

УДК 535.343.4

ИССЛЕДОВАНИЕ АТОМНЫХ ЛИНИЙ D_1 Rb В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ
ПОЛЯХ С ПОМОЩЬЮ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ ОТ ЯЧЕЙКИ С ТОЛЩИНОЙ
 $L=\lambda/2$

Г.Ахумян*, Д.Саркисян*, А.Саргсян*, А. Атварс**, М.Аузиньш**

*Институт Физических Исследований, НАН Армении, Аштарак -0203, Армения

** Факультет физики, Латвийский Университет, 19 Райнис бульв., Рига, LV-
1586, Латвия

Экспериментально продемонстрировано, что использование эффекта существенного сужения спектра флуоресценции от наноячейки с толщиной столба паров атомов Rb $L=0.5 \lambda$ (где $\lambda= 794$ нм длина волны лазерного излучения, частота которого резонансна с атомным переходом Rb D_1 линии) и применение узкополосных диодных лазеров позволяет спектрально разделить и исследовать изменения вероятностей оптических атомных переходов между уровнями сверхтонкой структуры атомов ^{87}Rb и ^{85}Rb , линии D_1 в интервале внешних магнитных полей $10 \div 2500$ Гс (к примеру, для одного из переходов происходит увеличение вероятности в ~ 17 раз). Малые размеры толщины столба (~ 390 нм) позволяют применение перманентных магнитов, что существенно упрощает создание сильных магнитных полей. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими. Отмечены преимущества этого метода по сравнению с существующими. Полученные результаты показывают, что на основе наноячейки с толщиной столба $L=0.5 \lambda$ может быть создан магнетометр с ~ 390 нм локальным пространственным разрешением, что важно для картографирования сильно неоднородных магнитных полей.

PACS numbers: 32.80.Qk, 32.60.+I, 32.10.Fn

1. ВВЕДЕНИЕ

Целый ряд оптических и магнито-оптических процессов, которые реализуются при взаимодействии узкополосного лазерного излучения с атомарными парами, нашли применение в лазерной технике, метрологии, в создании высокочувствительных магнетометров, в задачах квантовой

коммуникации, записи информации и др. [1,2], что обуславливает большой интерес к этим исследованиям.

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 [3,4]. В работах [5,6] было продемонстрировано, что использование спектров резонансной флуоресценции наноячейки с толщиной столба паров атомов $L = 0.5 \lambda$ (где $\lambda = 794$ нм длина волны лазерного излучения, частота которого резонансна с атомным переходом Rb D₁ линии) позволяет разделить и исследовать атомных переходов между уровнями сверхтонкой структуры атомов ⁸⁷Rb, линии D₁ в интервале магнитных полях $B = 10 \div 200$ Гс. Достижимое высокое субдоплеровское спектральное разрешение обусловлено эффектом сильного сужения спектра флуоресценции наноячейки с толщиной столба паров атомов $L = 0.5 \lambda$ (метод назван ФПЛ) по сравнению с обычными ячейками сантиметровой длины (для которых доплеровская ширина ~ 500 МГц); при правильном подборе параметров можно получить 7-кратное сужение спектра. В работах [7,8] были исследованы D₂ линии атомов Rb и Cs методом ФПЛ при полях ~ 50 Гс.

Известно, что с помощью техники “Насыщенного Поглощения” (НП), с использованием ячеек сантиметровой длины, также достигается субдоплеровское спектральное разрешение (при правильном подборе параметров можно получить пики уменьшенного поглощения с шириной близкой к натуральной ширине ~ 6 МГц). В работах [9, 10] с помощью техники НП исследовались спектры D₁, D₂ 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 должна быть не более 100 Гс. Другим, существенным недостатком является тот факт, что процесс НП является сильно нелинейным и, поэтому, амплитуда пиков уменьшенного поглощения не соответствует вероятностям атомных переходов, на частоте которых эти пики формируются, что дополнительно осложняет обработку спектров, в то время как, при использовании техники ФПЛ пиковое значение флуоресценции (вплоть до интенсивностей лазера в несколько десятков мВт/см²) соответствует вероятностям атомных переходов [11], что позволяет напрямую исследовать их модификацию от величины B . Другим важным преимуществом метода ФПЛ является возможность использования сильных перманентных магнитов (ПМ), которые могут создавать поля в несколько тысяч Гс на расстояниях в несколько сантиметров. Поле таких ПМ сильно неоднородное и градиент может достигать $\sim 100 \div 200$ Гс/мм, что исключает возможность использования ячеек сантиметровой длины, в то время как, из-за малой толщины наноячейки (~ 400 нм), градиент величины B на 4-5 порядков меньше самой измеряемой величины B . Эта замечательная особенность наноячейки была использована при изучении спектров поглощения паров атомов в интервале $1 \div 2400$ Гс [12] при толщине паров $L = \lambda$ (метод был назван ЛЗМ).

Целью настоящей работы является экспериментальная демонстрация того, что техника ФПЛ в интервале магнитных полей от нуля вплоть до 2500 Гс может иметь ряд преимуществ, также, по сравнению с техникой ЛЗМ: в первую очередь, ФПЛ обеспечивает лучший контраст сигнал/шум, что позволяет регистрацию и изучение даже слабых атомных переходов; спектр при ФПЛ формируется на горизонтальной прямой, в то время как при технике ЛЗМ пики уменьшенного поглощения наложены на спектры поглощения, что усложняет обработку результатов. Также, поскольку при ФПЛ эксплуатируется в 2-раза меньшая толщина паров атомов, чем при технике ЛЗМ, это обеспечивает

двукратное улучшение пространственного разрешения, что важно при картографировании сильно-неоднородных магнитных полей.

