

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ЯЧЕЙКИ МИКРОННОЙ ТОЛЩИНЫ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ РЕЖИМА ПАШЕНА – БАКА НА СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЕ АТОМОВ ЦЕЗИЯ

А. Саргсян^а, Б. Глушко^б, Д. Саркисян^{а}*

^а *Институт физических исследований Национальной академии наук Армении
0203, Аштарак, Армения*

^б *RIT Technologies Ltd
69719, Tel Aviv, Israel*

Поступила в редакцию 4 августа 2014 г.

Продemonстрировано, что применение спектроскопических ячеек микронной толщины ($L = 10\text{--}50$ мкм) позволяет эффективно исследовать поведение индивидуальных уровней атомов Cs, D_2 -линии, в сильных магнитных полях вплоть до 9 кГс. В частности, установлено, что при полях, больших 8 кГс, спектр поглощения при возбуждении излучением с круговой поляризацией состоит из двух полностью отдельных групп, каждая из которых содержит по восемь атомных переходов. В пределах каждой группы интенсивности атомных переходов и их частотные наклоны практически одинаковы. Приведено физическое объяснение зарегистрированных особенностей, в частности, показано, что один из 54 возможных атомных переходов (при умеренных магнитных полях обозначается как $F_g = 4, m_F = 4 \rightarrow F_g = 5, m_F = 5$) имеет уникальные характеристики, которые позволяют предсказать интенсивности и частотные наклоны семи атомных переходов в группе, в которой он находится. Отмечены практические применения устройства на основе сильных магнитов и микронных ячеек.

DOI: 10.7868/S0044451015040011

1. ВВЕДЕНИЕ

Атомы цезия, рубидия, калия широко применяются для исследования и практического применения магнитооптических процессов [1–3]. Это обусловлено сильными атомными переходами, расположенными в ближнем инфракрасном диапазоне 700–900 нм, для которого имеются доступные лазеры с хорошими параметрами. Также получение свободных атомов в виде столба паров, содержащихся в спектроскопических ячейках толщиной от 0.1 см до 10 см, технически доступно. Даже при комнатной температуре плотность паров N этих атомов достигает величины порядка 10^{10} ат./см³, что позволяет технически достаточно просто регистрировать спектры поглощения и флуоресценции.

Из магнитооптических процессов, успешно применяемых на практике, отметим следующие: разработка узкополосных оптических фильтров на основе

эффекта фарадеевского вращения плоскости поляризации в магнитных полях [4], создание оптических изоляторов [5], привязка (стабилизация) частоты лазерного излучения к узким атомным переходам, смещенным в сильных магнитных полях [6]. Поэтому детальное знание поведения атомных уровней этих металлов, в частности цезия, является важным.

В работах [7–9] было продемонстрировано, что использование так называемых наноячеек толщиной $L = \lambda$ или $L = \lambda/2$ (λ — длина волны резонансного оптического излучения) позволяет успешно изучать поведение атомных переходов отмеченных выше атомов в широком диапазоне магнитных полей. При измерении сильно неоднородных магнитных полей применение наноячейки толщиной $L = \lambda$ обеспечивает лучшее спектральное разрешение, в то время как применение наноячейки толщиной $L = \lambda/2$ обеспечивает лучшее пространственное разрешение.

Однако изготовление оптических наноячеек [10] является технически сложной задачей, и поэтому широкого применения в спектроскопии наноячейки пока не получили. Целью настоящей работы яв-

*E-mail: david@ipr.sci.am, davsark@yahoo.com

ляется экспериментальная демонстрация того, что ячейки микронной толщины (микроячейки, МЯ) (10–50 мкм) также могут быть успешно использованы для детального исследования атомных переходов, в частности цезия, в широком интервале магнитных полей (0.1–9 кГс). Наряду с технической простотой в изготовлении, необходимая рабочая температура микроячеек составляет 60–70 °С, что существенно ниже рабочей температуры наноячеек 120–130 °С. В работах [11–14] микроячейки, заполненные рубидием, использовались для исследования нижних (основных) уровней атомов Rb с помощью техники когерентных процессов (таких как когерентное пленение населенности и формирование узких резонансов в N -системе) в магнитных полях. Однако эта техника может быть успешно применена только до магнитных полей $B < 2$ кГс, так как при больших полях необходимые для измерений резонансы не формируются.

Как показано ниже, микроячейки (заполненные парами атомов Cs), помещенные в сильные магнитные поля могут успешно использоваться в режиме однопроходной регистрации спектров поглощения столба паров атомов, а также в режиме схемы техники «насыщенного поглощения» (когда лазерное излучение расщепляется на два пучка, которые направляются навстречу друг другу). Заметим, что максимальное магнитное поле в настоящей работе достигало 9 кГс, однако ограничений на величину прикладываемого поля мы не видим.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

2.1. Конструкция микроячеек

На рис. 1 приведена фотография микроячейки, заполненной Cs, с зазором между внутренними поверхностями окон $L = 10$ мкм (для обеспечения зазора между внутренними поверхностями окон помещены тонкие платиновые полоски). Окна диаметром 20 мм и толщиной 2 мм изготовлены из хорошо отполированного кристалла YAG (окна также могут быть изготовлены из технического кристаллического сапфира [10]). У этого кристалла отсутствует двулучепреломление, а также он химически стоек к горячим парам щелочных металлов (вплоть до 1000 °С). В нижней части окон просверлено отверстие, в которое до склейки окон вставляется тонкая сапфировая трубка диаметром приблизительно 2 мм (диаметр внутреннего отверстия трубки 0.8 мм). К сапфировой трубке горячей пайкой припаивается стеклянная трубка (так называемое «молибденовое

