

УДК 535.343

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СУБДОПЛЕРОВСКИХ ОПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАНСОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ СЛАБЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ С ПОМОЩЬЮ СВЕРХТОНКОЙ ЯЧЕЙКИ С ПАРАМИ РУБИДИЯ

А.Д. САРГСЯН¹, Г.Т. АХУМЯН^{1,2}, Д.Г. САРКИСЯН¹

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

²Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR CNRS 5209
Université de Bourgogne, 21078 Dijon Cedex, France

(Поступила в редакцию 18 ноября 2011 г.)

Экспериментально и теоретически исследованы атомные системы ^{85}Rb и ^{87}Rb , D_1 линии и показано, что, используя оптические резонансы, селективные по атомным скоростям, которые формируются в спектре пропускания субмикронной ячейки (заполненной атомами Rb) при однократном прохождении через нее линейно поляризованного лазерного излучения, возможно определение слабых магнитных полей начиная с 5 Гс. С учетом ранее полученных результатов, а также с помощью субмикронной ячейки с использованием атомной системы ^{87}Rb , D_1 линии и лазерного излучения с круговой поляризацией, полная область измерения магнитных полей (как однородных, так и неоднородных) составляет 5–5000 Гс.

1. Введение

При взаимодействии 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, при создании высокочувствительных магнитометров, в задачах квантовой коммуникации, записи оптической информации и др. [1-3]. Поэтому интерес к этим исследованиям продолжает оставаться очень высоким.

В работах [4-6] нами был предложен и реализован новый метод, названный « $L = \lambda$ зеemanовский метод» (ЛЗМ), для исследования поведения атомных переходов сверхтонкой структуры атомов рубидия между зеemanовскими подуровнями во внешних магнитных полях. ЛЗМ основан на применении сверхтонкой ячейки (СТЯ) с толщиной столба паров атомов Rb $L = \lambda$, где λ – 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 $\sim 10 \text{ мВт/см}^2$ в спектре пропускания СТЯ появляются спектрально-

узкие ($\sim 15\text{--}20$ 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. Амплитуда ОРСС-пиков и их частотное положение зависят от величины приложенного магнитного поля. Применение ОРСС-пиков позволило исследовать и идентифицировать атомные переходы между зеемановскими подуровнями в спектре пропускания атомов Rb. В частности, было показано, что атомный переход ^{87}Rb , D_1 линии $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ очень удобен для измерения сильных магнитных полей, как однородных, так и сильно неоднородных (с субмикронным пространственным разрешением), в интервале $100\text{--}5000$ Гс. В этом случае ОРСС-пик формируется лазерным излучением с круговой поляризацией σ^+ , которая формируется с помощью четвертьволновой пластины, и измеряется частотное отклонение от частоты атомного перехода $F_g = 1, m_F = +1 \rightarrow F_e = 2, m_F = +2$ от его начального положения при отсутствии магнитного поля. Заметим, что в случае относительно небольших магнитных полей < 100 Гс величина, определяющая скорость перестройки этого ОРСС-пика, составляет всего 1.16 МГц/Гс (при больших полях она возрастает до 1.7 МГц/Гс), что ухудшает точность измерения слабых магнитных полей. Различные типы магнитометров для прецизионных измерений слабых магнитных полей приведены в обзоре [7].

В настоящей работе впервые показано, что в случае применения системы уровней ^{85}Rb , D_1 линии $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$ скорость перестройки между двумя ОРСС-пиками составляет большую величину (3.41 МГц/Гс), что позволяет также измерять слабые магнитные поля начиная с 5 Гс. При этом определяется частотное расстояние между двумя ОРСС-пиками, имеющими одинаковую амплитуду и формируемыми лазерным излучением с линейной поляризацией. Показано также, что применение ОРСС-пиков, имеющих одинаковую амплитуду и формируемых лазерным излучением с линейной поляризацией в системе уровней ^{87}Rb , D_1 линии $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ со скоростью перестройки между двумя ОРСС-пиками 2.32 МГц/Гс, является более удобным методом для измерения слабых магнитных полей в интервале $30\text{--}80$ Гс по сравнению с методом, приведенным в работах [4-6]. В обеих исследуемых в настоящей работе системах применение линейно поляризованного излучения также и технически проще, поскольку отсутствует необходимость применения четвертьволновой пластины. Другим преимуществом может являться отсутствие необходимости сравнения с реперной линией при нулевом магнитном поле. Приведены расчетные кривые по модели, изложенной в работах [3,6], которые хорошо согласуются с экспериментальными результатами.

