

УДК 535.343.4

## ОПТИЧЕСКИЙ МАГНИТОМЕТР С СУБМИКРОННОЙ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТЬЮ НА ОСНОВЕ ПАРОВ Rb

Г.Т. АХУМЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR CNRS 5209

Université de Bourgogne, 21078 Dijon Cedex, France

(Поступила в редакцию 6 декабря 2011 г.)

Экспериментально показано, что использование спектров флуоресценции и пропускания наноячейки с толщиной столба паров атомов Rb  $L = \lambda/2$  и  $L = \lambda$ , соответственно, для флуоресценции и пропускания (где  $\lambda = 794$  нм – длина волны лазера, частота которого резонансна с переходом Rb  $D_1$  линии), получаемых с помощью узкополосного диодного лазера, позволяет спектральное разделение и исследование изменения вероятностей атомных переходов между основными и возбужденными состояниями сверхтонкой структуры атомов  $^{87}\text{Rb}$  и  $^{85}\text{Rb}$ , линии  $D_1$  в интервале магнитных полей 10–5000 Гс. Малые размеры толщины столба паров (~390 нм и ~794 нм) позволяют применение постоянных магнитов, что существенно упрощает создание сильных магнитных полей. Отмечены преимущества данного метода по сравнению с методом «Насыщения поглощения». Полученные результаты показывают, что на основе наноячейки с субмикронной толщиной столба  $L$  может быть создан магнитометр с субмикронным локальным пространственным разрешением, что важно в случае измерения сильно неоднородных магнитных полей. Экспериментальные данные хорошо согласуются с теоретическими результатами.

### 1. Введение

Посредством взаимодействия непрерывного узкополосного лазерного излучения с атомарными парами щелочных металлов реализуется большое число оптических и магнито-оптических процессов. Некоторые из этих процессов в последние годы нашли широкое применение в лазерных технологиях, метрологии высокого частотного разрешения, в создании высокочувствительных магнитометров [1], в задачах квантовой коммуникации, записи оптической информации и др. [2-4]. По этой причине интерес, проявляемый к этим исследованиям, продолжает оставаться очень высоким.

Хорошо известно, что в магнитных полях атомные переходы щелочных металлов испытывают расщепление на зеемановские компоненты, частотные сдвиги которых уже при умеренных магнитных полях демонстрируют отклонение от линейного сдвига. При этом, как правило, происходит также существенное изменение вероятности атомных переходов [5-9].

В работах [5-7] нами был предложен и реализован новый метод, названный « $L = \lambda$  зеэмановский метод» (ЛЗМ), для исследования поведения атомных переходов сверхтонкой структуры атомов рубидия между зеэмановскими подуровнями во внешних магнитных полях. ЛЗМ основан на применении нано-ячейки (НЯ) с толщиной столба паров атомов Rb  $L = \lambda$ , где  $\lambda$  – длина волны лазерного излучения, частота которого резонансна с атомным переходом Rb,  $D_1$  и  $D_2$  линий (794 нм и 780 нм, соответственно). При лазерных интенсивностях  $\sim 10$  мВт/см<sup>2</sup> в спектре пропускания НЯ появляются спектрально-узкие ( $\sim 15$ – $20$  МГц) оптические резонансы, селективные по скоростям атомов (ОРСС), которые проявляются в виде пика уменьшенного поглощения. ОРСС расположены точно на атомных переходах и во внешних магнитных полях они расщепляются на несколько новых ОРСС. Также в работах [8,9] была продемонстрирована целесообразность использования резонансной флуоресценции наноячейки с толщиной столба паров атомов Rb  $L = \lambda/2$ . Достижимое высокое субдоплеровское спектральное разрешение обусловлено эффектом сильного сужения спектра флуоресценции наноячейки с толщиной столба паров атомов  $L = \lambda/2$  (метод назван ФПЛ) по сравнению с обычными ячейками сантиметровой длины (для которых доплеровская ширина  $\sim 500$  МГц): при правильном подборе параметров можно получить 7-кратное сужение спектра.

Известно, что с помощью техники “Насыщенного поглощения” (НП), с использованием ячеек сантиметровой длины, также достигается субдоплеровское спектральное разрешение. В работах [10-12] с помощью техники НП исследовались спектры  $D_1$ ,  $D_2$  линий атомов Rb. Одним из существенных недостатков применения техники НП является наличие в спектре так называемых “cross-over” резонансов, которые в магнитном поле расщепляются на большое количество компонент, делая спектр предельно сложным для обработки. Это приводит к ограничению величин допустимых магнитных полей и, как правило, величина  $B$  не должна превышать 100 Гс. Другим существенным недостатком является тот факт, что процесс НП является сильно нелинейным по сравнению с методами, основанными на использовании НЯ, и поэтому амплитуда пиков уменьшенного поглощения не соответствует вероятностям атомных переходов, на частоте которых эти пики формируются, что дополнительно осложняет обработку спектров. Амплитуды пиков для обоих методов ЛЗМ и ФПЛ и их частотное положение зависят от величины приложенного магнитного поля. Применение ЛЗМ, а также ФПЛ, позволило исследовать и идентифицировать атомные переходы между зеэмановскими подуровнями в спектрах пропускания и флуоресценции атомов Rb. В частности, было показано, что атомный переход  $^{87}\text{Rb}$ ,  $D_1$  линии  $F_g = 1$ ,  $m_F = +1 \rightarrow F_e = 2$ ,  $m_F = +2$  (на рис.1 обозначен как 1) очень удобен для измерения как однородных, так и сильно неоднородных сильных магнитных полей с субмикронным пространственным разрешением, в интервале 10–5000 Гс.