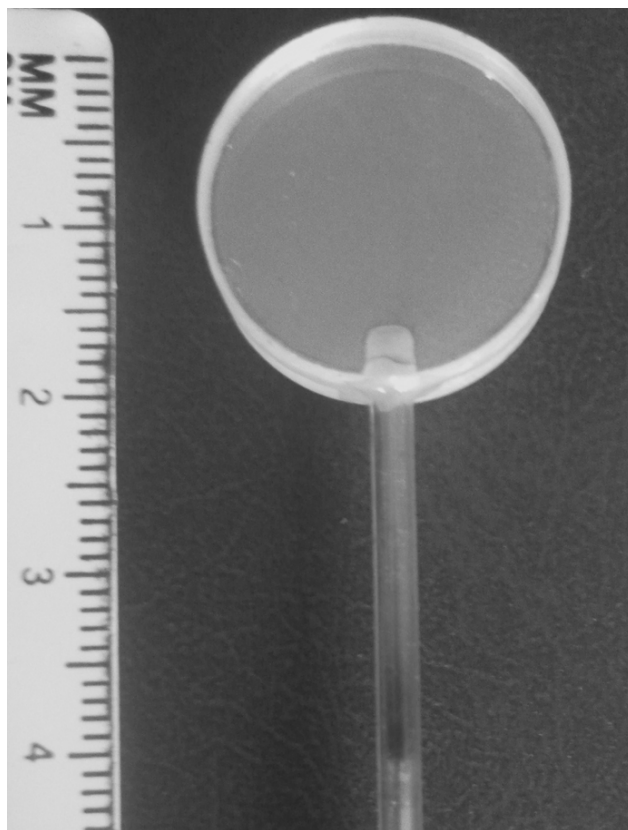


Рис. 1. Фотография микроячейки, заполненной цезием, толщина столба паров $L = 10$ мкм. Окна диаметром 20 мм и толщиной 2 мм изготовлены из кристалла YAG (гранат). Рядом приведена фотография линейки. В нижней части окон просверлено отверстие, куда до склейки окон вставляется тонкая сапфировая трубка диаметром около 2 мм. Столб металлического Cs находится в сапфировой трубке

стекло»). Стекло должно иметь коэффициент теплового расширения (КТР), близкий к КТР сапфира. Далее, стеклянная трубка припаивается к вакуумной системе и заполнение цезием проводится таким же образом, как для стеклянных ячеек. Из-за относительно невысокой рабочей температуры можно легко проводить нагрев микроячейки обдувом горячего воздуха. Отсутствие стационарного нагревателя (печки) позволяет ближе расположить постоянные магниты и формировать большие магнитные поля (вплоть до 9 кГс, см. ниже).

Проведем сравнение преимуществ и недостатков микроячеек и наноячеек. Отметим, что изготовление наноячеек является технически более сложной задачей, при этом необходимо обеспечить широкие области с толщинами зазоров между внутренними поверхностями величиной в длину волны и (или) по-

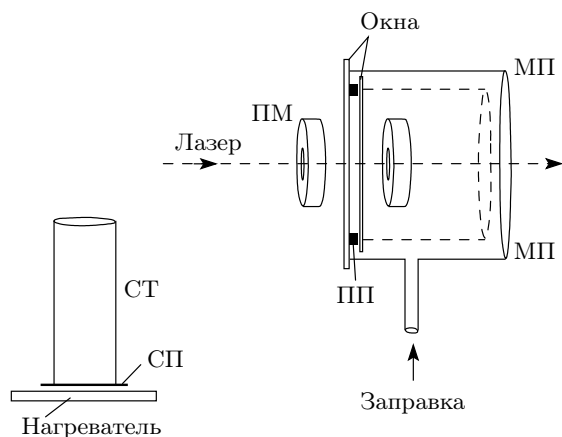


Рис. 2. Стекла́нная МЯ с сапфи́ровыми окнами. Слева внизу — схема склейки стеклянной трубки (СТ) и сапфи́ровой пластины (СП), см. текст. Трубка меньшего диаметра вставляется в трубку большего диаметра (между ними помещается платиновая полоска (ПП) или кольцо толщиной 10–50 мкм). Открытые части трубок могут быть соединены друг с другом горячей пайкой (МП — место пайки). Заправка металлом проводится через стеклянную трубку с последующей вакуумной отпайкой. ПМ — постоянные магниты диаметром 10–12 мм (и с отверстием 1 мм)

ловину длины волны [10]; в случае микроячеек для формирования зазора достаточно разместить между внутренними поверхностями окон тонкие платиновые полоски (прокладки) размерами 0.5 мм × 2 мм необходимой толщины (10–50 мкм).

К преимуществам микроячеек следует отнести относительно невысокую рабочую температуру (60–70 °С), что позволяет использование стеклянных узлов, которые до 100 °С являются химически стойкими к горячим парам щелочных металлов. Поскольку изготовление микроячейки, показанной на рис. 1, может вызывать определенные технические трудности (склейка сапфира и граната), предлагается конструкция стеклянной микроячейки с сапфи́ровыми окнами (которая может быть изготовлена во многих лабораториях), см. рис. 2. В левом углу — пояснение «горячей пайки» (склейки) стеклянной трубки к тонкой сапфи́ровой пластине, которая помещена на плоский нагреватель.