2. Экспериментальная установка

Конструкция СТЯ аналогична тем, которые приведены в [8,9]. Хорошо отполированные (лучше чем $\lambda/50$) прямоугольные окна ячейки размерами 20×30 мм и толщиной 2.5 мм изготовлены из кристаллического граната (YAG),

у которого отсутствует двулучепреломление. Кроме того, гранат стоек к химически агрессивным горячим парам Rb. Для успешной реализации техники ЛЗМ необходимо использовать область однородной толщины с площадью, равной сечению лазерного пучка ($\sim 1 \text{ мм}^2$). Для этого формируется слабо клиновидный зазор между окнами ячейки, который изменяется от 50 нм до 2 мкм. Это достигается помещением в нижней части между окнами (до склейки) СТЯ платиновой полоски толщиной $\sim 2 \text{ мкм}$ (полоска длиной 10 и шириной 1 мм). Вследствие больших размеров окон и слабо клиновидного зазора между ними, формирование области с толщиной $L = \lambda$ не представляет трудности. Как отмечалось в работе [9], поведение СТЯ близко к поведению низкочастотного интерферометра Фабри–Перо, что позволяет по интерференционной картине отраженного лазерного пучка определить толщину L с точностью $\sim 15 \text{ нм}$. В частности, при толщине $L = \lambda = 794 \text{ нм}$ наблюдается нулевое отражение. Печка для СТЯ изготовлена из немагнитных материалов и имеет 2 отверстия для прохождения лазерного излучения. Печка состоит из двух нагревателей: первый служит для нагрева окон, а второй – для сапфирового отростка, в котором находится металл Rb. Температура верхней границы столба металлического Rb составляла 120°C , что обеспечивает плотность паров $\sim 2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Для предотвращения конденсации паров Rb на окна СТЯ температура окон поддерживалась выше $\sim 140^\circ\text{C}$.

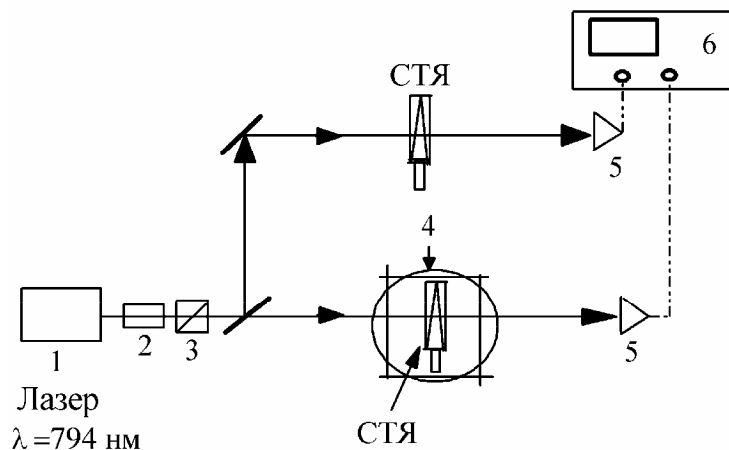


Рис.1. Схема экспериментальной установки. 1 – непрерывный диодный лазер, $\lambda = 794 \text{ нм}$, ширина линии 1 МГц; 2 – фарадеевский изолятор; 3 – поляризатор Глана; СТЯ – сверхтонкие ячейки с парами Rb, 4 – катушки Гемгольца; 5 – фотоприемники, 6 – осциллограф.

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Мы использовали ECDL (Extended cavity diode laser) – непрерывный перестраиваемый диодный лазер с $\lambda = 794 \text{ нм}$, с шириной линии $\sim 1 \text{ МГц}$ и областью перестройки частоты лазера в несколько десятков ГГц. Для предотвращения обратной связи применялся фарадеевский изолятор. Поляризатор Глана использовался для формирования линейно-поляризованного излучения, а СТЯ была помещена в цен-

тре системы колец Гельмгольца. Магнитное поле, создаваемое кольцами Гельмгольца (при прохождении постоянного тока), рассчитывалось по известным выражениям, что давало точность определения величины магнитного поля $\sim 1\%$. Часть излучения накачки направлялась во вторую СТЯ с Rb, находящейся при нулевом магнитном поле, спектр поглощения которой использовался в качестве частотного репера [10]. Мощность лазерного излучения составляла ~ 30 мВт. Магнитное поле B направлялось вдоль направления распространения лазерного излучения k ($B \parallel k$). Сигнал с фотодиодов усиливался операционным усилителем и подавался на четырехлучевой цифровой осциллограф Tektronix TDS2014B.

3. Результаты и обсуждение

Диаграмма уровней атомов ^{85}Rb , D_1 линии, переходы $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3$ показаны на рис.2а (штрихом отмечены верхние возбужденные уровни). Рядом приведены вероятности атомных переходов в относительных единицах. Как было показано в [4-6], при лазерных интенсивностях ~ 10 мВт/см 2 в спектре пропускания СТЯ с $L = \lambda = 794$ нм появляются спектрально-узкие (~ 20 МГц) ОРСС-пики уменьшенного поглощения, и их амплитуды пропорциональны вероятностям соответствующих атомных переходов. На рис.2б приведен спектр пропускания СТЯ с $L = \lambda = 794$ нм для переходов $3 \rightarrow 2', 3'$ и формируемые ОРСС-резонансы отмечены как $3 \rightarrow 2'$ и $3 \rightarrow 3'$, частотное расстояние между ними 362 МГц. Важно отметить, что отношение амплитуд $A(\text{ОРСС}, 3 \rightarrow 2') / A(\text{ОРСС}, 3 \rightarrow 3') = 70/56 = 1.25$, то есть амплитуда ОРСС-резонанса пропорциональна вероятности перехода. В экспериментах ОРСС-резонанс на переходе $3 \rightarrow 2'$ являлся реперным, у которого спектральная ширина на полувысоте равна 22 МГц. Для получения узкой спектральной ширины ОРСС мощность лазера уменьшалась до 0.2 мВт.

