

УДК 535.343.4

**ИЗУЧЕНИЕ ПОВЕДЕНИЯ АТОМНЫХ ЛИНИЙ  
В МАГНИТНОМ ПОЛЕ С ПОМОЩЬЮ НАНОЯЧЕЙКИ  
С ТОЛЩИНОЙ ПАРОВ  $L = \lambda$**

Т.С. ВАРЖАПЕТЯН<sup>1</sup>, Г.Т. АХУМЯН<sup>2</sup>, В.В. БАБУШКИН<sup>2</sup>,  
Д.Г. САРКИСЯН<sup>1</sup>, А. АТВАРС<sup>3</sup>, М. АУЗИНЬШ<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

<sup>2</sup>Российско-армянский государственный университет, Ереван

<sup>3</sup>Лазерный центр факультета физики и математики  
Латвийского университета, Рига, Латвия

(Поступила в редакцию 16 мая 2007 г.)

Предложен метод, названный “ $L = \lambda$  зеemanовский метод” (ЛЗМ), для исследования поведения переходов сверхтонкой структуры атомов щелочных металлов между зеemanовскими подуровнями во внешних магнитных полях. ЛЗМ основан на применении наноячейки с толщиной столба паров атомов Rb  $L = \lambda$ , где  $\lambda$  – длина волны лазерного излучения (780 нм), частота которого резонансна с атомным переходом  $D_2$  линии Rb. При лазерных интенсивностях  $\sim 1$  мВт/см<sup>2</sup> в спектре пропускания наноячейки появляются спектрально-узкие ( $\sim 30$  МГц) резонансы-пики уменьшенного поглощения, расположенные точно на атомных переходах. В магнитных полях эти пики расщепляются и их амплитуда и частотное положение зависят от величины магнитного поля. Теоретическая модель хорошо описывает эксперимент.

### **1. Введение**

Целый ряд оптических и магнитооптических процессов, которые реализуются при взаимодействии узкополосного лазерного излучения с атомарными парами, нашли применение в лазерной технике, метрологии, при создании высокочувствительных магнитометров, в задачах квантовой коммуникации, записи информации и т.п. [1].

В работе [2] было показано, что при использовании наноячейки с толщиной столба паров атомов  $L \sim 150\div 300$  нм, в поле излучения лазерного диода возможно осуществлять субдоплеровскую спектроскопию паров атомов Cs, что являлось достаточным условием для разрешения сверхтонких атомных переходов линии  $D_2$ . В работах [3,4] было показано, что использование спектров резонансной флуоресценции наноячейки с толщиной столба паров атомов  $L = 0.5\lambda$  позволяет разделить и исследование атомных переходов сверхтонкой структуры атомов <sup>87</sup>Rb, линии  $D_1$ , переходов  $F_g = 1,2 \rightarrow F_e = 1,2$  между зеemanовскими подуровнями в магнитных полях ( $>100$  Гс).

В настоящей работе предлагается новый метод, основанный на использовании спектрально-узких, так называемых VSOP (Velocity Selective Optical Pumping/Saturation) резонансов-пиков, которые формируются при лазерных интенсивностях  $\sim 1$  мВт/см<sup>2</sup> в спектре пропускания наноячейки с толщиной столба паров атомов Rb  $L = \lambda$ , где  $\lambda$  – длина волны лазерного излучения (780 нм), частота которого резонансна с атомным переходом Rb линии D<sub>2</sub>. Пики VSOP уменьшенного поглощения расположены точно на атомных переходах [5-9]. Во внешних магнитных полях эти пики расщепляются на несколько новых пиков, число которых зависит от квантовых чисел F нижнего и верхнего уровней [10-13]. Амплитуда пиков и их частотное положение зависят от величины магнитного поля. Физическое объяснение образования VSOP резонансов (пиков) проведем для конкретных атомных уровней, используемых в настоящем эксперименте: нижние уровни  $F_g = 1, 2$  основного состояния <sup>87</sup>Rb 5S<sub>1/2</sub> и возбужденные уровни  $F_e = 0, 1, 2$  состояния 5P<sub>3/2</sub>. Пики VSOP возникают в результате того, что атом с основного уровня  $F_g = 1$ , поглотив лазерный фотон, переходит на возбужденные уровни  $F_e = 1, 2$  и далее спонтанно переходит либо на основной уровень  $F_g = 2$ , либо на  $F_g = 1$ . Это явление называется оптической накачкой (ОН) [14]. В результате ОН часть атомов переходит на уровень  $F_g = 2$  и уменьшается число атомов, способных поглотить лазерное излучение с уровня  $F_g = 1$ , что приводит к уменьшению поглощения с этого уровня. Эффективность процесса ОН определяется выражением [6]

$$\eta \sim \frac{\Omega^2 \gamma_N t}{(\Delta + \mathbf{k}\mathbf{v})^2 + \Gamma^2}, \quad (1)$$