Другим важным преимуществом ФПЛ и ЛЗМ является возможность использования сильных постоянных магнитов (ПМ), которые могут создавать по-

ля в несколько тысяч Гс на расстояниях в несколько сантиметров. Поле таких ПМ сильно неоднородное и градиент может достигать  $\sim 100\text{--}200$  Гс/мм, что исключает возможность использования ячеек сантиметровой длины, в то время как из-за малой толщины наноячейки ( $\sim 400$  нм) градиент величины  $B$  на 4–5 порядков меньше самой измеряемой величины  $B$ . Эта замечательная особенность наноячейки была использована при изучении спектров паров атомов в интервале 5–5000 Гс [6-9,13].

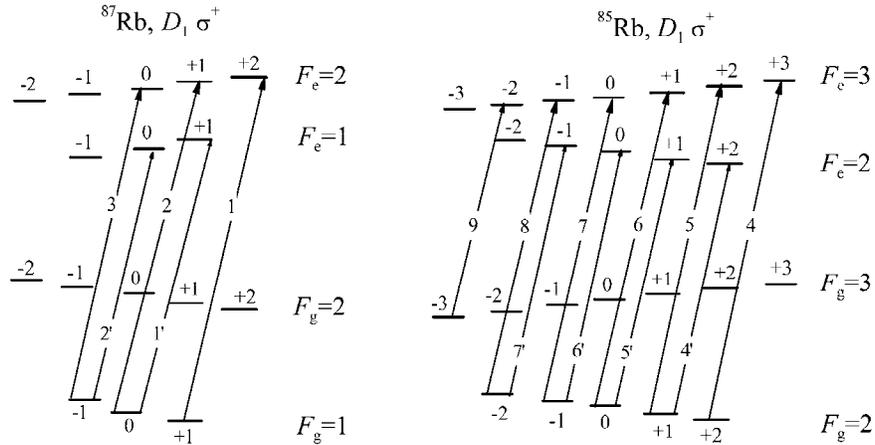


Рис. 1. Система уровней  $D_1$  линии, переходы  $F_g = 2 \rightarrow F_c = 2, 3$  и  $F_g = 3 \rightarrow F_c = 3$   $^{85}\text{Rb}$ , а также  $F_g = 1 \rightarrow F_c = 1, 2$   $^{87}\text{Rb}$  во внешнем магнитном поле. Линиями показаны разрешенные атомные переходы.

Основной задачей настоящей работы было изучение атомных переходов между зеемановскими подуровнями  $D_1$  линии  $^{85,87}\text{Rb}$  с целью измерения магнитных полей, а также проверка теоретической модели, описывающей поведение данных переходов во внешних магнитных полях.

## 2. Теоретическая модель

С целью корректной интерпретации спектров и объяснения экспериментальных результатов была разработана компьютерная модель, рассчитывающая модификацию интенсивностей различных атомных переходов между зеемановскими подуровнями и частотные сдвиги в зависимости от величины прикладываемого к атомарным парам магнитного поля  $B$  [4,7]. В основе модели использовалась математическая модель гамильтонова формализма с представлением гамильтониана взаимодействия системы с магнитным полем в матричной форме [14].

В рамках базиса состояний невозбужденной атомной системы  $|(n=5), L, J, F, m_F\rangle \equiv |F, m_F\rangle$ , матричные элементы гамильтониана взаимодействия могут быть представлены в виде

$$\langle F, m_F | \hat{H} | F, m_F \rangle = E_0(F) + \mu_B g_F m_F B_Z \quad (1)$$

для диагональных элементов, где  $E_0(F)$  – энергия состояния  $F$  сверхтонкой структуры атомов Rb при отсутствии магнитного поля,  $\mu_B$  – магнетон Бора,  $g_F$  – фактор Ланде уровня  $F$ ,  $m_F$  – проекция магнитного момента вдоль направления магнитного поля  $B_Z$ . Недиагональные матричные элементы, описывающие перемешивание зеемановских состояний, отличны от нуля при условии выполнения правил отбора для взаимодействующих состояний  $\Delta L = 0$ ,  $\Delta J = 0$ ,  $\Delta F = \pm 1$ ,  $\Delta m_F = 0$  при наличии магнитного поля и даются выражением

$$\begin{aligned} \langle F-1, m_F | \hat{H} | F, m_F \rangle = \langle F, m_F | \hat{H} | F-1, m_F \rangle = & -\frac{\mu_B B_Z}{2} (g_J - g_I) \\ & \times \left( \frac{[(J+I+1)^2 - F^2][F^2 - (J-I)^2]}{F} \right)^{1/2} \left( \frac{F^2 - m_F^2}{F(2F+1)(2F-1)} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (2)$$