При используемой конфигурации эксперимента, когда магнитное поле направлено вдоль направления распространения лазерного излучения, линейно поляризованное лазерное излучение можно рассматривать как состоящее из двух излучений с круговыми поляризациями σ^+ и σ^- (левый и правый круг, соответственно). На рис.3 приведена система уровней ^{85}Rb , D_1 линии, переходы $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$ во внешнем магнитном поле и разрешенные атомные переходы между зеемановскими подуровнями, для которых выполняются правила отбора для квантового числа $F_g - F_e = \Delta F = 0, \pm 1$ и $\Delta m_F = \pm 1$ [11]. Линиями показаны все допустимые переходы и рядом указаны величины вероятностей переходов (коэффициенты Клебша–Гордана). Жирными линиями показаны два перехода с круговыми поляризациями σ^+ и σ^- , которые представляют наибольший интерес, поскольку имеют наибольшие вероятности переходов, и, кроме того, частотное расстояние между этими компонентами максимально. Рядом с уровнями $F_g = 3$ и $F_e = 2$ приведены факторы Ланде $g_F = 0.465$ МГц/Гс и -0.155 МГц/Гс, которые показывают смещение данного зеемановского подуровня (в МГц) при умножении на m_F в магнитном поле B (Гс).

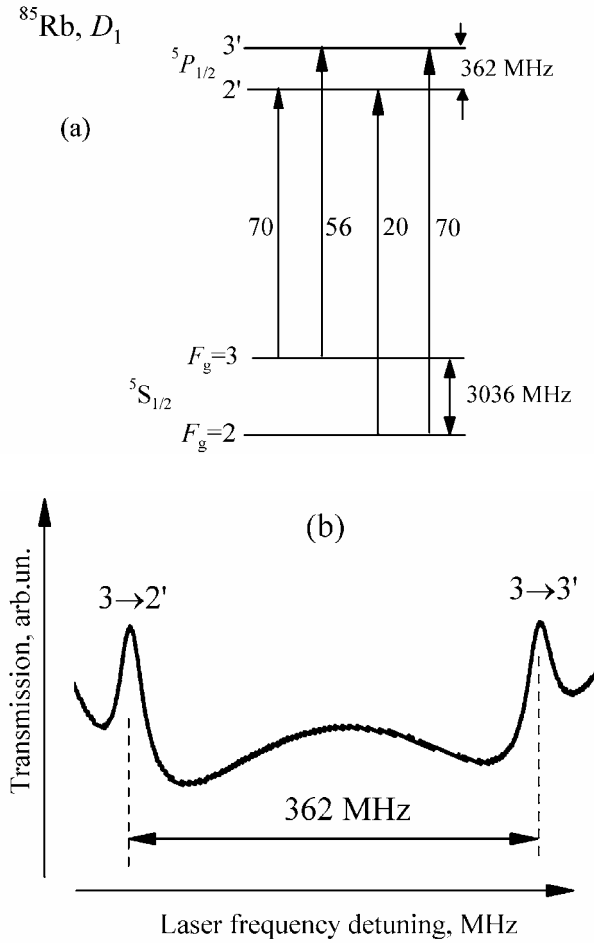


Рис.2. а) Диаграмма уровней атомов ^{85}Rb , D_1 линии, переходы $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3$; б) спектр пропускания СТЯ с $L = \lambda = 794$ нм для переходов $3 \rightarrow 2', 3'$; формируемые ОРСС-резонансы отмечены как $3 \rightarrow 2'$, и $3 \rightarrow 3'$; частотное расстояние между ними 362 МГц.

Нетрудно видеть, что частотное расстояние Δ между парой переходов σ^+ и σ^- (отмеченными жирными линиями) максимально среди всех других пар и составляет $\Delta = B(\text{Гс}) \times 3.41$ МГц/Гс. В спектре пропускания ОРСС-пики для двух излучений с круговыми поляризациями σ^+ и σ^- (отмеченные жирными линиями на рис.3) имеют наибольшие и равные друг другу амплитуды: $A(\text{ОРСС}, \sigma^+) = A(\text{ОРСС}, \sigma^-)$. На рис.4 приведены спектры пропускания для атомных переходов с поляризациями σ^+ и σ^- при разных величинах магнитного поля B : 9, 15, 20, 25 и 30 Гс. Частотное расстояние Δ между ОРСС- σ^+ и ОРСС- σ^- определяется между их пиками (на рисунке отмечены стрелками). Нижний ОРСС-резонанс (на переходе $3 \rightarrow 2'$) является реперным ($B = 0$), его спектральная ширина равна 22 МГц. Заметим, что минимальная величина магнитного поля, когда уже уверенно регистрируется провал между двумя ОРСС-резонансами, составляет $B = 5$ Гс, при этом $\Delta \approx 17$ МГц.