которое зависит от интенсивности возбуждающего излучения и от дипольного момента соответствующего перехода через частоту Раби  $\Omega$ . Здесь  $\gamma_N$  – радиационная ширина верхнего уровня,  $t$  – время взаимодействия излучения с атомом,  $\Delta$  – частотная отстройка от резонанса,  $\mathbf{k}\mathbf{v}$  – член, учитывающий эффект Доплера,  $\Gamma$  – сумма однородных и неоднородных уширений. Из (1) видно, что чем больше время взаимодействия  $t$ , тем выше эффективность ОН. Так как диаметр пучка  $\sim 1$  мм, а расстояние между стенками наноячейки равно 780 нм, то время пролета через диаметр пучка (которое определяет время взаимодействия  $t$  для атомов, летящих перпендикулярно к лазерному пучку) в среднем отличается более чем на три порядка по сравнению с временем пролета от стенки до стенки, которое уже определяет время взаимодействия  $t$  для атомов, летящих вдоль лазерного пучка. Однако для атомов, летящих перпендикулярно к лазерному пучку,  $\mathbf{k}\mathbf{v} = 0$ , а само выражение (1) принимает максимальное значение при  $\Delta = 0$ , поэтому пики VSOP находятся точно на атомных переходах [5-9]. Из формулы (1) видно также, что изменение вероятности (дипольного момента) для атомного перехода приводит к изменению частоты Раби и, как следствие, к изменению эффективности процесса ОН. Это проявляется в возрастании или убывании амплитуды пика VSOP.

## 2. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Для обеспечения возможности плавного изменения толщины  $L$  в экспериментах использовалась наноячейка с клиновидным зазором между окнами. При этом толщина  $L$ , которая обуславливает длину столба паров, могла меняться в широком диапазоне 300–3000 нм. Конструкции наноячеек приведены в работах [2,5,7-9,15]. Пучок одночастотного диодного лазера ( $\lambda = 780$  нм, спектральная ширина  $\sim 5$  МГц) диаметром  $\sim 1$  мм направлялся на наноячейку (под углом, близким к нормальному) с толщиной столба паров Rb  $L = \lambda$ , где  $\lambda$  – длина волны лазерного излучения (780 нм), частота которого резонансна с атомным переходом  $D_2$  линии Rb. Наноячейка 5 была помещена в центре системы колец Гельмгольца 6. Для предотвращения обратной связи применялся Фарадей-изолятор 2. Для формирования излучения с круговой поляризацией дополнительно использовалась  $\lambda/4$ -пластинка 3, просветленная на  $\lambda = 780$  нм. Часть излучения накачки направлялась во вторую (реперную) наноячейку с Rb 7, находящуюся при нулевом магнитном поле, спектр поглощения которой использовался в качестве частотного репера. Температура источника атомов составляла  $110^\circ\text{C}$ , что соответствует плотности паров  $N \sim 10^{13}$  ат/см<sup>3</sup>; для предотвращения конденсации паров на окнах наноячейки температура окон поддерживалась на уровне  $\sim 140^\circ\text{C}$ . Интенсивность излучения составляла  $\sim 1$  мВт/см<sup>2</sup>. Магнитное поле направлялось вдоль направления распространения лазерного излучения. Спектры пропускания регистрировались с помощью фотоприемников 8, сигналы с которых поступали на двухлучевой цифровой осциллограф.

