у МИ с номером 7 (в кружке) при использовании  $\sigma^+$  излучения. На рис. 2б приведены расчетные интенсивности МИ-перехода с номером 1 (в прямоугольнике) и переходов  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$  (заметим, что последние отсутствуют при использовании  $\sigma^+$  излучения). Следовательно, интенсивности, а также число регистрируемых МИ-переходов с  $\Delta F = +2$  максимально при использовании  $\sigma^+$  излучения, т.е. наблюдается ярко выраженный MCD-эффект. Ситуация радикально иная для переходов  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 2$  ( $\Delta F = -2$ ).

На рис. 3а изображены экспериментальный (красная, R линия) и теоретический (синяя, B линия) спектры поглощения паров Cs  $D_2$ -линии, с использованием  $\sigma^-$  излучения, при продольном магнитном поле 1500 Гс (все остальные параметры эксперимента те же, что и выше). Спектр поглощения содержит МИ переходы 1–5 (с номерами в прямоугольниках). Также регистрируются переходы  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4, 5$  (все переходы показаны на верхней вставке).

На рис. 3б показаны экспериментальный и теоретический спектры поглощения (красная, R и синяя, B линии, соответственно)  $D_2$ -линии с использованием циркулярно-поляризованного излучения  $\sigma^+$  (все остальные параметры эксперимента те же, что для  $\sigma^-$ ). В этом случае МИ-переходы не регистрируются, в то время как регистрируются переходы  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 4, 5$ , нумерация которых приведена на верхней вставке. Для наглядности, на средней вставке показано частотное положение пяти МИ-переходов, которые на эксперименте не регистрируются, однако могли бы находиться в спектре с показанными амплитудами только в случае, если их амплитуды умножить на  $2 \times 10^5$ . Как видно, наблюда-

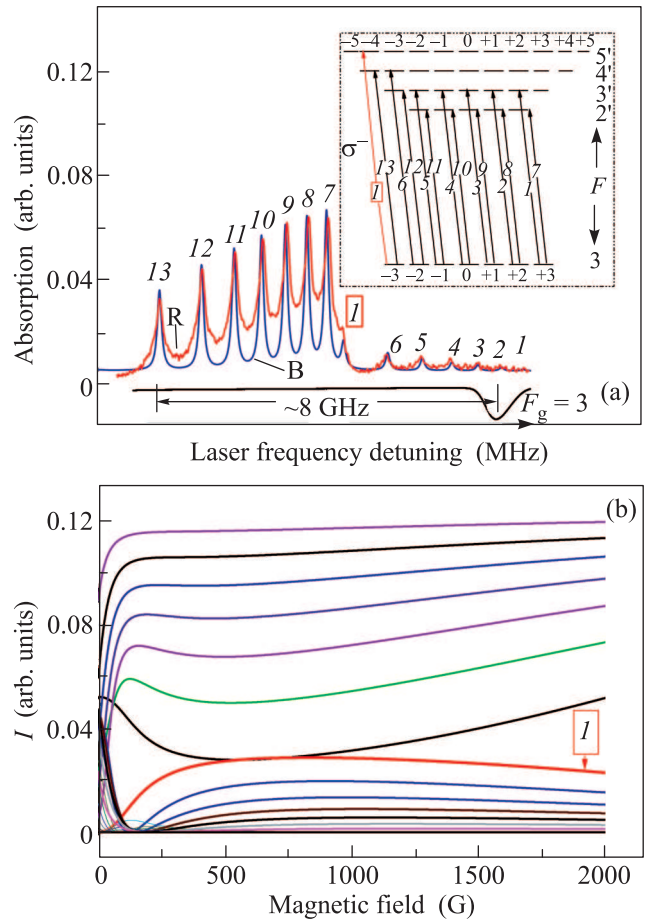


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Экспериментальный и теоретический спектры поглощения (красная, R и синяя, B линии, соответственно) паров Cs,  $D_2$ -линии, при  $\sigma^-$  излучении; использована НЯ толщиной  $L = \lambda/2 = 426$  нм,  $B = 2350$  Гс. Спектр содержит всего один МИ-переход с номером 1 (в прямоугольнике) и переходы  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$  (переходы отмечены на верхней вставке). (б) – расчетные интенсивности МИ-перехода под номером 1 в прямоугольнике и переходов  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$  (их нумерация не приведена, поскольку они показаны только для сравнения с МИ) в зависимости от  $B$  для  $\sigma^-$  поляризации

ется хорошее согласие эксперимента с теорией. Следовательно, интенсивности, а также число регистрируемых МИ-переходов с  $\Delta F = -2$  максимально при использовании  $\sigma^-$  излучения. Таким образом наблюдается ярко выраженный MCD-эффект.

