

Самые сильные магнито-индуцированные переходы атомов щелочных металлов

А. Саргсян, А. Тоноян, Д. Саркисян¹⁾

Институт физических исследований НАН Армении, 0203 Аштарак, Армения

Поступила в редакцию 18 марта 2021 г.

После переработки 18 марта 2021 г.

Принята к публикации 15 апреля 2021 г.

Атомные переходы щелочных металлов, которые в отсутствие внешнего магнитного поля имеют нулевую вероятность, однако, при его наличии имеют большие вероятности, названы магнито-индуцированными (МИ). Интерес к ним обусловлен большими вероятностями, которые, в широком диапазоне магнитных полей превосходят вероятности обычных переходов. МИ переходы делятся на два типа: тип-1 (МИ1) и тип-2 (МИ2) и их общее количество ~ 100 . В работе рассмотрены МИ2 переходы между нижними F_g и верхними уровнями F_e сверхтонкой структуры с выполнением условия $F_e - F_g = \Delta F = \pm 2$, которые запрещены в нулевом магнитном поле, однако, при его наличии имеют большие вероятности. Вероятности МИ2 переходов с $\Delta F = +2$ максимальны при использовании оптического излучения с круговой поляризацией σ^+ ; вероятности МИ переходов с $\Delta F = -2$ максимальны при использовании излучения с поляризацией σ^- . Это различие было названо магнито-индуцированным круговым дихроизмом 1-го типа (MICD1). В работе впервые продемонстрировано, что в магнитных полях > 100 Гс при σ^+ излучении вероятность самого сильного МИ2 перехода атома ^{85}Rb , D_2 линии в 2.5 раза больше вероятности самого сильного МИ2 перехода при σ^- излучении. Это различие названо циркулярным дихроизмом 2-го типа (MICD2). Показано, как определяется самый сильный МИ переход для любого атома щелочного металла, что важно для его использования в магнито-оптических процессах. Теоретические кривые хорошо описывают экспериментальные результаты.

DOI: 10.31857/S1234567821100013

Известно, что в сильных магнитных полях может происходить значительная модификация вероятности (интенсивности) атомных переходов щелочных металлов [1, 2]. Ярким примером гигантского возрастания вероятности служит поведение магнито-индуцированных (МИ) переходов в атомах Cs, Rb, K, и др., которые образуют большой класс, состоящий из ~ 100 атомных переходов с интересными и важными особенностями [3–10]. По правилам отбора МИ переходы запрещены в нулевом магнитном поле, в то время как, во внешнем магнитном поле происходит гигантское возрастание их вероятностей, поэтому, они названы МИ переходы. Существенная модификация вероятностей переходов, в частности, гигантское возрастание вероятностей МИ переходов происходит из-за эффекта “перемешивания” магнитных подуровней для нижнего F_g или верхнего F_e уровней с магнитными подуровнями близлежащего перехода; эффект “перемешивания” индуцируется внешним магнитным полем [3, 4, 7–11]. Интерес к МИ переходам обусловлен тем, что в определенных

широких интервалах магнитных полей вероятности этих переходов могут значительно превосходить вероятности обычных атомных переходов, разрешенных и в отсутствие магнитного поля. Для количественного определения степени взаимодействия атома с магнитным полем используется характерная величина магнитного поля $B_0 = A_{\text{hfs}}/\mu_B$, где A_{hfs} – магнитная дипольная константа основного уровня атома, μ_B – магнетон Бора [12, 13]. Для атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb величина $B_0 = 0.7$ и 2.4 кГс соответственно.

МИ переходы делятся на два типа [14]: тип-1 (МИ1) и тип-2 (МИ2). Используя представление в виде $|F, m_F\rangle$, где F – полный момент атома, а m_F – его проекция, к первому типу МИ1 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 (штрихом обозначены верхние возбужденные уровни), 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 [4].

¹⁾e-mail: sarkdav@gmail.com

Ко второму типу МІ2 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 переходов МІ2 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. В настоящей работе рассмотрены МІ2 переходы атома ^{85}Rb , D_2 линии. В работах [8–10] для интенсивностей МІ переходов было выявлено правило зависимости интенсивности от поляризации возбуждающего излучения: в случае атомных переходов $F_e - F_g = \Delta F = +2$ интенсивности максимальны при возбуждении излучением с круговой поляризацией σ^+ , когда выполняется условие $m'_F - m_F = +1$, в то время как в случае атомных переходов $F_e - F_g = \Delta F = -2$ интенсивности максимальны при возбуждении излучением с круговой поляризацией σ^- , когда выполняется условие $m'_F - m_F = -1$. Для некоторых МІ различие в интенсивности при использовании σ^+ и σ^- излучений может достигать больших величин [9]. Различие отклика атомной системы для таких процессов, как поглощение, флуоресценция, резонансная ионизация атомов и др. в магнитном поле при использовании σ^+ и σ^- излучений в атомной спектроскопии называется магнито-индуцированным циркулярным дихроизмом (МІСД) [8, 9, 15]; вышеотмеченный дихроизм назван 1-го типа (МІСД1).