Приведением гамильтониана взаимодействия при различных значениях магнитного поля к виду собственного гамильтониана (диагонализация гамильтониана), можно получить собственные значения, являющиеся энергиями зеемановских подуровней для данного значения магнитного поля, а также коэффициенты перемешивания  $\alpha_{F_g' F_g}^g(B, m_{F_g})$  и  $\alpha_{F_e' F_e}^e(B, m_{F_e})$  состояний базиса невозбужденной атомной системы, т.е. по сути, волновые функции возбужденной системы:

$$|\Psi(F_g', m_g)\rangle = \sum_{F_g} \alpha_{F_g' F_g}^g(B, m_{F_g}) |F_g, m_g\rangle \quad (3)$$

и

$$|\Psi(F_e', m_e)\rangle = \sum_{F_e} \alpha_{F_e' F_e}^e(B, m_{F_e}) |F_e, m_e\rangle. \quad (4)$$

При расчете интенсивности переходов использовался тот факт, что вероятность перехода пропорциональна квадрату дипольного момента данного перехода:

$$W \propto \sigma^2 = \Psi(F_e', m_e) |r_q^1| \Psi(F_g, m_g)^2. \quad (5)$$

Принимая во внимание выражения (3) и (4), для волновых функций основных и возбужденных состояний дипольные моменты могут быть представлены выражением

$$\Psi(F_e', m_e) |r_q^1| \Psi(F_g, m_g) = \sum_{F_g' F_e'} \alpha_{F_g' F_g}^g(B, m_{F_g}) F_e', m_e |r_q^1| F_g', m_g \alpha_{F_e' F_e}^e(B, m_{F_e}). \quad (6)$$

Применяя теорему Вигнера–Эккарта, выражение для дипольного момента может быть преобразовано в более простое с расчетной точки зрения выражение

$$\Psi(F_e, m_e) \Big| r_q \Big| \Psi(F_g, m_g) = a[F_e, m_e; F_g, m_g; q] J_e \Big| r \Big| J_g, \quad (7)$$

где введено двойное обозначение:

$$a[F_e, m_e; F_g, m_g; q] = \sum_{F'_e, F'_g} \alpha_{F'_e, F'_g}^g(B, m_{F'_g}) a(F'_e, m_e; F'_g, m_g; q) \alpha_{F'_e, F'_e}^e(B, m_{F'_e}), \quad (8)$$

$$a(F'_e, m_e; F'_g, m_g; q) = (-1)^{1+I+J_e+F'_e+F'_g-m_e} \sqrt{2J_e+1} \sqrt{2F'_e+1} \sqrt{2F'_g+1} \begin{pmatrix} F'_e & 1 & F'_g \\ -m_e & q & m_g \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} F'_e & 1 & F'_g \\ J_g & I & J_e \end{Bmatrix}. \quad (9)$$

Здесь круглые и фигурные скобки обозначают соответственно  $3j$ - и  $6j$ -символы, а  $J_e \Big| r \Big| J_g$  – приведенный дипольный момент переходов внутри тонкой структурой атомов Rb. Так как для переходов  $D_1$  и  $D_2$  квантовые числа  $J_g$  и  $J_e$  не изменяются, то следовательно, приведенные дипольные моменты также остаются неизменными. Следовательно, расчет интенсивности переходов сводится к расчету коэффициента  $a[F_e, m_e; F_g, m_g; q]$  при различных значениях магнитного поля.

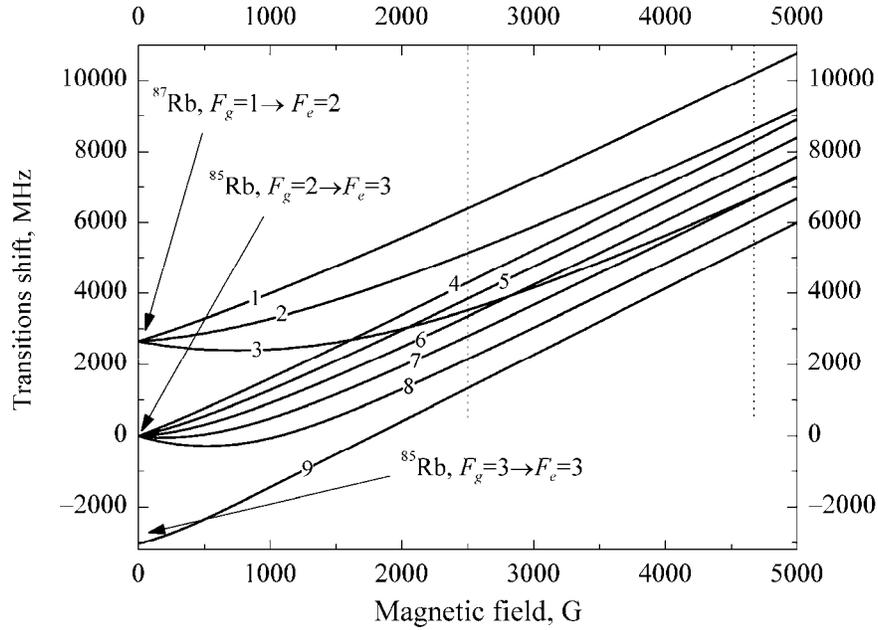


Рис.2. Теоретически рассчитанные кривые частотных сдвигов атомных переходов между сверхтонкой структурой атомов Rb во внешнем магнитном поле. Цифрами от 1 до 9 отмечены кривые в соответствии с нумерацией переходов на рис.1.

