

01

Магнитоиндуцированные переходы в спектральной окрестности D_2 -линии атомов Cs: гигантский рост вероятностей переходов и различное асимптотическое поведение в растущем поперечном магнитном поле

© А. Саргсян¹, А. Тоноян^{1,2}, Т.А. Вартамян³¶, Д. Саркисян¹

¹ Институт физических исследований НАН Армении,
0203 Аштарак, Армения

² Institute of Physics, Faculty of Physics, Astronomy and Informatics, University of Nicholas Copernicus,
PL-87-100 Torun, Poland

³ Университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия

¶ e-mail: Tigran.Vartanyan@mail.ru

Поступила в редакцию 20.07.2020 г.

В окончательной редакции 20.07.2020 г.

Принята к публикации 14.08.2020 г.

Экспериментально и теоретически изучены два типа магнитоиндуцированных переходов (magnetically induced — MI transitions) в атомах цезия. В отсутствие магнитного поля MI переходы запрещены. С ростом магнитного поля вероятности MI переходов быстро растут и могут превысить вероятности переходов, разрешенных в отсутствие магнитного поля. Асимптотическое поведение вероятностей MI переходов в сильных магнитных полях различно. В случае магнитоиндуцированных переходов первого типа (MI1) с увеличением приложенного магнитного поля происходит гигантское увеличение вероятности этих переходов, и при дальнейшем возрастании магнитного поля вероятности этих переходов стремятся к постоянному значению. В случае магнитоиндуцированных переходов второго типа (MI2) с увеличением приложенного магнитного поля также происходит гигантское увеличение вероятности этих переходов, однако при дальнейшем возрастании поля вероятности этих переходов снова стремятся к нулю.

Показано, что измерение второй производной (second derivative — SD) спектров поглощения паров Cs, заключенных в наночастицу с толщиной $L = 426$ nm, соответствующей половине длины волны D_2 -линии цезия $\lambda = 852$ nm, позволяет осуществить бездоплеровскую спектроскопию. Малая ширина атомных линий и линейность отклика сигнала SD в соответствии с вероятностями переходов позволяют изучать индивидуальные атомные переходы во внешнем поперечном магнитном поле с индуктивностью от 0.5 до 5.3 kG. В частности, исследованы четыре MI перехода: два MI1 и два MI2. Теоретические расчеты хорошо согласуются с экспериментальными результатами.

Ключевые слова: магнитоиндуцированные переходы, бездоплеровская спектроскопия, сильные магнитные поля, атомы Cs, доплеровское уширение.

DOI: 10.21883/OS.2020.12.50314.193-20

1. Введение

Магнитоиндуцированные (MI) переходы в атомах щелочных металлов образуют большой класс атомных переходов (порядка ста) с интересными и важными особенностями [1–10]. Интерес к MI атомным переходам обусловлен прежде всего тем, что в определенных интервалах магнитных полей вероятности этих переходов могут значительно превосходить вероятности обычных атомных переходов, разрешенных и в отсутствие магнитного поля. Кроме того, частотные смещения MI переходов в сильных магнитных полях могут достигать 20–30 GHz, что представляет практический интерес для освоения новых частотных диапазонов, в частности, для стабилизации частоты лазеров на частотах, сильно смещенных относительно частот переходов в невозмущенных атомах [11,12]. Например, группа из семи

частотно разделенных MI переходов, принадлежащих сверхтонкой компоненте $F_g = 3 \rightarrow F_e = 5$ D_2 -линии атома Cs, при возбуждении светом с круговой поляризацией σ^+ в магнитных полях ~ 8 kG смещается в высокочастотную область на 30 GHz. При этом вся группа переходов расположена значительно выше по частоте, почти на 15 GHz, по сравнению с соседними атомными переходами. В работах [10,13,14] MI переходы были использованы для формирования темных оптических резонансов в процессе электромагнитоиндуцированной прозрачности в сильных магнитных полях. В работе [15] для количественного определения степени взаимодействия атома с магнитным полем была введена характерная величина индукции магнитного поля $B_0 = A_{hfs}/\mu_B$, где A_{hfs} — магнитная дипольная константа основного уровня атома, μ_B — магнетон Бора [16]. Для атома Cs величина $B_0 = 1.7$ kG.

Все МП переходы удобно разделить на два типа: тип-1 (МП1) и тип-2 (МП2). Используя представление в виде $|F, m_F\rangle$, где F — полный момент атома, а m_F — его проекция, к первому типу МП1 относятся переходы между нижним F_g и верхним F_e уровнями $|F_g, 0\rangle \rightarrow |F_e = F_g, 0'\rangle$, вероятность которых в нулевом магнитном поле нулевая, однако с увеличением приложенного магнитного поля происходит гигантское увеличение вероятности этих переходов, а при дальнейшем возрастании поля $B \gg B_0$ вероятности этих переходов асимптотически приближаются к постоянному значению. В настоящей работе детально исследованы два МП1 перехода, принадлежащих D_2 -линии в атоме Cs $|3, 0\rangle \rightarrow |3', 0'\rangle$ и $|4, 0\rangle \rightarrow |4', 0'\rangle$ (штрихом отмечены верхние уровни). Еще два перехода МП1 есть у атома Cs в области D_1 -линии. Полное число переходов МП1 у щелочных металлов в областях D_1 - и D_2 -линий равно 28.

Ко второму типу МП2 относятся переходы между нижним F_g и верхним F_e уровнями $|F_g, m_F\rangle \rightarrow |F_e, m_{F'}\rangle$, где $F_e = F_g \pm 2$ и $m_{F'} - m_F = 0, \pm 1$. В случае второго типа переходов МП2 с увеличением приложенного магнитного поля происходит гигантское увеличение вероятности этих переходов, однако при дальнейшем возрастании поля $B \gg B_0$ вероятности этих переходов снова стремятся к нулю. Тем не менее, переходы МП2 в атоме Cs на сверхтонких переходах $F_g = 3 \rightarrow F_e = 5$ D_2 -линии удается регистрировать в магнитных полях, достигающих 8 кГ. В работах [6,7,14] было выявлено правило для интенсивностей переходов МП2 в зависимости от поляризации возбуждающего излучения: в случае атомных переходов $F_e - F_g = \Delta F = +2$ интенсивности максимальны при возбуждении излучением с круговой поляризацией σ^+ ($m_{F'} - m_F = +1$), в то время как в случае атомных переходов $F_e - F_g = \Delta F = -2$ интенсивности максимальны при возбуждении излучением с круговой поляризацией σ^- ($m_{F'} - m_F = -1$). Для некоторых МП переходов различие в интенсивности при использовании σ^+ - и σ^- -излучений может достигать многих порядков величины [7]. Различие отклика атомной системы для таких процессов как поглощение, флуоресценция, селективное отражение лазерного излучения, резонансная ионизация атомов и др. в магнитном поле при использовании σ^+ - и σ^- -излучений в атомной спектроскопии называется магнитоиндуцированным циркулярным дихроизмом MCD [6,7,17,18].