В настоящей работе исследован циркулярный дихроизм, названный нами 2-го типа (МІСД2), суть которого в следующем. Сравнение в широком интервале магнитных полей вероятности самого сильного МІ2 перехода при условии $F_e - F_g = \Delta F = +2$ с использованием σ^+ излучения (для ^{85}Rb это переход $|2, -2\rangle \rightarrow |4', -1'\rangle$), с интенсивностью самого сильного МІ перехода с использованием σ^- излучения (для ^{85}Rb это переход $|3, 0\rangle \rightarrow |1', -1'\rangle$) показало, что вероятность перехода для которого выполняется условие $F_e - F_g = \Delta F = +2$ всегда больше. Ранее, в работе [9] было показано, что вероятность МІ2 перехода $2 \rightarrow 4'$ для σ^- излучения (переход под номером 1⁻ в квадрате) в 4 раза меньше вероятности перехода с номером 5 в красном кружке. Другими словами, вероятность наиболее сильного МІ2 перехода при использовании σ^+ излучения всегда больше, чем вероятность МІ2 перехода при использовании σ^- излучения. В работе [10], показано, что в широком интервале магнитных полей вероятность самого сильного МІ-перехода $|3, -3\rangle \rightarrow |5', -2'\rangle$ атома Cs, D_2 линии при использовании σ^+ излучения в 2 раза больше, чем вероятность самого сильного МІ

перехода $|4, -1\rangle \rightarrow |2', -2'\rangle$ при использовании σ^- излучения.

Теоретические расчеты показывают, что это утверждение верно для МІ2 переходов атомов всех щелочных металлов: для D_2 линий атомов ^{87}Rb , ^{39}K и Na вероятность самого сильного МІ2 перехода $|1, -1\rangle \rightarrow |3', 0'\rangle$ при использовании σ^+ излучения в 4 раза больше самого сильного МІ2 перехода $|2, +1\rangle \rightarrow |0', 0'\rangle$, который формируется σ^- излучением. Таким образом, самый сильный МІ2 переход формируется σ^+ излучением для перехода с $\Delta F = +2$ и имеет наименьшее значение магнитного подуровня m_F для нижнего уровня F_g .

На рисунке 1а приведена диаграмма уровней ^{85}Rb , D_2 линии и переходы при σ^+ излучении, МІ2 переходы $2 \rightarrow 4'$ отмечены 1–5 в красных кружках, также приведены переходы $2 \rightarrow 3'$, с номерами 1–5; на рис. 1б приведены переходы $3 \rightarrow 1', 2', 3', 4'$, в

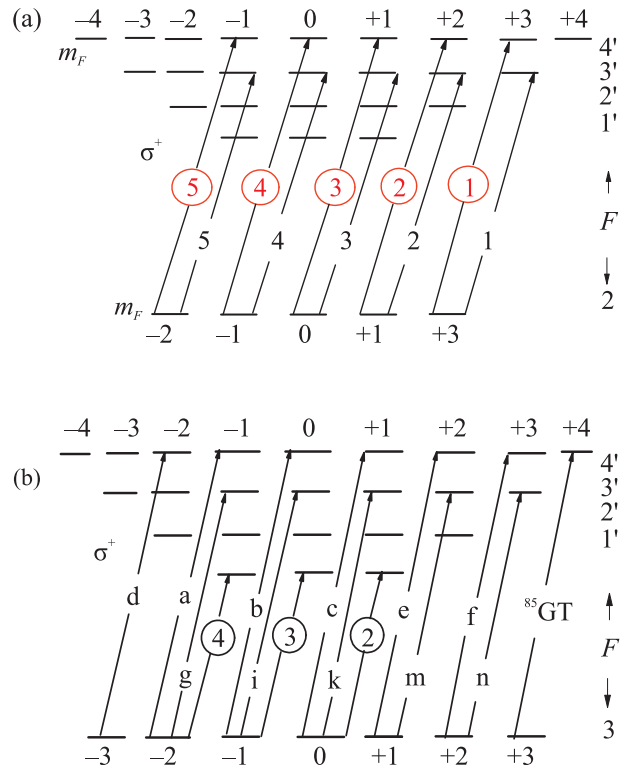


Рис. 1. (Цветной онлайн) ^{85}Rb , D_2 линия, переходы при σ^+ излучении, для m_F правила отбора: $m'_F - m_F = +1$. (а) – Показаны переходы $2 \rightarrow 3', 4'$ (штрихами отмечены верхние уровни), в кружках отмечены МІ2 переходы $2 \rightarrow 4'$, самую большую вероятность имеет переход под номером 5 в кружке. (б) – Показаны переходы $3 \rightarrow 1', 2', 3', 4'$. В темных кружках отмечены МІ2 переходы $3 \rightarrow 1'$, вероятности которых малы; переход $3 \rightarrow 4'$, отмеченный как ^{85}GT , называется “направляющим” атомным переходом (GT)