2.ЭКСПЕРИМЕНТ

2.1 Конструкция наноячейки

Конструкция наноячейки аналогична приведенным в [11,13]. Для успешной реализации техники ФПЛ необходима область однородной толщины с относительно большой площадью равной сечению лазерного пучка ($\sim 4\text{мм}^2$): это достигается напылением на нижней части одного из окон наноячейки слоя Al_2O_3 толщиной ~ 600 нм в виде полосы длиной 10 и шириной 1мм. Прямоугольные окна наноячейки размерами 20 на 30мм и толщиной 3мм изготовлены из кристаллического граната ($\text{Y}_5\text{Al}_5\text{O}_{12}$) у которого отсутствует двулучепреломление. Также гранат стоек к химически агрессивным горячим парам Rb. Внутренний зазор между хорошо отполированными окнами (лучше чем $\lambda/10$) является слабо клиновидным и вследствие больших размеров окна, формирование области с толщиной $L=0.5\lambda$ не представляет трудности.

Поскольку изменение толщины зазора (от верхней до нижней границы– 30 мм) происходит на величину 600 нм, то поведение наноячейки близко к поведению низкодобротного Фабри-Перо. Это позволяет по интерференционной картине отраженного лазерного пучка определить толщину L с точностью ~ 15 нм [11]. В частности, при толщине $L=0.5\lambda$ при $\lambda=794$ нм наблюдается нулевое отражение. Если диаметр пучка превосходит область в которой $L=0.5\lambda$, тогда на фоне отраженного пучка формируется темное пятно с диаметром равным зоне в которой $L=0.5\lambda$.

Печка для наноячейки изготовлена из немагнитных материалов и имеет 3 отверстия: 2 отверстия для прохождения лазерного излучения и одно боковое отверстие для регистрации флуоресценции. Печка состоит из двух нагревателей: первый для нагрева окон и второй- сапфирового отростка, в котором находится

металл. Температура верхней границы столба металлического Rb (находящегося в сапфировом отростке) составляла 120 °С, что обеспечивает плотность паров $N \sim 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Для предотвращения конденсации паров Rb на окна наноячейки температура окон поддерживалась на уровне $\sim 140 \text{ °С}$.

2.2 Экспериментальная установка и результаты

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1а: ECDL (Extended cavity diode laser) – непрерывный диодный лазер с $\lambda = 794 \text{ нм}$; для сужения линии генерации в ECDL используется схема с дифракционной решеткой, что позволяет сужать лазерную линию до $\sim 1 \text{ МГц}$ (область перестройки несколько десятков ГГц). ФИ - Фарадеевский Изолятор, (1) - пластина $\lambda/4$ (просветленная на $\lambda = 794 \text{ нм}$) для получения циркулярно-поляризованного излучения накачки σ^+ (левый круг) и σ^- (правый круг). (2) - перманентные магниты (ПМ) в виде диска ($\varnothing=50\text{мм}$ и толщиной $\sim 8\text{мм}$) с отверстием $\varnothing=2 \text{ мм}$ для прохождения лазерного излучения (ПМ крепились на 2 немагнитных столиках с возможностью плавного изменения расстояния между ними). (3) - наноячейка с толщиной столба паров Rb $L = 0.5\lambda$. (4)- фотоприемники, на основе фотодиодов ФД-24К, имеющих приемную апертуру $\sim 1 \text{ см}^2$ (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 Rb, в которой формировался спектр НП, который являлся частотным репером для спектров, полученных с помощью наноячейки при $L = 0.5 \lambda$ во внешнем магнитном поле. Магнитные исследования проводились по конфигурации, показанной на рис.1б: магнитное поле **В** направлялось вдоль направления **Z** распространения лазерного

излучения ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{k}$), а флуоресценция паров Rb регистрировалась в направлении перпендикулярном направлению распространения излучения лазера. Для получения минимальной ширины спектра флуоресценции важно, чтобы лазерное излучение направлялось перпендикулярно окнам наночейки [11]. Если пятно лазерного излучения смещено на 10-20% от величины 0.5λ (390 нм), то это приводит лишь к дополнительному уширению спектра примерно на такую же величину, то есть метод ФЛП не является очень критичным к параметру $L=0.5\lambda$, что важно для его практического применения. Печка с наночейкой внутри помещалась между двумя ПМ (2), и при изменении расстояния между ними плавно изменялась величина B прикладываемая к парам Rb (магнитное поле измерялось с помощью откалиброванного магнетометра на основе датчика Холла).

На рис.2а (правая часть) приведена диаграмма для $^{87,85}\text{Rb}$, D_1 линии при использовании циркулярно поляризованного σ^+ (левый круг) лазерного возбуждения, который осуществляет переходы между магнитными подуровнями m_F (^{87}Rb , $5S_{1/2}$, $F_g=1 \rightarrow 5P_{1/2}$, $F_e=1,2$ и ^{85}Rb , $5S_{1/2}$, $F_g=2 \rightarrow 5P_{1/2}$, $F_e=2,3$), с правилом отбора $\Delta m_F = +1$. Мощность излучения лазера 2 мВт, при диаметре пучка 2 мм. На рис.2.а приведены спектры флуоресценции наночейки с $L=0.5 \lambda$, при различных величинах B (для удобства сравнения спектры смещены по вертикали, при $B=0$ спектр показан на рис.2.в): I- 250 Гс, II- 830 Гс, III-1350 Гс, IV-1875 Гс, V-2500 Гс. При полях вплоть до 600 Гс 14 компонент легко регистрируются (соответствующая нумерация переходов приведена на рис.2.а справа). 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 2500 Гс (0.25 Тесла). Как видно, для определения величины магнитного поля удобным является переход ^{87}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 В не перекрывается с другими компонентами (по теории перекрывание с другими компонентами отсутствует вплоть до полей 1 Тл). Что касается перехода ^{87}Rb , $F_g=1 \rightarrow F_e=1$, который дает две компоненты между зеемановскими подуровнями (на рис.2.а, $B=250$ Гс эти переходы отмечены номерами 1', 2'), на эксперименте при $B > 1000$ Гс в спектрах флуоресценции (для σ^+ излучения) 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 ~ 70 Мгц. Нижняя кривая на рис.2а частотный репер полученный техникой НП на обычной ячейке с Rb (величина частотной метки из работы [14]).

