

01

Циркулярный дихроизм атомных переходов D_1 линии Rb в магнитных полях

© А. Саргсян¹, Э. Клингер^{1,2}, К. Леруа², Т.А. Вартанян^{3¶}, Д. Саркисян¹

¹ Институт физических исследований НАН Армении, 0203 Аштарак, Армения

² Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR CNRS 6303, Université Bourgogne — Franche-Comté, BP 47870, 21078 Dijon Cedex, France

³ Университет ИТМО, 197101 Санкт-Петербург, Россия

¶ e-mail: tigran@vartanyan.com

Поступила в редакцию 13.08.2018 г.

Исследован эффект циркулярного дихроизма для атомных переходов D_1 линии Rb в магнитных полях вплоть до 3 кГ с использованием циркулярно поляризованных σ^+ - и σ^- -излучений. Использовался процесс селективного отражения от наноячейки с толщиной 350 нм, который позволяет формировать узкие атомные линии и наблюдать индивидуальное поведение отдельных переходов. В магнитных полях $B > 0.5$ кГ формируются две группы по шесть переходов для атомов ^{85}Rb и по четыре перехода для атомов ^{87}Rb при σ^+ - и σ^- -лазерном возбуждении. Все переходы идентифицированы. Показано, что самые сильные переходы для атомов ^{87}Rb и ^{85}Rb в магнитных полях вплоть до нескольких кГ формируются при σ^- -излучении. При дальнейшем усилении магнитного поля достигается режим Пашена–Бака на сверхтонкой структуре, при котором вероятности переходов при σ^+ - и σ^- -возбуждениях выравниваются. Теоретическая модель хорошо описывает эксперимент.

DOI: 10.21883/OS.2018.12.46932.236-18

Введение

Атомы щелочных металлов, в частности цезия и рубидия, широко применяются для исследования магнитооптических процессов, 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 значительная модификация вероятности (интенсивности) атомного перехода [3–8]. Ярким примером гигантского возрастания вероятности служит поведение переходов $F_g = 3 \rightarrow F_e = 5$ (семь переходов) Cs D_2 в магнитном поле [6]. При магнитных полях 500–1000 Г вероятности этих семи переходов сильно возрастают и для трех из них вероятности наибольшие среди всех переходов, которые начинаются с уровня $F_g = 3$. Напомним, что по правилам отбора 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 $F_g = 3 \rightarrow F_e = 5$ 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 (мы назвали их магнитоиндуцированными (МИ) переходы) происходит гигантское возрастание как поглощения, так и флуорес-

ценции. Теория, описывающая модификацию вероятности атомного перехода в магнитном поле и использующая матрицу гамильтониана с учетом всех переходов внутри сверхтонкой структуры, подробно изложена в ряде работ [3–8].

В работах [9,10] были исследованы особенности МИ переходов в магнитном поле с использованием циркулярно поляризованных излучений σ^+ и σ^- для линии D_2 атомов щелочных металлов и было показано, что для некоторых МИ переходов различие в интенсивности σ^+ - и σ^- -переходов может быть очень значительным. Различная реакция атомной системы при использовании σ^+ - и σ^- -излучений и магнитного поля в атомной спектроскопии называется магнитоиндуцированным циркулярным дихроизмом (magnetically-induced circular dichroism, MCD) [11]. Представляет интерес сравнение циркулярного дихроизма для МИ переходов и для „обычных“ атомных переходов Rb D_1 при использовании циркулярно поляризованных излучений σ^+ и σ^- . Впервые показано, что для σ^+ - и σ^- -переходов Rb D_1 также наблюдается MCD, однако такого гигантского различия, как это имеет место для МИ переходов, не наблюдается.

Эксперимент

Спектроскопическая наноячейка с параи рубидия

Специально изготовленная наноячейка (НЯ) имела относительно большую область с толщиной $L \sim \lambda/2$,

что позволило использовать лазерный пучок диаметром 0.8 mm и сформировать сильный сигнал селективного отражения (СО), детально описанный в работах [12,13]. Фотография НЯ приведена на рис. 1 в работе [12]. Окна НЯ размерами 20×30 mm и толщиной 1.5 mm изготовлены из хорошо отполированного кристаллического сапфира. Для минимизации двулучепреломления С-ось ориентирована перпендикулярно поверхности окна. Тонкий сапфировый отросток заполнен металлическим Rb и в эксперименте нагревался до температуры 130–140°C, что обеспечивает концентрацию атомов $N \sim 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (дополнительные детали относительно НЯ приведены в [12,13]).