Для количественного описания MCD введем коэффициент  $C_{MCD} = (I_{\sigma^+} - I_{\sigma^-}) / (I_{\sigma^+} + I_{\sigma^-})$ , где  $I_{\sigma^+}$  и  $I_{\sigma^-}$  – интенсивности переходов для  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  излучений, соответственно. Нетрудно видеть, если  $C_{MCD} > 0$  или  $C_{MCD} < 0$ , это означает, что большая интенсивность линии перехода достигается либо

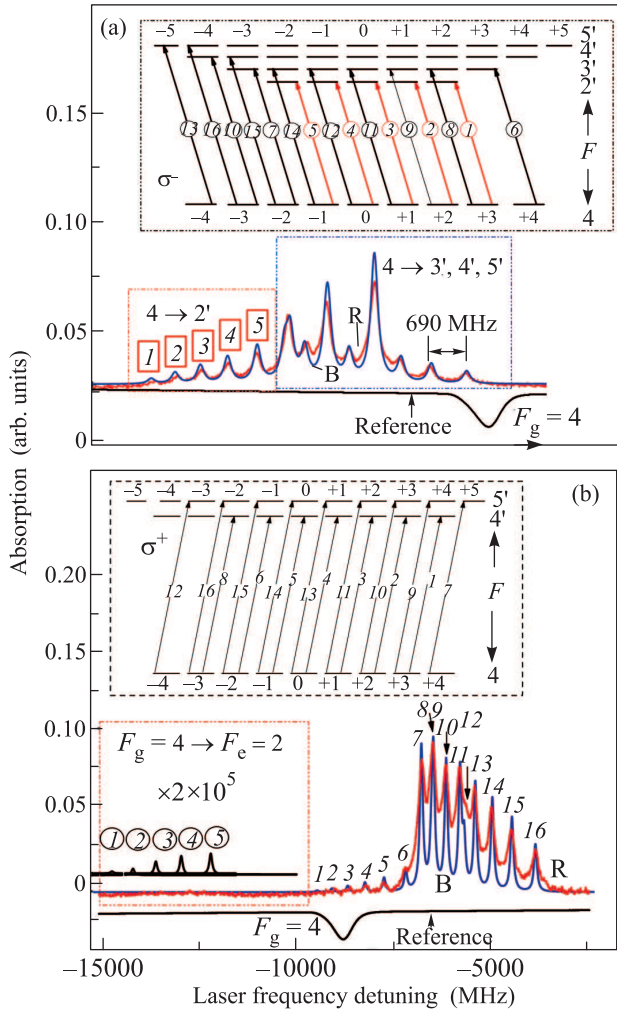


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Экспериментальный и теоретический спектры поглощения (красная, R и синяя, B линии, соответственно) паров Cs, D<sub>2</sub>-линии, с использованием  $\sigma^-$ -поляризованного излучения, при  $B = 1500$  Гс (все остальные параметры эксперимента те же, что и на рис. 2), который содержит МИ-переходы 1–5 (с номерами в прямоугольниках). (б) – Экспериментальный (красная, R линия) и теоретический (синяя, B линия) спектры поглощения паров, с использованием  $\sigma^+$  поляризованного излучения (параметры эксперимента те же, что для  $\sigma^-$ ). На средней вставке показано частотное положение пяти МИ-переходов, которые на эксперименте не регистрируются. Они могли бы находиться в спектре с показанными амплитудами только в случае, если их амплитуды умножить на  $2 \cdot 10^5$ . На эксперименте регистрируются только переходы  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 4, 5$  (показаны на верхней вставке)

при  $\sigma^+$  излучении, либо при  $\sigma^-$  излучении, соответственно. В случае  $C_{MCD} = 0$  интенсивность линии перехода одинакова для  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  излучений.