На рис. 2.б приведен фрагмент спектра флуоресценции (на рис.2.а он заключен в пунктирный прямоугольник) наноячейки с $L=0.5 \lambda$, при $B=250$ Гс для перехода ^{85}Rb , $5S_{1/2}$, $F_g=2 \rightarrow 5P_{1/2}$, $F_e=2,3$ реализованном при более медленном сканировании (при этом спектральное разрешение улучшается). Как видно, из рисунка (огибающая спектра профитирована 9-ю лоренцевыми кривыми – серые линии) все 9 компонент спектрально разделяются. При $B=0$ отношение вероятностей (в относительных величинах) для переходов под номерами 4,5,6,7,8 для σ^+ переходов составляют 15: 10: 6: 3: 1. Интересно отметить, что вероятность перехода под номером 8 быстро возрастает с увеличением магнитного поля и уже при относительно небольших полях (~ 250 Гс) составляет $A(4)/A(8) \approx 3$, в то время как, первоначальное отношение вероятностей $A(4)/A(8)=15$ (при $B=0$) (это согласуется с приведенными ниже теоретическими кривыми). Также заметим, что в ячейке сантиметровой длины огибающая спектра флуоресценции полностью гладкая (нет никакой субструктуры). Нижняя кривая – частотный репер полученный техникой НП.

Заметим, что амплитуды линий под номерами 4,5,6,7,8 продолжают возрастать при увеличении магнитного поля вплоть до 2500 Гс, в то время как,

компоненты под номерами 4',5',6',7' (переходы ^{85}Rb , $5S_{1/2} F_g = 2 \rightarrow 5 P_{1/2}$, $F_e = 2$) на эксперименте при $B > 1000$ Гс в спектрах уже отсутствуют, поскольку вероятности этих переходов (для σ^+ излучения) с увеличением магнитного поля быстро убывают до нуля. При $B = 0$ отношения вероятностей для переходов под номерами 4',5',6',7' составляют 3: 2: 2: 3, это соотношение практически сохраняется и при $B = 250$ Гс, однако вероятности этих переходов уменьшаются.

Заметим, что при наличии дополнительной наноячейки спектр флуоресценции при $B = 0$ также может являться хорошим частотным репером (верхняя кривая на рис.2.в); нижняя кривая - спектр НП.

3. ОБСУЖДЕНИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проводилось сравнение эксперимента с теоретической моделью. В случае D_1 переходов в газе щелочных металлов нелинейный энергетический сдвиг магнитных подуровней в постоянном магнитном поле может быть рассчитан по методу Раби-Брейта [15,16]. В свою очередь, изменения вероятностей оптических переходов между магнитными подуровнями можно получить зная коэффициенты перемешивания волновых функций в магнитном поле. В свою очередь, это перемешивание можно найти определяя собственные вектора возмущенного гамильтониана семейства сверхтонких атомных уровней в магнитном поле, см. например [4, 17].

На рис.3а приведен частотный сдвиг компонент под номерами 1, 2, 3 (относительно их начального положения при $B = 0$), а на рис.3.б частотный сдвиг компонент под номерами 4,5,6,7,8. Теоретические кривые показаны сплошными линиями - как видно наблюдается хорошее согласие с экспериментом. Из рис.3.а следует, что линейный эффект Зеемана для компонент 1 и 2 наблюдается вплоть до $B \sim 500$ Гс, и их частотный сдвиг хорошо описывается величинами 1.16 МГц/Гс и 0.93 МГц/Гс, соответственно. При $B > 1000$ Гс скорость перестройки

компоненты 1 (которая является хорошим кандидатом для измерения внешней магнитных полей) составляет 1.59 МГц/Гс.

При малых магнитных полях вероятности для переходов 1, 2, 3 соотносятся как 6: 3: 1, однако с увеличением магнитного поля вероятности переходов 2,3 приближаются к вероятности для перехода 1 (это видно из рис.2а), который в свою очередь возрастает в 1.25 раза при увеличении магнитного поля от 0 до 2500 Гс. При $B > 1200$ Гс скорость перестройки для компонент 4,5,6 примерно одинаковая и составляет 1,71 МГц/Гс. Интересно отметить, что при полях $B > 1000$ Гс в спектре на рис.2.а регистрируется также пик флуоресценции перехода ^{85}Rb , $F_g=3$, $m_F=-3 \rightarrow F_e=3$, $m_F=-2$ (отмечен под номером 9), который при $B=0$ смещен относительно начального положения компонент 4,5,6,7,8 на ~ 3 ГГц. Это происходит вследствие наибольшей скорости перестройки компоненты 9 (1,85 МГц/Гс) среди всех приведенных компонент. Заметим, что вероятность компоненты 9 растет с увеличением магнитного поля достигая вероятности компоненты 4. Оба этих факта хорошо подтверждаются также теорией.

