

Микроволновая спектроскопия холодных атомов рубидия

В. М.Энтин, И. И. Рябцев

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 22 июня 2004 г.

Исследовано влияние микроволнового излучения на резонансную флуоресценцию облака холодных атомов ^{85}Rb в магнитооптической ловушке. Частота излучения перестраивалась вблизи частоты сверхтонкого расщепления атомов в основном состоянии $5S$. Микроволновое поле индуцировало магнитодипольные переходы между магнитными подуровнями состояний $5S(F=2)$ и $5S(F=3)$, что приводило к изменению сигнала флуоресценции. Сделаны записи спектра сигнала при перестройке частоты микроволнового излучения. Обнаружено, что наблюдаемый спектр существенно зависит от выбора перехода и настройки частоты лазера перекачки в схеме охлаждения.

PACS: 32.60.+i, 39.25.+k, 39.30.+w, 42.50.Gy

Метод двойного радиооптического резонанса лежит в основе работы атомных стандартов частоты [1]. Микроволновое излучение, резонансное переходам между компонентами сверхтонкой структуры атомов щелочных металлов (например, Rb и Cs), индуцирует магнитодипольные переходы, что в свою очередь приводит к изменению сигнала резонансной флуоресценции или поглощения на оптических переходах из основного состояния. В первых экспериментах исследовалось влияние микроволновых полей на поглощение и поляризацию света резонансных ламп [2].

До появления магнитооптических ловушек для лазерного охлаждения и захвата атомов [3] основным объектом исследований являлся тепловой газ атомов, характеризующийся большим доплеровским уширением. Первые эксперименты по СВЧ спектроскопии холодных атомов были выполнены в магнитной ловушке с атомами Na [4]. В них исследовался спектр флуоресценции атомов, захваченных в сильном магнитном поле (~ 2300 Гс) в присутствии пробного лазерного поля и зондирующего микроволнового излучения. Однако сильное неоднородное магнитное поле приводило к уширению резонансов до 200 МГц, что существенно больше естественной ширины оптических переходов.

В более поздней работе [5] микроволновое поле было использовано для возбуждения переходов между сверхтонкими подуровнями основного состояния атомов цезия, охлажденных в схеме оптического молассиса (болота) в точке пересечения трех стоячих световых волн. Сигнал флуоресценции атомов, предварительно охлажденных в молассисе, исследовался после выключения охлаждающих лазерных лучей. Это позволило наблюдать невозможные оптичес-

кими полями СВЧ резонансы шириной в несколько десятков Гц. При этом интенсивность микроволнового излучения не превышала нескольких десятков нВт/см².

Дальнейшее развитие эти работы получили в экспериментах с так называемыми “атомными фонтанами” (см., например, [6]). Сужение ширины линии атомных стандартов достигалось методом биевий Рамзея при двукратном пролете медленных холодных атомов через СВЧ резонатор [7]. Кроме того, в ряде работ СВЧ поле использовалось вместо лазера перекачки для создания оптико-микроволновой магнитооптической ловушки [8].

Целью микроволновой спектроскопии холодных атомов обычно ставится наблюдение сверхузких резонансов и создание прецизионных атомных часов на микроволновых переходах. Однако микроволновая спектроскопия может быть полезным инструментом и для изучения процессов, происходящих в облаке холодных атомов. Например, в одной из недавних работ были выполнены эксперименты по микроволновой спектроскопии атомов, загруженных из магнитооптической ловушки в оптическую ловушку с большой отстройкой частоты [9]. В ней также наблюдались узкие СВЧ резонансы (~ 500 Гц и менее), что было достигнуто выключением охлаждающих лазеров во время измерения.

Целью настоящей работы ставилось изучение влияния микроволнового поля на сигнал резонансной флуоресценции в стандартной магнитооптической ловушке с атомами Rb и определение возможности его использования для диагностики облака холодных атомов.