Экспериментальная установка

Экспериментальная схема приведена в работах [12,13]. Использовалось излучение диодного лазера с внешним резонатором. Длина волны составляла $\lambda = 795$ nm, ширина линии ~ 1 MHz. Для формирования больших магнитных полей использовался откалиброванный с помощью магнитометра Teslameter NT201 сильный постоянный магнит (ПМ) из сплава неодим–железо–бор, который помещался вблизи заднего окна НЯ. Варьирование магнитного поля осуществлялось изменением расстояния до окна. Для формирования частотного репера часть лазерного излучения направлялась на дополнительную НЯ с толщиной $L = \lambda$, в спектре пропускания которой формировались селективные по атомным скоростям узкие оптические резонансы, расположенные на атомных переходах $1 \rightarrow 1', 2'$ (штрихами отмечены верхние уровни) [14]. Оптические излучения регистрировались фотодиодами ФД-24К, сигналы с которых усиливались, и подавались на цифровой осциллограф Siglent. Для селекции сигнала СО использовался интерференционный фильтр IF ($\lambda = 795$ nm) с шириной полосы пропускания 10 nm. Для формирования пучка диаметром 0.8 mm использовалась диафрагма. Осциллограф Siglent позволяет в реальном времени (*in situ*) формировать под каждым спектром СО его производную (ПСО). Сигнал ПСО для случая $L < \lambda/2$ положительный, поэтому в эксперименте использовалась толщина 350 nm. Спектральная ширина сигнала ПСО на полувысоте составляет 70–80 MHz, что почти на порядок меньше доплеровской ширины паров Rb при температуре ячейки 130°C. Теоретические кривые построены, используя линейную модель, которая детально изложена в работе [15]. Некоторые особенности СО в тонких атомарных слоях приведены также в [16]. Ранее было показано, что амплитуды сигналов ПСО точно соответствуют относительным вероятностям атомных переходов.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

На рис. 1, *a* приведена диаграмма атомных переходов для линии D_1 $^{87,85}\text{Rb}$ при использовании циркулярно по-

ляризованного лазерного возбуждения σ^+ (левый круг), которое осуществляет переходы между магнитными подуровнями m_F (^{87}Rb , $5S_{1/2}$, $F_g = 1 \rightarrow 5P_{1/2}$, $F_e = 1, 2$ и ^{85}Rb , $5S_{1/2}$, $F_g = 2 \rightarrow 5P_{1/2}$, $F_e = 2, 3$) с правилом отбора $\Delta m_F = +1$. На рис. 1, *b* приведена диаграмма атомных переходов при использовании циркулярно поляризованного σ^- (правый круг) лазерного возбуждения с правилом отбора $\Delta m_F = -1$ (для компактности рисунка зеемановские сдвиги уровней в магнитном поле не показаны). Приведены только те атомные переходы (по шесть переходов для ^{85}Rb и по четыре для ^{87}Rb при σ^+ - и σ^- -лазерном возбуждении), которые остаются в спектре в сильных магнитных полях $B > 500$ G. Вероятности остальных переходов с увеличением B стремятся к нулю. На рис. 2, *a* приведены теоретический (theory) и экспериментальный (exp) спектры ПСО при σ^+ -поляризации излучения, мощность лазера 0.3 mW, продольное магнитное поле 450 G. Переходы 1–3 (в кружках) принадлежат атому ^{87}Rb (нумерацию см. рис. 1, *a*), а переход под номером 10 (в кружке) отсутствует в спектре, так как расположен далеко на низкочастотном крыле (при B в несколько сотен G частотное расстояние между переходом 10 и переходами 1–3 составляет около 6 GHz). Пять переходов 4–8 (в прямоугольниках) атома ^{85}Rb спектрально хорошо разрешены, а переход под номером 9 отсутствует в спектре, так как расположен на низкочастотном крыле. Теоретическая кривая хорошо описывает эксперимент. Нижняя кривая — реперная. На рис. 2, *b* приведен теоретический (theory) и экспериментальный (exp) спектр ПСО при σ^- -поляризации излучения, мощности лазера 0.3 mW, в продольном магнитном поле 450 G. Как видно, в этом случае все шесть переходов $4'–9'$ атома ^{85}Rb регистрируются. Из диаграмм на рис. 1 видно, что в формировании переходов 1–3 ^{87}Rb при σ^+ -поляризации нижним является уровень $F_g = 1$, а для перехода под номером 10 нижним является уровень $F_g = 2$, в то время как для всех четырех переходов при σ^- -поляризации нижним является уровень $F_g = 2$. Также и в случае атомов ^{85}Rb при σ^+ - и σ^- -поляризациях в формировании переходов участвуют разные уровни, что обуславливает различие в вероятностях переходов. Заметим, что σ^+ - и σ^- -переходы расположены соответственно на высокочастотном и низкочастотном крыльях спектра (это видно по нижним реперным спектрам). На рис. 3, *a* приведены спектры ПСО при σ^+ -поляризации излучения в продольном магнитном поле 770 G. Переходы 1–3 (в кружках) атома ^{87}Rb (нумерация на диаграмме рис. 1, *a*) разрешены, а переход под номером 10 отсутствует в спектре, так как расположен далеко на низкочастотном крыле. Как видно, в этом случае уже все шесть переходов 4–9 (в прямоугольниках) атома ^{85}Rb регистрируются. На рис. 3, *b* приведены спектры ПСО при σ^- -поляризации излучения в продольном магнитном поле 770 G. В этом случае уже все четыре перехода $1'–3', 10'$ (в кружках) атома ^{87}Rb и все шесть переходов $4'–9'$ (в прямоуголь-