На рис.2 представлены теоретические кривые, рассчитанные по вышеизложенной модели, для девяти переходов, наблюдаемых на эксперименте при величине магнитного поля выше 2500 Гс (см. рис.1). Нумерация кривых соответствует номерам переходов, изображенных на диаграмме, представленной на рис.1. Стрелками отмечены три группы кривых, соответствующих переходам с различных основных состояний изотопов  $^{85}\text{Rb}$  и  $^{87}\text{Rb}$ ,

$D_1$  линии: переходам  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ ,  $^{87}\text{Rb}$  соответствуют кривые под номерами 1–3;  $F_g = 2 \rightarrow F_e = 3$ ,  $^{85}\text{Rb}$  – кривые под номерами 4–8 и  $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3$ ,  $^{85}\text{Rb}$  – кривая под номером 9. Интенсивности других переходов быстро убывают с нарастанием магнитного поля и по этой причине теоретически рассчитанные кривые, соответствующие этим переходам, не представлены на рис.2.

### 3. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки приведена на рис.3: ECDL (Extended cavity diode laser) – непрерывный диодный лазер с  $\lambda = 794$  нм и шириной  $\sim 1$  МГц (область перестройки частоты составляет несколько десятков ГГц), FI – фарадеевский изолятор, RC – реперная ячейка, 1 –  $\lambda/4$  пластина (просветленная на  $\lambda = 794$  нм) для получения циркулярно-поляризованного излучения накачки  $\sigma^+$  (левый круг), 2 – постоянные магниты (ПМ) в виде диска ( $\varnothing = 50$  мм и толщина  $\sim 8$  мм) с отверстием  $\varnothing = 2$  мм для прохождения лазерного излучения (ПМ крепились на двух немагнитных столиках с возможностью плавного изменения расстояния между ними), 3 – наночейка с парами Rb, 4 – фотоприемники на основе фотодиодов ФД-24К, имеющих приемную апертуру  $\sim 1$  см<sup>2</sup> (наличие большой апертуры важно для регистрации слабых сигналов флуоресценции). Сигнал с фотодиода усиливался операционным усилителем и подавался на четырехлучевой цифровой осциллограф Tektronix TDS2014B – 5. Часть излучения лазера направлялась на ячейку с рубидием, в которой с помощью НП либо ещё одной НЯ формировался спектр, который являлся частотным репером для спектров, полученных с помощью наночейки во внешнем магнитном поле [15].

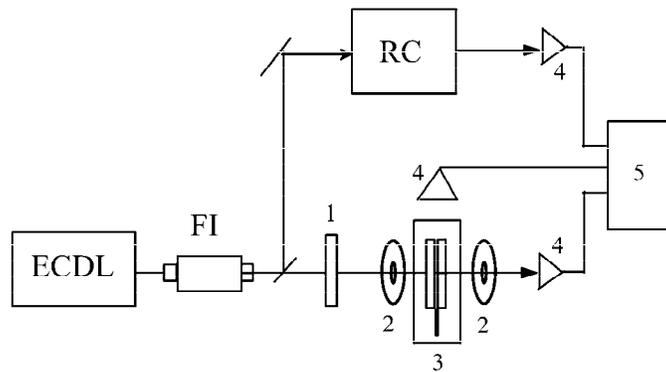


Рис.3. Схема экспериментальной установки. ECDL – непрерывный диодный лазер,  $\lambda = 794$  нм, ширина линии 1 МГц; FI – фарадеевский изолятор; RC – реперная ячейка; 1 – четвертьволновая пластина; 2 – постоянные магниты; 3 – наночейки с парами Rb, 4 – фотоприемники; 5 – осциллограф.

Магнитное поле  $B$  направлялось вдоль направления  $z$  распространения лазерного излучения ( $\mathbf{B} \parallel \mathbf{k}$ ). Флуоресценция паров Rb регистрировалась в на-

правлении, перпендикулярном направлению распространения излучения лазера, а прохождение – в направлении распространения лазерного излучения. Для получения минимальной ширины спектров важно, чтобы лазерное излучение направлялось перпендикулярно к окнам НЯ. Печка с НЯ внутри помещалась между двумя ПМ (см. рис.3) и при изменении расстояния между ними плавно изменялась величина  $B$ , прикладываемая к парам Rb. Магнитное поле измерялось с помощью откалиброванного магнитометра на основе датчика Холла (ошибка измерения составляла  $\sim 2\%$ ).

