

ИССЛЕДОВАНИЕ АТОМНЫХ ПЕРЕХОДОВ D_2 ЛИНИИ КАЛИЯ В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ С ПОМОЩЬЮ ТЕХНИКИ НАСЫЩЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В МИКРО-ЯЧЕЙКЕ

А.Д. САРГСЯН*

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

*e-mail: sarmeno@mail.ru

(Поступила в редакцию 21 июня 2022 г.)

Исследованы атомные переходы D_2 линии ^{39}K в сильных продольных магнитных полях, вплоть до 1000 Гс, с высоким спектральным разрешением. Использовался метод насыщенного поглощения (НП) в микро-ячейке, заполненной парами К, с толщиной $L = 30$ мкм. Производилось двойное дифференцирование спектра НП, которое позволило получать узкие (~ 50 МГц) атомные линии и проводить исследования частотного и вероятностного поведения индивидуального перехода. Атомы К имеют наименьшую величину сверхтонкого расщепления нижнего уровня среди щелочных металлов. Это позволяет при полях $B > 300$ Гс наблюдать разрыв связи между полным угловым моментом электрона \mathbf{J} и магнитного момента ядра \mathbf{I} . В случае использования циркулярного поляризованного излучения (σ^+ или σ^-) в сильных магнитных полях регистрируются две группы (каждая из которых состоит из 4) эквидистантно расположенных 8-атомных переходов. Экспериментальные результаты хорошо описываются известной теоретической моделью.

1. Введение

Исследования поведения атомных уровней и переходов во внешних магнитных и электрических полях проводятся достаточно давно, поскольку позволяют лучше понять структуру атомов [1–5]. Атомарные пары калия используются гораздо реже, чем пары Rb или Cs, так как плотность паров К очень мала при комнатной температуре ($5.8 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$) и даже при умеренной температуре $\sim 100^\circ\text{C}$ доплеровское уширение достигает ~ 1 ГГц. Поэтому атомные переходы ^{39}K оказываются полностью скрытыми доплеровским уширением. Это особенно сильно проявляется для D_2 линии калия, где частотные расстояния сверхтонкой структуры между верхними уровнями составляют 3–20 МГц. Магнитооптические процессы на атомах Cs, Rb и К успешно применяются во многих задачах, таких как разработка узкополосных оптических фильтров [6], создание оптических изоля-

торов [7], стабилизация частоты лазерного излучения к узким атомным переходам, смещенным в сильных магнитных полях [8,9] и др.

Известно, что в сильных магнитных полях, которые определяются из условия $B \gg B_0 = A_{\text{HFS}}/\mu_B$, где A_{HFS} коэффициент связи сверхтонкой структуры для нижнего основного уровня, а μ_B – магнетон Бора (константы приведены в [10]), происходит разрыв связи полного углового момента электрона \mathbf{J} и магнитного момента ядра \mathbf{I} . В этом случае, известном как режим Пашена–Бака на сверхтонкой структуре (ПБС) [11–19], поведение атомных уровней описывается проекциями m_J и m_I . Величина B_0 для атомов $^{39}\text{K} \sim 165$ Гс, что существенно меньше величины B_0 для атомов Cs и Rb (к примеру, для атомов ^{133}Cs и ^{87}Rb величины B_0 равны 1.7 кГц и 2.4 кГц, соответственно). Из-за малости величины B_0 для атомов ^{39}K полный разрыв связи \mathbf{J} и \mathbf{I} наблюдается уже при относительно малых полях ~ 1 кГц. Поскольку, частотное расстояние между переходами в сильных полях ~ 100 МГц, в то время как доплеровское уширение для атомов K ~ 1 ГГц, то важным условием является применение бездоплеровской спектроскопии.

В работе [20] было продемонстрировано, что использование нано-ячейки (НЯ) с толщиной атомарных паров $L \sim 350$ нм позволяет успешно изучать поведение атомных переходов D_2 линии ^{39}K , в широком диапазоне магнитных полей. Однако изготовление оптических НЯ [21–23] остается технически сложной задачей и поэтому широкого применения они пока не получили.