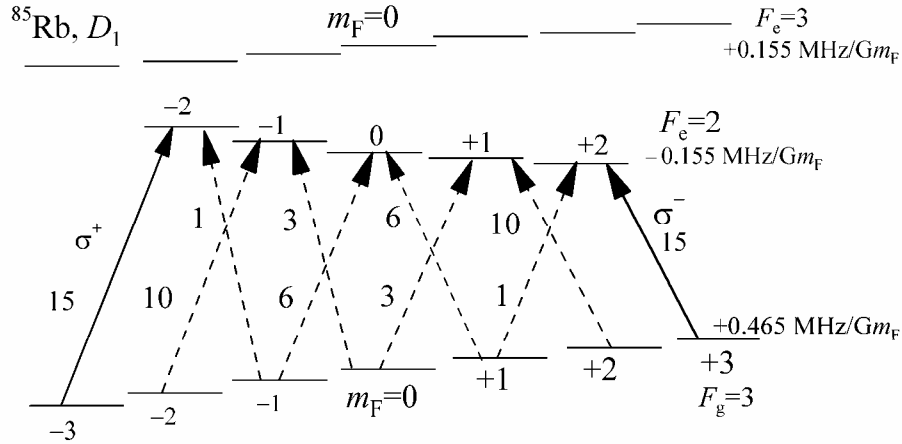


Рис.3. Система уровней ^{85}Rb , D_1 линии, переходы $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2$ во внешнем магнитном поле. Линиями показаны разрешенные атомные переходы. Жирными линиями показаны два перехода с круговыми поляризациями σ^+ и σ^- , которые используются в эксперименте.

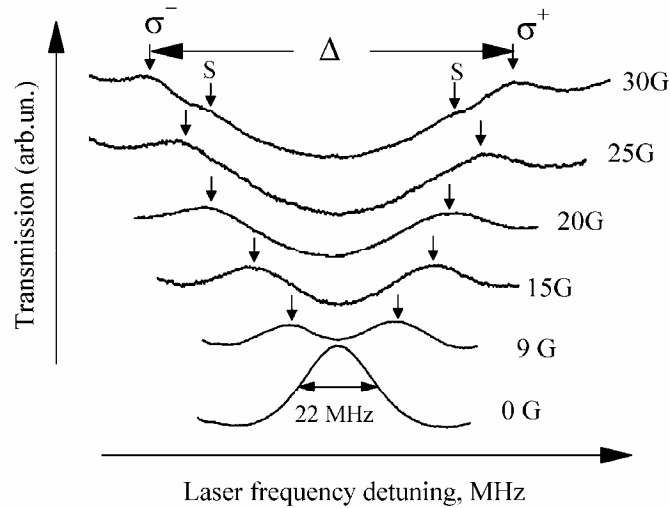


Рис.4. Спектры пропускания СТЯ D_1 линии ^{85}Rb ($L = 794$ нм) для атомных переходов с поляризациями σ^+ и σ^- при разных величинах магнитного поля B : 9, 15, 20, 25 и 30 Гс. Для удобства спектры смещены по вертикали.

Важно отметить, что величина 3.41 МГц/Гс получена в предположении, что имеет место линейный эффект Зеемана, то есть смещение атомных уровней линейно зависит от величины B . Однако, хорошо известно, что линейная зависимость может нарушаться даже при умеренных магнитных полях. Кроме того, вероятности атомных переходов могут сильно зависеть от B . Поэтому, используя модель, приведенную в ряде работ (см., например, [3,6]) нами были полу-

чены кривые, которые точно описывают поведение как частотных сдвигов, так и соответствующих вероятностей переходов. На рис.5 приведена теоретическая кривая (сплошная линия) зависимости частотного интервала Δ от величины B . Как видно, до 40 Гс наблюдается линейная зависимость; только при больших полях наблюдается отклонение: так, при $B = 200$ Гс, величина 3.41 МГц/Гс возрастает на 3%. Постоянство этой величины удобно для практического применения, поскольку отпадает необходимость в кривой зависимости Δ от величины B . На рис.6 показана теоретическая кривая зависимости отношения амплитуд $A(\text{ОРСС}, \sigma^-) / A(\text{ОРСС}, \sigma^+)$ от величины B . Как видно, это отношение до $B < 30$ Гс практически равно единице (это удобно для практического применения), однако при увеличении B оно монотонно уменьшается и при 200 Гс отношение равно 0.9. Заметим, что уже при $B = 30$ Гс рядом с основными ОРСС- σ^+ и ОРСС- σ^- появляются спутниковые ОРСС- σ^+ -s и ОРСС- σ^- -s, отмеченные буквой s. На рис.3 это переходы $F_g = 3, m_F = -2 \rightarrow F_e = 2, m_F = -1$ и $F_g = 3, m_F = +2 \rightarrow F_e = 2, m_F = +1$. При малых величинах B амплитуда этих спутниковых ОРСС меньше основных в 1.5 раза, однако с увеличением B их амплитуда приближается к амплитуде основных ОРСС, что ухудшает точность определения магнитного поля. Поэтому приведенный метод с использованием переходов атомов ^{85}Rb целесообразно применять до полей 30 Гс.

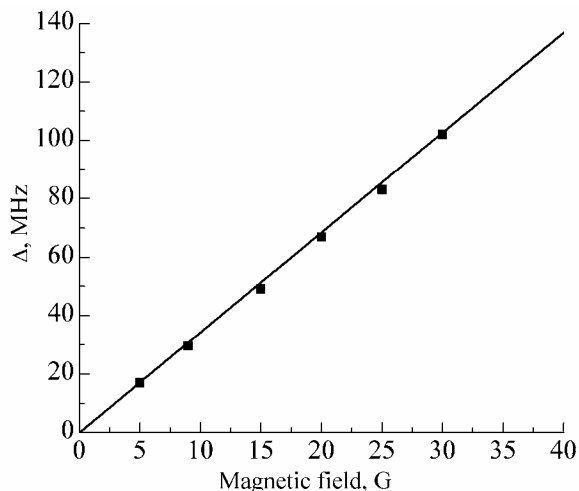


Рис.5. Сравнение теоретических и экспериментальных результатов для D_1 линии ^{85}Rb : сплошная линия – теоретическая кривая зависимости частотного интервала Δ от магнитного поля; черные квадратики – экспериментальные результаты.