Важно подобрать марку стекла, которое должно иметь КТР, близкий к КТР сапфира. При температуре нагревателя 900–1000 °С (зависит от марки стекла) стекло сильно подплавляется и припаяется к сапфи́ровой пластине. При хорошем согласовании КТР стекла и сапфира после остывания они

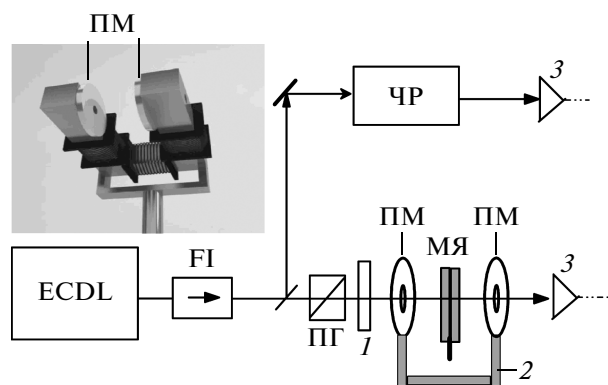


Рис. 3. Схема экспериментальной установки. ECDL — диодный лазер, FI — фарадеевский изолятор, 1 — пластина $\lambda/4$, ПГ — поляризатор Глана, МЯ — микроячейка с Cs, ПМ — постоянные магниты, 2 — магнитопровод для усиления магнитного поля (показан на вставке), 3 — фотоприемники, ЧР — частотный репер для определения положения атомных переходов при нулевом магнитном поле

остаются хорошо припаянными (при хорошей адгезии этот узел сохраняет вакуум). Таким же способом припаяется стеклянная трубка меньшего диаметра к тонкой сапфи́ровой пластине. Далее, трубка меньшего диаметра вставляется в трубку большего диаметра (предварительно между ними помещается платиновая полоска (ПП) толщиной 10–50 мкм, или платиновое кольцо такой же толщины шириной 1–2 мм, или платиновая проволока, согнутая в кольцо). Открытые части трубок могут быть припаяны друг к другу горячей пайкой, при этом необходимо дополнительно прижимать СП между собой, чтобы зазор между ними не возрос. Заправка металлом проводится через дополнительную стеклянную трубку с последующей вакуумной отпайкой. Постоянные магниты ПМ диаметром 10–12 мм (и с отверстием 1 мм для прохождения лазерного излучения) могут быть расположены, как показано на рис. 2. Другие возможные конструкции микроячеек приведены в работах [15, 16].

К преимуществам использования наноячеек следует отнести формирование в однопроходных спектрах пропускания и флуоресценции более узких субдоплеровских оптических резонансов.

2.2. Однопроходные спектры поглощения микроячеек с цезием в сильных магнитных полях

На рис. 3 приведена экспериментальная схема для регистрации спектра поглощения микроячейки,

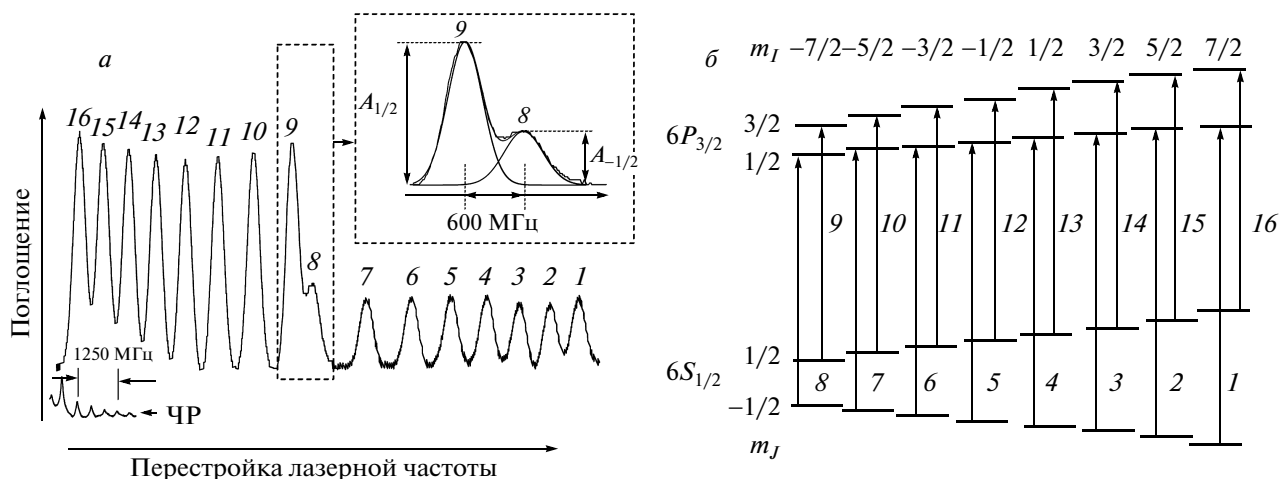


Рис. 4. а) Спектр поглощения микроячейки с цезием, D_2 -линия, $B = 8.45$ кГс. Спектр содержит 16 компонент — переходы $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$. Все компоненты частотно разделены, четко видны две группы по восемь переходов с примерно одинаковыми амплитудами переходов внутри группы. Вставка справа сверху — компоненты под номерами 8 и 9 (частично перекрытые) аппроксимированы гауссовыми кривыми. Слева внизу — промежуточный реперный спектр (ЧР) для определения частотных сдвигов от перехода $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$. б) Диаграмма переходов для D_2 -линии Cs, режим ПБС. Имеют место 16 атомных переходов, которые удовлетворяют правилам отбора (в случае σ^+ -излучения) $\Delta m_J = 1, \Delta m_I = 0$

заполненной Cs. Использовалось излучение непрерывного узкополосного диодного лазера с внешним резонатором (extended cavity diode laser, ECDL) с длиной волны 852 нм и шириной приблизительно 1 МГц. Микроячейка помещалась между постоянными сильными магнитами (имеющими небольшое отверстие для прохождения лазерного излучения), которые фиксировались на металлическом магнитопроводе сечением 40 мм × 50 мм для усиления магнитного поля. Для формирования излучения с круговой поляризацией σ^+ применялась пластина $\lambda/4$. Излучение фокусировалось линзой ($F = 20$ см) в микроячейке (размер пучка в перетяжке около 0.4 мм) и далее коллимировалось с помощью второй линзы (на рис. 2 линзы не показаны). Для формирования частотного репера (от которого измеряются частотные сдвиги) часть лазерного излучения направлялась на узел, состоящий из дополнительной наноячейки с $L = \lambda/2$, поглощение в которой на атомном переходе $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ и служило частотным репером [10].