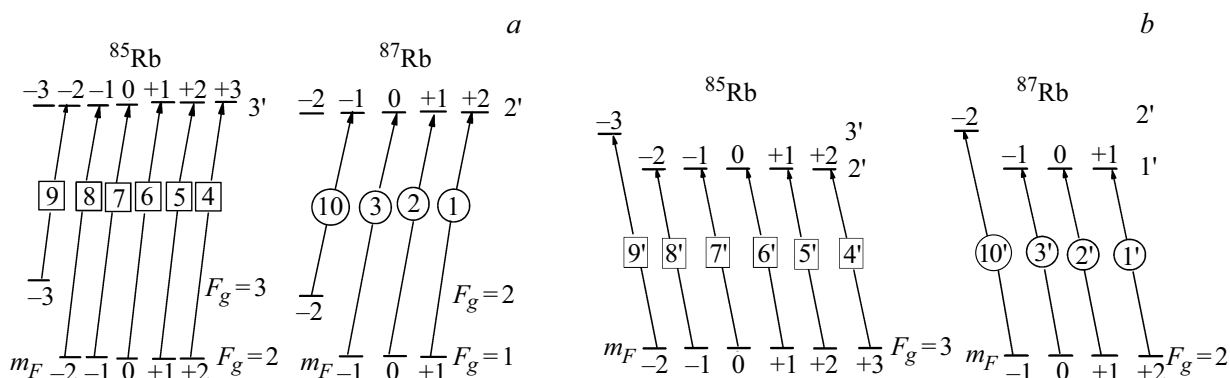


Рис. 1. Диаграмма атомных переходов для линии D_1 $^{87,85}\text{Rb}$ при использовании циркулярно поляризованных σ^+ - (a) и σ^- -излучений (b).