Известно, что с помощью техники “Насыщенного Поглощения” (НП), с использованием ячеек сантиметровой длины, также достигается субдоплеровское спектральное разрешение. Для реализации техники НП лазерное излучение делится на 2 пучка, одно из которых имеет большую мощность (пучок накачки),

а другой имеет малую мощность (пробный пучок). Пучки накачки и пробный направляются навстречу друг другу, и пересечение происходит в ячейке с парами металла; далее детектируется спектр пробного пучка. При этом формируются ОРСС-резонансы, аналогичные приведенному на рис.2б. Одним из существенных недостатков техники НП является наличие в спектре так называемых “cross-over” резонансов (которые по частоте расположены точно посередине между ОРСС-резонансами и, как правило, имеют большую амплитуду). Эти “cross-over” резонансы, также как и ОРСС, в магнитном поле расщепляются на большое количество компонент, делая спектр предельно сложным для обработки. В работах [12,13] техника НП была использована для исследования атомных переходов между зеемановскими подуровнями в спектре пропускания атомов Rb, D_2 линии. Обработка спектра, насыщенного дополнительными сильными компонентами (которые вносят cross-over резонансы) представляется трудной и неоднозначной задачей (при $B > 100$ Гс спектр становится настолько сложным, что обработка практически невозможна). В недавно опубликованной работе [14] техника НП была использована для измерения величины магнитного поля с использованием уровней ^{85}Rb , D_1 линии, приведенной на рис.3, так же, как и в нашем случае, измеряя частотный интервал Δ между ОРСС- σ^+ и ОРСС- σ^- .

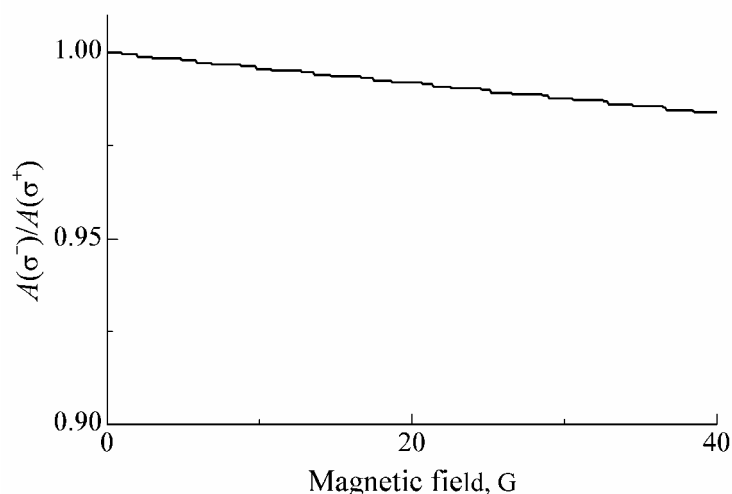


Рис.6. Теоретическая кривая зависимости отношения амплитуд $A(\text{ОРСС}, \sigma^-) / A(\text{ОРСС}, \sigma^+)$ от величины B .

Однако, уже при $B \sim 25$ Гс ОРСС-компонента, образованная cross-over резонансом, подходит по частоте достаточно близко к ОРСС- σ^+ (при этом имеет такую же амплитуду), что легко может привести к ошибке в идентификации полезного ОРСС- σ^+ . Чтобы избежать такой ошибки, авторы [14] вынуждены были плавно увеличивать величину магнитного поля и снимать ряд спектров, чтобы правильно проследить меняющееся частотное положение ОРСС- σ^+ . В то же время в нашем случае в спектре образуются только два сильных ОРСС- σ^+ и ОРСС-

σ^- , что предельно упрощает процедуру измерения величины B . Отметим также, что в работе [14] была использована ячейка с $L=10$ см, следовательно, по приведенной выше методике возможно измерение только однородного магнитного поля, В нашем же случае используется СТЯ с толщиной столба $L=794$ нм, поэтому даже в случае сильно неоднородного магнитного поля методом ЛЗМ может быть измерена величина B с локальным пространственным субмикронным разрешением.

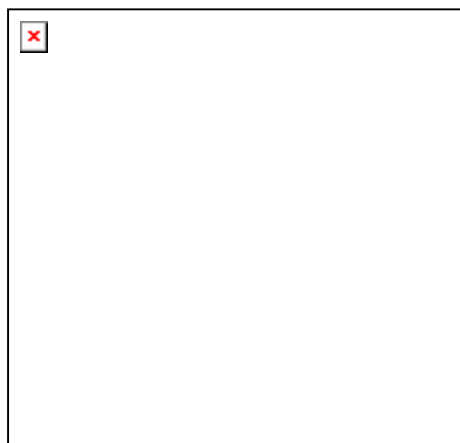


Рис.7. Диаграмма атомных переходов $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1, 2$, ^{87}Rb , D_1 линии.