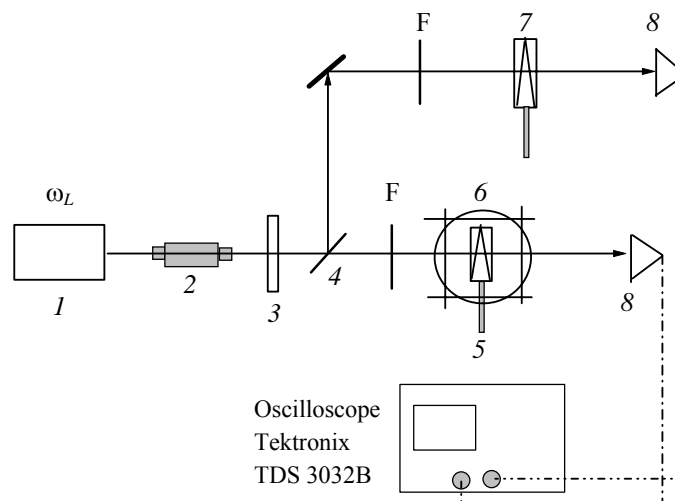


Рис.1. Схема экспериментальной установки. 1 – диодный лазер,  $\lambda = 780$  нм, ширина линии  $\sim 5$  МГц; 2 – Фарадей-изолятор; 3 –  $\lambda/4$ -пластинка; 4 – делительная пластинка; 5 – наноячейка с парами Rb, помещенная в катушки Гельмгольца; 6 – катушки Гельмгольца; 7 – реперная наноячейка с парами Rb; 8 – фотоприемники, F – оптические фильтры.

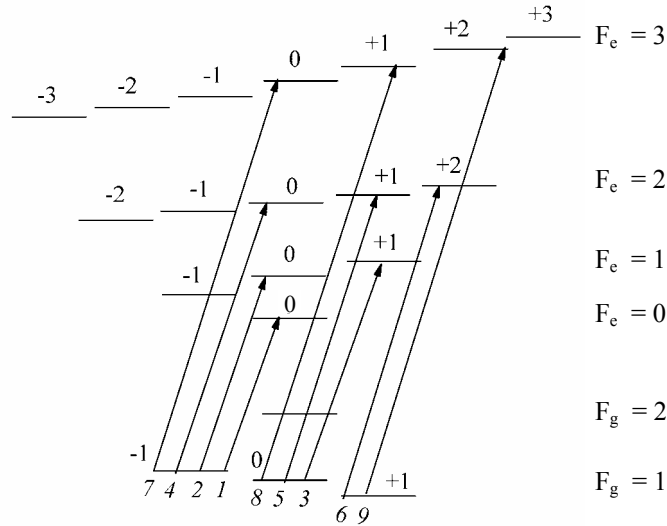


Рис.2. Диаграмма уровней  $D_2$  линии  $^{87}\text{Rb}$  в магнитном поле и возможные атомные переходы при  $\sigma^+$  поляризации возбуждающего лазерного излучения.

Диаграмма уровней  $D_2$  линии  $^{87}\text{Rb}$  во внешнем магнитном поле и возможные атомные переходы при поляризации возбуждающего лазерного излучения  $\sigma^+$  (левый круг) представлены на рис.2.

### 3. Результаты и обсуждение

Исследование VSOP резонансов, которые формируются в наноячейке, позволяет получить, идентифицировать и исследовать атомные переходы между зеемановскими подуровнями в спектре пропускания  $^{87}\text{Rb}$  на  $D_2$  линии, в интервале магнитных полей 5 – 220 Гс для атомных переходов  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0$ ;  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$ ;  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$  (а также  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$ ) при поляризациях возбуждающего лазерного излучения  $\sigma^+$  (левый круг) и  $\sigma^-$  (правый круг). Экспериментально исследованы атомные переходы, для которых выполняются правила отбора для квантового числа  $\Delta F = 0, \pm 1$  ( $\Delta F = 2$ );  $\Delta m_F = \pm 1$ : 1)  $F_g = 1, m_F = -1, 0, +1 \rightarrow F_e = 2, m_F = 0, +1, +2$ ; 2)  $F_g = 1, m_F = -1, 0 \rightarrow F_e = 1, m_F = 0, +1$ ; 3)  $F_g = 1, m_F = -1 \rightarrow F_e = 0$ ; 4)  $F_g = 1, m_F = -1, 0, +1 \rightarrow F_e = 2, m_F = 0, -1, -2$ ; 5)  $F_g = 1, m_F = 0, +1 \rightarrow F_e = 1, m_F = -1, 0$ ; 6)  $F_g = 1, m_F = +1 \rightarrow F_e = 0$ .