В умеренных внешних магнитных полях ($< 100\text{--}200$ Гс) атомные переходы Cs — D_2 -линии $F_g = 3, 4 \rightarrow F_e = 2, 3, 4, 5$ — расщепляются на большое количество новых переходов оптического диапазона между нижними и верхними зеемановскими подуровнями (при возбуждении с σ^+ или σ^- полное число переходов равно 54). Частотное

расстояние между этими переходами составляет 10–20 МГц [9] и, поскольку доплеровское уширение индивидуального перехода для атомов Cs около 400 МГц (при использовании обычных цезиевых ячеек с $L = 0.1\text{--}10$ см), подавляющее большинство переходов не наблюдаются из-за доплеровского уширения, что не позволяет исследовать частотное и вероятностное поведение индивидуального атомного перехода. Однако при полях, больших 2 кГс, частотное расстояние между многими переходами возрастает и начинает превышать доплеровское уширение, что позволяет применять микроячейки, преимуществом которых также является возможность использования ПМ. Последние обычно создают градиентные магнитные поля около 100 Гс/мм, однако на толщине столба паров приблизительно 10 мкм изменение поля на порядки меньше прикладываемой величины B . Важно отметить, что если в слабых магнитных полях расщепление атомных уровней описывается полным моментом атома $\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}$ и его проекцией m_F , где \mathbf{J} — полный угловой момент электрона, а \mathbf{I} — магнитный момент ядра (для атома ^{133}Cs $I = 7/2$), то при полях $B \gg B_0 = A_{HFS}/\mu_B \approx 1.6$ кГс, где A_{HFS} — коэффициент связи сверхтонкой структуры для $6S_{1/2}$, μ_B — магнетон Бора [17], начинается разрыв связи между \mathbf{J} и \mathbf{I} и расщепление атомных уровней описывается проекциями m_J и m_I [18, 19]. Это при-

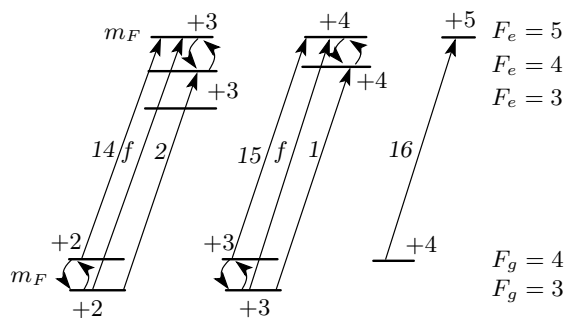


Рис. 5. Эффект «перемешивания» магнитных подуровней

водит к тому, что число регистрируемых атомных переходов сокращается до фиксированного числа 16 (так называемый режим Пашена–Бака для сверхтонкой структуры (ПБС)), поэтому регистрация спектров сильно упрощается и применение микроячейки становится успешным. В работе [10] было показано, что применение наноячейки толщиной $L = \lambda/2 = 426$ нм позволило исследовать спектры поглощения атомов Cs вплоть до полей 6.8 кГс. Определенные преимущества при использовании микроячейки (см. ниже) позволили достаточно просто исследовать спектры поглощения атомов Cs вплоть до полей 8.5 кГс. Отметим, что магнитные поля $B > 8$ кГс представляют практический интерес по следующей причине: 16 регистрируемых атомных переходов содержатся в двух группах по восемь атомных переходов. Эти две группы полностью разделяются и частотное расстояние между ними монотонно растет с увеличением B . Это существенно облегчает идентификацию переходов в сильных полях.

Спектр поглощения переходов $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ (компоненты 1–16) при $B = 8.45$ кГс, реализованный с помощью микроячейки, при σ^+ -возбуждении (мощность лазера ~ 20 мкВт) приведен на рис. 4а. Компоненты 1–8 соответствуют переходам $6S_{1/2}, m_J = -1/2 \rightarrow 6P_{3/2}, m_J = 1/2$, а компоненты 9–16 соответствуют переходам $6S_{1/2}, m_J = 1/2 \rightarrow 6P_{3/2}, m_J = 3/2$ (см. рис. 4б).

Как видно на рис. 4, все 16 компонент на спектре хорошо разрешены по частоте и образуют две отдельные группы по восемь переходов в каждой; частотный интервал между группами монотонно возрастает с увеличением магнитного поля. Пиковое поглощение примерно одинаковое для всех переходов внутри одной группы. Отметим, что используемый лазер без перескока частоты перестраивается на