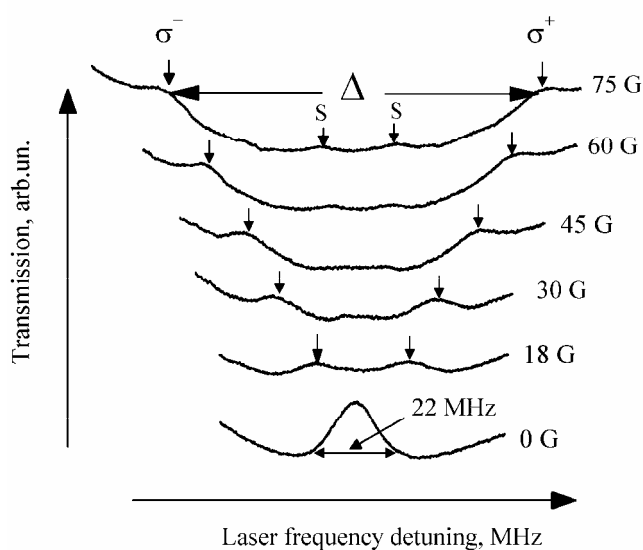


Рис.8. Система уровней ^{87}Rb , D_1 линии, переходы $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ во внешнем магнитном поле. Линиями показаны разрешенные атомные переходы. Жирными линиями показаны два перехода с круговыми поляризациями σ^+ и σ^- , которые используются в эксперименте.

Для измерения полей $30 < B < 80$ Гс более удобным является использование атомных переходов $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$, ^{87}Rb , D_1 линии (см. рис.7) с применением линейно поляризованного лазерного излучения. На рис.8 приведены те же переходы $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ во внешнем магнитном поле и разрешенные атомные переходы между зеемановскими подуровнями. Линиями показаны все допустимые атомные переходы и рядом указаны величины вероятностей переходов. Жирными линиями показаны два перехода с круговыми поляризациями σ^+ и σ^- , которые представляют наибольший интерес, поскольку имеют наибольшие вероятности переходов. Рядом с уровнями $F_g = 3$ и $F_e = 2$ приведены факторы Ланде. Нетрудно видеть, что частотное расстояние Δ между парой переходов σ^+ и σ^- максимально среди всех других пар и составляет $\Delta = B(\text{Гс}) \times 2.32$ МГц/Гс. На рис.8 приведены спектры пропускания для атомных переходов с поляризациями σ^+ и σ^- при разных величинах магнитного поля B : 18, 30, 45, 60, 75 Гс. Частотное расстояние Δ измеряется между соответствующими пиками (на рисунке отмечены стрелками). Нижний ОРСС-резонанс (на переходе $1 \rightarrow 2'$) у которого спектральная ширина равна 22 МГц, является реперным (при $B = 0$),

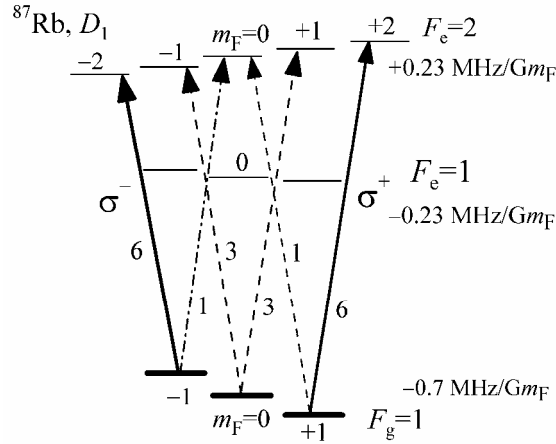


Рис.9. Спектры пропускания СТЯ, D_1 линия ^{87}Rb ($L = 794$ нм), для атомных переходов с поляризациями σ^+ и σ^- при разных величинах магнитного поля B : 18, 30, 45, 60 и 75 Гс. Для удобства спектры смещены по вертикали.

Отметим, что уже при $B > 40$ Гс рядом с основными ОРСС- σ^+ и ОРСС- σ^- появляются спутные ОРСС- σ^+ и ОРСС- σ^- , отмеченные буквой s. На рис.9 это переходы $F_g = 1, m_F = 0 \rightarrow F_e = 2, m_F = +1$ и $F_g = 1, m_F = 0 \rightarrow F_e = 2, m_F = +1$. При малых B амплитуда этих спутных ОРСС меньше основных в 2 раза, однако с увеличением B их амплитуда приближается к амплитуде основных ОРСС. На рис.10 приведена теоретическая кривая (сплошная линия) зависимости частотного интервала Δ от величины магнитного поля. Как видно, до

80 Гс наблюдается линейная зависимость (только при больших полях наблюдается отклонение: при $B = 300$ Гс величина 2.32 МГц/Гс уменьшается на 3%). Постоянство этой величины удобно для практического применения, поскольку отпадает необходимость в кривой зависимости Δ от величины B .