темных кружках отмечены МІ2 переходы $3 \rightarrow 1'$, вероятности которых очень малы [9], переход $3 \rightarrow 4'$, отмеченный как ^{85}GT называется “направляющим” атомным переходом (“guiding” transition, GT), вероятность которого не зависит от величины магнитного поля B [11].

Другие важные особенности GT переходов приведены в [11]. На рисунке 2а приведена диаграмма

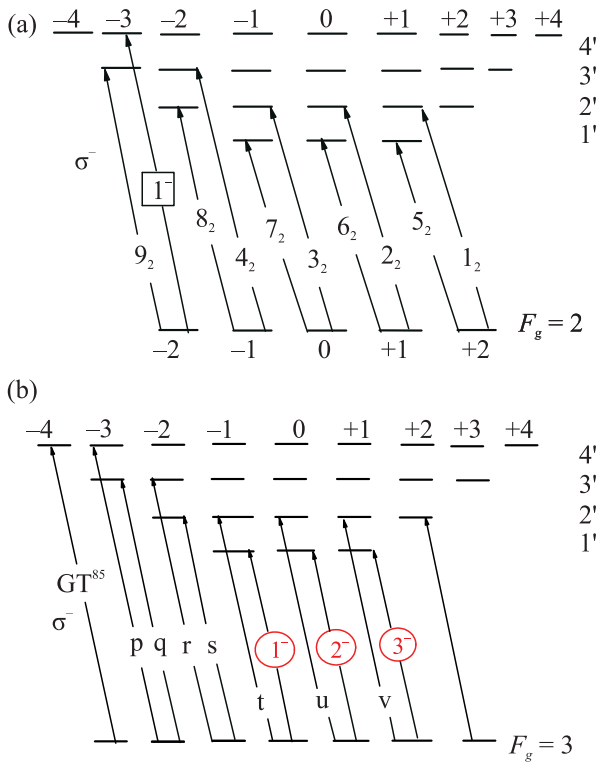


Рис. 2. (Цветной онлайн) ^{85}Rb , D_2 линия, переходы при σ^- излучении, для m_F правила отбора $m'_F - m_F = -1$. (а) – Переходы $2 \rightarrow 1', 2', 3', 4'$, в прямоугольнике под номером 1^- показан МІ2 переход $2 \rightarrow 4'$; (б) – переходы $3 \rightarrow 1', 2', 3', 4'$, в красных кружках отмечены МІ2 переходы $1^-, 2^-, 3^-$ (в кружке под номером 1^- показан переход МІ2, имеющий среди них наибольшую вероятность); переход $3 \rightarrow 4'$, отмеченный как ^{85}GT , является “направляющим” (GT)

уровней и переходы при σ^- излучении. Показаны переходы $2 \rightarrow 1', 2', 3', 4'$, под номером 1^- в квадрате показан единственный МІ2 переход $2 \rightarrow 4'$. На рисунке 2б показаны переходы $3 \rightarrow 1', 2', 3', 4'$, МІ2 переходы отмечены $1^-, 2^-, 3^-$ в красных кружках (под номером 1^- в красном кружке показан МІ2 переход, имеющий наибольшую вероятность среди них); переход $3 \rightarrow 4'$, отмеченный как ^{85}GT , является “направляющим” (GT). Ниже приведено сравнение самого сильного МІ2 перехода при использовании σ^+ излучения под номером 5 в красном круж-

ке, с самым сильным переходом при использовании σ^- поляризованного излучения под номером 1^- в красном кружке, и показано, что переход под номером 5 в красном кружке является самым сильным МІ2 переходом D_2 линии. На рисунке 3 при-