Выше отмечалось, что при малых магнитных полях вероятности переходов 4,5,6,7,8 сильно отличаются (максимальная вероятность для перехода 4), однако с увеличением магнитного поля вероятности переходов 5,6,7,8 становятся практически такими же как для перехода 4 (это видно из рис.2а). На рис.4.а и 4.б показаны отношения вероятностей для переходов 5,6,7,8 по отношению к переходу 4. Теоретические кривые показаны сплошными линиями – как видно наблюдается хорошее согласие. Интересно отметить, что для перехода под номером 8 начальное отношение вероятностей $A_4/A_8=15$, однако при увеличении магнитного поля от нуля до 2500 Гс это отношение приближается к единице, и, поскольку, при больших полях вероятность перехода 4 сама возрастает в 1.18 раза, то окончательное увеличение вероятности для перехода 8 происходит в ~ 17 раз.

Следует отметить, что при полях $B \sim 2500$ Гс компоненты 1,2 смещаются в

высокочастотную область на 3856 и 2478 МГц соответственно, где частотные реперы отсутствуют. Как показывают теоретические расчеты при полях $B \sim 5000$ Гс частотные сдвиги возрастут до величин ~ 8 ГГц и 6.5 ГГц соответственно, при этом происходит также возрастание вероятностей этих переходов. Поэтому, наночейка вместе с парой сильных перманентных магнитов может являться удобным и простым частотным репером для высокочастотного крыла ^{87}Rb .

Проведем сравнение метода изучения атомных линий в сильных магнитных полях ($1 \div 2400$ Гс) с помощью спектров поглощения паров атомов при толщине столба паров $L = \lambda$ (метод ЛЗМ) [12], с приведенным методом ФПЛ. Слабые атомные линии показанные на рис.2.а под номерами $1', 2'$ и $4', 5', 6', 7'$ в спектрах, приведенных на рис.2,3 в работе [12] практически не видны. Спектры 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, при методе ЛЗМ пики уменьшенного поглощения имеют спектральную ширину в несколько раз уже чем в методе ФПЛ. Поэтому, если на рис.2.а при полях 1875 Гс и 2500 Гс компонента под номером 3 спектрально разрешается частично, то при методе ЛЗМ компонента 3 спектрально полностью разрешается (рис.3 из работы [12]).

Выше отмечалось, что техника НП примененная в работах [9,10] для исследования линий атомов Rb во внешних магнитных полях имеет два существенных недостатка: это наличие “cross-over” резонансов, которые в магнитном поле расщепляются на большое количество компонент, делая спектр предельно сложным для обработки, что делает невозможным исследования при величинах B более 100 Гс (ожидается, что ФПЛ будет успешно и при полях вплоть ~ 1 Тл); несоответствие амплитуды пиков уменьшенного поглощения вероятностям атомных переходов в методе НП делает его непригодным для анализа изменения вероятности перехода от величины магнитного поля.

Был проделан следующий контрольный эксперимент: при уменьшении интенсивности лазера до 5 мВт/см^2 спектральная ширина пика под номером 9 доводилась до величины $\sim 70 \text{ МГц}$. Один из ПМ был установлен на столике с микрометрическим шагом. При формировании магнитного поля $\sim 2500 \text{ Гс}$, перемещение ПМ на 20 микрон (производилось приближение ко второму ПМ) приводило к сдвигу частоты компоненты 9 на 6 МГц в высокочастотную область, что сравнительно легко регистрировалось. Очевидно, что наноячейка с печкой также может быть закреплена на столике с микрометрическим шагом, так что перемещением этой системы можно картографировать сильно неоднородные магнитные поля. Для более успешного картографирования, в принципе, возможно дальнейшее уменьшение размеров системы (наноячейка с печкой): осаждением проводящего и прозрачного в оптической области спектра слоя, можно заменить печку; толщина окон может быть доведена до 100 мкм с уменьшением поперечных размеров до нескольких мм. Уменьшение размеров печки позволит также применить большие магнитные поля.

Заметим, что по чувствительности магнетометр на основе ФПЛ сильно уступает магнетометрам на основе когерентных процессов [1,2] и оптической накачке [18], однако имеет преимущества при измерении сильных и градиентных магнитных полей

4.ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что использование метода ФЛП, основанного на эффекте сужения спектра флуоресценции наноячейки с толщиной столба $L=\lambda/2$ паров атомов Rb (при оптимальных параметрах может достигаться 7-ми кратное сужение по сравнению с доплеровским уширением $\sim 500 \text{ МГц}$) позволяет осуществить детальные количественные измерения, как частотных характеристик, так и изменения вероятностей всех 15 атомных переходов между уровнями сверхтонкой структуры атомов ^{87}Rb , $5S_{1/2}$, $F_g=1 \rightarrow 5P_{1/2}$, $F_e=1,2$ и ^{85}Rb , $5S_{1/2}$, $F_g=2$, $3 \rightarrow 5P_{1/2}$, $F_e=2,3$ в интервале магнитных полей $10 \div 2500 \text{ Гс}$ (при σ^+ лазерном

возбуждении). Для ряда атомных переходов с увеличением магнитного поля происходит существенное увеличение вероятности перехода (более чем на порядок), в то время как для других происходит сильное уменьшение. Отмечены преимущества ФЛП по сравнению с существующими методами (ожидается, что ФЛП может работать вплоть до 1 Тл). Малые размеры толщины столба паров атомов (~ 390 нм) позволяют применение перманентных магнитов, что существенно упрощает создание сильных магнитных полей. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с теоретическими.