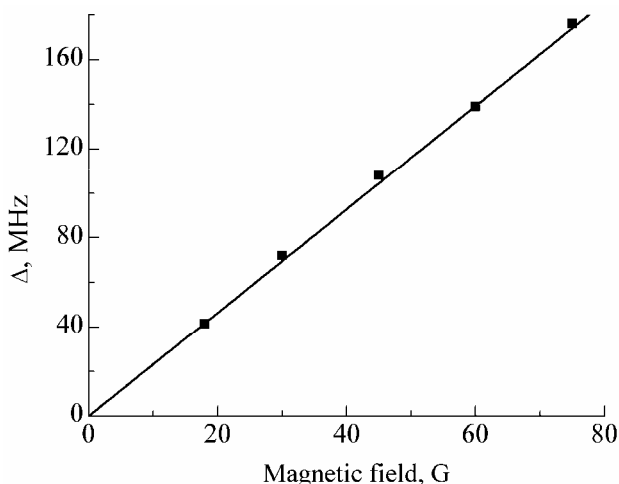


Рис.10. Сплошная линия – теоретическая кривая зависимости частотного интервала Δ между ОРСС- σ^+ и ОРСС- σ^- от величины магнитного поля. Черные квадратики – экспериментальные результаты.

Как следует из теоретического рассмотрения, амплитуды $A(\text{ОРСС}, \sigma^-) = A(\text{ОРСС}, \sigma^+)$ практически равны вплоть до 100 Гс, однако при дальнейшем возрастании B амплитуда $A(\text{ОРСС}, \sigma^-)$ начинает быстро уменьшаться. Другим недостатком этого метода при больших полях является также смещение частоты ОРСС- σ^- в низкочастотную область, в которой присутствуют сильные ОРСС-резонансы, возникающие от атомных переходов ^{85}Rb , D_1 линии. Поэтому при сильных магнитных полях (вплоть до 5000 Гс [5,6]) для их измерения наиболее удобным является использование ОРСС- σ^+ , отмеченного жирной линией на рис.9 и формируемого лазерным излучением с круговой поляризацией σ^+ .

К преимуществам метода, где измеряется частотный интервал Δ между ОРСС- σ^+ и ОРСС- σ^- (как ^{85}Rb , так и ^{87}Rb), следует отнести и следующее: при использовании эталона Фабри-Перо с базой 1 м можно формировать частотный репер с интервалом ~ 150 МГц. В этом случае отпадает необходимость дополнительного канала (см. рис.1) для формирования частотного репера с дополнительной Rb ячейкой при $B = 0$ (заметим, что в дополнительном канале может быть применена и техника НП с ячейкой сантиметровой длины).

Следует отметить, что, используя процесс электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) в парах атомов щелочного металла, возможно определение значительно меньших величин магнитного поля ~ 1 мГс [15], однако для достижения такой высокой чувствительности необходимо использовать два

фазово-скоррелированных лазерных излучения, что является далеко не тривиальной задачей. Проведем сравнение с результатами работы [16], в которой ЭИП-резонанс формировался с помощью двух независимых диодных лазеров на той же системе уровней ^{87}Rb , D_1 линии, что и в нашем случае. Использовалась обычная Rb ячейки с $L=5$ см. В работе [16] было показано, что используя ЭИП-резонанс, возможно определение магнитного поля величиной 2–3 Гс. Если сравнить с результатами, приведенными в настоящей работе с использованием СТЯ, то следует отметить два преимущества: первое – в нашем случае используется всего одно лазерное излучение, что значительно упрощает техническую реализацию; второе – поскольку в [16] использована ячейка с $L=5$ см, то, следовательно, с помощью ЭИП-резонанса возможно измерение только однородного магнитного поля, в то время как в нашем случае используется субмикронная толщина столба паров атомов, поэтому даже в случае сильно неоднородного магнитного поля приведенный метод ЛЗМ может быть успешно применен.

4. Заключение

В работах [5,6] нами было показано, что применение метода ЛЗМ и атомных переходов $F_g=1 \rightarrow F_e=2$ ^{87}Rb , D_1 линии очень удобно для измерения сильных магнитных полей в интервале 100–5000 Гс. В этом случае ОРСС-пик формируется лазерным излучением с круговой поляризацией σ^+ и измеряется частотное отклонение от начального положения частоты атомного перехода. В настоящей работе показано, что применение линейно поляризованного излучения и системы уровней ^{85}Rb , D_1 линии $F_g=3 \rightarrow F_e=2$ переходов, позволяет обеспечить наибольшую (среди всех остальных систем уровней атомов ^{85}Rb и ^{87}Rb , D_1 линии) величину скорости перестройки между двумя ОРСС-пиками (3.41 МГц/Гс) в магнитном поле. Это позволяет измерять слабые магнитные поля начиная с 5 Гс. Показано также, что применение линейно поляризованного излучения для системы уровней ^{87}Rb , D_1 линии $F_g=1 \rightarrow F_e=2$ является удобным для измерения слабых магнитных полей в интервале 30–100 Гс. Таким образом, применяя ЛЗМ метод и атомные системы Rb, D_1 линии, а также лазерное излучение (как линейно поляризованное, так и с круговой поляризацией), полную область измерения магнитных полей можно довести до 5–5000 Гс. Приведено сравнение с другими методами и отмечены как преимущества, так и недостатки метода ЛЗМ. Теоретические расчеты хорошо согласуются с данными эксперимента.

Авторы выражают благодарность А.С. Саркисяну за активное участие в изготовлении СТЯ, а также К.Леруа и Е. Пашаян-Леруа за помощь при создании теоретической модели.