На рис.3 приведены теоретические величины частотного положения атомных переходов между зеемановскими подуровнями (в нашем случае VSOP резонансов) для  $^{87}\text{Rb}$  на  $D_2$  линии, для переходов  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0, 1, 2, 3$  при поляризации возбуждающего лазерного излучения  $\sigma^+$ , в зависимости от величины внешнего магнитного поля, полученные по теоретической модели, разработанной в [3,4,12,13]. Из рис.3 можно определить частотный сдвиг атомных переходов от первоначальных положений при нулевом магнитном поле; этот сдвиг отсчитывается от перехода  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$  (при  $B \approx 0$ ), что удобно для сравнения с экспериментом. Как видно из рис.3, линейный эффект Зеемана, то есть случай, когда частотный сдвиг VSOP резонанса

от

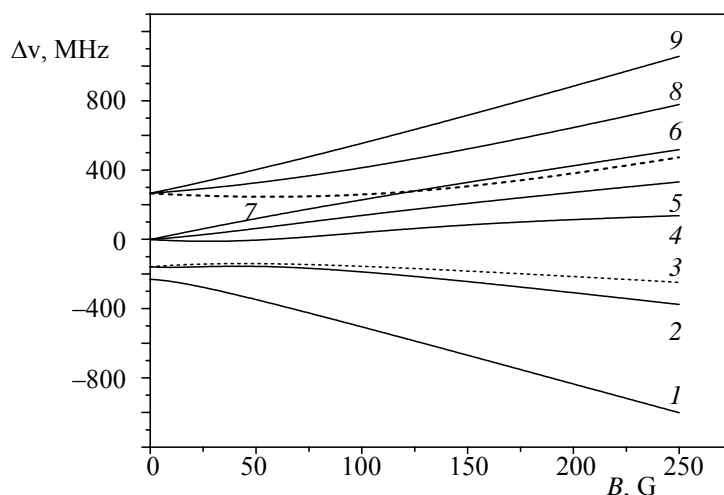


Рис.3. Теоретические величины частотного положения атомных переходов для  $^{87}\text{Rb}$  на  $D_2$  линии, для переходов  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0, 1, 2, 3$  при  $\sigma^+$  поляризации лазера, в зависимости от магнитного поля (номераами отмечены соответствующие переходы, см. рис.2).

первоначального положения пропорционален величине магнитного поля, наблюдается приблизительно до магнитных полей 20÷50 Гс (это зависит от конкретного перехода), а при более сильных полях происходит отклонение от линейности. На рис.4 приведены теоретические величины зависимости амплитуд вероятностей атомных переходов (которые фактически соответствуют амплитудам резонансов VSOP) от величины магнитного поля (номераами отмечены соответствующие переходы, представленные на рис.2). Как видно, при небольших магнитных полях (< 5 Гс) вероятности атомных переходов на кривых под номерами 6, 5 и 4 соотносятся как 6:3:1, однако это соотношение быстро изменяется при увеличении магнитного поля, и уже при  $B \sim 50$  Гс вероятности этих трех переходов становятся одинаковыми. Также следует отметить, что вероятности переходов для  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$ , будучи нулевыми при  $B \approx 0$ , быстро возрастают с увеличением магнитного поля, что позволяет регистрировать эти переходы при  $B > 100$  Гс.

На рис.5 приведены спектры пропускания для атомных переходов  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0, 1, 2$ . Нижняя кривая – спектр пропускания для реперной наноячейки, которая показывает положение атомных переходов, то есть VSOP резонансов (с шириной  $\sim 30$  МГц) при  $B \approx 0$  и относительно которой (переход  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ ) измеряется сдвиг атомных частот в основной наноячейке в магнитном поле, которое направлено вдоль распространения лазерного излучения. На верхней кривой приведен спектр пропускания наноячейки при  $B \approx 30$  Гс, при  $\sigma^+$  поляризации возбуждающего лазера (номераами отмечены соответствующие переходы, представленные на рис.2). На рис.5 отчетливо видны расщепление и сдвиги частот трех VSOP резонансов 6, 5 и 4. Что каса-

ются пиков VSOP 2,3, то они частично спектрально разрешены и приведены в пунктирном овале. Переход  $F_g = 1, m_F = -1 \rightarrow F_c = 0, m_F = 0$  на рисунке почти не виден (отмечен номером 1), поскольку его амплитуда при  $B \approx 30$  Гс практически равна нулю. Рассчитанные амплитуды и частотное положение VSOP пиков получены из рис.3 и 4. Как видно, наблюдается хорошее согласие эксперимента и теории.