Экспериментальная установка. Охлаждение и захват атомов Rb в магнитооптической ловушке

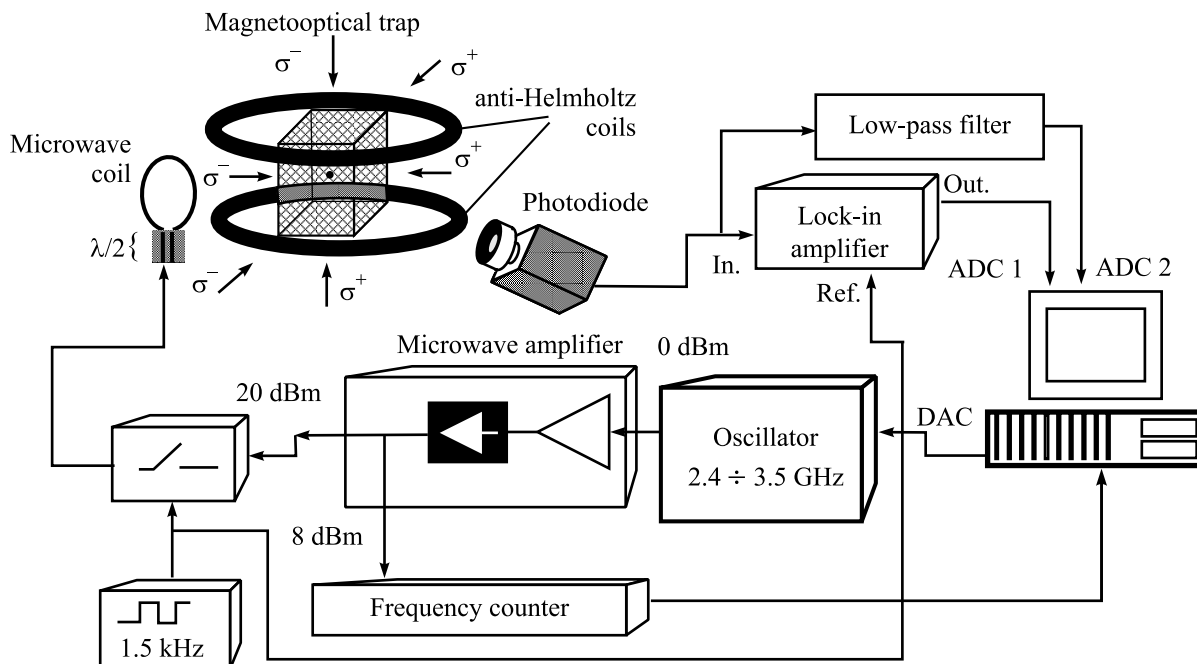


Рис.1. Схема экспериментальной установки

осуществлялись с использованием лазерной системы, содержащей два полупроводниковых лазера с внешним резонатором на длину волны 780 нм и систему привязки частоты по насыщенному поглощению в оптических ячейках с Rb [10, 11].

Для лазерного охлаждения была собрана стандартная оптическая схема, состоящая из трех пар ортогонально поляризованных лазерных пучков ($\sigma+$, $\sigma-$), пересекающихся в центре кварцевой ячейки (рис.1), откачиваемой магнитоэлектрическими насосами до давления $\sim 1 \cdot 10^{-8}$ мм.рт.ст. Источником Rb служила ампула с естественной смесью изотопов рубидия при комнатной температуре.

Градиент магнитного поля в ловушке ($0 \div 15$ Гс/см) формировался парой катушек анти-Гельмгольца. Остаточные магнитные поля компенсировались с помощью дополнительных катушек Гельмгольца. Возможность компенсации остаточных магнитных полей и точность юстировки лазерных пучков обеспечивалась использованием двух ПЭС телекамер, расположенных с разных сторон ячейки.

Регистрация сигнала резонансной флуоресценции осуществлялась калиброванным по чувствительности фотоприемником на основе двухэлементного фотодиода с объективом от телекамеры и дифференциальным усилителем. Изображение облака проецировалось объективом на один из элементов фотодиода, второй элемент использовался для вычитания сигнала

ла засветок от лазерных лучей, рассеивающихся на стенках ячейки.

Для захвата атомов в ловушку охлаждающий лазер привязывался либо на склон пика насыщенного поглощения перехода (рис.2b) $5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F = 4)$ (^{85}Rb) с красной отстройкой $1 \div 3$ Г от центра резонанса (рис.2a) ($\Gamma = 6$ МГц – естественная ширина D_2 -линии Rb), либо на склон резонанса флуоресценции от ловушки. В последнем случае реализовалась так называемая самостабилизированная магнитооптическая ловушка [12]. За счет этого сигнал флуоресценции имел более стабильную постоянную составляющую, соответствующую равновесной населенности ловушки.