Целью настоящей работы является экспериментальная демонстрация того, что ячейки микронной толщины (МЯ) также могут быть успешно использованы для детальных исследований атомных переходов D_2 линии ^{39}K в магнитных полях. Наряду с технической простотой в изготовлении, необходимая рабочая температура (в случае K) МЯ составляет 80–100°C, что существенно ниже рабочей температуры НЯ 150–180°C.

Основное преимущество МЯ по сравнению с обычными ячейками сантиметровой длины заключается в том, что, как показано в работе [8], в спектре насыщенного поглощения (НП) практически отсутствуют так называемые «кроссовер» (СО) резонансы. Это позволяет успешно использовать спектры НП, формируемые в калиевой МЯ, для исследования атомных переходов в сильных магнитных полях.

2. Экспериментальная часть

2.1. МЯ с парами K

Окна МЯ изготовлены из хорошо отполированного кристаллического сапфира с размерами 20×30 мм и толщиной 2.3 мм. Для минимизации двулучепреломления S -ось перпендикулярна поверхности окна. Для обеспечения зазора толщиной $L \sim 30$ мкм между внутренними поверхностями окон помещены тонкие платиновые полоски. В нижней части окон просверлено отверстие, куда до склейки окон вставляется тонкая сапфировая трубка диаметром ~ 2 мм (диаметр

внутреннего отверстия трубки 0.8 мм). К сапфировой трубке горячей пайкой припаивается «молибденовое стекло», которое в свою очередь, припаивается к вакуумной системе, и заполнение К производится таким же образом, как для стеклянных ячеек (детали конструкции приведены в работе [24]).

Проведем сравнение МЯ с НЯ. Во-первых, изготовление НЯ является технически более сложной задачей с необходимостью обеспечения широких областей с толщинами зазоров между внутренними поверхностями величиной в длину волны и (или) полдлины волны. В случае МЯ для формирования зазора достаточно разместить между внутренними поверхностями окон тонкие платиновые полоски (прокладки) необходимой толщины (10–30 мкм). Поскольку изготовление МЯ может вызывать определенные технические трудности, в работе [24] приведена предлагаемая конструкция стеклянной МЯ с сапфировыми окнами (которая может быть изготовлена во многих лабораториях). Другая конструкция МЯ приведена в работе [25].

2.2. Экспериментальная установка

На рис.1 приведена схема эксперимента. Используется МЯ, заполненная К, с толщиной 30 мкм в направлении лазерного излучения. МЯ помещалась в печь, в которой имелись отверстия для прохождения лазерного излучения, и нагревалась до $\sim 100^\circ\text{C}$, что обеспечивало плотность атомов $N \sim 2 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Использовалось излучение перестраиваемого узкополосного диодного лазера с внешним резонатором ECDL (extended cavity diode laser) с длиной волны 766.7 нм и шириной ~ 1 МГц [26]. Температура определялась термопарой, которая была прикреплена к хвостовой части МЯ, которая помещалась между сильными постоянными магнитами (ПМ), имеющими отверстия для прохождения луча лазера. Варьирование магнитного поля в МЯ производилось изменением

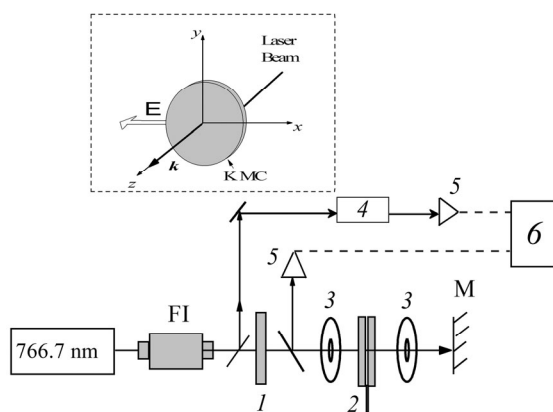


Рис.1. Схема экспериментальной установки. Диодный лазер с длиной волны 766.7 нм; FI – фардеевский изолятор; 1 – четвертьволновая пластина, 2 – МЯ с К внутри печи; 3 – постоянные магниты с отверстием для прохождения луча лазера; 4 – узел для формирования частотного репера; 5 – фотоприемники; 6 – четырехканальный цифровой осциллограф Tektronix TDS 2024C, М – зеркало.