#### 4. Результаты и обсуждение

На рис.1 приведены диаграммы для  $^{87,85}\text{Rb}$ ,  $D_1$  линии при использовании циркулярно поляризованного  $\sigma^+$  лазерного возбуждения, которое индуцирует переходы между магнитными подуровнями  $m_F$  ( $^{87}\text{Rb}$ ,  $5S_{1/2}$ ,  $F_g = 1 \rightarrow 5P_{1/2}$ ,  $F_e = 1, 2$ ;  $^{85}\text{Rb}$ ,  $5S_{1/2}$ ,  $F_g = 2 \rightarrow 5P_{1/2}$ ,  $F_e = 2, 3$  и  $^{85}\text{Rb}$ ,  $5S_{1/2}$ ,  $F_g = 3 \rightarrow 5P_{1/2}$ ,  $F_e = 3$ ), с правилом отбора  $\Delta m_F = +1$  [16]. Мощность излучения лазера 2 мВт, при диаметре пучка 2 мм. На рис.4 приведен спектр флуоресценции наночаечки с  $L = \lambda/2$ , при величине магнитного поля 2500 Гс (на рис.2 для удобства проведена вертикальная пунктирная линия (левая), соответствующая значению магнитного поля 2500 Гс). При полях вплоть до 400 Гс 14 компонент могут быть зарегистрированы (соответствующая нумерация переходов приведена на рис.1). Наиболее сильными являются переходы, отмеченные цифрами 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8. Более того, амплитуды этих линий продолжают возрастать при увеличении магнитного поля вплоть до 5000 Гс. Как видно, для определения величины магнитного поля удобным является переход  $^{87}\text{Rb}$ ,  $F_g = 1$ ,  $m_F = +1 \rightarrow F_e = 2$ ,  $m_F = +2$ , поскольку он имеет наибольшую амплитуду (среди переходов 1, 2, 3) и при всех величинах  $B$  не перекрывается с другими компонентами. Что касается перехода  $^{87}\text{Rb}$ ,  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$ , который дает две компоненты между зеемановскими подуровнями, на эксперименте при  $B > 700$  Гс в спектрах флуоресценции (для  $\sigma^+$ -излучения) они не проявляются, поскольку вероятности этих переходов с увеличением магнитного поля быстро убывают до нуля. Спектральная ширина флуоресценции составляет 110–120 МГц, однако при более тщательном подборе параметров может быть уменьшена до  $\sim 70$  МГц. Отметим, что амплитуды линий под номерами 4,5,6,7,8 продолжают возрастать при увеличении магнитного поля вплоть до 5000 Гс, в то время как компоненты под номерами 4',5',6',7' (переходы  $^{85}\text{Rb}$ ,  $5S_{1/2}$ ,  $F_g = 2 \rightarrow 5P_{1/2}$ ,  $F_e = 2$ ) на эксперименте при  $B > 700$  Гс в спектрах уже отсутствуют, поскольку вероятности этих переходов (для  $\sigma^+$ -излучения) с увеличением магнитного поля быстро убывают до нуля. Интересно отметить, что вероятность перехода под номером 8 быстро возрастает с увеличением магнитного поля и уже при полях  $\sim 1000$  Гс составляет  $A(4)/A(8) \approx 1$ , в то время как первоначальное отношение вероятностей  $A(4)/A(8) = 15$  (при  $B = 0$ ). Интересно также поведение компоненты под номером 9, которая при  $B \approx 2500$  Гс смещается от первоначального положения на 4.3 ГГц в высокочастотную область

и легко регистрируется в спектре в области переходов  $^{87}\text{Rb } F_g = 1 \rightarrow F_e = 1, 2$ . Данная компонента соответствует переходу  $^{85}\text{Rb } F_g = 3, m_F = -3 \rightarrow F_e = 3, m_F = -2$ . Уже при значении магнитного поля  $\approx 290$  Гс амплитуда компоненты 9 возрастает более чем в 3 раза, становясь преобладающей по амплитуде среди компонент  $^{85}\text{Rb } F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3$ , и при полях  $\approx 2500$  Гс амплитуда данной компоненты возрастает в 6 раз, в то время как интенсивности остальных компонент практически равны нулю.

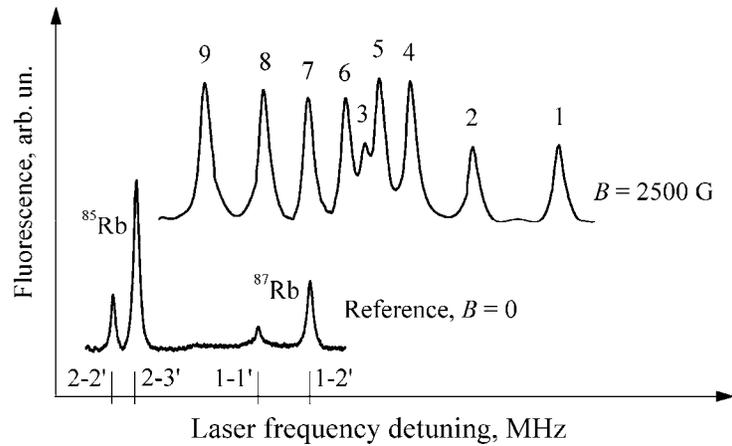


Рис.4. Спектр флуоресценции НЯ с парами Rb во внешнем магнитном поле  $B = 2500$  Гс. Цифрами обозначены пики, соответствующие переходам на рис.1.