16–17 ГГц. Поэтому, для того чтобы также иметь частоту перехода $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ (от которого отсчитываются сдвиги частот), возникла необходимость формировать промежуточный реперный спектр, показанный на рис. 4а; для этого (одновременно с основным спектром) регистрировался спектр поглощения дополнительной наноячейки Cs, помещенной в магнитное поле $B = 1.1$ кГс. Интересно отметить, что переход под номером 16 (при малых магнитных полях обозначается как $F_g = 4, m_F = 4 \rightarrow F_g = 5, m_F = 5$) является уникальным среди всех 54 атомных переходов σ^+ -возбуждения, поскольку имеет неизменную (фиксированную) вероятность перехода во всем интервале магнитных полей от нуля до 10 кГс. Пояснение приведено на рис. 5: показаны некоторые нижние $F_g = 3, 4$ и верхние $F_e = 3, 4, 5$ энергетические уровни, а также их магнитные подуровни m_F . Возмущение, индуцированное внешним магнитным полем (при σ^+ -возбуждении), связывает только магнитные подуровни с $\Delta m_F = 0$ (отмечены полукруглыми стрелками), для которых также должны выполняться правила отбора $\Delta L = 0, \Delta J = 0, \Delta F = \pm 1$ [20, 21]. Для модификации вероятности атомного перехода между магнитными подуровнями необходимо, чтобы хотя бы один магнитный подуровень m_F перехода «перемешивался» с другим магнитным подуровнем. Как видно на рис. 5, для атомных переходов, обозначенных числами 1, 2, 14, 15 и буквой f , такое «перемешивание» происходит, что приводит к модификации величины вероятности этих атомных переходов. Для перехода с номером 16 таких магнитных подуровней с $\Delta m_F = 0$ нет, и поэтому он имеет постоянную вероятность перехода во всем интервале магнитных полей от нуля до 10 кГс (и более). При $B = 0$ вероятность этого перехода пропорциональна квадрату коэффициента Клебша–Гордона [17] и остается неизменной при увеличении магнитного поля. Вероятности остальных семи переходов этой группы при $B \gg B_0$ (режим ПБС) стремятся к этой же величине, поэтому амплитуды переходов группы 9–15 равны амплитуде перехода под номером 16. Отметим, что при величинах поглощения столба паров атомов в несколько процентов поглощение $A = \sigma NL$, где $\sigma \approx d^2$, где d — матричный элемент дипольного момента перехода, N — плотность атомов, L — толщина микроячейки. Поэтому амплитуда перехода пропорциональна вероятности этого перехода. Буквой f (forbidden) обозначены переходы $F_g = 3 \rightarrow F_e = 5$, запрещенные по правилам отбора для полного момента атома F (при $B = 0$ правило отбора имеет вид $\Delta F = 0, \pm 1$), однако в интервале

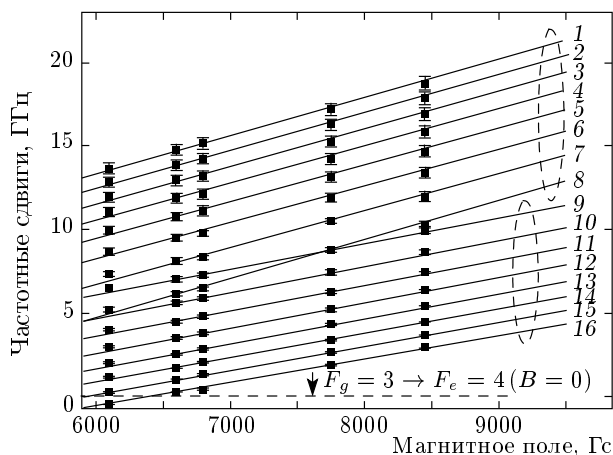


Рис. 6. Зависимости частотного положения атомных переходов 1–16 от величины магнитного поля. Сплошные линии — расчетные кривые, черные квадраты — экспериментальные результаты (погрешность $\pm 2\%$)

0.2–3.5 кГс эти переходы вследствие «перемешивания» становятся сильными [9].

По причине отсутствия «перемешивания» зависимость частотного сдвига перехода 16 от величины магнитного поля B является линейной во всем диапазоне магнитных полей и ее наклон (slope) равен [17]

$$s = 5 \cdot 0.56 \text{ МГц/Гс} - 4 \cdot 0.351 \text{ МГц/Гс} = 1.396 \text{ МГц/Гс}.$$

К этой величине s при $B \gg B_0$ стремятся наклоны и остальных семи зависимостей для переходов группы 9–15 (см. рис. 6). Качественно это можно объяснить следующим образом: при $B \gg B_0$ имеет место режим ПБС, поэтому частотные наклоны s 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. Для перехода под номером 16 наклон s и вероятность во всем интервале магнитных полей постоянны, поэтому естественно предположить, что и у остальных семи переходов эти величины будут стремиться к параметрам перехода 16.

Количественные расчеты частоты атомных переходов 1–16 (а также расчеты модификации вероятностей переходов) во внешних магнитных полях проводились нами с помощью известной модели, использующей матрицу гамильтониана в магнитном поле с учетом всех возможных переходов внутри сверхтонкой структуры атома Cs [2, 3, 19, 20] (показаны сплошными линиями на рис. 6). Экспериментальные

результаты показаны черными квадратами (погрешность $\pm 2\%$). Наблюдается хорошее согласие эксперимента и теории.

Как видно из рис. 6, при полях, превышающих 8 кГс, две группы (переходы 1–8 и 9–16) полностью разделяются и частотное расстояние между ними монотонно растет с увеличением магнитного поля. Отметим, что частотные наклоны для атомных переходов при $B \gg B_0$ можно легко получить из формулы (1) (см. ниже): для этого рассчитываются дифференциалы по магнитному полю для верхнего и нижнего уровней. Для групп 1–8 и 9–16 имеем соответственно $s_1 \approx 2.33 \text{ МГц/Гс}$ и $s_2 \approx 1.396 \text{ МГц/Гс}$. Также из формулы (1) можно получить интервалы между атомными переходами в каждой группе.

Неизменность частотного наклона для перехода 16, а также большая его интенсивность линии (вероятность перехода) удобны для определения величины магнитного поля с пространственным разрешением около 10 мкм (при этом измеряется частотное отклонение перехода 16 от начального положения при $B = 0$). Это особенно важно при измерении сильно неоднородных (градиентных) магнитных полей.