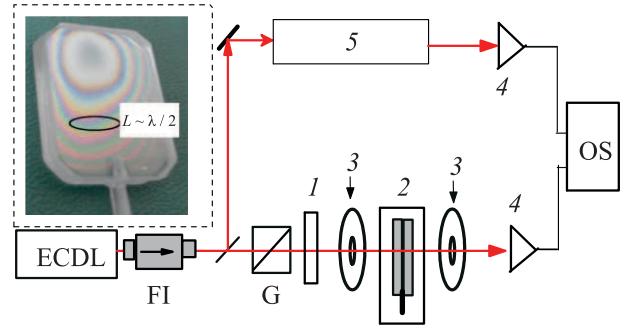


Рис. 3. (Цветной онлайн) Схема эксперимента: ECDL – непрерывный диодный лазер, $\lambda = 780$ нм; FI – фарадеевский изолятор; 1 – четвертьволновая пластина; 2 – НЯ с Rb внутри печи; 3 – постоянные магниты РМ; 4 – фотоприемник; 5 – узел для формирования реперного спектра; OS – цифровой осциллограф, вставка в левом верхнем углу – фотография НЯ, заполненная Rb; видны интерференционные полосы, образующиеся при отражении света от внутренних поверхностей окон. Область толщиной $L = \lambda/2 = 390$ нм отмечена овалом

ведена схема экспериментальной установки. Использовалось излучение перестраиваемого диодного лазера с внешним резонатором [16], с длиной волны 780 нм и спектральной шириной ~ 1 МГц. Для регистрации спектра поглощения использовалась наночайка (НЯ), с парами атомов Rb с толщиной в направлении лазерного излучения, равной половине длины волны ($L = \lambda/2 = 390$ нм) излучения резонансного с частотой D_2 линии. НЯ использовалась для реализации $\lambda/2$ -метода, который обеспечивает сужение атомных переходов (линий) в спектре поглощения $A(\nu)$ НЯ. Для дальнейшего сужения атомных линий, производилось двойное дифференцирование спектра поглощения $A''(\nu)$, что обеспечивало дополнительное значительное сужение атомных линий в спектре второй производной (SD – second derivative) [17]. Это особенно важно для частотного разделения близкорасположенных атомных переходов при наличии их большого числа. НЯ помещалась в печь, в которой имелись отверстия для прохождения лазерного излучения, и нагревалась до 110°C , что обеспечивало плотность (концентрацию) атомов $N \sim 10^{13}$ см $^{-3}$ (детали конструкции НЯ приведены в работе [18]). НЯ помещалась между сильными постоянными магнитами (РМ), которые формировали сильные продольные магнитные поля, волновой век-

тор лазерного излучения \mathbf{k} направлялся вдоль магнитного поля \mathbf{B} [19]. Для формирования частотного репера часть лазерного излучения направлялась на узел, содержащий дополнительную НЯ (5) с толщиной $L = \lambda/2 = 390$ нм, спектр SD поглощения которой служил частотным репером [17]. Оптические излучения регистрировались фотодиодами ФД-24К (4), сигналы с которых подавались на осциллограф Tektronix TDS2014B (OS).

Верхние кривые (Abs.) на рис. 4а–с показывают экспериментальные спектры поглощения переходов $2, 3 \rightarrow 3', 4'$ в продольном магнитном поле $B = 800, 900$ и 1000 Гс соответственно, полученные $\lambda/2$ -методом ($L = \lambda/2 = 390$ нм) при использовании σ^+ поляризованного излучения (переходы смещены в высокочастотную область относительно частот исходных переходов при $B = 0$). Мощность лазера 50 мкВт. Как видно, в спектре поглощения некоторые переходы частотно перекрываются. Красные кривые показывают спектры SD второй производной кривых поглощения (здесь и далее спектр SD для удобства инвертирован). MI2 переход под номером 5 в красном кружке – самый сильный в группе MI2 переходов атома ^{85}Rb при использовании σ^+ -излучения. На спектре также приведен “направляющий” переход GT (^{85}Rb) $^+$, применение которого приведено ниже. Синие линии – SD спектры расчетных спектров поглощения атомных переходов с ПППВ 40 МГц. Нижние кривые (Reper) на рис. 4а–с – спектры SD поглощения переходов ^{85}Rb , $2 \rightarrow 1', 2', 3'$ и ^{87}Rb , $1 \rightarrow 0', 1', 2'$ при $B = 0$.