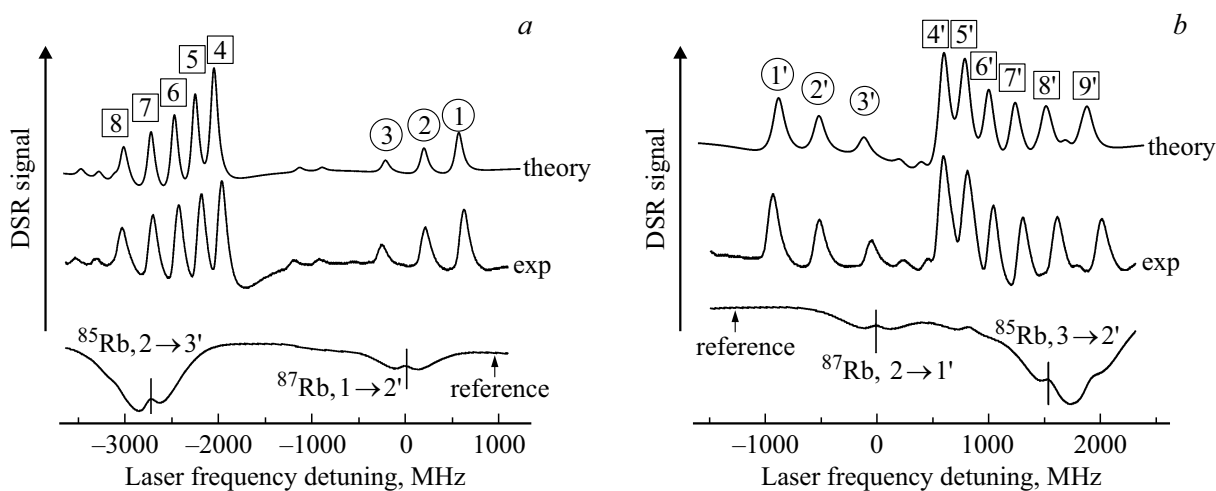


Рис. 2. Спектры ПСО: теоретический (theory) и экспериментальный (exp) при σ^+ - (a) и σ^- -поляризациях (b) излучения, $B = 450\text{ G}$. Переходы 1–3 (в кружках) атома ^{87}Rb и переходы 4–8 (в прямоугольниках) атома ^{85}Rb спектрально хорошо разрешены, а переход под номером 9 отсутствует в спектре, так как расположен на низкочастотном крыле. Нижние кривые — реперные.

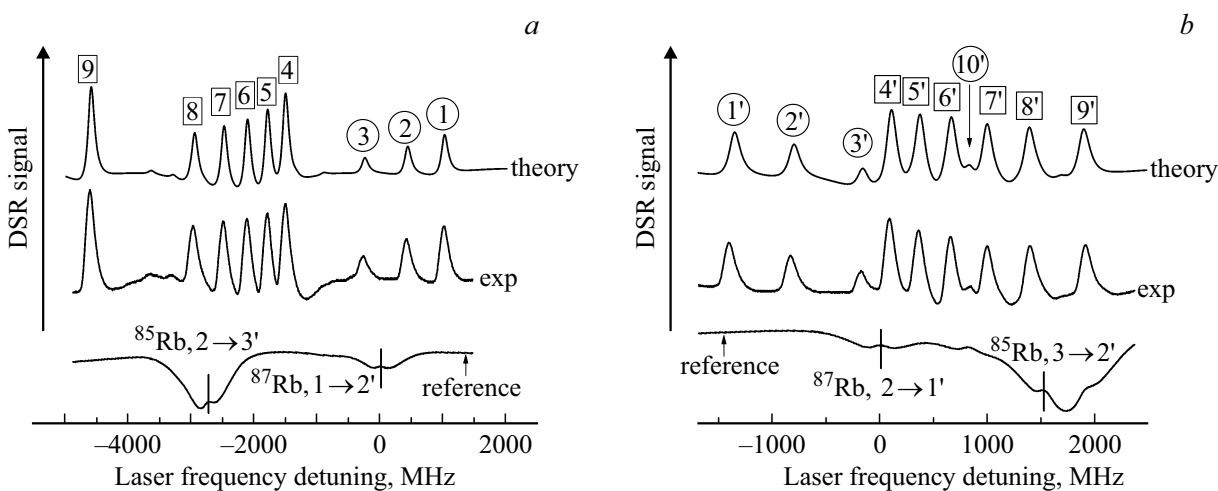


Рис. 3. Спектры ПСО при σ^+ - (a) и σ^- -поляризациях (b) излучения, $B = 770\text{ G}$. Переходы 1–3 (в кружках) атома ^{87}Rb и переходы 4–9 (в прямоугольниках) атома ^{85}Rb спектрально хорошо разрешены. Нижние кривые — реперные.