На рис. 4 продемонстрирован коэффициент  $C_{MCD}$  для двух самых сильных переходов  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 5$

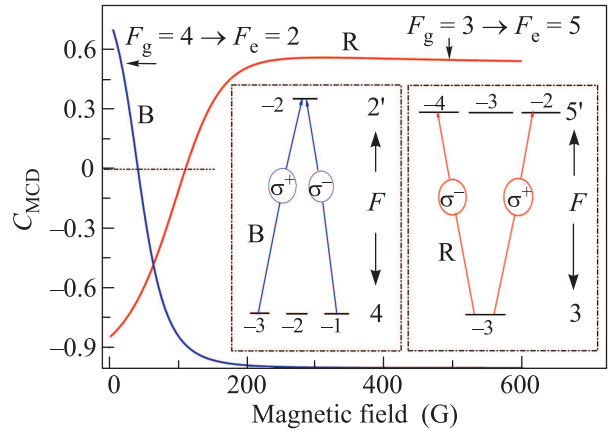


Рис. 4. (Цветной онлайн) Коэффициент  $C_{MCD}$  для двух самых сильных МИ-переходов (красная, R линия), которые на рис. 1 и рис. 2 обозначены под номером 7 (в кружке) и 1 (в прямоугольнике) для  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  излучений, переходы показаны на правой вставке. Коэффициент  $C_{MCD}$  для двух самых сильных переходов МИ (синяя, B линия); первый переход на рис. 3а обозначен под номером 5 (в прямоугольнике), второй на рис. 3б под номером 5 (в кружке). Переходы показаны на левой вставке (синяя, B)

(красная, R линия), которые на рис. 1 и рис. 2 обозначены под номером 7 (в кружке) и номером 1 (в прямоугольнике) для  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  излучений, соответственно (показаны красным, R на правой вставке). Следовательно, при  $B > 100$  Гс  $\sigma^+$  излучении интенсивность перехода под номером 7 больше чем интенсивность перехода 1 при  $\sigma^-$  излучении, достигая своего максимального значения  $+0.6$ .

На рис. 4 показан также коэффициент  $C_{MCD}$  для двух самых сильных переходов  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 2$  (синяя, B линия), которые на рис. 3а) обозначена под номером 5 (в прямоугольнике) –  $\sigma^-$  излучение – и на рис. 3б под номером 5 (в кружке) для  $\sigma^+$  излучения (переходы показаны на левой вставке синим цветом, B). Видно, что при  $B > 200$  Гс коэффициент  $C_{MCD}$  стремится к  $(-1)$ , следовательно, только  $\sigma^-$  излучение формирует МИ-переход. Таким образом, эффект MCD для переходов с  $\Delta F = -2$  выражен сильнее, чем для переходов с  $\Delta F = +2$ .

Магнитоиндуцированные переходы могут иметь следующие применения: (i) формирование частотного репера на сильно смещенной частоте (до  $\pm 10-15$  ГГц), а также стабилизация частоты лазера на этих переходах [16]; (ii) разработка магнитометра для измерений сильно неоднородных магнитных