Поскольку целью являлось сравнение вероятностей в магнитных полях самого сильного MI2 перехода Rb при $\Delta F = +2$ при σ^+ -излучении (переход под номером 5 в красном кружке) с вероятностью наиболее сильного MI2 перехода Rb с $\Delta F = -2$ при σ^- -излучении (переход под номером 1 $^-$ в красном кружке), ниже приведены спектры при возбуждении излучением с поляризацией σ^- . Верхние кривые (Abs.) на рис. 5а–с показывают экспериментальные спектры поглощения переходов ^{85}Rb , $3 \rightarrow 1', 2', 3', 4'$ в магнитном поле $B = 800, 900$ и 1000 Гс соответственно, полученные $\lambda/2$ -методом ($L = \lambda/2 = 390$ нм) при использовании σ^- поляризованного излучения. Спектры находятся на низкочастотном крыле и содержат также переходы ^{87}Rb , D_2 линии, которые на спектре отмечены стрелками (нумерация приведена только для

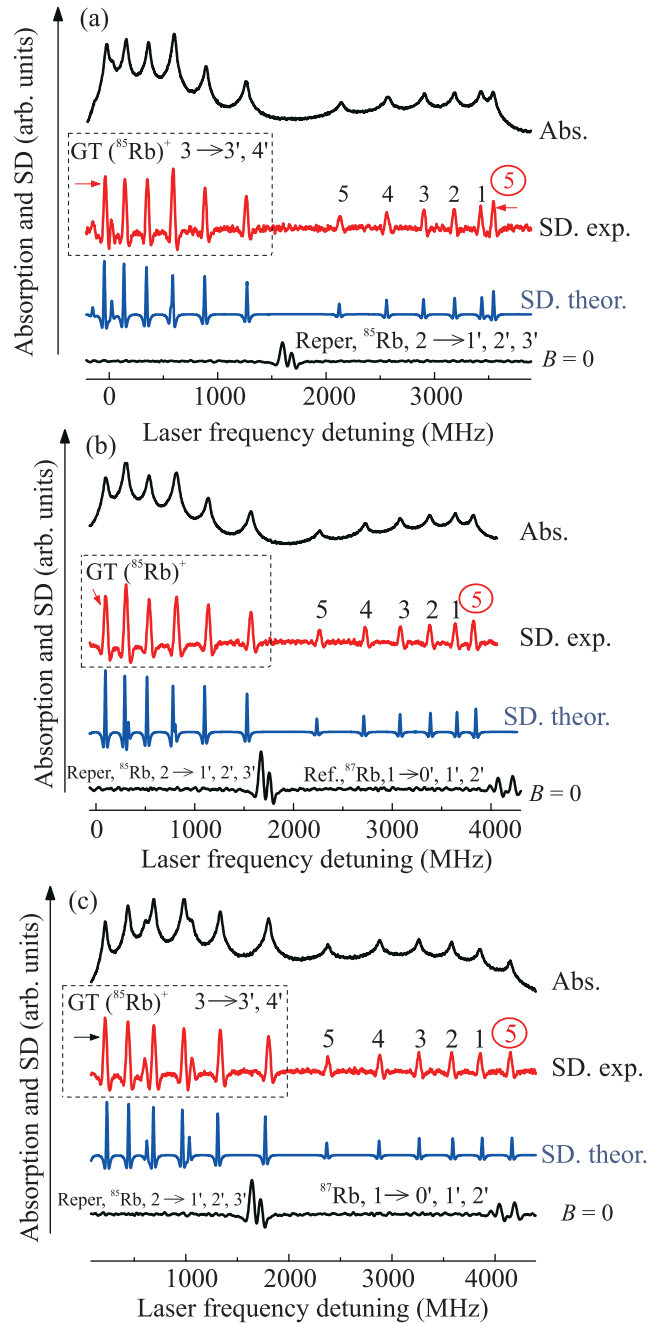


Рис. 4. (Цветной онлайн) Атом ^{85}Rb , возбуждение σ^+ поляризацией, толщина НЯ $L = 390$ нм. (а)–(с) – Верхние кривые (Abs.) – экспериментальные спектры поглощения переходов $2, 3 \rightarrow 3', 4'$, $B = 800, 900$ и 1000 Гс соответственно. Красные кривые – SD спектры, MI2 переход с номером 5 в кружке самый сильный в группе MI2 переходов; GT (^{85}Rb) $^+$ – “направляющий” переход; синие линии – SD спектры расчетных спектров поглощения, ПППВ 40 МГц. Нижние кривые на (а)–(с) (Reper) – спектры SD поглощения переходов ^{85}Rb , $2 \rightarrow 0', 1', 2', 3'$ и ^{87}Rb , $1 \rightarrow 0', 1', 2'$ при $B = 0$