Лазер перекачки настраивался на склон пика насыщенного поглощения перехода $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F = 2)$, или $F = 3$ с красной отстройкой $0 \div 3$ Г (рис.2a) и привязывался к резонансу с использованием частотно-модуляционного метода Паунда-Древера [13, 14].

Мощность лазеров составляла примерно 6 мВт на выходе из резонаторов. Перед входом в ячейку лазерные пучки расширялись с помощью телескопов до диаметра $7 \div 8$ мм. Интенсивность излучения в каждом из лазерных пучков на входе в ячейку составляла 2.6 мВт/см² при расчетной интенсивности насыщения 1.65 мВт/см². Рис.2с иллюстрирует измеренную зависимость числа захваченных атомов от частоты лазера охлаждения, при этом частота лазера пере-

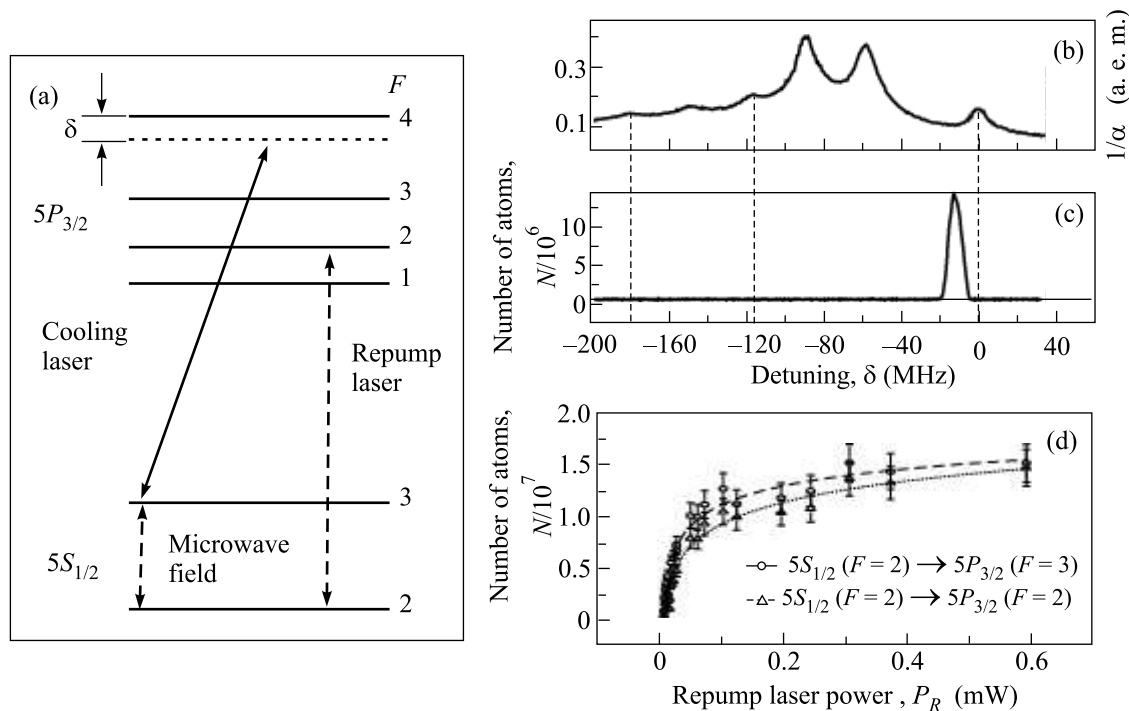


Рис.2. (а) Схема переходов в атомах ^{85}Rb ; (б) спектр насыщенного поглощения в опорной ячейке; (с) число атомов в ловушке как функция частоты охлаждающего лазера; (д) зависимость числа атомов в ловушке от суммарной мощности излучения лазера перекачки

качки привязывалась к резонансу за счет переходов $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F=2)$. На рис.2д представлена зависимость числа захваченных атомов от суммарной мощности лазера перекачки в ловушке, при отстройке охлаждающего лазера $\delta = 9$ МГц. Видно, что насыщение населенности ловушки по мощности лазера перекачки наступает уже при 0.1 мВт.