В настоящей работе экспериментально и теоретически исследованы особенности поведения переходов МП1 и МП2 в атоме Cs вблизи D_2 -линии и проведено их сравнение в широком диапазоне поперечных магнитных полей.

2. Эксперимент

2.1. Конфигурация атомных переходов

В работе приведены экспериментальные результаты по изучению поведения переходов в атоме Cs (D_2 -линии) в сильных поперечных магнитных полях в

случае π -поляризованного возбуждающего излучения с использованием метода, обеспечивающего высокое спектральное разрешение. Атомные переходы в случае π -поляризованного излучения с учетом правил отбора для переходов между нижними F_g и верхними F_e уровнями ($F_e - F_g = \Delta F = 0, \pm 1$, $\Delta m_F = 0$) показаны на диаграммах, приведенных на рис. 1. Для переходов $3 \rightarrow 2', 3', 4', 5'$ и $4 \rightarrow 2', 3', 4', 5'$ диаграммы приведены на рис. 1, а и рис. 1, б. Здесь добавлены атомные переходы МП1 и МП2, которые запрещены в нулевом магнитном поле. В сильных магнитных полях происходит гигантское возрастание вероятностей этих переходов, однако при магнитных полях $B \gg B_0$ вероятности переходов МП2 стремятся к нулю. Синим цветом отмечены атомные переходы, которые регистрируются в относительно небольших магнитных полях (500–3000 Г), однако в больших магнитных полях их вероятности стремятся к нулю. Номера этих переходов отмечены штрихами. Красным цветом отмечены переходы 1–16, вероятности которых растут с увеличением магнитного поля и в сильных магнитных полях $B \gg B_0$ стремятся к фиксированным величинам (асимптотам). При этих полях происходит разрыв связи между \mathbf{J} и \mathbf{I} (\mathbf{J} — полный угловой момента электрона, \mathbf{I} — магнитный момент ядра), и расщепление атомных уровней описывается проекциями m_J и m_I , т.е. реализуется режим Пашена–Бака на сверхтонкой структуре (НРВ — hyperfine Paschen–Back regime) [11,12,15,19–22]. Диаграмма переходов 1–16, которые остаются в режиме НРВ с учетом правил отбора для m_J и m_I , приведена в работе [23]. На рис. 2 приведены расчетные зависимости вероятностей двух переходов МП1 $|3, 0\rangle \rightarrow |3', 0'\rangle$ (кривая 1) и $|4, 0\rangle \rightarrow |4', 0'\rangle$ (2) и зависимости вероятностей двух переходов МП2 $|3, -3\rangle \rightarrow |5', -3'\rangle$ (3) и $|4, -2\rangle \rightarrow |2', -2'\rangle$ (4) от магнитной индукции в случае π -поляризованного излучения. Теоретическая модель, описывающая модификацию вероятности и частотное положение атомного перехода в магнитном поле, использующая матрицу гамильтониана с учетом всех переходов внутри сверхтонкой структуры, подробно изложена в работах [2,7,10,24,25]. Как видно из рис. 2, вероятность переходов МП1 и МП2 в нулевом магнитном поле нулевая, однако с увеличением приложенного магнитного поля происходит гигантское увеличение вероятности этих переходов; при дальнейшем возрастании поля $B \gg B_0$ вероятности переходов МП1 стремятся к асимптоте, а вероятности переходов МП2 снова стремятся к нулю.

2.2. Экспериментальная установка

На рис. 3 приведена схема экспериментальной установки. Для регистрации спектра поглощения используется заполненная парами Cs наноячейка (НЯ) с толщиной в направлении лазерного излучения, равной половине длины волны ($L = \lambda/2 = 426$ нм) резонансного с D_2 -линией лазерного излучения. НЯ использовалась для реализации $\lambda/2$ -метода, который обеспечивает сужение

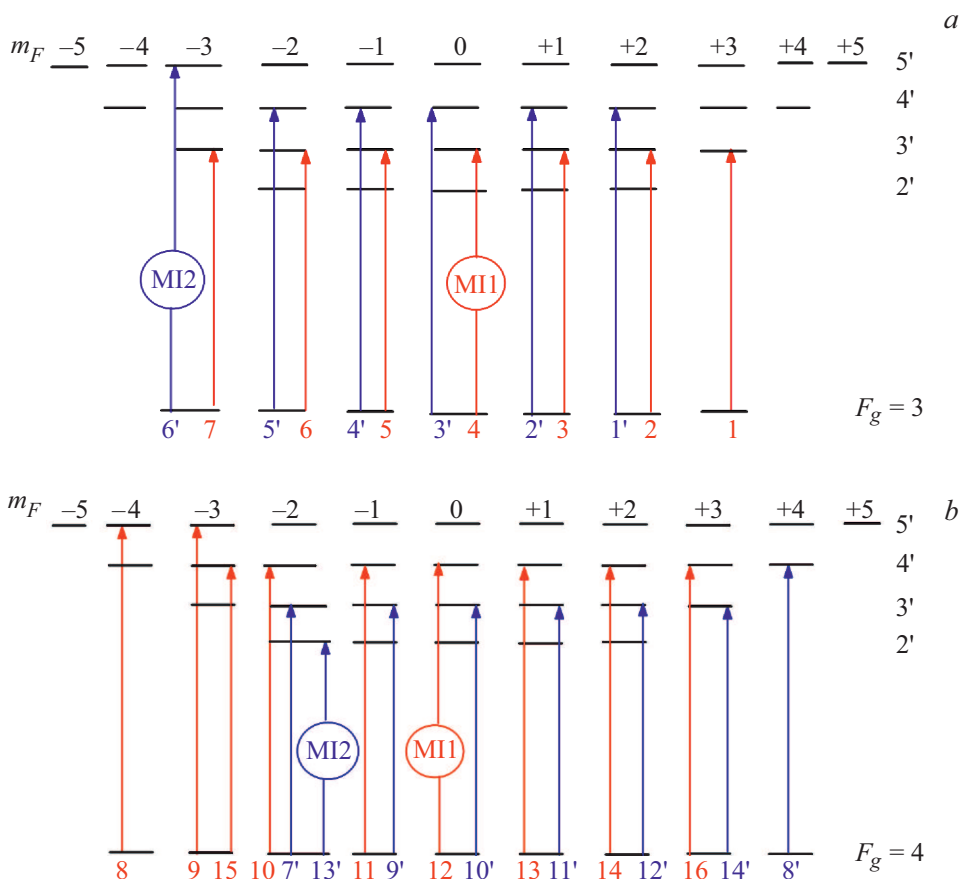


Рис. 1. Диаграммы для переходов $3 \rightarrow 2', 3', 4', 5'$ (a), $4 \rightarrow 2', 3', 4', 5'$ (b). В кружках отмечены MI1 и MI2. Синим цветом отмечены переходы, которые регистрируются только в относительно небольших магнитных полях; в больших магнитных полях их вероятности стремятся к нулю, их номера отмечены штрихами. Красным цветом отмечены переходы 1–16, которые остаются и в сильных магнитных полях.