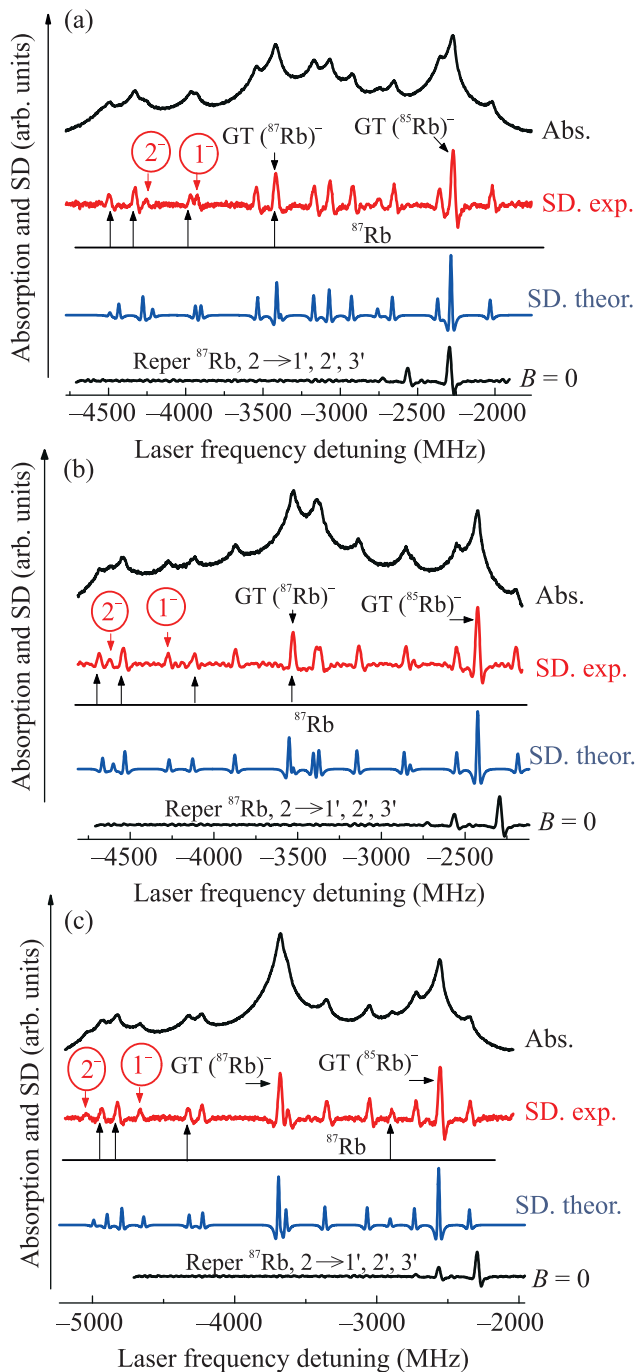


Рис. 5. (Цветной онлайн) Атом ^{85}Rb , возбуждение σ^- поляризацией, толщина НЯ $L = 390$ нм. (a)–(c) – Верхние кривые (Abs.) – экспериментальные спектры поглощения переходов $3 \rightarrow 1', 2', 3', 4'$, $B = 800, 900$ и 1000 Гс соответственно, красные кривые – спектры SD, MI2 переход с номером 1^- в кружке – самый сильный в своей группе; $\text{GT } (^{85}\text{Rb})^-$ и $\text{GT } (^{87}\text{Rb})^-$ – “направляющие” переходы; синие линии – SD спектры расчетных спектров поглощения, ПППВ 40 МГц. Нижние кривые на (a)–(c) – (Reper)-спектры SD поглощения при $B = 0$

тех переходов, которые важны в настоящей работе). Заметим, что MI2 переход $2 \rightarrow 4'$ при использовании σ^- излучения (переход, отмеченный на рис. 2а под номером 1^- в квадрате) отсутствует в спектре, так как по частоте он сильно смещен на -8 ГГц в низкочастотную область и имеет в 4 раза меньшую амплитуду, чем у MI2 с номером 5 в красном кружке. Как видно, в спектре поглощения некоторые переходы спектрально плохо разрешены, в то время как в спектрах SD второй производной они спектрально полностью разрешены. Красные кривые показывают спектры SD второй производной поглощения этих атомных переходов. MI2 переход с номером 1^- в красном кружке ($|3, 0\rangle \rightarrow |1', -1'\rangle$) – самый сильный в группе MI2 из переходов атома ^{85}Rb при использовании σ^- излучения. На спектре также приведены “направляющие” переходы $\text{GT } (^{85}\text{Rb})^-$ и $\text{GT } (^{87}\text{Rb})^-$. Синие линии показывают SD спектры расчетных спектров поглощения при спектральной ширине переходов 40 МГц. Нижние кривые (Reper) на рис. 5а–с показывают спектры SD поглощения переходов ^{87}Rb , $2 \rightarrow 1', 2', 3'$ при $B = 0$. Известно, что параметры непрерывных диодных лазеров, такие, как мощность, спектральная ширина линии, линейность частотного сканирования, могут различаться в зависимости от частотного диапазона, в котором работает лазер. Поскольку MI2 переход под номером 5 в красном кружке находится на высокочастотном крыле, а MI2 переход под номером 1^- в красном кружке находится на низкочастотном крыле (при $B \sim 1000$ Гс частотное расстояние между ними ~ 9 ГГц), то прямое сравнение амплитуд этих переходов по спектру может быть неточным. Поэтому нами проводилось следующее. Вероятности “направляющих” переходов $\text{GT } (^{85}\text{Rb})^+$ и $\text{GT } (^{85}\text{Rb})^-$ равны друг другу при всех величинах магнитного поля [11]. 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 (в нашем случае зависит от величины B), N – плотность атомов, L – толщина НЯ. Следовательно, амплитуды переходов в спектрах поглощения пропорциональны вероятностям этих переходов (предполагается, что интенсивность возбуждающего излучения мала и не вызывает эффектов насыщения переходов [20]). Поскольку MI2 переход с номером 5 в красном кружке расположен по частоте близко к $\text{GT } (^{85}\text{Rb})^+$, а MI2 переход с номером 1^- в красном кружке расположен близко к $\text{GT } (^{85}\text{Rb})^-$, поэтому, измеряя соотношение амплитуд этих MI2 переходов к соответствующим ам-