Полученные результаты показывают, что на основе наноячейки с толщиной столба $L = \lambda/2$ может быть создан магнетометр с локальным пространственным разрешением ~ 390 нм, что важно для картографирования сильно градиентных магнитных полей. Также, может быть реализован частотный репер смещенный на несколько ГГц в высокочастотную область относительно перехода ^{87}Rb , $F_g=1 \rightarrow F_e=1,2$ (D_1 линия). Оба технических приложения достаточно просты в реализации и при наличии наноячейки толщиной $L = \lambda/2$ могут быть реализованы в лабораторных условиях. Заметим, что метод ФЛП может быть также успешно использован для изучения D_1 линий Cs, K, Na (для Na может достигаться лучшее локальное пространственное разрешение ~ 290 нм).

Авторы выражают благодарность А. Саркисяну за изготовление наноячеек, А.Папоянну за полезные обсуждения, А.Нерсисяну и Р. Мирзояну за техническое содействие, а также благодарят за финансовую поддержку INTAS South-Caucasus Grant 06-1000017-9001.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Budker D., Gawlik W., Kimball D., Rochester S., Yaschuk V., Weis A.
// Rev. Mod. Phys. 2002. V. 74. P. 1153.
2. Budker D., Kimball D.F., DeMille D.P., "Atomic Physics", Oxford University Press, Great Britain, 2004.
3. Tremblay P., Nichaud A., Levesque M. et al. // Phys. Rev. A. 1990. V. 42. P. 2766.

4. Александров Е.Б., Хвостенко Г.И., Чайка М.П. Интерференция атомных состояний. М.: Наука, 1991.
5. Саркисян Д.Г, Папоян А.В., Варжапетян Т., Блуш К., Аузинш М.// Опт. и спектр. 2004. Т.96. С.229.
6. Sarkisyan D., Papoyan A. Varzhapetyan T., Blush K., Auzinsh, M.//J. JOSA B 2005. V.22, P. 88.
7. Sarkisyan D., Papoyan A., Varzhapetyan T., Alnis J., Blush K., Auzinsh M.// Journ. of Optics A: Pure and Appl. Optics 2004. V.6, P. S142 .
8. A. Papoyan, D. Sarkisyan, K. Blush, M. Auzinsh, D. Bloch, M. Ducloy, Laser Phys., 2003. V.13. P.1467.
9. Ummal Momeen M, Rangarajan G., Deshmukh P. C.// J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2007. V.40. P.3163.
10. Školnik G., Vujičić N., Ban T.// Opt. Commun. 2009. V.282. P.1326.
11. Sarkisyan D., Papoyan A. Optical processes in micro- and nanometric thin cells containing atomic vapor, New Trends in Quantum Coherence and Nonlinear Optics (Horizons in World Physics,), Ed.: R. Drampyan, Nova Science Publishers, (ISBN: 978-1-60741- 025-6), 2009. V.263. P.85.
12. Sargsyan A., Hakhumyan G., Papoyan A., Sarkisyan D., Atvars A., Auzinsh M.//, Appl. Phys. Lett., 2008. V.93. P.021119.
13. Sarkisyan D., Bloch D., Papoyan A., Ducloy M.//Opt. Commun. 2001. V.200. P. 201.
14. Steck D. A., Rubidium 87 d line data, revision 2.1.2, 12 August 2009, URL <http://steck.us/alkalidata>.
15. Breit, G. and Rabi, II, Phys. Rev., 1931. V. 38(11). P. 2082.
16. Alnis, J. and M. Auzinsh, Phys. Rev., A. 2001. V. 63 P. 023407.
17. Alnis, J. and M. Auzinsh, Europ. Phys. Journ. D, 2000. V. 11(1). P. 91.
18. Александров Е.Б., Балабас М.В., Бонч-Бруевич В.А.//Письма в ЖТФ. 1987. Т.13. С.749.

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1. а) схема оптической части экспериментальной установки. ECDL- непрерывный лазерный диод, 1-просветленная четвертьволновая пластина, 2- постоянные магниты, 3- наноячейка, 4- фотоприемники, 5- осциллограф Tektronix TDS2014B, НП- узел для формирования спектра на основе техники Насыщения Поглощения. б)-конфигурация магнитных измерений.

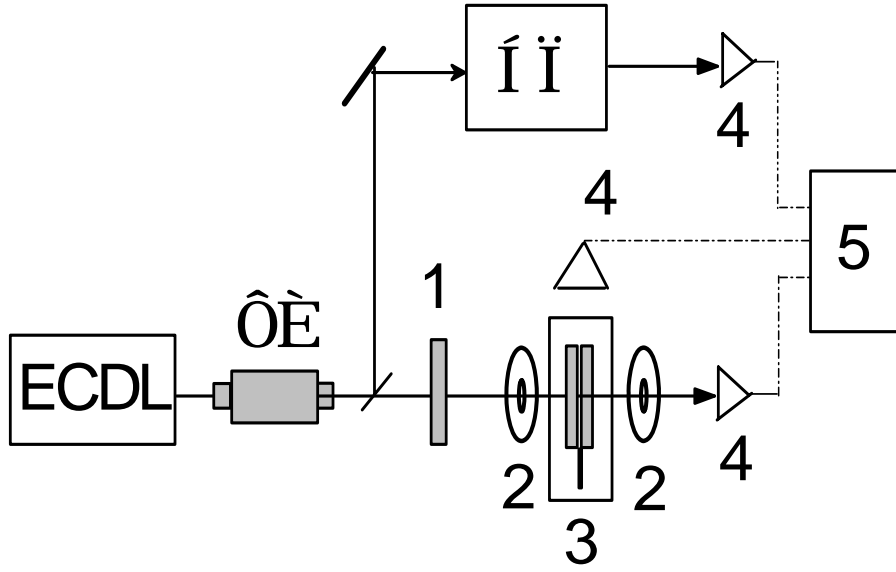
Рис.2.а) спектр флуоресценции наноячейки толщиной 390 нм, для величин В: I- 250, II- 830, III-1350, IV-1875, V-2500 Гс (для удобства спектры смещены по вертикали); нумерация переходов ^{87}Rb и ^{85}Rb , D_1 линия приведена справа на диаграмме уровней для накачки σ^+ излучением. Все 15 переходов приведенных на диаграмме регистрируются. Нижняя кривая (репер)- спектр НП. б)- фрагмент спектра флуоресценции (на рис.2.а) заключен в пунктирный прямоугольник) наноячейки, при В=250 Гс для перехода ^{85}Rb , $5S_{1/2}, F_g=2 \rightarrow 5P_{1/2}, F_e=2,3$; регистрируются все 9 компонент (огибающая спектра профитирована 9-ю леренцевыми кривыми – серые линии). Нижняя кривая (репер)- спектр НП.