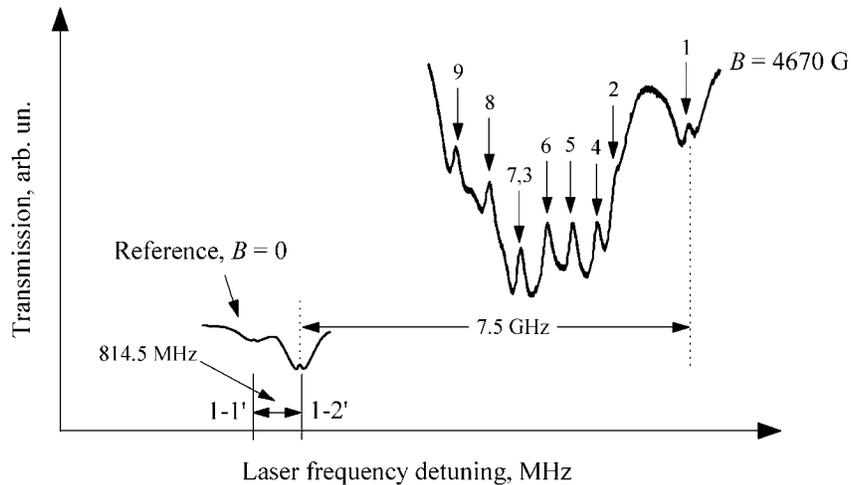


Рис.5. Спектры пропускания НЯ  $D_1$  линии  $^{85,87}\text{Rb}$  ( $L = 794$  нм) во внешнем магнитном поле  $B = 4670$  Гс. Для удобства приведена нумерация компонент, соответствующих переходам на рис.1.

На рис.5 приведен спектр пропускания для значения магнитного поля  $B \approx 4670$  Гс (правая пунктирная линия на рис.2), полученный методом изучения

атомных линий ЛЗМ в сильных магнитных полях [6], основанным на формировании пиков уменьшенного поглощения в спектрах пропускания паров при толщине  $L = \lambda$ . Заметим, что спектр флуоресценции формируется на горизонтальной прямой, в то время как при методе ЛЗМ пики уменьшенного поглощения наложены на спектры поглощения, что усложняет обработку и приводит к дополнительным неточностям. Однако, в методе ЛЗМ пики уменьшенного поглощения имеют спектральную ширину в несколько раз меньшую, чем в методе ФПЛ. Поэтому, как показано в работе [17], если для спектров флуоресценции какие-то компоненты спектрально разрешаются частично, то при методе ЛЗМ те же компоненты спектрально полностью разрешаются. Как видно из рис.5, в спектре наблюдается 8 из 9-и компонент. Это объясняется тем, что компоненты под номерами 3 и 7 имеют близкие частоты и скрыты под общим профилем, что подтверждается также теоретическим расчетом (см. рис.2).

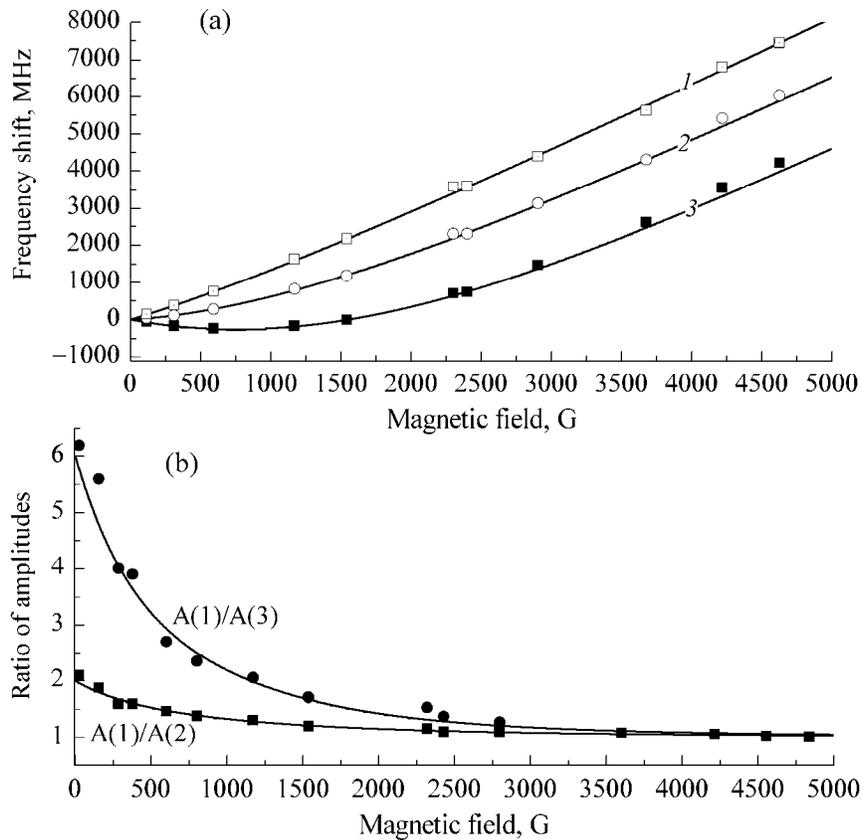


Рис.6. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов для  $D_1$  линии  $^{87}\text{Rb}$ : сплошные линии – теоретические кривые; черные квадратики – экспериментальные результаты: а) зависимость частотных сдвигов от величины магнитного поля для компонент под номерами 1, 2 и 3; б) отношение амплитуд компонент 1, 2 и 3,  $A(1)/A(2)$  и  $A(1)/A(3)$ , в зависимости от величины магнитного поля  $B$ .