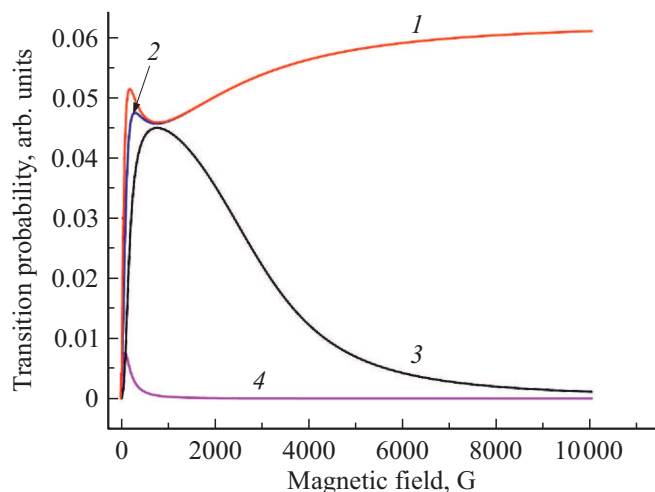


Рис. 2. D_2 -линия атома Cs. Расчетные зависимости вероятностей двух MI1 переходов $|3, 0\rangle \rightarrow |3', 0'\rangle$ (кривая 1) и $|4, 0\rangle \rightarrow |4', 0'\rangle$ (2) и двух переходов MI2 $|3, -3\rangle \rightarrow |5', -3'\rangle$ (3) и $|4, -2\rangle \rightarrow |2', -2'\rangle$ (4) от магнитной индукции в случае π -поляризованного излучения.

линий в спектре поглощения $A(\omega)$ наночащйки. Для дальнейшего сужения атомных линий производилось двойное дифференцирование спектра поглощения $A''(\omega)$, что обеспечивало дополнительное сужение атомных линий в спектре второй производной (SD — second derivative), что особенно важно при наличии большого числа близкорасположенных атомных переходов [26]. НЯ помещалась в печь, в которой имелись отверстия для прохождения лазерного излучения, и нагревалась до 110°C , что обеспечивало плотность (концентрацию) атомов $N \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (детали конструкции НЯ приведены в работе [27]). Использовалось излучение перестраиваемого узкополосного диодного лазера с центральной длиной волны 852 nm и спектральной шириной $\sim 10 \text{ MHz}$. НЯ с $L = \lambda/2$ помещалась между сильными постоянными магнитами (permanent magnet — PM), которые позволяли формировать магнитные поля в интервале 0.1–3 kG. При необходимости дальнейшего увеличения магнитной индукции постоянные магниты фиксировались на металлическом магнитопроводе [28–30]. На магнитопроводе помещалась также катушка с обмоткой, через которую пропускался постоянный ток и которая позволяла изменением направления постоянного тока варьировать

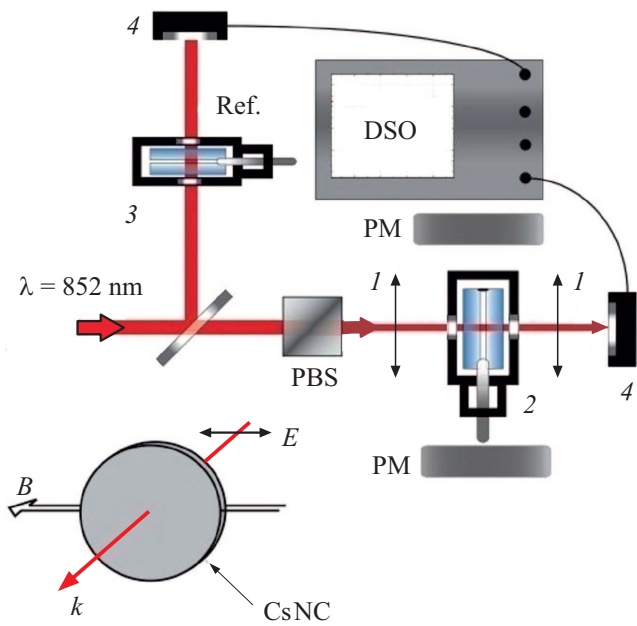


Рис. 3. Схема экспериментальной установки. Перестраиваемый диодный лазер $\lambda = 852$ нм; PBS — поляризационная призма, 2 — основная наночастица с парами атомов Cs внутри печи; PM — постоянные магниты; 3 — дополнительная наночастица с Cs для формирования репера; I — линзы, 4 — фотоприемники; DSO — цифровой записывающий осциллограф Tektronix TDS2014B, взаимное расположение магнитной индукции B , напряженности лазерного поля E и направления лазерного излучения k приведено в нижней части рисунка.

величину B в интервале 5–6 кГ. Излучение фокусировалось линзой I (фокусное расстояние $F = 20$ см) в НЯ (2) с размером пучка в перетяжке ~ 0.8 мм и далее коллимировалось с помощью второй линзы. Взаимное расположение магнитной индукции B , напряженности лазерного поля E и направление лазерного излучения k ($k = 2\pi/\lambda$) приведено в нижней части рис. 3. Для формирования частотного репера при $B = 0$ часть лазерного излучения направлялась на узел, содержащий дополнительную НЯ (Ref) с $L = \lambda/2$, спектр SD-поглощения которой служил частотным репером [26]. Оптические излучения регистрировались фотодиодами ФД-24К (4), сигналы с которых усиливались и подавались на цифровой записывающий осциллограф Tektronix TDS2014B (DSO).