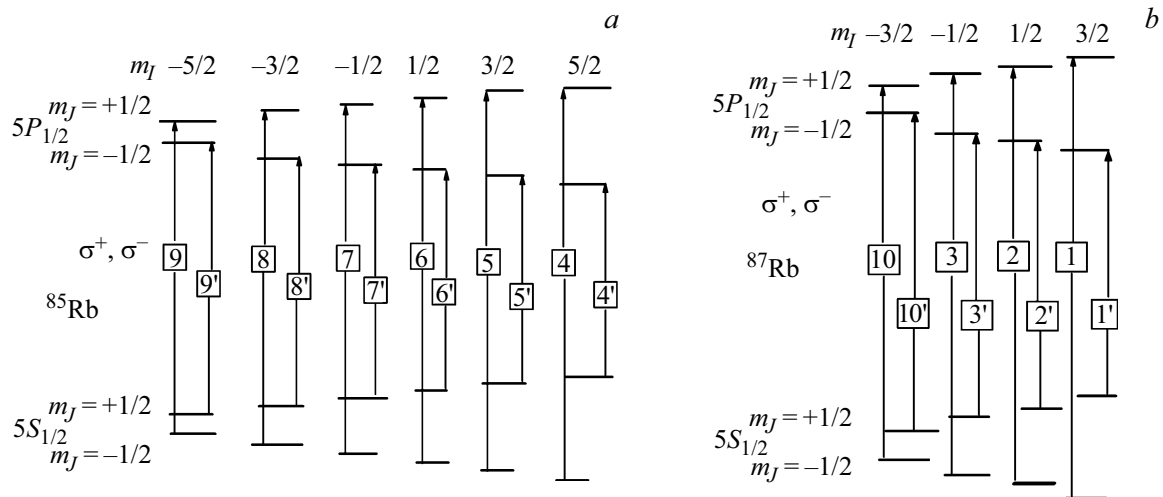


Рис. 4. (а) ^{85}Rb , приведены по шесть σ^+ - и σ^- -переходов в режиме ПБС; (б) ^{87}Rb , приведены по четыре σ^+ - и σ^- -переходов в режиме ПБС. Правила отбора для переходов приведены в тексте.

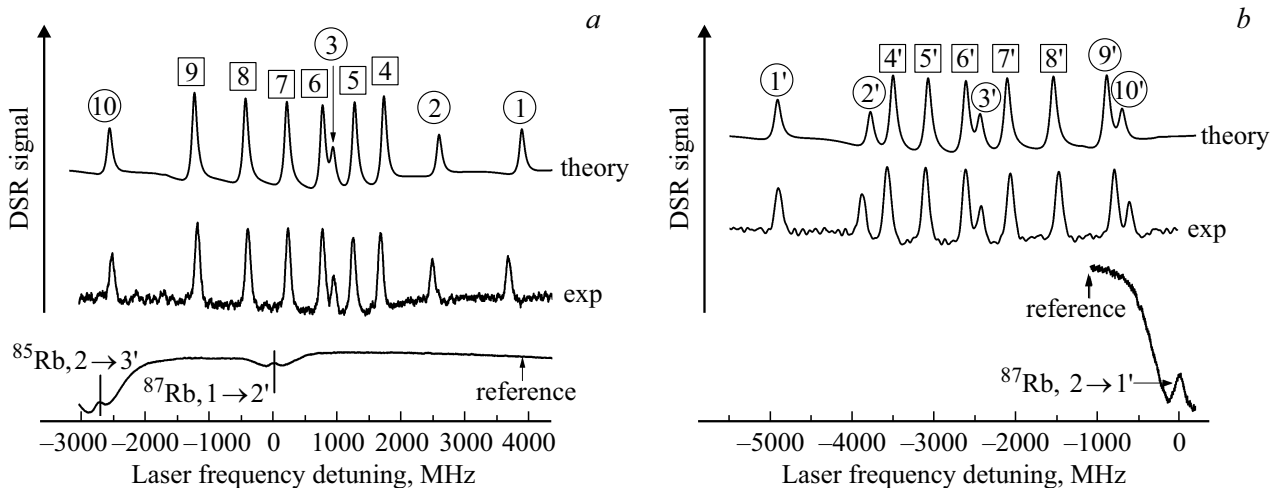


Рис. 5. Спектры ПСО при σ^+ - (а) и σ^- -поляризациях (б) излучения, $B = 2650 \text{ G}$. Переходы 1–3 и 10 (в кружках) атома ^{87}Rb , а также переходы 4–9 (в прямоугольниках) атома ^{85}Rb спектрально хорошо разрешены. Нижние кривые — реперные спектры.