На рис.6 приведены результаты сравнения экспериментальных результатов с теоретическими расчетами. На рис.6а показано сравнение для частотных сдвигов компонент под номерами 1, 2 и 3. Как видно, теоретические расчеты очень хорошо согласуются с экспериментальными результатами. По нашим оценкам, отклонение теоретических значений от экспериментальных, в зависимости от значения магнитного поля, составляет величину от 2% до 5%: при значении магнитного поля в интервале 700–1500 Гс максимальная ошибка составляет 5% (эта величина зависит от многих параметров, таких как качество реперной метки, стабильность работы лазера, степень линейности сканирования лазерной частоты и др.), и при увеличении магнитного поля, вплоть до 5000 Гс она уменьшается до значения 2%.

На рис.6б приведено сравнение значений амплитуд компонент под номерами 1, 2 и 3. Так как амплитуды резонансных пиков зависят от различных экспериментальных параметров (температура паров, интенсивность лазерного излучения), то более целесообразно приводить отношение амплитуд исследуемых компонент –  $A(1)/A(2)$  и  $A(1)/A(3)$ . Как видно из рис.6б, отношения  $A(1)/A(2)$  и  $A(1)/A(3)$  с увеличением магнитного поля стремятся к единице. Так как из теоретических расчетов и экспериментальных результатов следует, что амплитуда компоненты 1 с увеличением магнитного поля возрастает, естественно предположить, что амплитуды первоначально более слабых компонент 2 и 3 (при значении магнитного поля  $B \approx 0$  амплитуды компонент 1, 2 и 3 соотносятся как  $A(1):A(2):A(3) = 6:3:1$ ) с увеличением магнитного поля возрастают и приближаются по величине к амплитуде компоненты 1. Таким образом, сравнение теоретических расчетов с экспериментальными результатами показывает хорошее совпадение.

## 5. Заключение

Показано, что использование спектров флуоресценции и пропускания наноячейки с субмикронной толщиной столба паров атомов Rb позволяет спектральное разделение и исследование изменения вероятностей атомных переходов сверхтонкой структуры атомов  $^{85}\text{Rb}$  и  $^{87}\text{Rb}$  в интервале магнитных полей 10–5000 Гс, при  $\sigma^+$  лазерном возбуждении; в частности, для перехода под номером 8 происходит увеличение вероятности в  $\sim 15$  раз. Отмечены преимущества ФЛП и ЛЗМ по сравнению НП (ожидается, что ФЛП и ЛЗМ могут работать вплоть до 1 Тл). Малые размеры толщины столба ( $< 1$  мкм) позволяют применение сильных постоянных магнитов, что существенно упрощает создание сильных магнитных полей. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими.

Полученные результаты показывают, что на основе наноячейки с использованием компонент под номерами 1 и 2 может быть создан магнитометр с субмикронным локальным пространственным разрешением, что важно для картографирования сильно градиентных магнитных полей. Также может быть реализован частотный репер (наличие нескольких спектральных компонент с фик-

сированным частотным расстоянием между ними, относительно которых измеряются частотные расстояния в исследуемых спектрах), смещенный на несколько ГГц в высокочастотную область относительно перехода  $^{87}\text{Rb}$ ,  $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1, 2$  ( $D_1$  линия). Оба технических приложения достаточно просты в реализации и при наличии наночастицы могут быть реализованы в лабораторных условиях. Отметим, что методы ФЛП и ЛЗМ могут быть также успешно использованы для изучения  $D_1$  линий Cs, K, Na (в последнем случае может достигаться лучшее локальное пространственное разрешение  $\sim 290$  нм).