2.3. Экспериментальные результаты

2.3.1. Атомные переходы $3 \rightarrow 2', 3', 4', 5'$

Верхние кривые (Abs) на рис. 4, *a, b* показывают экспериментальные (измеренные) спектры поглощения атомных переходов $3 \rightarrow 2', 3', 4', 5'$ в поперечном магнитном поле $B = 500$ и 1000 Г соответственно, полученные $\lambda/2$ -методом ($L = \lambda/2 = 426$ нм) при π -поляризованном возбуждении. Мощность лазерного излучения $20 \mu\text{W}$. Как видно, некоторые атомные переходы спектрально

плохо разрешены. Красные кривые показывают спектры SD второй производной поглощения этих атомных переходов (здесь и далее спектр SD для удобства инвертирован). Переходы с номерами, которые отмечены штрихами, регистрируются только до магнитных полей в несколько кГ (отмечены на рис. 1, *a*). В кружках отмечены атомные переходы MI1 (4) и MI2 (6'). Абсолютная величина поглощения при использовании $\lambda/2$ -метода мала и составляет $\sim 1\%$, поэтому величина поглощения может быть записана как $A = \sigma NL$, где σ — сечение резонансного поглощения, которое пропорционально вероятности атомного перехода, N — плотность атомов, L — толщина НЯ. Следовательно, амплитуды переходов в спектрах поглощения пропорциональны вероятностям

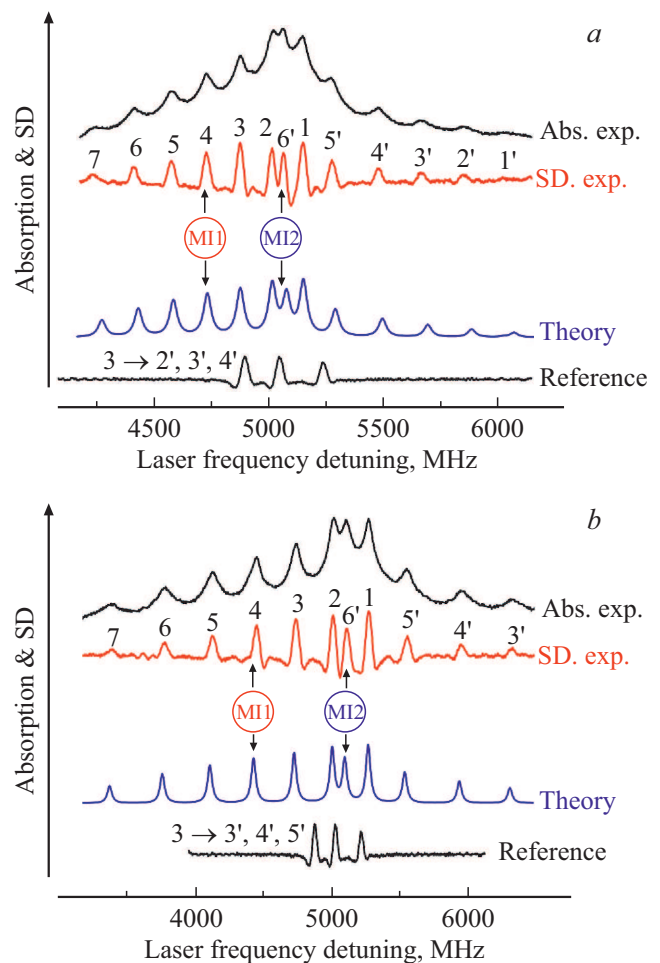


Рис. 4. Верхние черные кривые (Abs) — экспериментальные спектры поглощения переходов $3 \rightarrow 2', 3', 4', 5'$ в поперечном магнитном поле, полученные $\lambda/2$ -методом при π -поляризованном возбуждении. Красные кривые — спектры второй производной (SD) поглощения этих атомных переходов. Переходы с номерами, которые отмечены штрихами, регистрируются только до магнитных полей в несколько кГ. В кружках отмечены атомные переходы MI1 (4) и MI2 (6'). Синие линии — расчетные спектры поглощения, спектральная ширина перехода 40 МГц, нижние кривые (Reference) — спектры SD поглощения переходов $3 \rightarrow 2', 3', 4'$ при $B = 0$, (а) $B = 500$ Г, (b) $B = 1000$ Г.

атомных переходов (предполагается, что интенсивность возбуждающего излучения мала и не вызывает эффектов насыщения переходов [31]). Как видно из SD-спектра, амплитуда (вероятность) атомного перехода MI1 при $B = 500$ и 1000 G почти равна амплитуде атомного перехода MI2. Синие линии — расчетные спектры поглощения при заданной спектральной ширине атомного перехода 40 MHz (поскольку изначально выбрана малая спектральная ширина, процедура SD в этом случае не проводится). Как видно, расчетные спектры поглощения хорошо согласуются с экспериментом, в частности для амплитуд переходов MI1 и MI2 и их частотных положений. Нижние кривые (Reference) представляют спектры SD второй производной поглощения атомных переходов $3 \rightarrow 2', 3', 4', 5'$ при $B = 0$.

На рис. 5, *a, b* верхние кривые — экспериментальные спектры поглощения атомных переходов $3 \rightarrow 2', 3', 4', 5'$ при $B = 1500$ и 2000 G соответственно ($\lambda/2$ -метод, π -поляризованное возбуждение). Как видно, некоторые атомные переходы спектрально плохо разрешены. Красные кривые показывают спектры SD-поглощения этих атомных переходов. В кружках отмечены атомные переходы MI1 (4) и MI2 (6'). Как видно из SD-спектров, амплитуда атомного перехода MI1 при этих полях уже больше амплитуды атомного перехода MI2. Синие линии показывают расчетные спектры поглощения при спектральной ширине перехода 40 MHz. Как видно, расчетные спектры поглощения хорошо согласуются с экспериментом, в частности для амплитуд переходов MI1 и MI2 и их частот. Нижние кривые (Reference) — реперные.

На рис. 6, *a, b* верхние кривые — экспериментальные спектры поглощения переходов $3 \rightarrow 2', 3', 4', 5'$ при $B = 2500$ и 3000 G соответственно ($\lambda/2$ -метод, π -поляризованное возбуждение). Красные кривые — спектры SD-поглощения этих переходов. В кружках отмечены атомные переходы MI1 (4) и MI2 (6'). Как видно из рисунка, переход MI2 (6') смещается по частоте в высокочастотную область, при этом его амплитуда уменьшается, в то время как амплитуда перехода MI1 (4) возрастает и достигает величины амплитуд разрешенных атомных переходов. Синие линии — расчетный спектр поглощения при спектральной ширине перехода 40 MHz. Видно хорошее согласие расчетного спектра с экспериментом. Нижние кривые (Reference) — реперные.