никах) атома ^{85}Rb регистрируются. Нижние кривые — реперные спектры.

Известно, что в полях $B > B_0 = A_{\text{hfs}}/\mu_{\text{B}}$, где A_{hfs} — коэффициент связи сверхтонкой структуры для $5S_{1/2}$ (разный для ^{85}Rb и ^{87}Rb), а μ_{B} — магнетон Бора [17], начинается разрыв связи между \mathbf{J} (полный угловой момент электрона) и \mathbf{I} (магнитный момент ядра — $5/2$ для ^{85}Rb и $3/2$ для ^{87}Rb) и атомные уровни описываются проекциями m_J и m_I [18–21], а для атомных переходов должно выполняться правила отбора: $\Delta m_J = \pm 1$ (соответственно в случае σ^+ - и σ^- -излучений), $\Delta m_I = 0$. Величины B_0 равны 0.7 kG и 2.4 kG для ^{85}Rb и ^{87}Rb соответственно. Этот режим часто называют режимом Пашена–Бака на сверхтонкой структуре (ПБС). Диаграммы для режима ПБС для атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb приведены на рис. 4. Спектр для такого случая при $B = 2650 \text{ G}$ приведен на рис. 5. Как видно из рис. 5, в режиме ПБС

амплитуды переходов ^{85}Rb в двух группах из шести переходов (для σ^+ - и σ^- -излучений) выравниваются между собой, а сами переходы по частоте расположены почти эквидистантно, что подтверждается и теорией. Аналогично амплитуды переходов ^{87}Rb в двух группах из четырех переходов (для σ^+ и σ^- -излучений) выравниваются между собой, а сами переходы по частоте расположены почти эквидистантно. Поскольку величина B_0 в случае ^{85}Rb меньше величины B_0 в случае ^{87}Rb в 3.5 раза, то режим ПБС для атомов ^{85}Rb выполняется при $B = 2650 \text{ G}$ практически полностью, в то время как для атомов ^{87}Rb для полного выполнения режима нужны более сильные поля. Нижние кривые на рис. 5 — частотные реперы.

Проведем сравнение вероятностей для двух самых сильных переходов ^{87}Rb . Используя расчетную модель для модификации вероятностей переходов в маг-

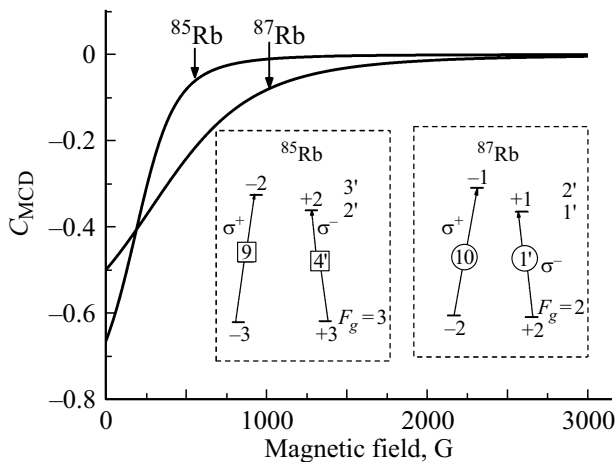


Рис. 6. Зависимость коэффициента C_{MCD} для атома ^{87}Rb (для двух самых сильных переходов с номерами в кружках, показанных на вставке) и ^{85}Rb (для двух самых сильных переходов с номерами в прямоугольниках, показанных на вставке) от напряженности магнитного поля. В обоих случаях самыми сильными являются σ^- -переходы, т.е. наблюдается циркулярный дихроизм. При $B \gg B_0$ в режиме ПБС вероятности выравниваются, и C_{MCD} стремится к нулю.