При магнитных полях $B \gg B_0$ (режим ПБС) энергии нижних $6S_{1/2}$ и верхних $6P_{3/2}$ уровней (рис. 4б) описываются выражением [17]

$$E_{|Jm_JIm_I\rangle} = A_{HFS}m_Jm_I + B_{HFS} \times \frac{3(m_Jm_I)^2 + \frac{3}{2}m_Jm_I - I(I+1)J(J+1)}{2J(2J-1)(2I-1)} + \mu_B(g_Jm_J + g_I m_I)B_z. \quad (1)$$

Здесь A_{HFS} и B_{HFS} — коэффициенты связи сверхтонкой структуры соответственно для $6S_{1/2}$ и $6P_{3/2}$, g_J и g_I — факторы Ланде для полного момента электрона J и магнитного момента ядра I приведены в [17]. Как показано в работе [21], теоретическая модель, которая точно описывает положение частот переходов в магнитном поле, и формула (1) дают близкие значения при $B \geq 10B_0$ (расхождение менее 2%), т. е. для Cs это $B \geq 16 \text{ кГс}$. При меньших полях B расхождение более существенное. На рис. 7 приведены величины частотных поправок, которые необходимо прибавлять к рассчитанным по формуле (1) значениям для получения правильных значений частотных положений компонент 1–16 в интервале магнитных полей 8–11 кГс. Для компоненты под номером 16 поправка равна нулю при всех магнитных полях, а для компоненты 8 — при $B > 0.5 \text{ кГс}$. Из

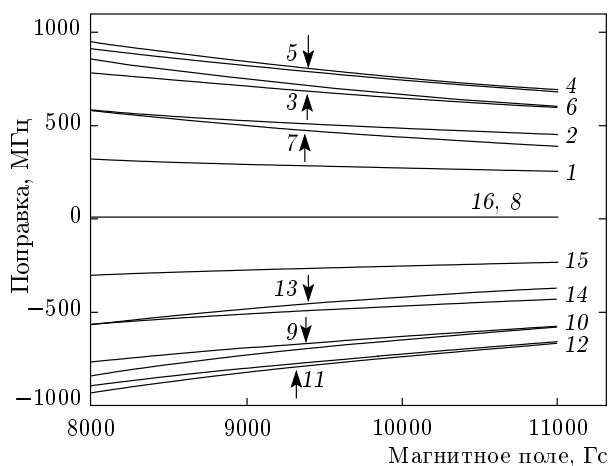


Рис. 7. Величины частотных поправок. Как и ожидается, при увеличении B величины поправок уменьшаются

рис. 7 видно, что с увеличением B величина поправки уменьшается.

Отметим, что при возбуждении круговым излучением σ^- (правый круг) в режиме ПБС также регистрируются 16 переходов в двух группах по восемь переходов в каждой, однако они расположены на низкочастотном крыле перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$.

2.3. Спектры «насыщенного поглощения» микроячейки с Cs в магнитных полях

Известный метод «насыщенного поглощения» (НП) продолжает успешно применяться для получения спектров, лишенных доплеровского уширения, с формированием оптических резонансов, селективных по атомным скоростям (ОРСС), которые имеют спектральную ширину, близкую к естественной ширине атомного перехода (5–6 МГц), и расположены точно на частотах атомных переходов [22, 23]. Поэтому метод НП используется для получения реперов частот в задачах спектроскопии сверхвысокого разрешения. К недостатку метода НП следует отнести появление в спектре дополнительных, так называемых «кросс-овер» резонансов (cross-over, СО), частоты которых расположены точно посередине между ОРСС и имеют амплитуду, превосходящую амплитуду ОРСС в несколько раз. Во внешних магнитных полях происходит расщепление как ОРСС, так и СО-резонансов, что делает задачу исследования спектров поглощения атомных переходов с помощью ОРСС практически невозможной. В работе [6] показано, что применение микроячеек, заполненных

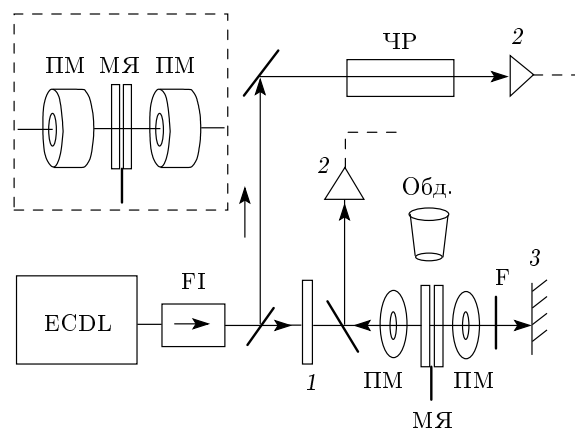


Рис. 8. Схема экспериментальной установки для спектроскопии НП. ECDL — диодный лазер, FI — фарадеевский изолятор, 1 — пластина $\lambda/4$, МЯ — микроячейка с Cs, ПМ — постоянные магниты, 2 — фотоприемники, 3 — зеркало для $\lambda = 852$ нм, ЧР — частотный репер для определения положения атомных переходов при $B = 0$. Обд. — обдув горячим воздухом

атомами рубидия, приводит практически к полному исчезновению СО-резонансов, что позволяет успешно использовать метод НП для исследования и применения спектров поглощения на атомных переходах. Отсутствие СО-резонансов в микроячейках объясняется тем, что в формировании этих резонансов участвуют атомы, которые летят в направлении лазерного излучения (т. е. перпендикулярно к окнам микроячейки). Время взаимодействия этих атомов с лазерным пучком (т. е. время пролета $\tau(\text{СО}) = L/V$, где V — тепловая скорость атомов Cs, $V \approx 200$ м/с) на несколько порядков меньше, чем время пролета $\tau(\text{ОРСС}) = d/V$ атомов (которые летят параллельно окнам микроячейки), формирующих ОРСС. Отношение $\tau(\text{ОРСС})/\tau(\text{СО})$ равно отношению диаметра лазерного пучка ($d \approx 1$ мм) к толщине микроячейки ($L = 10$ мкм), т. е. время, необходимое для формирования СО-резонанса, в 100 раз меньше времени для ОРСС.