2.3.2. Атомные переходы $4 \rightarrow 2', 3', 4', 5'$

Верхние кривые на рис. 7, *a, b* показывают экспериментальные спектры поглощения атомных переходов $4 \rightarrow 2', 3', 4', 5'$ в поперечном магнитном поле $B = 500$ и 1000 G соответственно, полученные $\lambda/2$ -методом, при π -поляризованном возбуждении. Мощность лазерного излучения $20 \mu\text{W}$. Как видно, некоторые атомные переходы спектрально плохо разрешены. Красные кривые показывают спектры SD второй производной поглощения этих атомных переходов. Переходы с номерами,

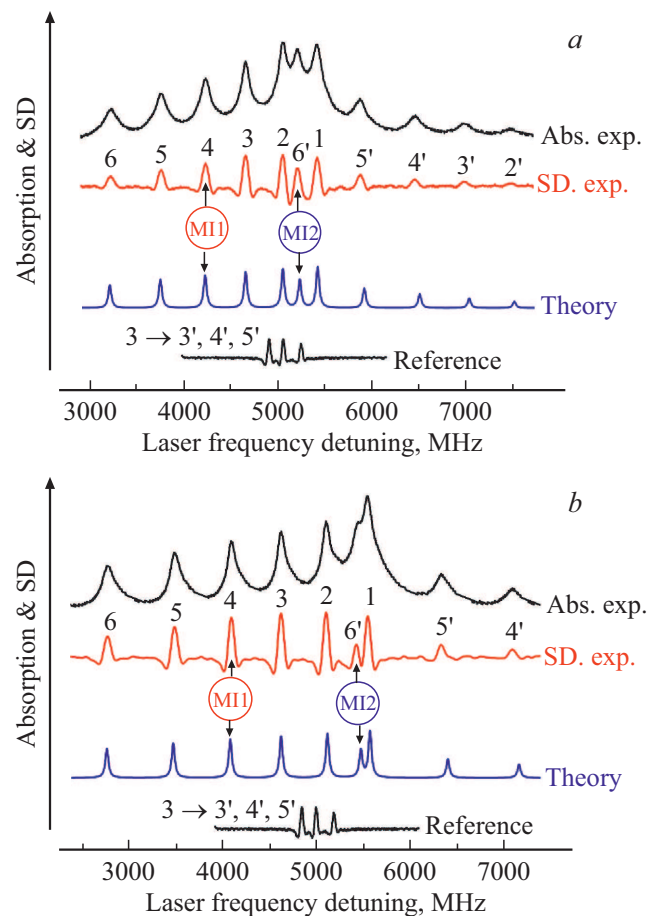


Рис. 5. Верхние черные кривые — экспериментальные спектры поглощения переходов $3 \rightarrow 2', 3', 4', 5'$ в поперечном магнитном поле, полученные $\lambda/2$ -методом, при π -поляризованном возбуждении. Красные кривые — спектры SD-поглощения этих атомных переходов. Переходы с номерами, которые отмечены штрихами, регистрируются только до магнитных полей в несколько kG. В кружках отмечены атомные переходы MI1 (4) и MI2 (6'). Синие линии — расчетные спектры поглощения при спектральной ширине атомного перехода 40 MHz, нижние кривые (Reference) — спектры SD поглощения переходов $3 \rightarrow 2', 3', 4'$ при $B = 0$, (a) $B = 1500$ G, (b) $B = 2000$ G.

которые отмечены штрихами, регистрируются только до магнитных полей в несколько kG и отмечены на рис. 1, *b*. В кружках отмечены переход MI1 $|4, 0\rangle \rightarrow |4', 0'\rangle$ (12) и переход MI2 $|4, -2\rangle \rightarrow |2', -2'\rangle$ (заметим, что два перехода с номерами $13'$ и $14'$ при $B = 500$ G совпадают по частоте). На рис. 7, *a* переход MI2 при $B = 500$ G уже достаточно мал по амплитуде, а на рис. 7, *b* этот переход при $B = 1000$ G уже не регистрируется. Такое поведение MI2 согласуется с расчетной кривой 4 на рис. 2 при $B = 500$ и 1000 G. Что касается относительно больших амплитуд переходов MI1 при этих магнитных полях, это согласуется с расчетными кривыми 1 и 2 (рис. 2). Синие линии — расчетные спектры поглощения при спектральной ширине перехода

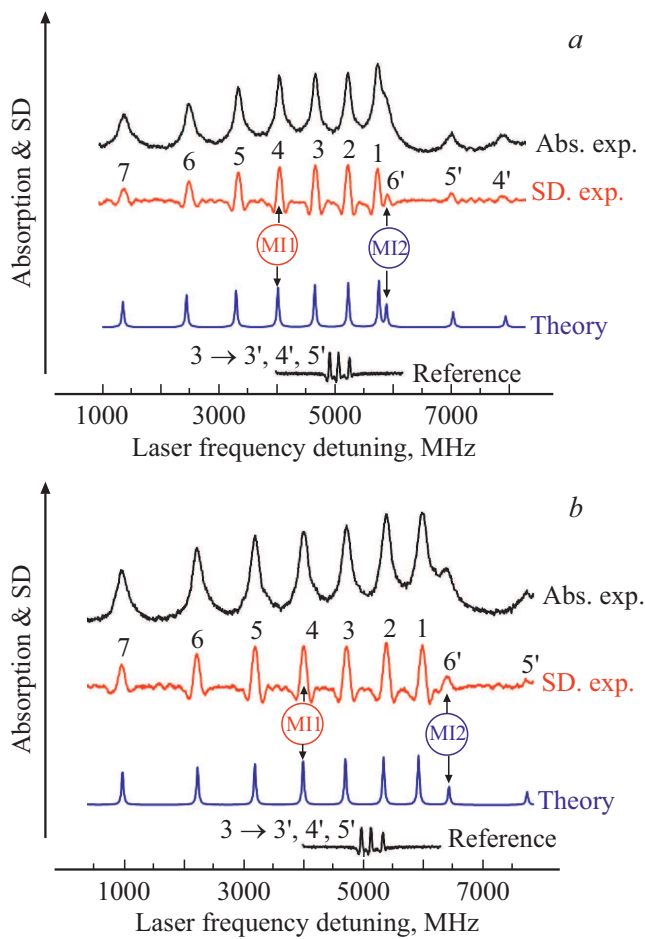


Рис. 6. Верхние черные кривые — экспериментальные спектры поглощения переходов $3 \rightarrow 2', 3', 4', 5'$ в поперечном магнитном поле, полученные $\lambda/2$ -методом, при π -поляризованном возбуждении. Красные кривые — спектры второй производной (SD) поглощения этих атомных переходов. Переходы с номерами, которые отмечены штрихами, регистрируются только до магнитных полей в несколько кГ. В кружках отмечены атомные переходы MI1 (4) и MI2 (6'). Синие линии — расчетные спектры поглощения при спектральной ширине атомного перехода 40 MHz, нижние кривые (Reference) — спектры SD поглощения переходов $3 \rightarrow 2', 3', 4'$ при $B = 0$, (a) $B = 2500$ G, (b) $B = 3000$ G.