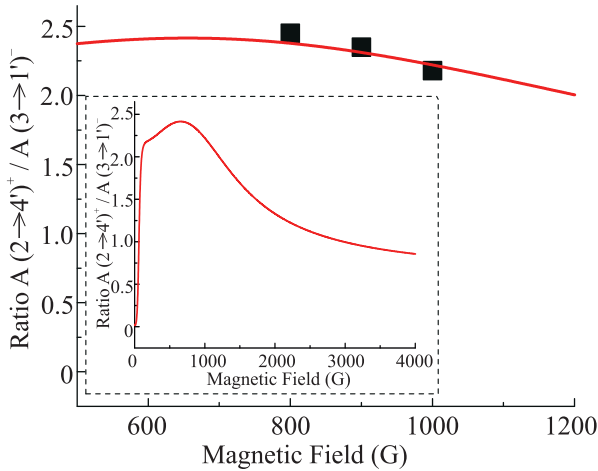


Рис. 6. (Цветной онлайн) Расчетная кривая отношения вероятностей переходов $|2, -2\rangle \rightarrow |4', -1'\rangle$ и $|3, 0\rangle \rightarrow |1', -1'\rangle$ при возбуждении излучениями с σ^+ и σ^- поляризацией соответственно, черные квадратики – экспериментальные результаты. На вставке – это отношение в широкой области магнитных полей; вероятность перехода $|2, -2\rangle \rightarrow |4', -1'\rangle$ превосходит вероятность перехода $|3, 0\rangle \rightarrow |1', -1'\rangle$ более, чем в 2 раза; это названо циркулярным дихроизмом 2-го типа (MICD2)

плитудам $GT(^{85}\text{Rb})^+$ и $GT(^{85}\text{Rb})^-$, можно определить отношение $A_{\text{MI}(5)}/A_{\text{MI}(1-)}$. На рисунке 6 черными квадратиками показаны экспериментальные результаты для $B = 800, 900$ и 1000 Гс, сплошная линия – теоретическая кривая. Причина выбора всего трех значений B заключается в следующем: при разных значениях B происходит частотное перекрытие MI2 и GT переходов (при возбуждении излучениями σ^+ или σ^- поляризациями) с другими переходами. При выбранных трех значениях частотного перекрытия с другими переходами не происходит, что важно для правильного определения амплитуд MI2 с номерами 5 и 1^- в красных кружках. Из рисунка 6 видно, что вероятность самого сильного перехода $|2, -2\rangle \rightarrow |4', -1'\rangle$ при использовании σ^+ излучения в интервале $0.2-2$ кГс значительно превосходит вероятность самого сильного перехода $|3, 0\rangle \rightarrow |1', -1'\rangle$ при использовании σ^- излучения, что необходимо учитывать при их использовании в магнито-оптических процессах. Пары атомов металлов являются изотропной средой, однако, когда прикладывается продольное магнитное поле \mathbf{B} , среда становится анизотропной. Различная реакция в магнитном поле атомной системы при использовании σ^+ и σ^- излучений называется магнито-индуцированным циркулярным дихроизмом [8, 15]; для данного случая можем назвать циркулярным дихроизмом 2-го типа (MICD2).