ЛИТЕРАТУРА

1. **D.Budker, D.F.Kimball, D.P.DeMille.** Atomic Physics. Oxford Univ. Press, 2004.
2. **D.Mechede.** Optics, Light and Lasers: The Practical Approach to Modern Aspects of Photonics and Laser Physics. Weinheim, WILEY-VCH Verlag, 2007.

3. **M.Auzinsh, D.Budker, S.M.Rochester.** Optically Polarized Atoms: Understanding Light-Atom Interactions. Oxford University Press, 2011.
4. **Т.С.Варжапетян, Г.Т.Ахумян, В.В.Бабушкин, Д.Г.Саркисян, А.Атварс, М.Аузиньш.** Изв. НАН Армении, Физика, **42**, 338 (2007).
5. **A.Sargsyan, G.Hakhumyan, A.Papoyan, D.Sarkisyan, A.Atvars, M.Auzinsh.** Appl. Phys. Lett., **93**, 021119 (2008).
6. **G.Hakhumyan, C.Leroy, Y.Pashayan-Leroy, D.Sarkisyan, M.Auzinsh.** Opt. Comm., **284**, 4007 (2011).
7. **Е.Б.Александров.** УФН, **180**, 509 (2010).
8. **D.Sarkisyan, D.Bloch, A.Papoyan, M.Ducloy.** Opt. Commun., **200**, 201 (2001).
9. **Г.Ахумян, Д.Саркисян, А.Саргсян, А.Атварс, М.Аузиньш.** Опт. и спектр., **108**, 727 (2010).
10. **A.Sargsyan, A.V.Papoyan, D.Sarkisyan, A.Weis.** Europ. Phys. J. Appl. Physics, **48**, 20701 (2009).
11. **В.Демтредер.** Лазерная спектроскопия. М., Наука, 1985.
12. **M.U.Momeen, et al.** J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., **40**, 3163 (2007).
13. **G.Školnik, N.Vujičić, T.Ban.** Opt. Commun., **282**, 1326 (2009).
14. **J.A.Zielinska, F.A.Beduini, N.Godbout, M.W.Mitchell.** Ultra-Narrow Faraday Rotation Filter at the Rb D₁ Line. arXiv:1110.2362v1 [physics.optics] 11 Oct 2011.
15. **M.Fleischhauer, A.Imamoglu, J.P.Marangos.** Rev. Mod. Phys., **77**, 633 (2005).
16. **S.M.Iftiqar, V.Natarajan.** Phys. Rev. A, **79**, 013808 (2009).

ԵՆԹԱԴՈՊԼԵՐՅԱՆ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՌԵԶՈՆԱՆՍՆԵՐԻ ԿԻՐԱՌՈՒՄԸ
ՌՈՒՅԼ ՄԱԳՆԻՍՏԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐԻ ՉԱՓՄԱՆ ՀԱՄԱՐ ՌՈՒԲԻԴԻՈՒՄԻ
ԳՈԼՈՐՇԻՆԵՐ ՊԱՐՈՒՆԱԿՈՂ ԳԵՐԿԱՐՃ ԲԶՋԻ ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ

Ա.Դ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Հ.Թ. ՀԱԽՈՒՄՅԱՆ, Դ.Հ. ՍԱՐԿՍՅԱՆ

Փորձնականորեն և տեսականորեն հետազոտված են երկու ատոմական համակարգեր՝ ^{85}Rb և ^{87}Rb , D_1 գծի համար: Ցույց է տրված, որ օգտագործելով ըստ արագության սելեկտիվ օպտիկական մղման ռեզոնանսները, որոնք ձևավորվում են սուբմիկրոնային բջջի (լցված Rb-ի ատոմներով) բացթողման սպեկտրում, գծային բևեռացված լազերային ճառագայթման եզակի անցման ժամանակ, հնարավոր է թույլ մագնիսական դաշտերի չափումը սկսած 5 Գս-ից: Հաշվի առնելով նախորդ արդյունքները, նույնպես ստացված սուբմիկրոնային բջջի օգնությամբ ^{87}Rb , D_1 գծի ատոմային համակարգի դեպքում, շրջանաձև բևեռացված լազերային ճառագայթմամբ, մագնիսական դաշտի չափման ընդհանուր տիրույթը (ինչպես համասեռ, այնպես էլ անհամասեռ դաշտերի համար) կարող է կազմել 5–5000 Գս:

USAGE OF SUB-DOPPLER OPTICAL RESONANCES FOR MEASUREMENT OF WEAK MAGNETIC FIELDS USING AN EXTREMELY THIN CELL FILLED WITH RUBIDIUM VAPOR

A.D. SARGSYAN, G.T. HAKHUMYAN, D.H. SARKISYAN

Two atomic systems of ^{85}Rb and ^{87}Rb , D_1 line have been studied both experimentally and theoretically. We demonstrate that using velocity-selective optical pumping resonances which are formed in the transmission spectrum of a submicron thin cell (filled with Rb atoms) in the case of single passage through it of a laser radiation with a linear polarization allows one to measure weak magnetic fields starting from 5 G. Taking into account previously obtained results, also with the help of submicron thin cell with use of atomic system of ^{87}Rb , D_1 line and laser radiation with a circular polarization, the total range of magnetic field measurement (both homogeneous and inhomogeneous) can achieve 5–5000 G.