40 MHz, которые также подтверждают результаты эксперимента для переходов MI1 и MI2. Нижние кривые (Reference) представляют спектры SD второй производной поглощения атомных переходов $4 \rightarrow 3', 4', 5'$ при $B = 0$.

2.3.4. Атомные переходы $3, 4 \rightarrow 2', 3', 4', 5'$

На рис. 8 верхняя кривая показывает экспериментальный спектр поглощения атомных переходов $3, 4 \rightarrow 2', 3', 4', 5'$, полученный $\lambda/2$ -методом, при π -поляризованном возбуждении, в поперечном магнитном поле $B = 5300$ G. Красная кривая показывает спектр SD второй производной поглощения этих атомных перехо-

дов. Синяя линия показывает расчетный спектр поглощения при спектральной ширине перехода 80 MHz. Как видно, переходы MI1 с номерами 4 и 12 присутствуют в спектре и имеют такие же амплитуды, как и другие амплитуды переходов на рис. 8. Слабый переход MI2 $|3, -3\rangle \rightarrow |5', -3'\rangle$ с амплитудой в 10 раз меньшей, чем амплитуда переходов MI1, находится на высокочастотном крыле спектра выше по частоте на 3.5 GHz от перехода с номером 1 (не показан на рис. 8). Нижняя кривая (Reference) представляет спектр SD второй производной поглощения атомных переходов $3, 4 \rightarrow 3', 4', 5'$ при $B = 0$. При магнитном поле $B = 5300$ G уже начинает проявляться режим Пашена–Бака, и в спектре поглощения практически остаются только шестнадцать переходов 1–16, показанные на диаграммах рис. 1 [23].

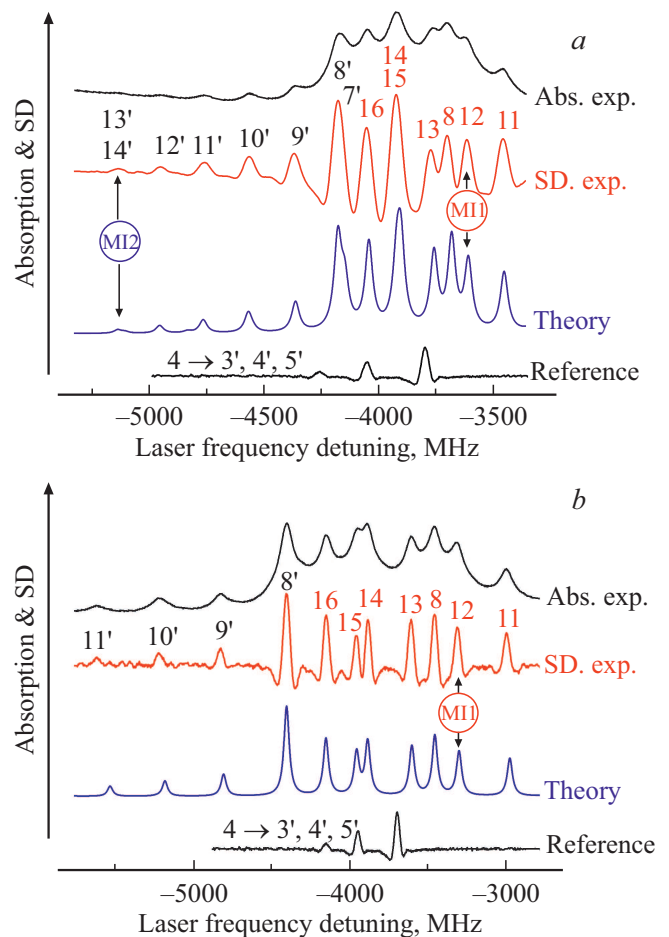


Рис. 7. Верхние черные кривые — экспериментальные спектры поглощения переходов $4 \rightarrow 2', 3', 4', 5'$ в поперечном магнитном поле, полученные $\lambda/2$ -методом, при π -поляризованном возбуждении. Красные кривые — спектры второй производной (SD) поглощения этих атомных переходов. Переходы с номерами, которые отмечены штрихами, регистрируются только до магнитных полей в несколько кГ. В кружках отмечены MI1 (12) и MI2 (13' и 14', совпадают по частоте) переходы. Синие линии — расчетные спектры поглощения при спектральной ширине перехода 40 MHz, нижние кривые (Reference) — спектры SD поглощения переходов $4 \rightarrow 3', 4', 5'$ при $B = 0$, (a) $B = 500$ G, (b) $B = 1000$ G.

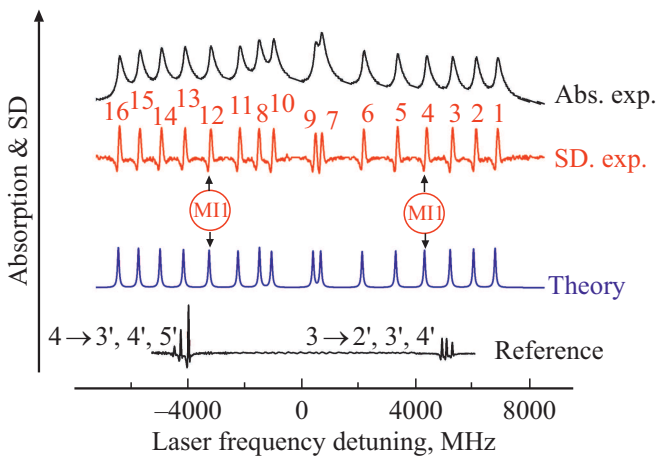


Рис. 8. Верхняя кривая — экспериментальный спектр поглощения атомных переходов $3, 4 \rightarrow 2', 3', 4', 5'$, полученный $\lambda/2$ -методом при π -поляризованном возбуждении, в поперечном магнитном поле $B = 5300$ G. Красная кривая — спектр второй производной (SD) поглощения этих атомных переходов. Синяя линия — расчетный спектр поглощения при спектральной ширине перехода 80 MHz. Нижняя кривая (Reference) — спектр SD поглощения атомных переходов $3, 4 \rightarrow 3', 4', 5'$ при $B = 0$.