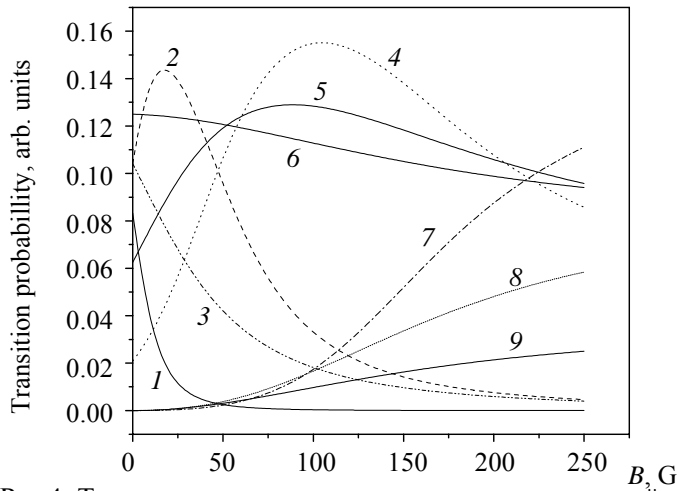


Рис.4. Теоретические величины амплитуд вероятностей атомных переходов при  $\sigma^+$  поляризации возбуждающего излучения в зависимости от величины магнитного поля.

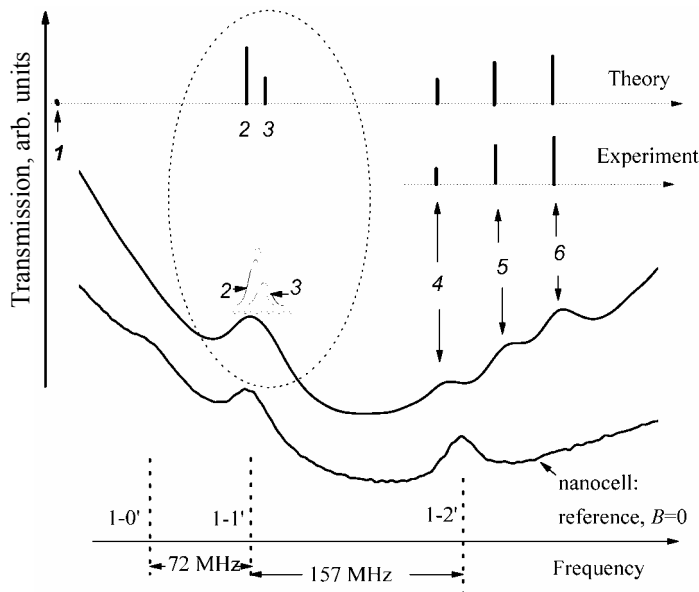


Рис.5. Спектры пропускания наноячейки для атомных переходов  $F_g = 1 \rightarrow F_c = 0, 1, 2$ . Нижняя кривая – спектр пропускания реперной наноячейки при  $B = 0$ , относительно которой (переход  $F_g = 1 \rightarrow F_c = 2$ ) измеряется частотный сдвиг VSOP пиков в основной наноячейке в магнитном поле. Верхняя кривая – спектр пропускания наноячейки-

ки;  $B \approx 30$  Гс;  $\sigma^+$  поляризация лазера (номераи отмечены соответствующие переходы, см. рис.2).

На рис.6 приведены спектры пропускания для атомных переходов  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0,1,2$  при возрастании магнитного поля: 53, 75, 84, 93, 106 Гс. Как видно из рисунка, амплитуды пиков VSOP 4,5 с увеличением магнитного поля возрастают, в то время как амплитуды пиков 2,3 быстро уменьшаются и уже при  $B \sim 100$  Гс практически не видны. Такое поведение пиков VSOP 2,3,4,5 хорошо согласуется с теоретической моделью, представленной на рис.4. Отметим также хорошее согласие экспериментальной величины частотных сдвигов пиков VSOP 2,3,4,5 с теоретическими данными, представленными на рис.3.