В описанной ловушке было получено облако холодных атомов диаметром $0.6 \div 2$ мм с количеством захваченных атомов $\leq 2 \cdot 10^7$, что соответствует плотности $\leq 2 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$. Температура облака составляла ~ 50 мкК. Она измерялась по динамике уменьшения числа атомов после кратковременного $5 \div 200$ мс выключения градиента магнитного поля. Населенность ловушки падала в e раз за время $t \sim 30$ мс. Это означает, что за время 30 мс большая часть атомов покидала область взаимодействия с лазерным излучением, то есть пролетала расстояние $L = A/2 \approx 3.5$ мм (A – апертура луча). В приближении максвелловского распределения по скоростям формула для средней температуры атомов может быть записана в виде [4]

$$\langle T \rangle = \frac{M \langle v \rangle^2}{3k_B}, \quad (1)$$

где $\langle v \rangle = L/t$ – средняя скорость атомов, k_B – постоянная Больцмана и M – масса атома, получаем оценку для температуры 50 мкК.

Для экспериментов по микроволновой спектроскопии использовался синтезатор частоты на основе первого гетеродина анализатора спектра С4-60 с усилителем мощности диапазона 3 ГГц (± 300 МГц) и выходной мощностью 20 дБм (см. рис.1). Ширина линии гетеродина не превышала 10 кГц. Частота плавно перестраивалась с помощью ЦАП в крейте КАМАК, управляемом компьютером.

Для регистрации слабого сигнала изменения резонансной флуоресценции за счет магнитодипольных переходов в атомах рубидия использовалась техника синхронного детектирования. С этой целью СВЧ излучение модулировалось по амплитуде СВЧ переключателем (SSW-508, Sirenza). С выхода переключателя микроволновое излучение подавалось на согласованный полосковым полуволновым трансформатором виток провода диаметром 4 см, расположенный на расстоянии 3 см от центра ловушки. На переключатель СВЧ подводились управляющие импульсы с частотой 1.5 кГц от генератора импульсов.

Сигнал с выхода фотоприемника, регистрирующего флуоресценцию, поступал на вход фазочувствительного усилителя. В качестве сигнала опорной частоты использовался сигнал с генератора, управляющего переключателем. В результате на выходе усилителя выделялся сигнал, пропорциональный из-

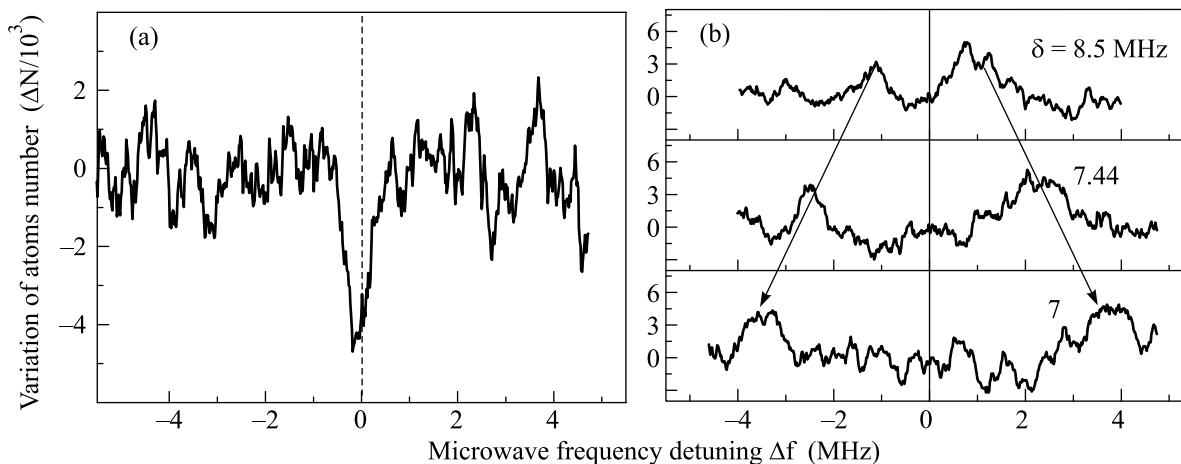


Рис.3. Зависимость населенности ловушки от частоты микроволнового поля для лазера перекачки, настроенного на переход: (a) $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F=2)$; (b) $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F=3)$

менению флуоресценции под действием микроволнового излучения. Этот сигнал, наряду с постоянным уровнем флуоресценции ловушки, записывался как функция частоты микроволнового генератора.