в) спектр флуоресценции наноячейки $L=0.5 \lambda$ при В=0 для D_1 линии ^{85}Rb , $F_g=2 \rightarrow F_e=2,3$ и ^{87}Rb , $F_g=1 \rightarrow F_e=1,2$. Нижняя кривая - спектр НП.

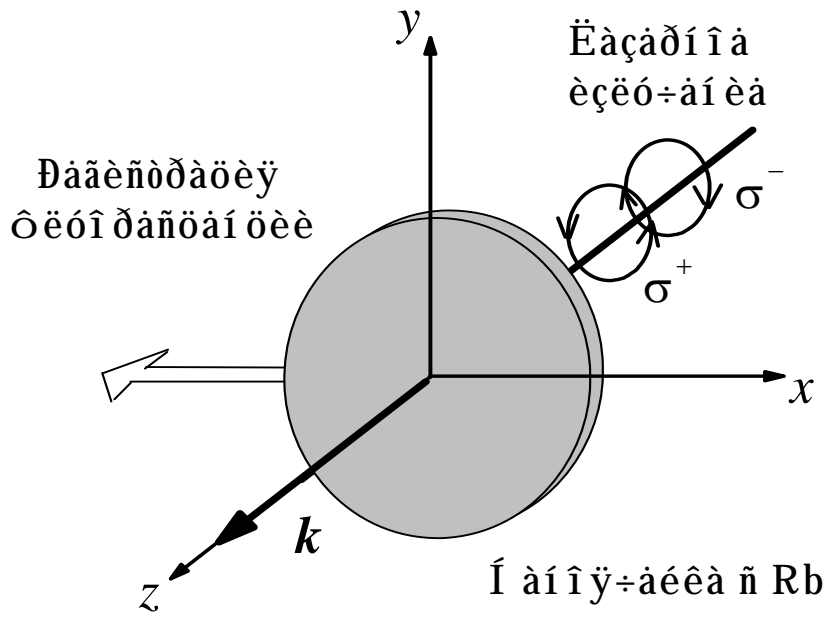
Рис.3.а) частотный сдвиг компонент под номерами 1, 2, 3, относительно начального положения при В=0. Сплошные кривые-теория. б)- частотный сдвиг компонент под номерами 4,5,6,7,8 относительно начального положения при В=0. Сплошные кривые - теория.

Рис.4.а) показаны отношения вероятностей для переходов A_4/A_8 и A_4/A_6 - сплошная линия теория.б- отношения вероятностей для переходов A_4/A_7 и A_4/A_5 - сплошная линия теория. Как видно вероятности переходов 5,6,7,8 с увеличением магнитного поля становятся практически такими же как для перехода 4(который сам также возрастает в 1.18 раза при увеличении магнитного поля от 0 до 2500 Гс).

(a)