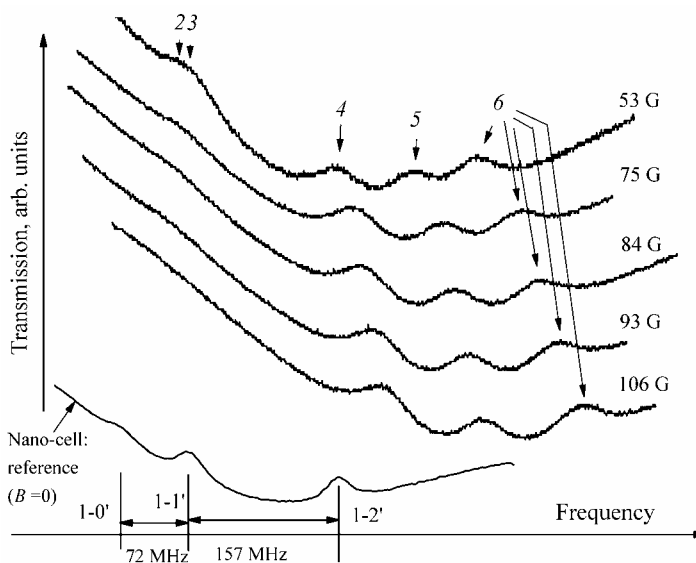


Рис.6. Спектры пропускания наноячейки для переходов  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0,1,2$  при возрастании магнитного поля  $B$ . Амплитуды VSOP пиков 4,5 возрастают с увеличением  $B$ , в то время как амплитуды VSOP пиков 2,3 быстро уменьшаются.

Экспериментально обнаружено, что при относительно небольших магнитных полях ( $\sim 100$  Гс) при  $\sigma^+$  поляризации лазера также регистрируются атомные переходы, для которых выполняются новые правила отбора для квантового числа  $\Delta F = 2$ ;  $\Delta m_F = \pm 1$ . При этом вероятность данных переходов возрастает с увеличением магнитного поля. Отметим, что при  $B = 0$  переходы с  $\Delta F = 2$  сильно запрещены (см. рис.4). При  $B \sim 200$  Гс вероятность перехода  $F_g = 1, m_F = -1 \rightarrow F_e = 3, m_F = 0$  (пик VSOP 7) сравнивается с вероятностью перехода  $F_g = 1, m_F = +1 \rightarrow F_e = 2, m_F = +2$  (пик VSOP 6), а частоты этих переходов расположены близко с интервалом между ними  $\sim 40$  МГц. При  $B \sim 200$  Гс легко регистрируется также переход  $F_g = 1, m_F = 0 \rightarrow F_e = 3, m_F = +1$  (пик VSOP 7). На рис.7 все вышеуказанные переходы приведены при  $B \sim 217$  Гс и пики VSOP отмечены соответствующими номерами. Из сравнения с теоретичес-

кой моделью (рис.3,4) видно, что, как и ранее, наблюдается хорошее согласие с экспериментом: действительно, пик VSOP 7, соответствующий переходу с

$\Delta F = 2$ , имеет амплитуду, равную амплитуде пика VSOP 6, а VSOP пик 8, также соответствующий переходу с  $\Delta F = 2$ , имеет амплитуду примерно в 2 раза меньшую, чем VSOP пики 6 и 7. Амплитудное и частотное поведение пиков VSOP 4,5,6,7,8 хорошо согласуется с теоретическими данными, представленными на рис.3,4.

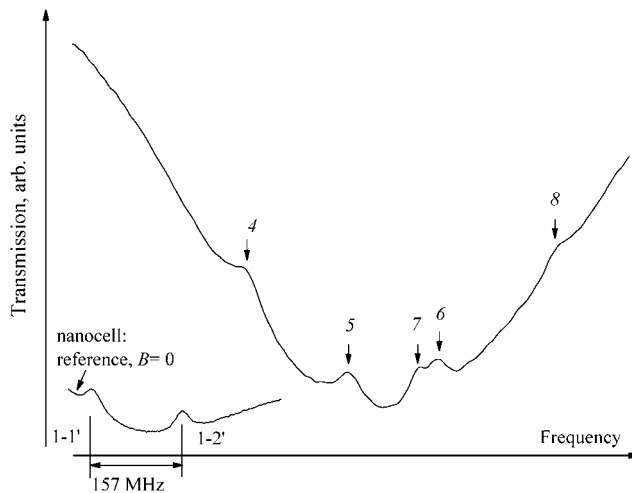


Рис.7. Спектры пропускания наноячейки для переходов  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0,1,2,3$ ;  $B \sim 217$  Гс. VSOP пик 7, соответствующий переходу с  $\Delta F = 2$ , имеет амплитуду, равную амплитуде пика 6, а VSOP пик 8, также соответствующий переходу с  $\Delta F = 2$ , имеет амплитуду примерно в 2 раза меньшую, чем пики 6 и 7.