расстояния между ПМ. Для формирования излучения с круговой поляризацией σ^+ или σ^- применялась четвертьволновая пластина $\lambda/4$. Часть излучения, прошедшего через МЯ, с помощью зеркала М направлялась точно назад (в этом случае падающее излучение служит накачкой, а отраженное – пробным излучением) для формирования спектра НП в МЯ. С помощью нейтральных фильтров (на схеме не показаны) подбирались оптимальные мощности для накачки и пробного излучения, необходимые для формирования узких оптических резонансов, селективных по атомным скоростям (в английской литературе – VSOP) и имеющих относительно большие амплитуды при малой спектральной ширине. Для формирования частотного репера часть лазерного излучения направлялась на узел 4, где использовалась К ячейка с длиной $L = 1.5$ см, и была собрана схема НП. Взаимное расположение напряженности лазерного поля \mathbf{E} и направления лазерного излучения \mathbf{k} ($k = 2\pi/\lambda$) и калиевая МЯ приведены на вставке в верхнем левом углу рис.1.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

3.1. Использование σ^+ - и σ^- -поляризованных лазерных излучений

На рис.2 кривая 1 показывает спектр насыщенного поглощения, формируемый в ячейке с $L = 1.5$ см (спектр НП, формируемый в сантиметровой К ячейке, изучен в работах [27,28]).

Как видно из кривой 1, наряду с узкими оптическими VSOP резонансами, расположенными на атомных переходах 1, 2 → 0, 1', 2', 3', в спектре присутствует

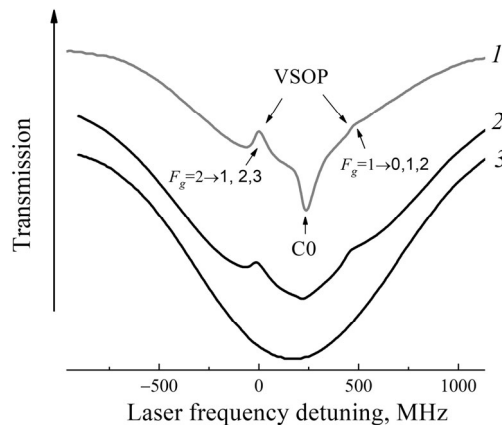


Рис.2. Кривая 1 – спектр НП при использовании К ячейки с длиной $L = 1.5$ см, в спектре присутствует ярко выраженный СО резонанс. Стрелками отмечены атомные переходы $F_g=2 \rightarrow F_e=1,2,3$ и $F_g=1 \rightarrow F_e=0,1,2$, которые частотно перекрываются из-за малого частного интервала между ними. Кривая 2 – спектр НП при использовании К МЯ с $L = 30$ мкм. Кривая 3 – спектр пропускания через К ячейку с длиной $L = 1.5$ см. Стрелками также показаны селективные по атомным скоростям оптические VSOP резонансы, формируемые на атомных переходах.

сильно выраженный СО-резонанс, который демонстрирует увеличенное поглощение. На кривой 2 показан спектр НП в МЯ с $L = 30$ мкм. Как видно, ярко выраженный на кривой 1 СО резонанс практически отсутствует на кривой 2.

Кривая 3 изображает спектр пропускания через ячейку с длиной $L = 1.5$ см. Как видно вследствие огромного доплеровского уширения [10] в спектре нет каких-либо выделенных VSOP резонансов. Известно, что СО резонансы формируются атомами, которые летят в направлении распространения излучений накачки и пробного, в то время как VSOP резонансы формируются атомами, которые летят перпендикулярно излучениям накачки и пробного. Как было показано в работах [29,30], в тонких ячейках время T_{CO} для формирования СО резонансов составляет L/V_A (где V_A – тепловая скорость атома), и при $L \leq 30$ мкм оно мало и недостаточно для формирования СО. Время же T_{VSOP} для формирования VSOP равно D/V_A , где D – диаметр лазерного пучка (2 мм), что на два порядка больше и достаточно для формирования VSOP. Для измерения величины магнитного поля в работе [31] был использован спектр НП в сантиметровой ячейке, заполненной парами атомов Rb, содержащий СО резонансы. Однако уже при полях $B > 50$ Гс из-за присутствия расщепленных компонент СО резонансов спектр становится настолько сложным (большое число перекрываемых по частоте компонент VSOP и СО резонансов), что дальнейшее применение спектра НП становилось бесполезным. Как показано ниже, спектр НП в МЯ остаётся удобным для идентификации атомных уровней вплоть до полей ~ 1 кГс.