нитном поле [3,4,6], нетрудно показать, что в случае σ^- -излучения самым сильным является переход под номером $1'$ (в кружке). В случае σ^+ -излучения при $B < 1400$ G вероятность перехода под номером 1 (в кружке) наибольшая, однако при $B > 1400$ G вероятность перехода под номером 10 (в кружке) наибольшая, при этом вероятность перехода $1'$ превосходит вероятность перехода 10, т.е. наблюдается МСД. Для количественного описания МСД введем коэффициент $C_{MCD} = (I_{\sigma^+} - I_{\sigma^-}) / (I_{\sigma^+} + I_{\sigma^-})$, где I_{σ^+} и I_{σ^-} — интенсивности переходов для σ^+ - и σ^- -излучений соответственно. Нетрудно видеть, что в случаях $C_{MCD} > 0$ или $C_{MCD} < 0$ большая интенсивность линии перехода достигается либо для σ^+ , либо для σ^- -излучения соответственно. В случае $C_{MCD} = 0$ интенсивности линий одинаковы для σ^+ - и σ^- -излучений. На рис. 6 показан коэффициент C_{MCD} для атома ^{87}Rb . Как видно, вероятность перехода под номером $1'$ (в кружке) превосходит почти в 3 раза вероятность перехода под номером 10 (в кружке) при малых полях, оставаясь всегда больше при всех значениях B вплоть до 3 kG. При $B \gg B_0$ в режиме ПБС их вероятности равны.

Теперь проведем сравнение вероятностей для двух самых сильных переходов ^{85}Rb . Расчеты показывают, что в случае σ^- -излучения это переход под номером $4'$ (в прямоугольнике), а в случае σ^+ -излучения (при $B > 800$ G) — переход под номером 9 (в прямоугольнике). При этом вероятность перехода $4'$ превосходит вероятность перехода 9, т.е. также наблюдается МСД. На рис. 6 показан коэффициент C_{MCD} также и для атома ^{85}Rb . Как видно, вероятность перехода под номером $4'$ превосходит почти в 5 раз вероятность перехода под

номером 9 при малых полях, оставаясь больше при всех значениях B вплоть до 1 kG. При $B \gg B_0$ в режиме ПБС их вероятности равны. Поскольку $B_0(^{85}Rb) < B_0(^{87}Rb)$, режим ПБС для атомов ^{85}Rb достигается при меньших значениях B .

Заметим, что для МИ переходов в ^{87}Rb и ^{85}Rb отношение вероятностей переходов при σ^+ - и σ^- -излучениях при определенных магнитных полях может достигать 10^{10} [9,10]. Следовательно, рекордный МСД достигается для МИ переходов.

Заключение

Экспериментально и теоретически исследован циркулярный дихроизм для атомных переходов D_1 Rb в магнитных полях вплоть до 3 kG с использованием σ^+ - и σ^- -излучений. Для этого использовался процесс СО от НЯ с толщиной 350 nm. Использовался осциллограф Siglent, который позволяет в реальном времени формировать под каждым спектром СО его производную, и, таким образом, формировать узкие атомные переходы. Это позволяет наблюдать индивидуальное поведение атомных переходов в спектрах. В магнитных полях $B > 0.5$ kG в спектрах формируются две группы по шесть переходов для атомов ^{85}Rb и по четыре перехода для атомов ^{87}Rb при σ^+ - и σ^- -лазерном возбуждении. При этом все переходы удается идентифицировать. Показано, что самые сильные переходы для атомов ^{87}Rb и ^{85}Rb в магнитных полях вплоть до нескольких kG формируются при σ^- -излучении. При дальнейшем усилении магнитного поля достигается режим Пашена–Бака, при котором вероятности переходов при σ^+ - и σ^- -возбуждении выравниваются. Теоретическая модель хорошо описывает результаты экспериментов.

Для количественного описания магнитоиндуцированного циркулярного дихроизма рассчитан коэффициент C_{MCD} для атомов ^{87}Rb и ^{85}Rb в зависимости от напряженности магнитного поля. Отмечается, что максимальное различие в вероятностях самых сильных переходов для атомов ^{87}Rb и ^{85}Rb в магнитных полях при σ^+ - и σ^- -лазерном возбуждении составляет 3–5 раз. Эта информация может быть полезной, к примеру, при необходимости возбуждения флуоресценции в атомах $^{87,85}Rb$ с использованием наиболее сильных переходов [22]. Отмечено, что для магнитоиндуцированных переходов [9,10] различие в вероятностях переходов при σ^+ - и σ^- -возбуждении может достигать 10^{10} и более раз, следовательно, на сегодняшний день максимальный циркулярный дихроизм достигается для этих атомных переходов.