Экспериментально обнаружено, что поведение атомных переходов, возбуждаемых лазером с  $\sigma^+$ -поляризацией, значительно отличается от поведения атомных переходов, возбуждаемых лазером с  $\sigma^-$ -поляризацией (в настоящей работе результаты при возбуждении лазером с  $\sigma^-$  не приведены). К примеру, вероятности для атомных переходов, для которых  $\Delta F = 2$ , при возбуждении лазером с  $\sigma^-$ -поляризацией значительно меньше, чем при возбуждении  $\sigma^+$ -поляризацией (поэтому переходы, для которых  $\Delta F = 2$ , при  $\sigma^-$  возбуждении не наблюдаются на эксперименте).

Проведенные исследования показали, что атомный переход  $F_g = 1$ ,  $m_F = +1 \rightarrow F_e = 2$ ,  $m_F = +2$  (которому соответствует VSOP пик 6) является удобным для определения величины магнитного поля в интервале 5 – 220 Гс. Отклонение частоты VSOP пика 6 измерялось по отношению к положению того же атомного перехода при  $B \approx 0$ . При магнитных полях  $B < 40$  Гс частотное отклонение составляет 2.56 МГц /Гс. При полях  $B > 40$  Гс вплоть до 220 Гс частотное отклонение немного уменьшается, однако остается достаточно большим ( $\sim 2$  МГц /Гс). Было выявлено, что амплитуда VSOP пика 6 в интервале магнитных полей 5 – 220 Гс остается достаточно большой (и при



этом амплитуда изменяется слабо), что обеспечивает надежную регистрацию внешнего магнитного поля с точностью 3–5%. Поэтому этот атомный переход при  $\sigma^+$ -поляризации лазера может быть использован для магнитометра, позволяющего измерение как однородных, так и сильно неоднородных магнитных полей с пространственным разрешением  $\sim 780$  нм.

Отметим ряд преимуществ метода ЛЗМ по сравнению с методом, изложенным ранее в работах [3,4], который был основан на использовании резонансной флуоресценции наноячейки с толщиной столба паров  $L = 0.5\lambda$ . В методе ЛЗМ достигается более высокое спектральное разрешение и для его реализации требуется почти на два порядка меньшая лазерная мощность; кроме того, техническая реализация ЛЗМ проще.

Следует отметить, что спектральное разрешение, достигаемое методом ЛЗМ, может быть реализовано также при использовании хорошо сколлимированных атомных пучков (с использованием вакуумных труб длиной 3–4 метра, в которых формируется атомный пучок) или же установок, в которых производится охлаждение атомов. Однако применение атомной пучковой техники или охлажденных атомов для исследования атомных переходов между зеемановскими подуровнями является сложной и дорогостоящей задачей, в то время как для метода ЛЗМ достаточно лишь наличие доступных дешевых диодных лазеров и наноячейки, заполненной щелочным металлом.

Авторы выражают благодарность А.С. Саркисяну за изготовление наноячеек, А.В. Папояну за полезные обсуждения и А.А. Нерсисяну за техническую помощь. Авторы Т.В., Г.А., В.Б. и Д.С. выражают благодарность за финансовую поддержку по тематической программе 0044 МОиН Армении, ANSEF Grant 05-PS-opt-0813-233, SCOPES Grant IB7320-110684/1 и INTAS South-Caucasus Grant 06-100017-9001. А.Атварс благодарит Европейский Социальный Фонд за финансовую поддержку.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *D.Budker, D.F.Kimball, D.P.DeMille*. Atomic Physics. Oxford University Press, Great Britain, 2004.
2. *D.Sarkisyan, D.Bloch, A.Papoyan, M.Ducloy*. Opt. Commun., **200**, 201 (2001).
3. *D.Sarkisyan, A.Papoyan, T.Varzhapetyan, K.Blush, M.Auzinsh*. Optics and Spectroscopy, **96**, 328 (2004).
4. *D.Sarkisyan, A.Papoyan, T.Varzhapetyan, K.Blush, M.Auzinsh*. JOSA B, **22**, 88 (2005).
5. *S.Briaudeau, D.Bloch, M.Ducloy*. Phys. Rev. A, **59**, 3723 (1999).
6. *G.Nikogosyan, D.Sarkisyan, Yu.Malakyan*. J. Opt. Technol., **71**, 602 (2004).
7. *D.Sarkisyan, T.Varzhapetyan*, et al. Phys. Rev. A, **69**, 065802 (2004).
8. *D.Sarkisyan, T.Varzhapetyan*, et al. Proc. SPIE, **6257**, 625701 (2006).
9. *A.Sargsyan, D.Sarkisyan, A.Papoyan*. Phys. Rev. A, **73**, 033803 (2006).
10. *N.Papageorgiou, A.Weis, V.A.Sautenkov, D.Bloch, M.Ducloy*. Appl. Phys. B, **59**, 123 (1994).
11. *P.Tremblay, A.Nichaud, M.Levesque*, et al. Phys. Rev. A, **42**, 2766 (1990).
12. *A.Papoyan, D.Sarkisyan, K.Blush, M.Auzinsh, D.Bloch, M.Ducloy*. Laser Physics, **13**, 1467 (2003).
13. *D.Sarkisyan, A.Papoyan, T.Varzhapetyan, J.Alnis, K.Blush, M.Auzinsh*. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, **6**, S142 (2004).