Как показано в работах [32–35], метод второй производной (second derivative SD) $A''(\nu)$, примененный к спектрам поглощения $A(\nu)$ атомных паров, позволяет спектрально разделять атомные переходы с правильным воспроизведением частотных интервалов между переходами и их относительными вероятностями, что дает возможность существенно увеличить и зарегистрировать слабовыраженные пики (которые показывают положения атомных переходов) в спектре поглощения. На рис.3а приведен спектр НП от МЯ (кривая 1) в случае приложенного магнитного поля с индукцией $B = 785$ Гс (σ^- -поляризованное излучение). Хотя на кривой 1 пики VSOP слабо выражены, однако применение SD к спектрам НП позволяет существенно увеличить контраст VSOP и зарегистрировать все 8 атомных переходов, которые формируются в сильных магнитных полях. Кривая 2 на рис.3а – SD спектр кривой 1 (здесь и далее спектры для удобства инвертированы). На кривой 2 видны узкие VSOP (с полной шириной на полувысоте порядка 50 МГц), которые демонстрируют уменьшение поглощения. Важно отметить, что ширина VSOP в 20 раз меньше доплеровской ширины. Ячейка была нагрета до температуры $\sim 100^\circ\text{C}$. Мощность лазерного излучения 1мВт. Кривая 3 – реперный спектр НП в сантиметровой ячейке. Диаграмма на рис.3б показывает восемь атомных переходов в базе проекций m_J и m_I с правилами отбора при σ^- -излучении $\Delta m_J = m'_J - m_J = -1$ и $\Delta m_I = m'_I - m_I = 0$ (штрихами отмечены соответствующие величины для верхних уровней). Важно отметить, что если в слабых магнитных полях расщепление атомных уровней описывается полным моментом атома

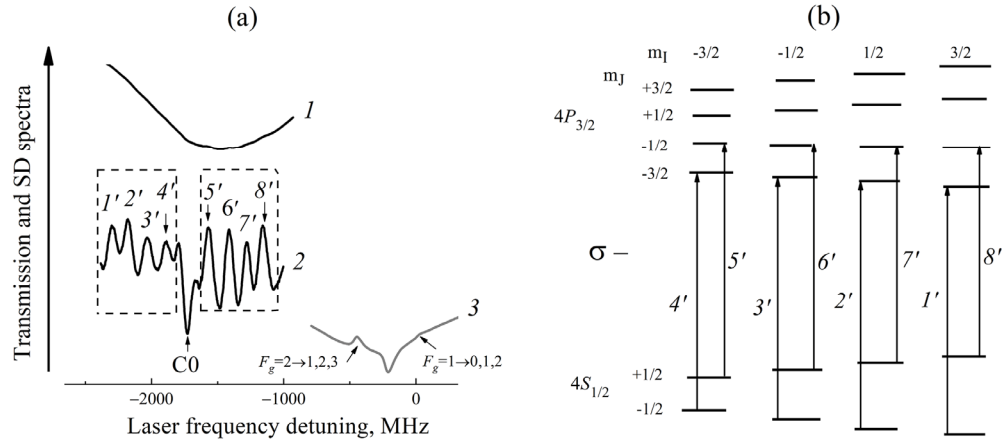


Рис.3. (а) Калиевая МЯ с $L = 30$ мкм, σ^- -поляризованное излучение: кривая 1 – спектр НП в МЯ, магнитное поле $B = 785$ Гс; кривая 2 – SD кривой 1; кривая 3 – реперный спектр НП в ячейке с $L = 1.5$ см. Для удобства спектры смещены по вертикали. В качестве 0 выбрана частота переходов $F_g=1 \rightarrow F_e=0,1,2$. (б) Диаграмма атомных переходов, обозначенных на спектре 1'–8', которые остаются в режиме ПБС при σ^- -поляризации лазерного излучения.