На рис. 8 приведена экспериментальная схема для регистрации спектра НП. Использовалось излучение непрерывного узкополосного диодного лазера с внешним резонатором (ECDL) с длиной волны 852 нм, с шириной ~ 1 МГц и мощностью ~ 1 мВт. Микроячейка помещалась между ПМ. Поскольку при малых расстояниях между ПМ возникают большие силы притяжения, необходимо между ними помещать немагнитные распорки. Для формирования излучения с круговой поляризацией σ^+ применя-

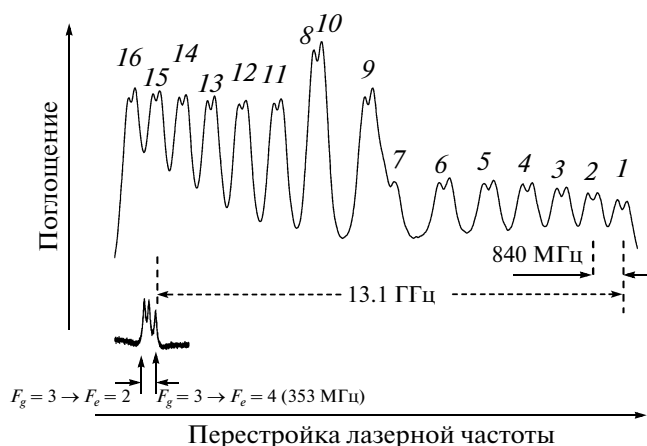


Рис. 9. Спектр НП атомных переходов $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ при $B = 5.9$ кГс, реализованный с помощью МЯ при σ^+ -возбуждении. ОРСС отмечены номерами 1–16. Частоты ОРСС под номерами 8 и 10 совпадают. Мощность лазера 0.4 мВт

лась пластина $\lambda/4$. Накачивающее излучение (для формирования ОРСС) и пробное излучение (которое отражалось от зеркала и оптимальная мощность которого подбиралась с помощью фильтра F) тщательно совмещались в микроячейке. Нагревание микроячейки (до температуры 60–70 °С) проводилось обдувом горячего воздуха. Для формирования частотного репера (от которого измеряются частотные сдвиги) часть лазерного излучения направлялась на узел, состоящий из наноячейки толщиной $L = \lambda/2$. Поглощение в этой наноячейке на атомном переходе $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$ служило частотным репером (частотный интервал между переходами $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$ и $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ составляет 353 МГц).

Спектр насыщенного поглощения атомных переходов $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ при $B = 5.9$ кГс (расстояние между внутренними поверхностями ПМ примерно 10 мм), реализованный с помощью микроячейки в схеме насыщенного поглощения, при σ^+ -возбуждении приведен на рис. 9. Спектрально-узкие ОРСС (~ 80 МГц), которые демонстрируют узкие провалы уменьшенного поглощения, расположены на доплеровски уширенных линиях и указывают точное частотное положение переходов 1–16. Как видно из спектра, благодаря применению микроячеек дополнительные СО-резонансы (которые образуются при использовании обычных ячеек сантиметровой толщины) отсутствуют, что позволяет напрямую изучать поведение атомных переходов в магнитных полях. Отметим, что для измерения маг-

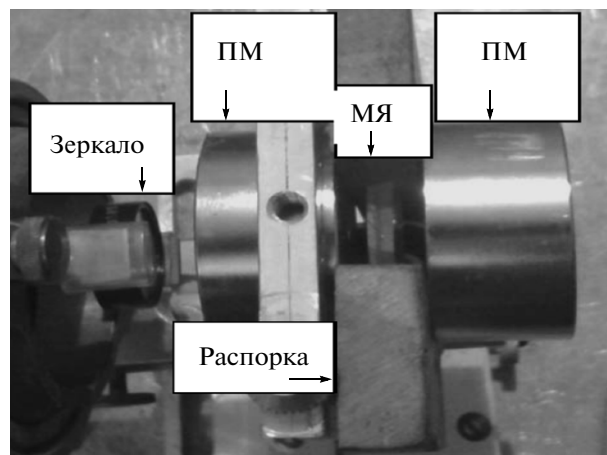


Рис. 10. Устройство МЯПРЗ: на едином держателе зафиксированы МЯ, ПМ, распорки и зеркало

нитных полей удобным является ОРСС под номером 1, который при всех магнитных полях имеет наибольшую частоту.

С практической точки зрения целесообразно часть узлов (ПМ, зеркало и МЯ), приведенных на рис. 8, собрать в единое устройство, которое можно легко перемещать, юстировать и использовать. Такое устройство показано на рис. 10. На едином немагнитном держателе зафиксированы МЯ, ПМ, распорки и зеркало (МЯПРЗ). Обдув горячим воздухом проводится сверху (в этом случае окна МЯ будут более горячими, чем отросток и конденсации атомов на окна не произойдет). Изменяя толщину распорки (удобным материалом для распорок является капролон — немагнитный, сравнительно термостойкий и прочный материал, который легко поддается обработке), можно легко формировать удобный частотный репер с наличием узких ОРСС, смещенных относительно начальных атомных уровней (при нулевом магнитном поле) вплоть до 20 ГГц. Такой репер может быть удобным, к примеру, для определения частот молекулярных переходов в сложных спектрах димеров Rb_2 , Cs_2 и др. При толщине распорки приблизительно 10 мм имеем спектр, показанный на рис. 9. Отметим, что магнитное поле на расстояниях 40–50 см от МЯПРЗ уменьшается практически до нуля, поэтому не влияет на работу других узлов экспериментальной установки (применение катушек Гемгольца для формирования сильных магнитных полей не имеет этого преимущества).