Отметим, что в настоящей работе исследованы MI переходы только $nS \rightarrow nP$ первой фундаментальной серии D -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 (MI1 и MI2 вместе) ~ 100 переходов, включая ~ 70 MI2 переходов. Расчеты показывают, что по 70 MI2 переходов будут также наблюдаться и для второй фундаментальной серии D_2 -линий, $nS \rightarrow (n+1)P$, а также для третьей фундаментальной серии D -линий $nS \rightarrow (n+2)P$ и т.д. Важно отметить, что для каждой последующей серии D_2 -линий величина B , при которой достигается максимальная вероятность MI2 переходов, уменьшается, что упростит их исследования и применения. Также, как это показано в настоящей работе, самый сильный MI2 переход формируется σ^+ излучением для переходов с $\Delta F = +2$ и имеет наименьшее значение магнитного подуровня m_F для нижнего уровня F_g . Недавно изготовленные стеклянные НЯ, заполненные щелочным металлом [21, 22], наряду с приведенной в настоящей работе НЯ (изготовленной из технического сапфира), могут быть успешно применены для этих исследований.

А. Саргсян благодарит ГК МОН РА за финансовую поддержку, проект # 19YR-1C017.

1. Е. Б. Александров, Г. И. Хвостенко, М. П. Чайка, *Интерференция атомных состояний*, Наука, М. (1991).
2. M. Auzinsh, D. Budker, and S.M. Rochester, *Optically Polarized Atoms: Understanding Light-Atom Interactions*, Oxford University Press, N.Y. (2010).
3. P. Tremblay, A. Michaud, M. Levesque, S. Thériault, M. Breton, J. Beaubien, and N. Cyr, *Phys. Rev. A* **42**, 2766 (1990).
4. G. Hakhumyan, C. Leroy, R. Mirzoyan, Y. Pashayan-Leroy, and D. Sarkisyan, *Europhys. J. D* **66**, 119 (2012).
5. A. Sargsyan, A. Tonoyan, G. Hakhumyan, A. Papoyan, E. Mariotti, and D. Sarkisyan, *Laser Phys. Lett.* **11**, 055701 (2014).
6. S. Scotto, D. Ciampini, C. Rizzo, and E. Arimondo, *Phys. Rev. A* **92**, 063810 (2015).
7. A. Sargsyan, E. Klinger, G. Hakhumyan, A. Tonoyan, A. Papoyan, C. Leroy, and D. Sarkisyan, *J. Opt. Soc. Am. B* **34**, 776 (2017).
8. А. Саргсян, А. Тоноян, Г. Ахумян, Д. Саркисян, *Письма в ЖЭТФ* **106**, 669 (2017).
9. А. Тоноян, А. Саргсян, Е. Кlinger, G. Hakhumyan, C. Leroy, M. Auzinsh, A. Papoyan, and D. Sarkisyan, *EuroPhys. Lett.* **121**, 53001 (2018).
10. А. Саргсян, А. Амირян, А. Тоноян, and D. Sarkisyan, *Phys. Lett. A* **390**, 127114 (2021).

11. А. Саргсян, Г. Ахумян, А. Папоян, Д. Саркисян, Письма в ЖЭТФ **101**, 330 (2015).
12. B. A. Olsen, B. Patton, Y. Y. Jau, and W. Harper, Phys. Rev. A **84**, 063410 (2011).
13. M. Zentile, J. Keaveney, L. Weller, D. J. Whiting, C. S. Adams, and I. G. Hughes, Comput. Phys. Commun. **189**, 162 (2015).
14. А. Саргсян, А. Тоноян, Т. А. Варганиян, Д. Саркисян, Оптика и спектроскопия **128**, 1806 (2020).
15. M. Ilchen, N. Douguet, T. Mazza et al. (Collaboration), Phys. Rev. Lett. **118**, 013002 (2017).
16. V. V. Vassiliev, S. A. Zibrov, and V. L. Velichansky, Rev. Sci. Instrum. **77**, 013102 (2006).
17. A. Sargsyan, A. Amiryanyan, Y. Pashayan-Leroy, C. Leroy, A. Papoyan, and D. Sarkisyan, Opt. Lett. **44**, 5533 (2019).
18. J. Keaveney, A. Sargsyan, U. Krohn, D. Sarkisyan, I. G. Hughes, and C. S. Adams, Phys. Rev. Lett. **108**, 173601 (2012).
19. A. Sargsyan, G. Hakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy, A. Papoyan, and D. Sarkisyan, Opt. Lett. **37**, 1379 (2012).
20. W. Demtröder, *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation*, Springer, Berlin-Heidelberg (2004).
21. T. Peyrot, C. Beurthe, S. Coumar, M. Roullia, K. Perronet, P. Bonnay, C. S. Adams, A. Browaeys, and Y. R. P. Sortais, Opt. Lett. **44**, 1940 (2019).
22. T. F. Cutler, W. J. Hamlyn, J. Renger, K. A. Whittaker, D. Pizzey, I. G. Hughes, V. Sandoghdar, and C. S. Adams, Phys. Rev. Appl. **14**, 034054 (2020).