3. Обсуждение

Нам представляется, что приведенная в работе экспериментальная методика на сегодняшний день является наиболее удобной для регистрации сложных спектров поглощения или флуоресценции, которые содержат большое число близкорасположенных по частоте атомных (или молекулярных) переходов. Для регистрации спектра поглощения используется НЯ с парами атомов Cs с толщиной, равной половине длины волны ($L = \lambda/2 = 426$ nm) резонансного с D_2 -линией лазерного излучения, которая обеспечивает сужение линий поглощения в спектре поглощения $A(\omega)$ НЯ. Для дальнейшего сужения линий поглощения производилось двойное дифференцирование спектра поглощения $A''(\omega)$, что обеспечивало дополнительное сужение атомных линий в спектре SD, что особенно важно при наличии большого числа близкорасположенных атомных переходов. Отметим, что соответствие вероятностей атомных переходов амплитудам переходов, формируемым в SD-спектре, подтверждается при сравнении амплитуд, формируемых в реперных спектрах $3, 4 \rightarrow 2', 3', 4', 5'$ при $B = 0$, приведенных на нижних кривых на рис. 4–8. Вероятности W -переходов в относительных величинах для атомных переходов $W(3 \rightarrow 2')$, $W(3 \rightarrow 3')$ и $W(3 \rightarrow 4')$ составляют величины 20, 21 и 15, а для переходов $W(4 \rightarrow 3')$, $W(4 \rightarrow 4')$ и $W(4 \rightarrow 5')$ эти величины 7, 21 и 44 [32]. Кроме того, методика правильно показывает частотные интервалы между атомными переходами $3, 4 \rightarrow 2', 3', 4', 5'$.

Важно отметить, что в отличие от переходов MI1, которые возбуждаются только при π -поляризованном излучении, вероятности переходов MI2 существенно за-

висят от поляризации возбуждающего излучения. Приведем сравнение переходов MI2 $3 \rightarrow 5'$ в случае разной поляризации возбуждающего излучения. При возбуждении круговой поляризацией σ^+ и при продольных магнитных полях 0.5–7 kG регистрируется группа из семи атомных переходов, включая переход MI2 $|3, -3\rangle \rightarrow |5', -2'\rangle$, который в интервале магнитных полей 0.5–3.5 kG превосходит по вероятности все 25 атомных переходов Cs D_2 -линии с уровня $F_g = 3$ [3]. В случае π -поляризованного возбуждения регистрируется всего один переход MI2 $|3, -3\rangle \rightarrow |5', -3'\rangle$ с амплитудой, сравнимой с амплитудами переходов с уровня $F_g = 3$, однако только при относительно малых магнитных полях $B = 500$ –1000 G. Имеется также существенное различие в поведении $4 \rightarrow 2'$ переходов в случае разной поляризации возбуждения. При возбуждении круговой поляризацией σ^- и при продольных магнитных полях 0.5–1.5 kG регистрируется группа из пяти переходов [6] с относительно большими амплитудами (с наибольшей амплитудой у перехода $|4, -1\rangle \rightarrow |4', -2'\rangle$), в то время как в случае π -поляризованного возбуждения регистрируется всего один слабый переход MI2 при магнитных полях $B \leq 500$ G.

Существенная модификация вероятностей атомных переходов, в частности гигантское возрастание вероятностей магнитно-индуцированных атомных переходов MI1 и MI2, вероятность которых нулевая при $B = 0$, а также различное поведение вероятностей этих переходов при различной поляризации возбуждающего излучения происходит из-за эффекта „перемешивания“ магнитных подуровней для нижнего F_g - или верхнего F_e -уровней; эффект „перемешивания“ индуцируется внешним магнитным полем [2,24,33,34].

4. Заключение

В атоме Cs в области D_2 -линии экспериментально и теоретически исследованы два типа магнитоиндуцированных атомных переходов MI1 и MI2 в поперечном магнитном поле 0.5–5.3 kG в случае π -поляризованного возбуждающего излучения. В случае двух переходов MI1 первого типа $|3, 0\rangle \rightarrow |3', 0'\rangle$ и $|4, 0\rangle \rightarrow |4', 0'\rangle$ (вероятность которых нулевая при $B = 0$) с увеличением приложенного магнитного поля происходит гигантское увеличение вероятности этих переходов, и при дальнейшем возрастании магнитного поля вероятности этих переходов стремятся к асимптоте. В случае двух переходов MI2 второго типа $|3, -3\rangle \rightarrow |5', -3'\rangle$ и $|4, -2\rangle \rightarrow |2', -2'\rangle$ (вероятность которых также нулевая при $B = 0$) с увеличением приложенного магнитного поля также происходит гигантское увеличение вероятности этих переходов, однако при дальнейшем возрастании поля вероятности этих переходов стремятся к нулю.

Отмечено существенное влияние на характеристики переходов MI2 поляризации возбуждающего излучения. В этом случае проявляется различие в количестве переходов MI2 и величине их вероятностей в зависимости от поляризации возбуждающего излучения σ^+ , σ^- или π .

Отметим, что в тех случаях, когда процесс реализуется в сильных магнитных полях, применение МІ переходов может быть предпочтительнее применения „обычных“ атомных переходов. Так, в работах [10,13,14] переходы МІ были использованы при создании электромагнитноиндуцированной прозрачности для формирования темных оптических резонансов в сильных магнитных полях.

Важно отметить, что в настоящей работе (так же как и в ранее опубликованных работах [1–10]) исследованы МІ переходы только $nS \rightarrow nP$ первой фундаментальной серии $D_{1,2}$ -линий щелочных металлов, где $n = 3, 4, 5, 6$ для Na, K, Rb, Cs соответственно, где n является главным квантовым числом, что составляет в общей сложности (МІ1 и МІ2 вместе) около 100 атомных переходов. Предварительные расчеты показывают, что МІ переходы также могут наблюдаться и для второй фундаментальной серии D -линий, $nS \rightarrow (n + 1)P$, а также для третьей фундаментальной серии D -линий $nS \rightarrow (n + 2)P$ и т.д. Все эти переходы, имеющие большие частоты, могут быть экспериментально изучены по методике, представленной в настоящей работе, с использованием лазеров с более короткой длиной волны генерации в интервале 350–460 nm: так, для Cs D_2 -линии переход $6S_{1/2} - 7P_{3/2}$, резонансная длина волны $\lambda \sim 455.6$ nm, а для Rb D_2 -линии переход $5S_{1/2} - 6P_{3/2}$, резонансная длина волны $\lambda \sim 420$ nm. Важно отметить, что при переходе к каждой следующей фундаментальной серии $D_{1,2}$ -линий величина магнитной индукции B , при которой достигается максимальная вероятность МІ переходов, уменьшается, что упрощает исследования. Техническое упрощение таких исследований может также произойти при использовании недавно разработанных стеклянных НЯ [35].

Благодарности

Авторы благодарят А. Папоюна и Г. Ахумяна и за полезные обсуждения.