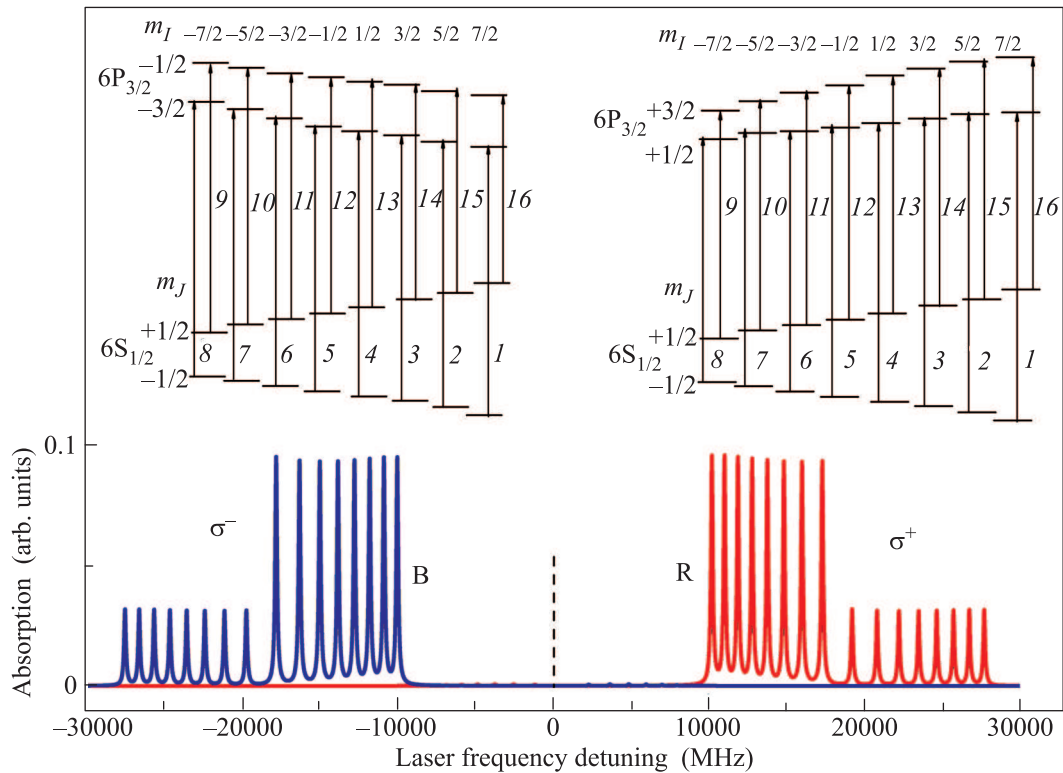


Рис. 5. (Цветной онлайн) Cs  $D_2$ -линия для  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  излучений формируются по шестнадцать переходов отмеченных цифрами 1–16 на правом и левом верхних рисунках. Расчетные спектры поглощения (с шириной перехода 150 МГц) в случае  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  излучений и магнитного поля  $B = 10$  кГс показаны на правой и левой нижних кривых. Спектры формируемые  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  излучениями являются зеркальным отображением один другого относительно нулевой частоты перестройки (вертикальная пунктирная линия)

полей с пространственным разрешением  $\sim 400$  нм. Интересно отметить, что поведение переходов (между зеемановскими подуровнями) атомов Cs в магнитном поле может быть использовано для определения анапольного магнитного момента ядра [17].

Известно, что в сильных магнитных полях, когда  $B \gg B_0 = A_{\text{hfs}}/\mu_B \approx 1.700$  кГс, где  $A_{\text{hfs}}$  – магнито-дипольная константа для  $6S_{1/2}$ , а  $\mu_B$  – магнетон Бора [18, 19], начинается разрыв связи между полным угловым моментом электрона  $J$  и магнитным моментом ядра  $I$  (режим Пашена–Бака на сверхтонкой структуре – ПБС [20–22]), и расщепление атомных уровней описываются проекциями  $m_J$  и  $m_I$  с правилами отбора для оптических переходов между нижними и верхними уровнями: в случае  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  излучений  $\Delta m_J = \pm 1$  и  $\Delta m_I = 0$  соответственно. Диаграммы переходов в режиме ПБС в случае  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  излучений показаны на правой и левой верхних вставках на рис. 5. Для обеих поляризаций имеются по шестнадцать переходов отмечен-

ных цифрами 1–16. Заметим, что при  $B \gg B_0$  вероятности всех МИ-переходов стремятся к нулю (см. рис. 1b и рис. 2b), и остаются только переходы, показанные на диаграммах и на расчетных спектрах поглощения в случае  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  излучений и магнитного поля  $B = 10$  кГс (правая и левая нижние кривые на рис. 5). Важно отметить, что в этом случае спектры, формируемые  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  излучениями являются зеркальным отображением один другого относительно нулевой частоты перестройки (частота перехода  $6S_{1/2}$ – $6P_{3/2}$ ).