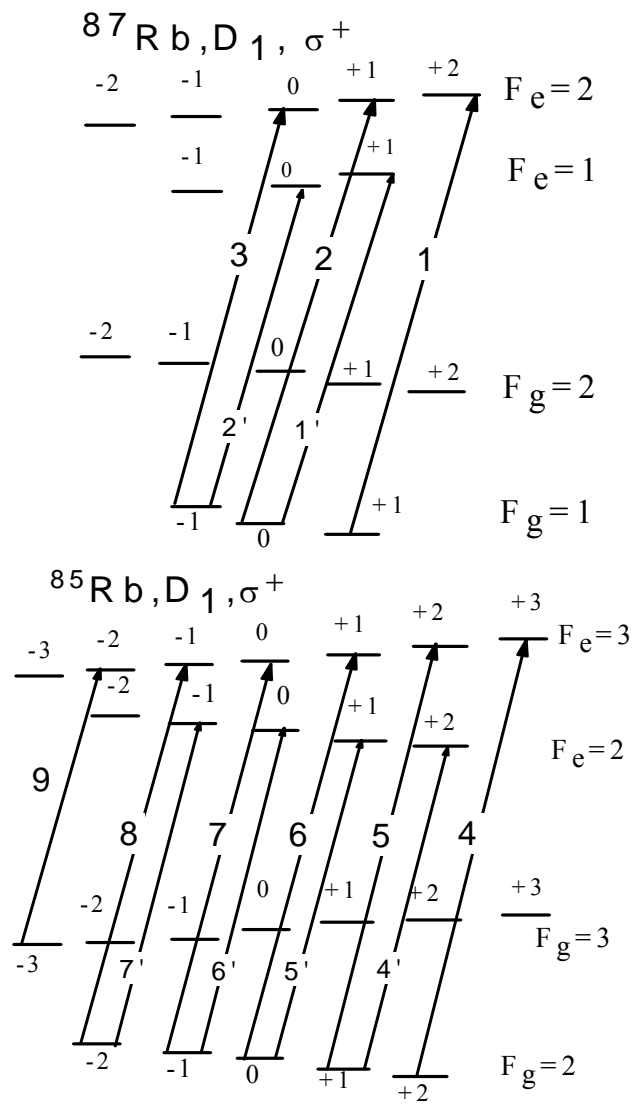
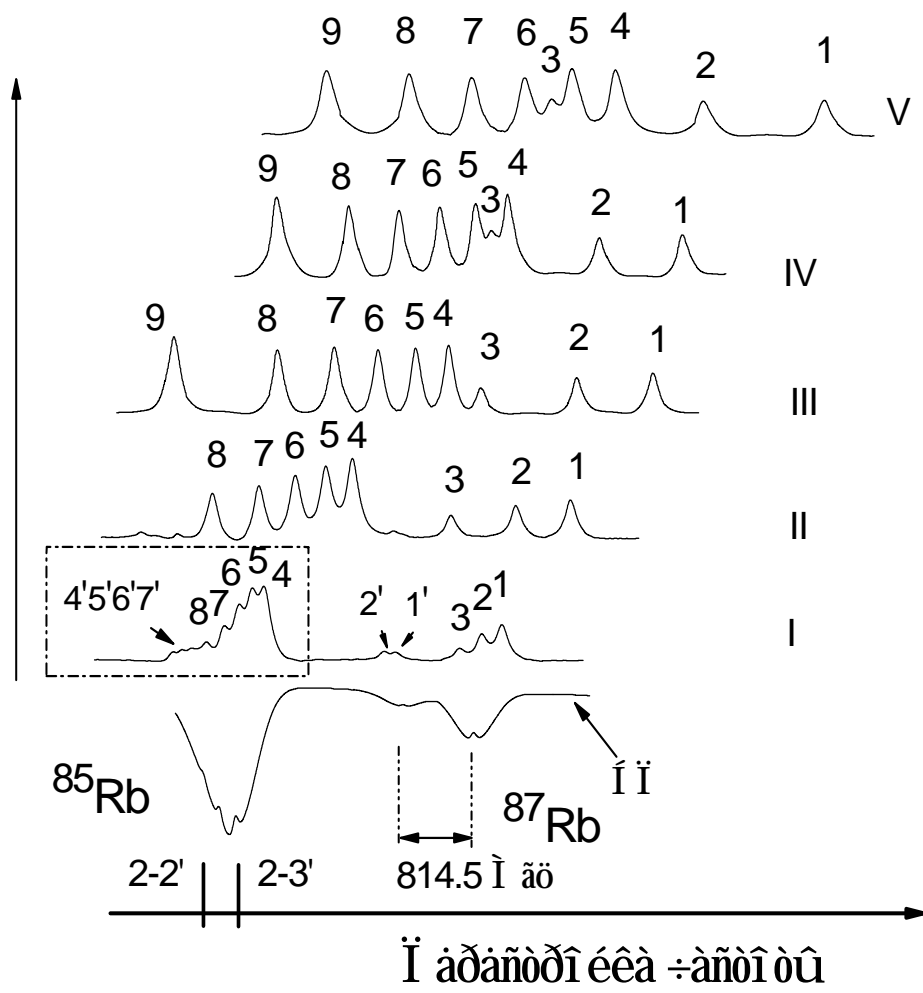