Финансирование работы

А. Саргсян благодарит ГК МОН РА за финансовую поддержку, проект для молодых ученых № 19YR-1C017. Работа Т.А. Вартамяна была выполнена при государственной финансовой поддержке ведущих университетов Российской Федерации (субсидия 08-08). А. Тоноян благодарит за поддержку программу EMPIR, софинансированную государствами-участниками, а также Программу исследований и инноваций Horizon 2020 Европейского Союза (EMPIR 17FUN03 USOQS).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Sargsyan A., Hakhumyan G., Papoyan A., Sarkisyan D., Atvars A., Auzinsh M. // *Appl. Phys. Lett.* 2008. V. 93. P. 021119.
- [2] Hakhumyan G., Leroy C., Mirzoyan R., Pashayan-Leroy Y., Sarkisyan D. // *Eur. Phys. J. D.* 2012. V. 66. P. 119.
- [3] Sargsyan A., Tonoyan A., Hakhumyan G., Papoyan A., Mariotti E., Sarkisyan D. // *Las. Phys. Lett.* 2014. V. 11. P. 055701.
- [4] Scotto S., Ciampini D., Rizzo C., Arimondo E. // *Phys. Rev. A.* 2015. V. 92. P. 063810.
- [5] Саргсян А.Д., Амирян А.О., Леруа К., Вартамян Т.А., Петров П.А., Саркисян Д.Г. // *Оптический журн.* 2016. Т. 83. С. 11.
- [6] Саргсян А., Тоноян А., Ахумян Г., Саркисян Д. // *Письма в ЖЭТФ.* 2017. Т. 106. С. 669.
- [7] Tonoyan A., Sargsyan A., Klinger E., Hakhumyan G., Leroy C., Auzinsh M., Papoyan A., Sarkisyan D. // *EPL.* 2018. V. 121. P. 53001.
- [8] Саргсян А., Амирян А., Вартамян Т.А., Саркисян Д. // *Опт. и спектр.* 2019. Т. 126. С. 253.
- [9] Саргсян А., Клингер Э., Леруа К., Вартамян Т.А., Саркисян Д. // *Опт. и спектр.* 2019. Т. 127. С. 389.
- [10] Sargsyan A., Amiryany A., Klinger E., Sarkisyan D. // *J. Phys. B.* 2020. V. 53. P. 185002.
- [11] Sargsyan A., Tonoyan A., Mirzoyan R., Sarkisyan D., Wojciechowski A.M., Stabrawa A., Gawlik W. // *Opt. Lett.* 2014. V. 39. P. 2270.
- [12] Mathew R.S., Ponciano-Ojeda F., Keaveney J., Whiting D.J., Hughes I.G. // *Opt. Lett.* 2018. V. 43. P. 4204.
- [13] Sargsyan A., Tonoyan A., Papoyan A., Sarkisyan D. // *Opt. Lett.* 2019. V. 44. P. 1391.
- [14] Саргсян А., Вартамян Т.А., Саркисян Д. // *Опт. и спектр.* 2020. Т. 128. С. 16.
- [15] Olsen B.A., Patton B., Jau Y.Y., Happer W. // *Phys. Rev. A.* 2011. V. 84. P. 063410.
- [16] Zentile M.A., Keaveney J., Weller L., Whiting D.J., Adams C.S., Hughes I.G. // *Comput. Phys. Commun.* 2015. V. 189. P. 162.
- [17] Ilchen M., Douguet N., Mazza T., Rafipour A.J., Callegari C., Finetti P., Plekan O., Prince K.C., Demidovich A., Grazioli C., Avaldi L., Bolognesi P., Coreno M., Di Fraia M., Devetta M., Ovcharenko Y., Düsterer S., Ueda K., Bartschat K., Grum-Grzhimailo A.N., Bozhevolnov A.V., Kazansky A.K., Kabachnik N.M., Meyer M. // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 118. P. 013002.
- [18] Саргсян А., Клингер Э., Леруа К., Вартамян Т.А., Саркисян Д. // *Опт. и спектр.* 2018. Т. 125. С. 741.
- [19] Umfer C., Windholz L., Musso M. // *Z. Phys. D.* 1992. V. 25. P. 23.
- [20] Weller L., Kleinbach K. S., Zentile M. A., Knappe S., Adams C.S., Hughes I.G. // *J. Phys. B.* 2012. V. 45. P. 215005.
- [21] Whiting D.J., Mathew R.S., Keaveney J., Adams C.S., Hughes I.G. // *J. Mod. Opt.* 2018. V. 65. P. 713.
- [22] Zentile M. A., Andrews R., Weller L., Knappe S., Adams C.S., Hughes I.G. // *J. Phys. B.* 2014. V. 47. P. 075005.
- [23] Саргсян А.Д., Ахумян Г.Т., Амирян А.О., Леруа К., Саркисян А.С., Саркисян Д.Г. // *Известия НАН Армении. Физика.* 2015. Т. 50. С. 428.

- [24] Tremblay P., Michaud A., Levesque M., Thériault S., Breton M., Beaubien J., Cyr N. // Phys. Rev. A. 1990. V. 42. P. 2766.
- [25] Sargsyan A., Klinger E., Hakhtuyan G., Tonoyan A., Rapoyan A., Leroy C., Sarkisyan D. // JOSA B. 2017. V. 34. P. 776.
- [26] Sargsyan A., Amiryanyan A., Pashayan-Leroy Y., Leroy C., Rapoyan A., Sarkisyan D. // Opt. Lett. 2019. V. 44. P. 5533.
- [27] Саргсян А., Амирян А., Леруа К., Вартамян Т. А., Саркисян Д. // Опт. и спектр. 2017. Т. 123. С. 113.
- [28] Sargsyan A., Hakhtuyan G., Leroy C., Pashayan-Leroy Y., Rapoyan A., Sarkisyan D. // Opt. Lett. 2012. V. 37. P. 1379.
- [29] Саргсян А., Ахумян Г., Тоноян А., Петров П.А., Вартамян Т.А. // Опт. и спектр. 2015. Т. 119. С. 212.
- [30] Reed D.J., Šibalić N., Whiting D.J., Kondo J.M., Adams C.S., Weatherill K.J. // OSA Continuum. 2018. V. 1. P. 4.
- [31] Demtröder W. Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation. Springer, 2004.
- [32] Rapoyan A.V., Auzinsh A., Bergmann K. // Eur. Phys. J. D. 2002. V. 21. P. 63.
- [33] Александров Е.Б., Хвостенко Г.И., Чайка М.П. Интерференция атомных состояний. М.: Наука, 1991.
- [34] Auzinsh M., Budker D., Rochester S.M. Optically Polarized Atoms: Understanding Light-Atom Interactions, Oxford University Press, 2010.
- [35] Peyrot T., Beurthe Ch., Coumar S., Roulliaud M., Perronet K., Bonnay P., Adams C.S., Browaeys A., Sortais Y.R.P. // Opt. Lett. 2019. V. 44. P. 1940.