Таким образом впервые исследовано поведение переходов в двух группах  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 5$  и  $F_g = 4 \rightarrow F_e = 2$  и показано: для 1-ой группы интенсивности МИ-переходов максимальные (а также максимально их число) при использовании  $\sigma^+$  излучения, в то время как для 2-ой группы интенсивности МИ-переходов максимальные (а также максимально их число) при использовании  $\sigma^-$  излучения, что является проявлением аномального дихроизма МИ-переходов.

Авторы благодарят Д. Будкера, М. Аузинша и А. Папояна за полезные дискуссии, а также, ГКН МОН РА за финансовую поддержку (проект # 15Т-1С040).

1. D. Meschede, *Optics, Light and Lasers*, Wiley-VCH (2007).
2. D. Budker, D.F. Kimball, and D.P. DeMille, *Atomic Physics, An Exploration through Problems and Solutions*, Oxford University Press (2010).
3. M. Auzinsh, D. Budker, and S.M. Rochester, *Optically Polarized Atoms: Understanding Light-Atom Interactions*, Oxford University Press (2010).
4. P. Tremblay, A. Michaud, M. Levesque, S. Thériault, M. Breton, J. Beaubien, and N. Cyr, *Phys. Rev. A* **42**, 2766 (1990).
5. Е. Б. Александров, Г. И. Хвостенко, М. П. Чайка, *Интерференция атомных состояний*, Наука, М. (1991).
6. A. Sargsyan, A. Tonoyan, G. Hakhuyan, A. Papoyan, E. Mariotti, and D. Sarkisyan, *Laser Phys. Lett.* **11**, 055701 (2014).
7. S. Scotto, D. Ciampini, C. Rizzo, and E. Arimondo, *Phys. Rev. A* **92**, 063810 (2015).
8. A. Sargsyan, E. Klinger, H. Hakhuyan, A. Tonoyan, A. Papoyan, C. Leroy, and D. Sarkisyan, *J. Opt. Soc. Am. B* **34**, 776 (2017).
9. M. Ilchen, N. Douguet, T. Mazza et al. (Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **118**, 013002 (2017).
10. А. Саргсян, Г. Ахумян, Р. Мирзоян, Д. Саркисян, *Письма в ЖЭТФ* **98**, 499 (2013).
11. A. Sargsyan, G. Hakhuyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, A. Papoyan, and D. Sarkisyan, *Opt. Lett.* **37**, 1379 (2012).
12. G. Dutier, A. Yarovitski, S. Saltiel, A. Papoyan, D. Sarkisyan, D. Bloch, and M. Ducloy, *Europhys. Lett.* **63**, 35 (2003).
13. A. Sargsyan, A. Tonoyan, G. Hakhuyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, and D. Sarkisyan, *Europhys. Lett.* **110**, 23001 (2015).
14. J. Keaveney, I. G. Hughes, A. Sargsyan, D. Sarkisyan, and C. S. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 233001 (2012).
15. А. Саргсян, Е. Пашаян-Леруа, К. Леруа, Ю. Малакян, Д. Саркисян, *Письма в ЖЭТФ* **102**, 549 (2015).
16. A. Sargsyan, A. Tonoyan, R. Mirzoyan, D. Sarkisyan, A. Wojciechowski, and W. Gawlik, *Opt. Lett.* **39**, 2270 (2014).
17. E. J. Angstmann, T. H. Dinh, and V. V. Flambaum, *Phys. Rev. A* **72**, 052108 (2005).
18. E. Arimondo, M. Inguscio, and P. Violino, *Rev. Mod. Phys.* **49**, 31 (1977).
19. M. Zentile, J. Keaveney, L. Weller, D. J. Whiting, C. S. Adams, and I. G. Hughes, *Comput. Phys. Commun.* **189**, 162 (2015).
20. B. A. Olsen, B. Patton, Y. Y. Jau, and W. Happer, *Phys. Rev. A* **84**, 063410 (2011).
21. L. Weller, K. S. Kleinbach, M. A. Zentile, S. Knappe, I. G. Hughes, and C. S. Adams, *Opt. Lett.* **37**, 3405 (2012).
22. A. Sargsyan, A. Papoyan, I. G. Hughes, Ch. S. Adams, and D. Sarkisyan, *Opt. Lett.* **42**, 1476 (2017).