Автор выражает благодарность А.С. Саркисяну за изготовление наночастиц, Д.Г. Саркисяну за научное руководство работой, А.Д. Саргсяну и А.В. Папосяну за полезные обсуждения, а также А.Д. Саргсяну и Р.К. Мирзояну за техническое содействие. Автор благодарен также К. Леруа и Е. Пашаян-Леруа за помощь в создании теоретической модели. Исследования проведены в рамках международной совместной лаборатории IRMAS (CNRS-France & SCS-Armenia).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Е.Б.Александров**. УФН, **180**, 509 (2010).
2. **D.Budker, D.F.Kimball, D.P.DeMille**. Atomic Physics: An Exploration through Problems and Solutions. Oxford Univ. Press, 2004.
3. **D.Meschede**, Optics, Light and Lasers: The Practical Approach to Modern Aspects of Photonics and Laser Physics, Second Edition, WILEY-VCH Verlag, Weinheim, 2007.
4. **M.Auzinsh, D.Budker, S.M.Rochester**. Optically Polarized Atoms: Understanding Light-Atom Interactions, Oxford Univ. Press, 2011.
5. **Т.С.Варжапетян, Г.Т.Ахумян, В.В.Бабушкин, Д.Г.Саркисян, А.Атварс, М.Аузиньш**. Изв. НАН Армении, Физика, **42**, 338 (2007).
6. **A.Sargsyan, G.Hakhumyan, A.Papoyan, D.Sarkisyan, A.Atvars, M. Auzinsh**. Appl. Phys. Lett., **93**, 021119 (2008).
7. **G.Hakhumyan, C.Leroy, Y.Pashayan-Leroy, D.Sarkisyan, M.Auzinsh**. Opt. Comm., **284**, 4007 (2011).
8. **D.Sarkisyan, A.Papoyan, T.Varzhapetyan, K.Blush, M.Auzinsh**, JOSA B, **22**, 88 (2005).
9. **Г.Ахумян, Д.Саркисян, А.Саргсян, А.Атварс, М.Аузиньш**. Опт. и спектр., **108**, 727 (2010).
10. **M.U.Momeen, G.Rangarajan, P.C.Deshmukh**. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **40**, 3163 (2007).
11. **G.Školnik, N.Vujičić, T.Ban**. Opt. Commun., **282**, 1326 (2009).
12. **J.A.Zielinska, F.A.Beduini, N.Godbout, M.W.Mitchell**. Ultra-Narrow Faraday Rotation Filter at the Rb  $D_1$  Line. arXiv:1110.2362v1 [physics.optics] 11 Oct 2011.
13. **А.Д.Саргсян, Г.Т.Ахумян, Д.Г.Саркисян**. Изв. НАН Армении, Физика, **47**, 98 (2012).
14. **P.Tremblay, A.Nichaud, M.Levesque, S.Treiault, M.Breton, J.Beaubien, N.Cyr**. Phys. Rev. A, **42**, 2766 (1990).
15. **A.Sargsyan, A.V.Papoyan, D.Sarkisyan, A.Weis**. Europ. Phys. J. Appl. Physics, **48**, 20701 (2009).
16. **В.Демтредер**. Лазерная спектроскопия. М., Наука, 1985.
17. **G.Hakhumyan**. Proc. of conference "Laser Physics-2009", Ashtarak, Armenia, 2010, pp.33-36.

ԵՆԹԱՄԻԿՐՈՆԱՅԻՆ ԼՈՒԾՈՂԱԿԱՆՈՒԹՅԱՄԲ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ  
ՄԱԳՆԵՍԱԶԱՓ Rb-Ի ԳՈԼՈՐՇԻՆԵՐԻ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ

Հ.Թ. ՀԱԽՈՒՄՅԱՆ

Փորձնականորեն ցույց է տրված, որ Rb-ի ատոմական գոլորշիների սյան  $L = \lambda/2$  և  $L = \lambda$  (որտեղ  $\lambda = 794$  նմ Rb-ի  $D_1$  գծի անցումներին ռեզոնանսային լազերային ճառագայթման ալիքի երկարությունն է) հաստությամբ նանոբջջի համապատասխանորեն ֆլուորեսցենցիայի ու բացթողման սպեկտրերի և նեղ գծով դիտողային լազերների օգտագործումը թույլ է տալիս սպեկտրալորեն տարանջատել և ուսումնասիրել  $^{87}\text{Rb}$  ու  $^{85}\text{Rb}$ ,  $D_1$  գծի գերնուրբ կառուցվածքի հիմնական և գրգռված վիճակների միջև ատոմական անցումների հավանականությունների վոլյումիությունը 10–5000 Գաուս մագնիսական դաշտերի միջակայքում: Սյան հաստության վոլյումը չափսերը (~390 նմ և ~794 նմ) թույլ են տալիս հաստատուն մագնիսների օգտագործումը, ինչը զգալիորեն հեշտացնում է ուժեղ մագնիսական դաշտերի ստեղծումը: Նշված են ենթամիկրոնային բջիջների հիման վրա մեթոդների առավելությունները «Կլանման հազեցման» մեթոդի համեմատ: Ստացված արդյունքները ցույց են տալիս, որ ենթամիկրոնային սյան հաստությամբ նանոբջջի հիման վրա հնարավոր է ենթամիկրոնային տարածական լուծողականությամբ մագնիսաչափի ստեղծումը, ինչը կարևոր է խիստ անհամասեռ մագնիսական դաշտերի չափման համար: Փորձնական արդյունքները և տեսական հաշվարկները գտնվում են համաձայնության մեջ:

OPTICAL MAGNETOMETER WITH SUBMICRON SPATIAL  
RESOLUTION BASED ON Rb VAPORS

G.T. HAKHUMYAN

It is experimentally demonstrated that with use of fluorescence and transmission spectra of a nano-cell with the thickness of Rb atomic vapor column equal to  $L = \lambda/2$  and  $L = \lambda$  (where  $\lambda = 794$  nm is the wavelength of the radiation resonant to Rb  $D_1$  line), correspondingly, for fluorescence and transmission, obtained with the narrow-band cw diode laser allows one to resolve spectrally and study the intensity modification of separated atomic transitions from the ground to excited states of  $^{85}\text{Rb}$  and  $^{87}\text{Rb}$   $D_1$  line hyperfine structure in the range of magnetic fields 10–5000 G. A small thickness of the column (~390 nm and ~794 nm) allows using permanent magnets and this simplifies the creation of strong magnetic fields significantly. The advantages of the methods based on submicron cells usage in comparison with “Saturated absorption” method are discussed. The observed results demonstrate a possibility to build a magnetometer with submicron spatial resolution based on nano-cell usage, which is important for magnetic field mapping. A good agreement between experimental results and theoretical predictions is obtained.