В первых экспериментах было установлено, что не удается достичь воспроизводимости микроволновых спектров в случае привязки лазера охлаждения на резонансы насыщенного поглощения. Поэтому использовалась схема привязки по флуоресценции. При включении микроволнового генератора на сигнал флуоресценции ловушки накладывался сигнал, модулированный на частоте 1.5 кГц. Для того чтобы система привязки не подавляла полезный сигнал, частота среза петли обратной связи системы стабилизации охлаждающего лазера лежала в пределе нескольких сотен Гц.

Для увеличения полезного сигнала мощность лазера перекачки ослаблялась и составляла около 90 мкВт на каждый из лучей в ловушке. Также, для сужения СВЧ резонансов в экспериментах по микроволновой спектроскопии использовался минимальный градиент магнитного поля в ловушке (≈ 5 Гс/см), при котором в ловушку все еще захватывается достаточное количество атомов.

Результаты экспериментов и обсуждение.

На рис.3а представлена зависимость изменения населенности ловушки от частоты СВЧ генератора для случая, когда лазер перекачки настраивался на переход $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F=2)$ и имел красную отстройку частоты. Микроволновый спектр получен усреднением по 10 измерениям. Шумы и флуктуации были обусловлены, главным образом, шумами фотоприемника. Положение частоты невозмущенного СВЧ резонанса 3035.732 МГц для магнитодиполь-

ного перехода $5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5S_{1/2}(F=3)$ в атомах ^{85}Rb отмечено пунктирной линией. Видно, что вблизи этой частоты наблюдается провал в сигнале флуоресценции ловушки. Ширина микроволнового резонанса в разных экспериментах почти не менялась и составляла около 500 кГц.

Наблюдаемый резонанс обусловлен перекачкой холодных атомов ^{85}Rb из состояния $5S_{1/2}(F=3)$ в состояние $5S_{1/2}(F=2)$ вследствие магнитодипольных переходов. При точной настройке частоты СВЧ излучения флуоресценция ловушки на охлаждающем переходе $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F=4)$ уменьшается, поскольку уменьшается число атомов в состоянии $5S_{1/2}(F=3)$. Отсутствие сдвига частоты микроволнового резонанса свидетельствует либо о том, что регистрируется сигнал флуоресценции от центральной части облака холодных атомов, где магнитное поле невелико и отсутствует зеемановский сдвиг уровней, либо о том, что возбуждаются магнитодипольные переходы между центральными зеемановскими компонентами $5S_{1/2}(F=2, |m_F|=0)$ и $5S_{1/2}(F=3, |m_F|=0)$, не испытывающими сдвига. Последнее предположение маловероятно, так как магнитные моменты холодных атомов не имеют определенной ориентации относительно какой-либо произвольной оси квантования в ловушке, а поляризация микроволнового излучения специально не подбиралась. Таким образом, наиболее вероятной причиной отсутствия сдвига является регистрация изменений в сигнале флуоресценции именно от центральной части облака. Такое поведение характерно только для настройки лазера перекачки на переход $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F=2)$, на котором возможна перекачка части атомов в центре ловушки в темные

состояния, не взаимодействующие с лазерным излучением [15].

Один из наиболее вероятных механизмов уменьшения флуоресценции связан с тем, что под действием поля СВЧ часть атомов переводится из состояния $5S_{1/2}(F=3)$ в локальные темные состояния, возникающие на уровне $5S_{1/2}(F=2)$ под действием лазера перекачки. Поскольку атомы, находящиеся в таких состояниях, не возбуждаются световым полем лазера перекачки, они уходят также и из взаимодействия с излучением охлаждающего лазера, приводя к уменьшению сигнала флуоресценции.

При анализе ширины наблюдаемого резонанса следует отметить, что подуровень $5S_{1/2}(F=3)$ должен испытывать световой сдвиг, уширение и расщепление под действием излучения охлаждающего лазера вследствие эффекта Ауслера–Таунса [16]. Расщепление и сдвиги определяются положением уровней квазиэнергии [17]:

$$\omega_{\pm} = \delta/2 \pm \sqrt{\delta^2/4 + \Omega^2/4}, \quad (2)$$

где δ – отстройка от оптического резонанса, Ω – частота Раби. Отметим, что в нашем эксперименте отстройка и частота Раби (в условиях насыщения) по порядку величины совпадают с Γ . Градиент магнитного поля задает вариацию отстроек на размерах облака, поэтому СВЧ резонанс должен был испытывать уширение порядка нескольких мегагерц. Такой вывод подтверждается недавними работами [18, 19], в которых исследовался эффект Ауслера–Таунса на оптических переходах в холодных атомах Rb и наблюдались сдвиги и расщепления уровней.