$\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$ и его проекцией m_F , где \mathbf{J} полный угловой момента электрона, а \mathbf{I} магнитный момент ядра (для атома ^{39}K $I = 3/2$), то в сильных магнитных полях расщепление атомных уровней описывается проекциями m_J и m_I (режим ПБС) [11–20]). В режиме ПБС число атомных переходов в спектре сокращается до 8 для ^{39}K (вероятности остальных переходов при полях >100 Гс стремятся к нулю [20]) и не меняется при дальнейшем увеличении магнитного поля. Видно, что все 8 атомных переходов смещены в низкочастотную область. Как видно, на кривой 2 рис.3а кроме атомных 1'–8' переходов также наблюдается СО резонанс, который, однако, не мешает «полезным» переходам, так как находится между группами переходов 1'–4' и 5'–8'. Заметим, что амплитуды переходов в группе, которая имеет начальный нижний уровень $4S_{1/2}$, $m_J = -1/2$, приблизительно в 3 раза меньше амплитуд переходов в группе, которая имеет начальный нижний уровень $4S_{1/2}$, $m_J = +1/2$. Это верно как при использовании σ^- , так и σ^+ -поляризованных излучений, что согласуется с результатами работы [20].

В режиме ПБС частотные наклоны S (МГц/Гс) и вероятности атомных переходов в одной группе определяются фиксированными значениями проекций m_J нижнего и верхнего уровней и стремятся к одной и той же величине в пределах группы [20]. Из кривой 2 на рис.3а видно, что амплитуды переходов в своих группах 1'–4' и 5'–8' примерно одинаковы и частотные интервалы примерно равны, что также является проявлением режима ПБС. Кривая 1 на рис.4а показывает спектр НП при использовании σ^+ -поляризованного излучения. Кривая 2 – SD спектр кривой 1. На спектре 2 видны узкие VSOP (~ 50 МГц), которые демонстрируют уменьшение поглощения. Величина B составляет 777 Гс. Кривая 3 – реперный спектр НП. Видно, что все 8 атомных переходов смещены в высокочастотную область.

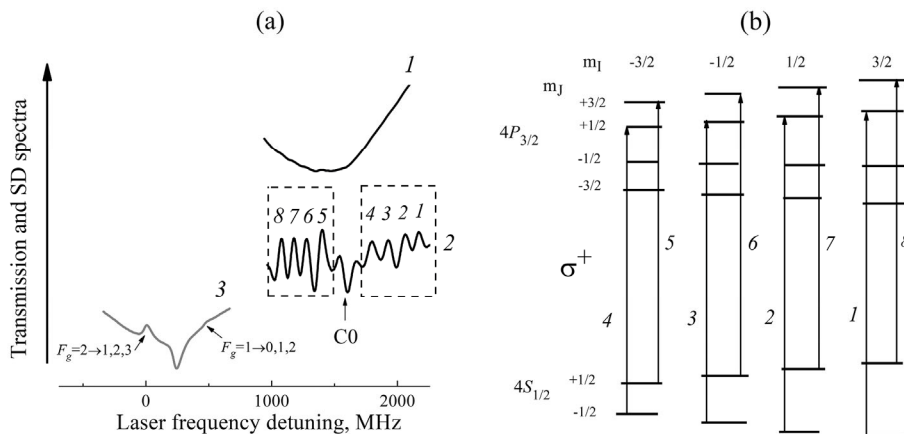


Рис.4. (а) Калиевая МЯ с $L = 30$ мкм, σ^+ -поляризованное излучение: кривая 1 – спектр НП в МЯ, приложено магнитное поле $B = 777$ Гс; кривая 2 – SD кривой 1; кривая 3 – реперный спектр НП в ячейке с $L=1.5$ см. В качестве нулевой частоты выбрана частота переходов $F_g=2 \rightarrow F_e=1,2,3$. (б) Диаграмма атомных переходов, обозначенных на спектре 1–8, которые остаются в режиме ПБС при σ^+ -поляризации лазерного излучения.

На рис.5а приведены расчетные частотные сдвиги компонент 1'–8' в зависимости от величины магнитного поля при σ^- -поляризации (теоретическая модель описана в работах [1,36–38]): сплошные линии – теоретические кривые, черные квадратики на кривых – экспериментальные результаты. Как видно, наблюдается хорошее согласие эксперимента с теоретическими кривыми. На рис.5б приведены расчетные частотные сдвиги компонент 1–8 в зависимости от величины магнитного поля при σ^+ -поляризации: сплошные линии – теоретические кривые, черные квадратики на кривых – экспериментальные результаты.