Отметим, что, как показано в работе [6] для атомов Rb, наличие сильно смещенных узких ОРСС позволяет использовать их для стабилизации частот-

ты непрерывных лазеров в новых частотных диапазонах. Отметим, что микроячейка, заполненная Cs, в МЯПРЗ может быть легко заменена на микроячейку, заполненную Rb, K, Na и др. С помощью МЯПРЗ можно также измерять внешние магнитные поля: для этого из МЯПРЗ удаляются ПМ и их роль играет внешнее магнитное поле. По измерению сдвига частоты, к примеру, перехода под номером 1 от начальной частоты можно определить величину внешнего магнитного поля. При этом достигается высокое пространственное разрешение (≈ 10 мкм), что важно при измерении сильно неоднородных (градиентных) магнитных полей.

Заметим также, что, как отмечено в работе [24], наличие Rb-микроячейки поможет существенно улучшить пространственное разрешение изображения микроволнового излучения.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Продемонстрировано, что регистрация однопроходных спектров поглощения, или же применение схемы «насыщенного поглощения» с использованием ячеек толщиной $L = 10\text{--}50$ мкм позволяет эффективно исследовать поведение индивидуальных уровней атомов Cs, D_2 -линии в сильных магнитных полях вплоть до 9 кГц. Показано, что при $B > 8$ кГц (при возбуждении излучением σ^+) имеются две полностью отдельные группы, каждая из которых содержит по восемь атомных переходов. В пределах каждой группы интенсивности атомных переходов и их частотные наклоны практически одинаковы. Приведено физическое объяснение особенностей поведения атомных уровней, в частности показано, что атомный переход (номер 16), который при малых магнитных полях обозначается как $F_g = 4, m_F = 4 \rightarrow F_g = 5, m_F = 5$, имеет постоянную вероятность перехода и частотный наклон (1.396 МГц/Гц) во всем интервале магнитных полей от нуля до 10 кГц. Это позволяет предсказать интенсивности и частотные наклоны семи атомных переходов в группе, в которой он находится. Приведено устройство МЯПРЗ на основе сильных магнитов и микроячеек, с помощью которого можно легко формировать частотный репер, содержащий смещенные узкие резонансы вплоть до 20 ГГц. Наличие сильно смещенных узких резонансов позволяет стабилизировать частоту диодных лазеров в новых частотных диапазонах. С помощью этого устройства можно также измерять внешние магнитные поля: при этом достигается

высокое пространственное разрешение (приблизительно 10 мкм), что важно при измерении сильно градиентных магнитных полей.

Авторы благодарят А. Саркисяна за активное участие в изготовлении микроячеек, а также Г. Ахумяна и А. Амиряна за помощь в построении теоретических кривых. Авторы А. С. и Д. С. благодарят за финансовую поддержку ГКН МОН РА в рамках научного проекта № SCS 13-1C029, совместный армяно-российский научный проект при финансовой поддержке ГКН РА (грант № 13 RF-066) и РФФИ (грант № 13-02-90601 Арм_а).

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Budker, W. Gawlik, D. Kimball et al., *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1153 (2002).
2. E. V. Alexandrov, M. P. Chaika, and G. I. Khvostenko, *Interference of Atomic States*, Springer-Verlag, Berlin (1993).
3. M. Auzinsh, D. Budker, and S. M. Rochester, *Optically Polarized Atoms: Understanding Light-Atom Interactions*, Univ. Press, Oxford (2010).
4. J. A. Zielińska, F. A. Beduini, N. Godbout et al., *Opt. Lett.* **37**, 524 (2012).
5. L. Weller, K. S. Kleinbach, M. A. Zentile et al., *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **45**, 215005 (2012).
6. A. Sargsyan, A. Tonoyan, R. Mirzoyan et al., *Opt. Lett.* **39**, 2270 (2014).
7. A. Sargsyan, G. Nakhumyan, A. Papoyan et al., *Appl. Phys. Lett.* **93**, 021119 (2008).
8. A. Sargsyan, G. Nakhumyan, C. Leroy et al., *Opt. Lett.* **37**, 1379 (2012).
9. A. Sargsyan, A. Tonoyan, G. Nakhumyan et al., *Las. Phys. Lett.* **11**, 055701 (2014).
10. А. Саргсян, Г. Ахумян, Р. Мирзоян, и др., *Письма в ЖЭТФ* **98**, 499 (2013).
11. А. Саргсян, Р. Мирзоян, А. Папоян et al., *Opt. Lett.* **37**, 4871 (2012).
12. А. Саргсян, Р. Мирзоян, Д. Саркисян, *Письма в ЖЭТФ* **96**, 333 (2012).
13. А. Саргсян, Р. Мирзоян, Д. Саркисян, *ЖЭТФ* **142**, 873 (2012).
14. А. Саргсян, Р. Мирзоян, Т. Варганян и др., *ЖЭТФ* **145**, 414 (2014).

15. T. Baluktian, C. Urban, T. Bublat et al., *Opt. Lett.* **35**, 1950 (2010).
16. S. A. Knappe, H. G. Robinson, and L. Hollberg, *Opt. Express* **15**, 6293 (2007).
17. D. A. Steck, *Alkali D line data*, available from: steck.us/alkalidata/ [cited March 7, 2011].
18. B. A. Olsen, B. Patton, Y.-Y. Jau et al., *Phys. Rev. A* **84**, 063410 (2011).
19. L. Weller, K. S. Kleinbach, M. A. Zentile et al., *Opt. Lett.* **37**, 3405 (2012).
20. G. Hakhumyan, C. Leroy, Y. Pashayan-Leroy et al., *Opt. Comm.* **284**, 4007 (2011).
21. A. Sargsyan, G. Hakhumyan, C. Leroy et al., *J. Opt. Soc. Amer. B* **31**, 1046 (2014).
22. T. W. Hänsch, M. D. Levenson, and A. L. Schawlow, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 946 (1971).
23. W. Demtröder, *Laser Spectroscopy: Basic Concepts and Instrumentation*, Springer (2004).
24. P. Bohi and P. Treutlein, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 181107 (2012).