Однако наблюдаемая нами ширина резонанса ≈ 400 кГц заметно меньше указанной величины и практически не зависела от интенсивности и отстройки охлаждающего лазера. По-видимому, это напрямую связано с тем, что микроволновое излучение индуцировало переходы в темные состояния, не взаимодействующие с излучением. При этом ширина резонанса определялась только неоднородностью магнитного поля в центре ловушки, где вообще возможно возникновение темных состояний для вырожденных уровней. Данный вывод требует проведения дальнейших экспериментов для изучения особенностей возникновения темных состояний в центре ловушки при использовании перехода $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F=2)$ для лазера перекачки.

Амплитуда резонанса на рис.3а в различных экспериментах составляла $(3 \div 9) \cdot 10^3$ атомов. Ее максимальная величина определялась напряженностью магнитной составляющей микроволнового поля. В то же время было выяснено, что довольно большая

вариация амплитуды обусловлена незначительными флуктуациями в отстройках частот лазеров от частот оптических переходов. Максимальная амплитуда достигалась при равенстве этих отстроек, при этом центральная частота резонанса оставалась неизменной.

Совершенно иная картина наблюдалась в случае настройки лазера перекачки на переход $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F=3)$, для которого темные состояния отсутствуют (рис.3б). В спектре наблюдались два пика ($\pm \Delta f$), симметрично расщепленных относительно центральной частоты перехода $5S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5S_{1/2}(F=3)$. Первоначально было высказано предположение, что эти пики могут быть следствием эффекта Ауслера–Таунса для уровня $5S_{1/2}(F=3)$ в поле охлаждающего лазера, поскольку сдвиги резонансов зависели от отстройки частоты охлаждающего лазера на переходе $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F=4)$. Однако, как видно из уравнения (2), при красной отстройке лазера сдвиги уровней квазиэнергии должны быть различными, а следовательно, различными должны быть и сдвиги резонансов на рис.3б, в то время как мы наблюдаем симметричные сдвиги и расщепление.

Возможна другая интерпретация наблюдаемого эффекта. Поскольку частоты СВЧ резонансов сдвинуты относительно центральной частоты, они обусловлены в основном атомами, находящимися в градиентном магнитном поле на периферии холодного облака. При уменьшении красной отстройки частоты охлаждающего лазера от резонанса с переходом $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F=4)$ температура атомов возрастает, что приводит к увеличению размера облака, поэтому сдвиги СВЧ резонансов увеличиваются вследствие увеличения зеемановского расщепления на периферии облака. Увеличение сигнала флуоресценции в области резонансов на рис.3б по сравнению с уменьшением на рис.3а обусловлено повышением эффективности работы лазера перекачки на периферии облака при настройке СВЧ излучения в резонанс. Наличие двух резонансов на Рис.3б свидетельствует о возбуждении магнитодипольных переходов между крайними зеемановскими компонентами уровней $5S_{1/2}(F=2, |m_F| = \pm 2)$ и $5S_{1/2}(F=3, |m_F| = \pm 3)$, имеющими наибольшие сдвиги резонансов ($dv_{\text{зееман}}/dB \approx 2.56$ МГц/Гс). Наблюдаемые на рис.4 сдвиги частот соответствуют радиусу ловушки от 1 до 1.8 мм, что согласуется с анализом изображения ловушки на телекамере.

Несмотря на то, что основные особенности приведенных выше спектров воспроизводились в различных экспериментах, обращают на себя внимание шу-

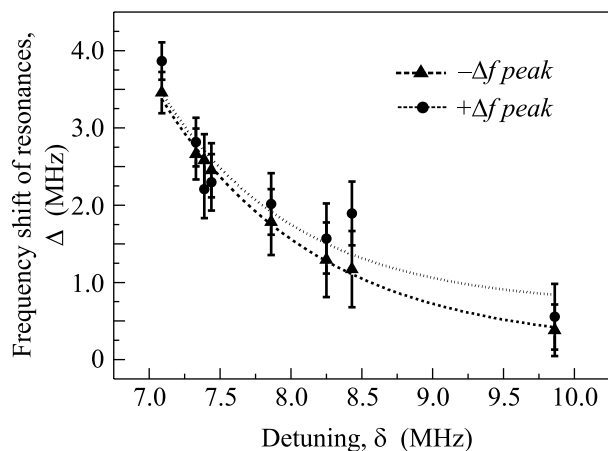


Рис.4. Сдвиг частоты резонансов на рис.3б в зависимости от отстройки δ частоты охлаждающего лазера. Пунктирные линии – аппроксимация методом наименьших квадратов