Отметим, что режим ПБС в парах атомов К был исследован в работе [39] с использованием процесса электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП). Однако, поскольку ЭИП-резонансы пропадали при $B > 100$ Гс, то удалось

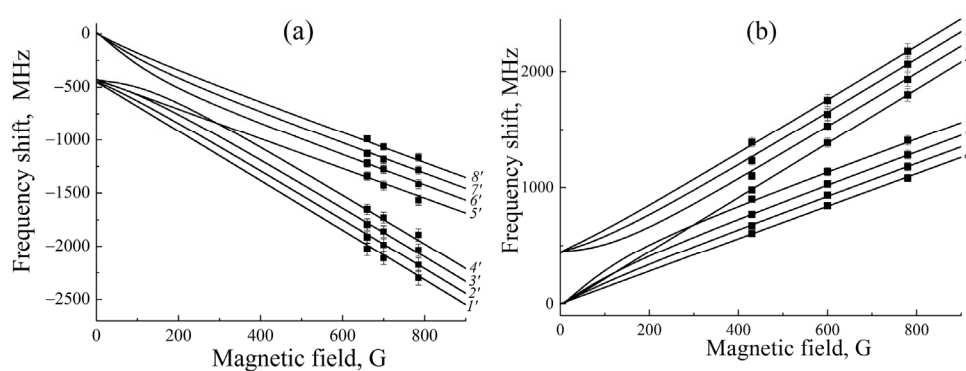


Рис.5. (а) Зависимость частотных сдвигов компонент 1'–8' при σ^- -поляризации. Теоретические кривые (сплошные линии). Черные квадратики на кривых – экспериментальные результаты. (б) Зависимость частотных сдвигов компонент 1–8 при σ^+ -поляризации. Расхождение эксперимента с теорией менее 3%.

зарегистрировать только начало режима ПБС, так как для наблюдения полного режима необходимы поля $B > 165$ Гс, как это реализовано в настоящей работе.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С помощью техники насыщенного поглощения и МЯ с толщиной $L = 30$ мкм впервые были исследованы атомные переходы D_2 линии калия. В спектре SD насыщенного поглощения в микро-ячейке формируемые резонансы имели малую спектральную ширину (~ 50 МГц), что в 20 раз уже доплеровской ширины. Поскольку атомы ^{39}K имеют наименьшую величину $A_{\text{HFS}}/\mu_B \approx 165$ Гс среди всех щелочных металлов, это позволило нам еще при сравнительно умеренных магнитных полях $B > 300$ Гс наблюдать разрыв связи между **J** и **I** (режим ПБС). В случае использования σ^+ - (или σ^- -) поляризованного лазерного излучения в режиме ПБС регистрируются две группы, состоящие из четырех, почти эквидистантно расположенных по частоте атомных переходов, каждый из которых в своей группе имеет практически одинаковую амплитуду. Поскольку частотные интервалы между переходами порядка 100 МГц, то для их исследования необходимо использовать спектроскопию свободную от доплеровского уширения, что обеспечивает техника насыщенного поглощения с использованием МЯ.

Показано, что при использовании σ^+ - и σ^- -поляризованных излучений амплитуды переходов в группе, которая имеет начальный нижний уровень $4S_{1/2}$, $m_J = -1/2$ приблизительно в 3 раза меньше амплитуд переходов в группе, которая имеет начальный нижний уровень $4S_{1/2}$, $m_J = +1/2$, что согласуется с результатами работы [20].

Отметим, что приведенные выше результаты для ^{39}K по количеству атомных переходов и их поведению в зависимости от магнитного поля будут наблюдаться также для D_2 линий атомов щелочных металлов, имеющих магнитный момент ядра $I = 3/2$, в частности, для ^{87}Rb , Na, ^{41}K и др. Различие в величинах B_0 для этих атомов и ^{39}K приводит к тому, что отмеченные выше особенности будут наблюдаться при больших величинах магнитного поля B , к примеру, для ^{87}Rb требуются примерно в 10–15 раз большие магнитные поля, чем для ^{39}K . В частности, так как для реализации режима ПБС на тонкой структуре атомов Rb требуются магнитные поля ~ 60 Тесла [40], в то время как для атомов калия требуемая величина магнитного поля ~ 6 Тесла.