Авторы благодарят А.С. Саркисяна за изготовление наночастицы, а также А. Тонояна и Г. Ахумяна за полезные обсуждения. Работа Т.А. Вартагяна выполнена в рамках госзадания № 3.4903.2017/6.7. Работа А. Саргсяна и Д. Саркисяна выполнена в рамках ГКН МОН РА (проект № SCS 18T.1C018).

Список литературы

- [1] *Budker D., Gawlik W., Kimball D. et al.* // *Rev. Mod. Phys.* 2002. V. 74. P. 1153.
- [2] *Budker D., Kimball D.F., DeMille D.P.* *Atomic Physics: An Exploration through Problems and Solutions.* Oxford University Press, 2010.
- [3] *Auzinsh M., Budker D., Rochester M.* *Optically Polarized Atoms: Understanding Light-Atom Interactions.* Oxford University Press, 2010.
- [4] *Tremblay P., Michaud A., Levesque M., Thériault S., Breton M., Beaubien J., Cyr N.* // *Phys. Rev. A.* 1990. V. 42. P. 2766.
- [5] *Александров Е.Б., Хвостенко Г.И., Чайка М.П.* *Интерференция атомных состояний.* М.: Наука, 1991.
- [6] *Sargsyan A., Tonoyan A., Hakhumyan G., Papoyan A., Mariotti E., Sarkisyan D.* // *Laser Phys. Lett.* 2014. V. 11. P. 055701.
- [7] *Scotto S., Ciampini D., Rizzo C., Arimondo E.* // *Phys. Rev. A.* 2015. V. 92. P. 063810.
- [8] *Sargsyan A., Hakhumyan G., Leroy C., Pashayan-Leroy Y., Papoyan A., Sarkisyan D., Auzinsh M.* // *JOSA. B.* 2014. V. 31. P. 1046–1053.
- [9] *Саргсян А., Тоноян А., Ахумян Г., Саркисян Д.* // *Письма в ЖЭТФ.* 2017. Т. 106. С. 669.
- [10] *Tonoyan A., Sargsyan A., Klinger E., Hakhumyan G., Leroy C., Auzinsh M., Papoyan A., Sarkisyan D.* // *EuroPhys. Lett.* 2018. V. 121. P. 53001.
- [11] *Ichen M., Douguet N., Mazza T. et al.* // *Phys.Rev.Lett.* 2017. V. 118. P. 013002.
- [12] *Саргсян А., Клиндер Э., Пашаян-Леруа Е., Леруа К., Папоян А., Саркисян Д.* // *Письма в ЖЭТФ.* 2016. Т. 104. С. 222–228.
- [13] *Sargsyan A., Papoyan A., Hughes I.G., Adams Ch.S., Sarkisyan D.* // *Opt. Lett.* 2017. V. 42. P. 1476.
- [14] *Sargsyan A., Hakhumyan G., Papoyan A., Sarkisyan D., Atvars A., Auzinsh M.* // *Appl. Phys. Lett.* 2008. V. 93. P. 021119.
- [15] *Sargsyan A., Klinger E., Hakhumyan G., Tonoyan A., Papoyan A., Leroy C., Sarkisyan D.* // *JOSA. B.* 2017. V. 34. P. 776–784.
- [16] *Vartanyan T.A., Lin D.L.* // *Phys. Rev. A.* 1995. V. 51. P. 1959.
- [17] *Zentile M., Keaveney J., Weller L., Whiting D.J., Adams C.S., Hughes I.G.* // *Comput. Phys. Commun.* 2015. V. 189. P. 162.
- [18] *Olsen B.A., Patton B., Jau Y.Y., Happer W.* // *Phys. Rev. A.* 2011. V. 84. P. 063410.
- [19] *Sargsyan A., Hakhumyan G., Leroy C., Pashayan-Leroy Y., Papoyan A., Sarkisyan D.* // *Opt. Lett.* 2012. V. 37. P. 1379.
- [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] *Саргсян А., Ахумян Г., Тоноян А., Петров П.А., Вартамян Т.А.* // *Опт. и спектр.* 2015. Т. 119. С. 212.
- [22] *Ахумян Г., Саркисян Д., Саргсян А., Атварс А., Азуинши М.* // *Опт. и спектр.* 2010. Т. 108. С. 727.