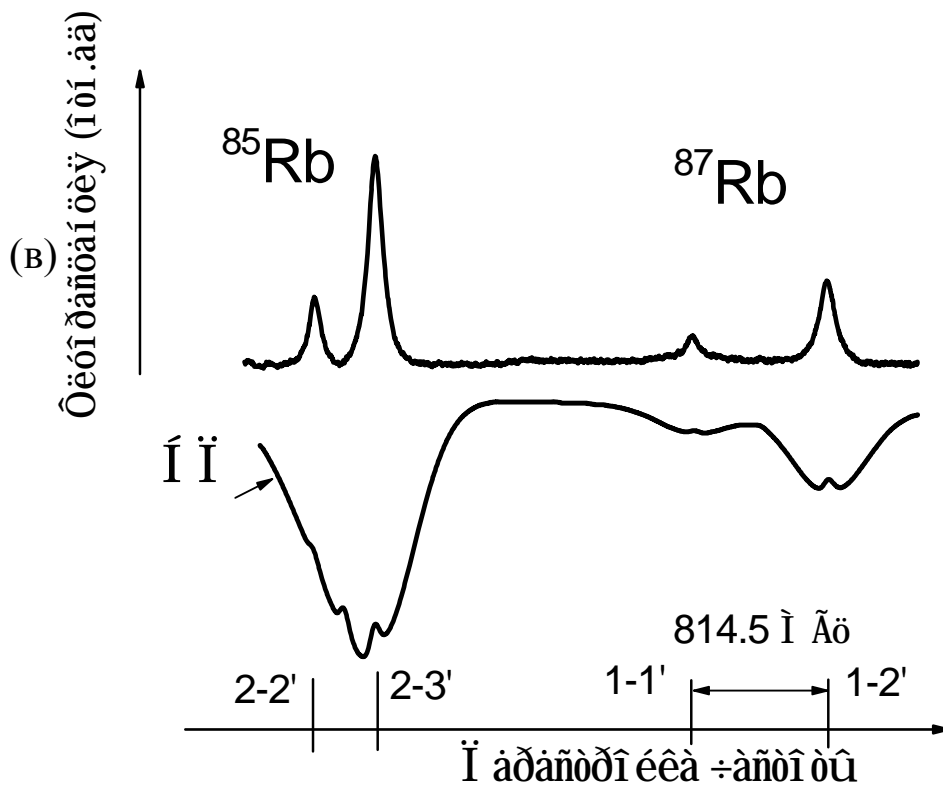
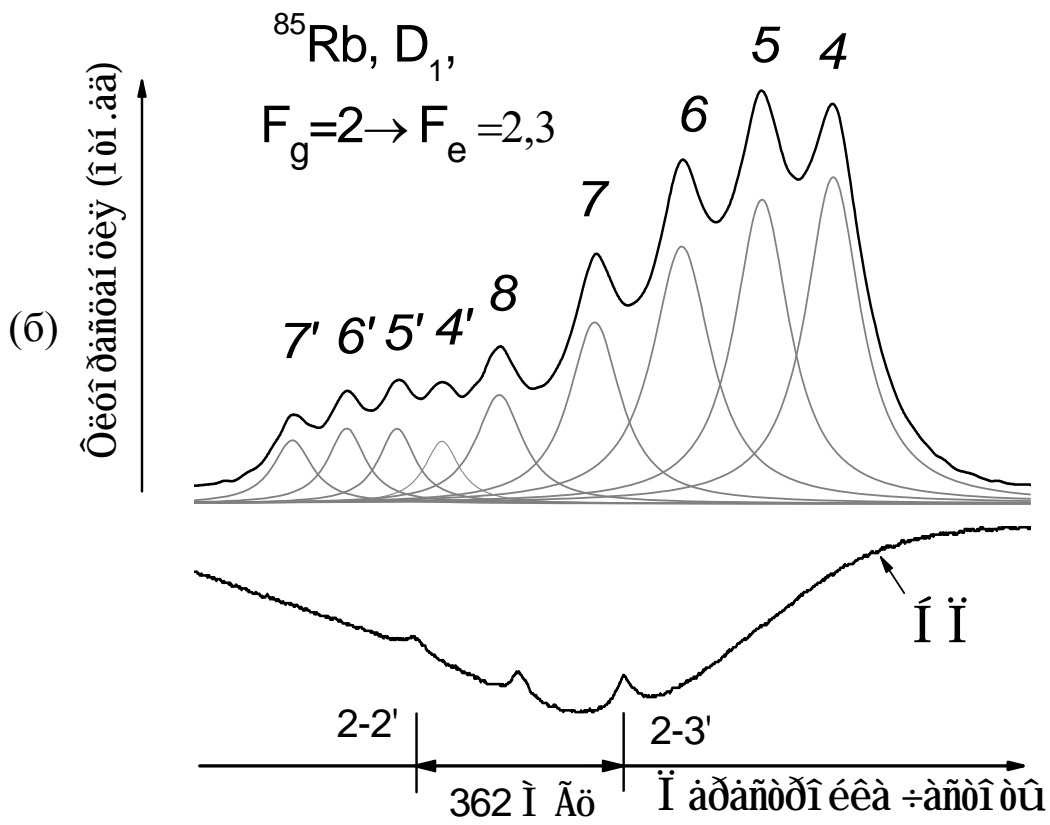
(b)



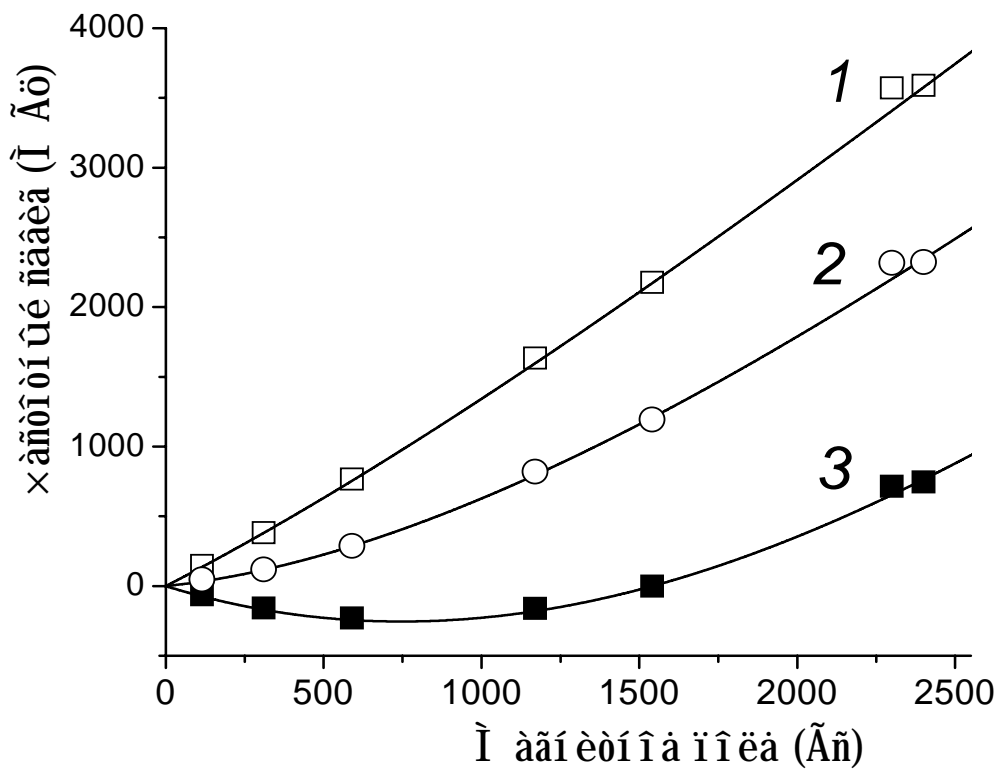
(a)

Õëóí ðãñóáí öëÿ (íòí .ää)





(a)



(b)