Отметим возможные практические применения: а) формирование частотного репера на сильно смещенных частотах (до ± 3 ГГц) относительно исходных атомных уровней ^{39}K ; б) стабилизация частоты лазера на сильно смещенных атомных переходах [8, 9]; в) картографирование сильно неоднородных магнитных полей с 30-микронным пространственным разрешением. Отметим, что аналогичные исследования атомов калия в магнитных полях могут также быть реализованы с помощью атомного пучка, который применяется, например, в земановском замедлителе, однако такого рода исследования крайне дорогие и сложные [41].

Автор благодарит Д. Саркисяна и А. Тонояна за полезные обсуждения.
Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по науке РА
в рамках научного проекта № 21Т-1С005.

ЛИТЕРАТУРА

1. **P. Tremblay, A. Michaud, M. Levesque, S. Thériault, M. Breton, J. Beaubien, N. Cyr.** *Phys. Rev. A*, **42**, 2766 (1990).
2. **Е.Б. Александров, Г.И. Хвостенко, М.П. Чайка.** Интерференция атомных состояний. Москва: Наука, 1991.
3. **C. Umfer, L. Windholz, M. Musso.** *Z. Phys. D*, **25**, 23 (1992).
4. **А.Д. Саргсян, А.С. Саркисян, А.В. Папоян, Д.Г. Саркисян.** Известия НАН Армении, Физика, **44**, 195 (2009).
5. **А.В. Папоян.** Известия НАН Армении, Физика, **53**, 30 (2018).
6. **M.A. Zentile, D.J. Whiting, J. Keaveney, C.S. Adams, I.G. Hughes.** *Opt. Lett.*, **40**, 2000 (2015).
7. **L. Weller, K.S. Kleinbach, M.A. Zentile, S. Knappe, I.G. Hughes, C.S. Adams.** *Opt. Lett.*, **37**, 3405 (2012).
8. **A. Sargsyan, A. Tonoyan, R. Mirzoyan, D. Sarkisyan, A. Wojciechowski, A. Stabrawa, W. Gawlik.** *Opt. Lett.*, **39**, 2270 (2014).
9. **R.S. Mathew, F. Ponciano-Ojeda, J. Keaveney, D.J. Whiting, I.G. Hughes.** *Opt. Lett.*, **43**, 4204 (2018).
10. **M.A. Zentile, J. Keaveney, L. Weller, D.J. Whiting, C.S. Adams, I.G. Hughes.** *Computer Physics Commun.*, **189**, 162 (2015).
11. **B.A. Olsen, B. Patton, Y.Y. Jau, W. Happer.** *Phys. Rev., A*, **84**, 063410 (2011).
12. **M.A. Zentile, R. Andrews, L. Weller, S. Knappe, C.S. Adams, I.G. Hughes.** *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **47**, 075005 (2014).
13. **S. Scotto, D. Ciampini, C. Rizzo, E. Arimondo.** *Phys. Rev. A*, **92**, 063810 (2015).
14. **А. Саргсян, А. Амирян, Т.А. Варганян, Д. Саркисян.** *Опт. и Спектр.*, **121**, 848 (2016).
15. **D.J. Whiting, J. Keaveney, C.S. Adams, I.G. Hughes.** *Phys. Rev. A*, **93**, 043854 (2016).
16. **D.J. Whiting, R.S. Mathew, J. Keaveney, C.S. Adams, I.G. Hughes.** *J. Mod. Opt.*, **65**, 713 (2018).
17. **А. Саргсян, А.Амирян,Т.А. Варганян, Д. Саркисян.** *Опт. и Спектр.*, **126**, 253 (2019).
18. **F.S. Ponciano-Ojeda, F.D. Logue, I.G. Hughes.** *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **54**, 015401 (2020).
19. **C.R. Higgins, I.G. Hughes.** *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, **54**, 165403 (2021).
20. **A. Sargsyan, E. Klinger, A. Tonoyan, C. Leroy, D. Sarkisyan.** *J Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.*, **51**, 145001 (2018).
21. **D. Sarkisyan, D. Bloch, A. Papouyan, M. Ducloy.** *Opt. Commun.*, **200**, 201 (2001).
22. **T. Peyrot, Ch. Beurthe, S. Coumar, M. Roullia, K. Perronet, P. Bonnay, C.S. Adams, A. Browaeys, Y.R.P. Sortais.** *Opt. Lett.*, **44**, 1940 (2019).
23. **T.F. Cutler, W.J. Hamlyn, J. Renger, K.A. Whittaker, D. Pizzey, I.G. Hughes, V. Sandoghdar, C.S. Adams.** *Phys. Rev. Appl.*, **14**, 034054 (2020).