14. *A.Sargsyan, D.Sarkisyan, D.Staedter, A.M.Akulshin*. Optics and Spectroscopy, **101**,762 (2006).
15. *G.Dutier, A.Yarovitski, S.Saltiel, A.Papoyan, D.Sarkisyan, D.Bloch, M.Ducloy*. Euro-physics Letters, **63**, 35 (2003).

ԱՐՏԱՔԻՆ ՍԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԱՏՈՍԱՅԻՆ ԳԾԵՐԻ ՎԱՐՔԻ  
ՌԻՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ  $L = \lambda$  ԳՈՒՆՈՐՇԻՆԵՐԻ ՍՅԱՆ ՀԱՍՏՈՒԹՅԱՄԲ ՆԱՆՈՐԶՁԻ  
ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ

Տ.Ս. ՎԱՐԺԱՊԵՏՅԱՆ, Ի.Թ. ՀԱԽՈՒՄՅԱՆ, Վ.Վ. ԲԱԲՈՒՇԿԻՆ,  
Դ.Հ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Ա. ԱՏՎԱՐՍ, Մ. ԱՈՒԶԻՆՇ

Առաջարկված է “ $L = \lambda$  զեեմանյան մեթոդ” ( $L\lambda$ ), որը հնարավորություն է տալիս ուսումնասիրել գերնուրբ կառուցվածքի անցումների վարքը, զեեմանյան ենթամակարդակների միջև արտաքին մագնիսական դաշտում, ալկալիական մետաղների համար:  $L\lambda$ -ում կիրառվում են նանոբջիջներ, որոնց համար Rb-ի գոլորշիների սյան հաստությունը հավասար է  $^{87}\text{Rb}$  իզոտոպի  $D_2$  գծի ռեզոնանսային կլանման ալիքի երկարությանը:  $1\text{մՎտ/սմ}^2$  ինտենսիվությունների դեպքում, անցման սպեկտրում հայտնաբերվում են կլանման փոքրացման ռեզոնանսային նեղ ( $\sim 30$  ՍՀց) պիկեր, որոնք ճշտությամբ գտնվում են ատոմային անցումների վրա: Մագնիսական դաշտում այդ պիկերը տրոհվում են: Դրանց ամպլիտուդները և հաճախային դիրքերը կախված են մագնիսական դաշտի մեծությունից: Փորձը մեծ ճշտությամբ նկարագրվում է տեսական մոդելով:

STUDY OF BEHAVIOR OF ATOMIC TRANSITIONS IN A MAGNETIC FIELD  
WITH THE USE OF A NANOCCELL WITH THE THICKNESS  $L = \lambda$

T.S. VARZHAPETYAN, H.T. HAKHUMYAN, V.V. BABUSHKIN,  
D.H. SARKISYAN, A. ATVAR, M. AUZINSH

A new method called “ $L=\lambda$  Zeeman technique” is proposed to study the behavior of alkaline atomic transitions between Zeeman sublevels in external magnetic fields. This technique is based on the employment of a nanocell with the thickness of atomic vapor column  $L = \lambda$ , where  $\lambda$  is the wavelength of the resonant laser radiation. In the case of laser radiation intensities  $\sim 1\text{mW/cm}^2$  narrow peaks of reduced absorption centered on the atomic transitions appear in the transmission spectrum of the nanocell. In the magnetic field these peaks split into several peaks for which the amplitude and the frequency position depend on the magnitude of the applied field. Comparison of results of the theoretical model with the experimental data reveals a good consistency.