мы и флуктуации сигналов. Даже применение метода синхронного детектирования не позволило существенно улучшить отношение сигнал/шум. Это связано с довольно большим временем загрузки ловушки (около 1 с) и, соответственно, подавлением переменной составляющей в сигнале флуоресценции. По этой причине в наших экспериментах амплитуда резонансов не превышала 0.01 от общего уровня флуоресценции.

В то же время, как показал наш эксперимент, микроволновая спектроскопия холодных атомов позволяет изучать сигналы флуоресценции от различных частей облака холодных атомов. Переключение на регистрацию той или иной части достигается выбором одного из типов перехода для лазера перекачки. Например, при использовании перехода типа $J \rightarrow J$ регистрируется изменение флуоресценции от центральной части, а для переходов $J \rightarrow J + 1$ – от периферии. Это напрямую связано с наличием “темных состояний” для переходов типа $J \rightarrow J$ и с их отсутствием для переходов типа $J \rightarrow J + 1$, на что указывалось еще в работе [15]. Данные особенности могут служить основой для развития новых методов диагностики холодных атомов.

Авторы выражают благодарность В. И. Юдину, А. В. Тайченачеву и О. Н. Прудникову за плодотворные дискуссии. Работа выполнена при финансо-

вой поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований # 02-02-16332 и ИНТАС # 2001-155.

1. J. Vanier and C. Audoin, *The quantum physics of atomic frequency standards*, IoP Pub., Bristol: Ed. A. Hilger, v.1–2, 1989.
2. Г. Копферман, *Ядерные моменты*, пер. с нем. под ред. М. Е. Жаботинского М.: ИИЛ, 1960 [H. Kopferman, *Kernmomente*, Akad. Verlag. Frankfurt, 1956].
3. H. J. Metcalf, P. Van Der Straten, and H. E. Stanley, *Laser cooling and trapping*, Springer. New York, 1999.
4. A. G. Martin, K. Helmerson, V. S. Bagnato et al., *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2431 (1988).
5. D. W. Sesko and C. E. Wieman, *Opt. Lett.* **14**, 269 (1989).
6. E. A. Donley, T. P. Crowley, T. P. Heavner et al., *Proc. 2003 Joint Mtg. IEEE Intl. Freq. Cont. Symp. and EFTF Conf.*, 2003, p. 135.
7. Н. Рамзей, *Молекулярные пучки*, пер. с англ. под ред. Б. П. Адыяевича М.: ИЛЛ, 1960 [N. F. Ramsey, *Molecular beams*, Clarendon Press, Oxford, 1956].
8. R. J. C. Spreeuw, C. Gerz, L. S. Goldner et al., *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3162 (1994).
9. A. Kaplan, M. F. Andersen, and N. Davidson, *Phys. Rev.* **A66**, 045401 (2002).
10. В. М. Энтин, А. Е. Богуславский, И. И. Рябцев и др., *Письма в ЖЭТФ* **71**, 257 (2000).
11. V. M. Entin, I. I. Ryabtsev, A. E. Boguslavsky et al., *Opt. Commun.* **207**, 201 (2002).
12. C. S. Fletcher, J. E. Lye, N. P. Robins et al., *Opt. Commun.* **212**, 85 (2002).
13. R. W. P. Drever, J. L. Hall, F. V. Kovalski et al., *Appl. Phys.* **B31**, 97 (1983).
14. G. C. Bjorklund, M. D. Levinson, W. Lenth et al., *Appl. Phys* **B32**, 145 (1983).
15. А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, *ЖЭТФ* **98**, 81 (1990).
16. S. H. Autler and C. H. Townes, *Phys. Rev.* **100**, 703 (1955).
17. В. М. Акулин, Н. В. Карлов, *Интенсивные резонансные взаимодействия в квантовой электронике*, М.: Наука, 1987.
18. В. К. Тео, D. Feldbaum, T. Cubel et al., *Phys. Rev.* **A68**, 053407 (2003).
19. S. R. Muniz, K. M. F. Magalhães, E. A. L. Henn et al., *Opt. Commun.* **235**, 333 (2004).