24. **А. Саргсян, М.Г. Бейсон, Д. Саркисян, А.К. Мохapatра, Ч.С. Адамс.** Опт. и спектр., **109**, 581 (2010).
25. **T. Baluktsian, C. Urban, T. Bublat, H. Giessen, R. Löw, T. Pfau.** Opt. Lett. **35**, 1950 (2010).
26. **V.V. Vassiliev, S.A. Zibrov, V.L. Velichansky.** Rev. Sci. Instrum., **77**, 013102 (2006).
27. **V.L. Velichansky, A.S. Zibrov, V.S. Kargopol'tsev, O.R. Kachurin, V.V. Nikitin, V.A. Sautenkov, G.G. Kharisov, D.A. Tyurikov.** Sov. J. Quantum Electron., **10**, 1244 (1980).
28. **K. Pahwa, L. Mudarikwa, J. Goldwin.** Opt. Express, **20**, 17456 (2012).
29. **T.A. Vartanyan, D.L. Lin.** Phys. Rev. A, **51**, 1959 (1995).
30. **A.V. Ermolaev, T.A. Vartanyan.** Phys. Rev. A, **105**, 013518 (2022).
31. **J.A. Zieliska, F.A. Beduini, N. Godbout, M.W. Mitchell.** Opt.Lett., **37**, 524 (2012).
32. **A. Savitzky, M. Golay.** Anal. Chem., **36**, 1627 (1964).
33. **G. Talsky.** Derivative Spectrophotometry: Low and High Order, VCH Publishers, 1994.
34. **A. Sargsyan, A. Tonoyan, R. Momier, C. Leroy, D. Sarkisyan.** JOSA B, **39**, 973 (2022).
35. **А. Саргсян,** ЖПС, **89**, 17 (2022).
36. **G. Dutier, S. Saltiel, D. Bloch, M. Ducloy.** JOSA B, **20**, 793 (2003).
37. **R. Momier, A. Aleksanyan, E. Gazazyan, A. Papoyan, C. Leroy.** J. Quant. Spectrosc. Radiat.Transf., **257**, 107371 (2020).
38. **R. Momier, A.V. Papoyan, C. Leroy.** J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf., **272**, 107780 (2021).
39. **A. Lampis.** Coherent Light-Matter Interactions with Potassium Atoms. PhD thesis, University of Birmingham, 2017. <http://etheses.bham.ac.uk/id/eprint/8261>.
40. **D. Ciampini, R. Battesti, C. Rizzo, E. Arimondo.** Phys. Rev. A, **96**, 052504 (2017).
41. **B. Ohayon, G. Ron.** Review of Scientific Instruments, **86**, 103110 (2015).

INVESTIGATIONS OF ATOMIC TRANSITIONS OF D₂ LINE OF POTASSIUM
IN STRONG MAGNETIC FIELDS USING SATURATED ABSORPTION
TECHNIQUE IN A MICROCELL

A.D. SARGSYAN

Atomic transitions of ³⁹K D₂ line are studied in strong longitudinal magnetic fields, up to 1000 G, with a high spectral resolution. The saturated absorption (SA) method was used in a micro-cell filled with K vapors with a thickness of $L = 30 \mu\text{m}$. A double differentiation of the SA spectrum was carried out, which made it possible to obtain narrow (~50 MHz) atomic lines and to study the frequency and probabilistic behavior of an individual transition. K atoms have the smallest hyperfine splitting of the ground levels among alkali metals. This allows one to observe the break of the coupling between the electronic total angular momentum **J** and nuclear **I** angular momentums at relatively low magnetic fields $B > 300 \text{ G}$. In the case of using circular polarized radiation (σ^+ or σ^-), two groups (each consisting of 4) equidistantly located total 8 atomic transitions are recorded in strong magnetic fields. The experimental results are well described by a known theoretical model.