

Спектроскопия интеркомбинационного перехода $^1S_0-^3P_1$ для вторичного охлаждения атомов стронция

К.Ю.Хабарова, А.А.Галышев, С.А.Стрелкин, А.С.Костин, Г.С.Белотелов, О.И.Бердасов,
А.Ю.Грибов, Н.Н.Колачевский, С.Н.Слюсарев

В рамках работы по созданию оптического стандарта частоты на холодных атомах стронция осуществлена субдоплеровская спектроскопия интеркомбинационного перехода $^1S_0-^3P_1$ (689 нм) в ячейке с парами Sr, а также в облаке атомов, захваченных в магнитооптическую ловушку (МОЛ). По измерению зеемановского расщепления уровня 3P_1 в МОЛ удалось выполнить точную юстировку положения ловушки относительно минимума магнитного поля, что требуется для успешной реализации вторичного охлаждения на интеркомбинационном переходе. Спектроскопия насыщенного поглощения в ячейке обеспечивает долговременную стабилизацию частоты охлаждающего лазера на $\lambda = 689$ нм.

Ключевые слова: оптические часы, стронций, спектроскопия насыщенного поглощения, магнитооптическая ловушка.

1. Введение

Прогресс в методах захвата и удержания атомов, а также в методах стабилизации лазеров и в измерении оптических частот привел к стремительному улучшению характеристик атомных часов как микроволнового, так и оптического диапазонов. Исследования в области атомных часов дали толчок развитию передовых областей науки, оказав влияние на прогресс фундаментальных и прикладных исследований. За последние несколько лет оптические стандарты частоты на нейтральных атомах, захваченных в оптическую решетку, превзошли стандарты на одиночных ионах по точности и стабильности. Так, группой А.Ладлоу в 2013 г. была продемонстрирована рекордная относительная стабильность при сравнении двух иттербиевых часов (девиация Аллана $\sigma_y = 1.6 \times 10^{-18}$ при времени усреднения 7 ч [1]), а группой Дж.Йе – рекордная относительная стабильность при сравнении двух строн-

циевых часов ($\sigma_y = 1.6 \times 10^{-18}$ при времени усреднения 10 000 с [2]). При этом часы на атомах стронция показывают наивысшую самосогласованность [3, 4], что дало основание Международному Бюро Мер и Весов предложить такие часы в качестве кандидата на переопределение секунды в системе СИ. В России работы по созданию оптических часов на изотопе стронция-87, загруженного в оптическую решетку, выполняются во ВНИИФТРИ в рамках ФЦП «ГЛОНАСС» [5].

Формирование оптической решетки на «магической» длине волны позволяет обнулить линейную часть динамического штарковского сдвига часового перехода [6, 7], а подбор поляризации – минимизировать поправки старших порядков [8]. При этом для атомов Sr и Yb «магические» длины волн лежат в диапазонах длин волн доступных лазерных источников, позволяющих формировать достаточно глубокие оптические решетки.

Для обеспечения локализации атомов (режим Лэмба–Дике) глубина оптической решетки должна быть достаточно большой. Однако увеличение глубины приводит к росту остаточного вклада динамического эффекта Штарка, поэтому обычно рабочая глубина решетки выбирается менее $100E_{\text{rec}}$, где $E_{\text{rec}} = 0.1$ мкК – энергия отдачи для длины волны решетки λ_L . Отсюда следует, что для эффективной загрузки атомов в оптическую решетку необходимо глубокое охлаждение атомов до температур ниже 10 мкК. Структура уровней атома стронция позволяет осуществлять лазерное охлаждение в два этапа. Первичное охлаждение осуществляется классическим методом лазерного охлаждения на спектрально широком разрешенном переходе $^1S_0-^1P_1$, который имеет естественную ширину линии $\gamma_1 = 30$ МГц и длину волны 461 нм. При этом достигаются температуры 1–3 мК (доплеровский предел $T_D = h\gamma_1/2k_B = 770$ мкК), что соответствует тепловым скоростям около 1 м/с [9]. Данный метод не требует специальных подходов и успешно осуществлен нашей группой в 2011 г. [10]. Однако такие температуры являются слишком высокими для эффективной загрузки атомов в оптическую решетку, поэтому требуется дальнейшее охлаждение. Отсутствие у стронция магнитного момента электронной оболочки в основном состоянии делает методы субдоплеровского

К.Ю.Хабарова. ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений» Россия, Московская обл., 141570 Менделеево; Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: kseniakhabarova@gmail.com;

А.А.Галышев, С.А.Стрелкин, О.И.Бердасов, А.Ю.Грибов. ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений» Россия, Московская обл., 141570 Менделеево; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 123182 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: galyshev89@gmail.com, sergo6989@gmail.com, berd_7@mail.ru, gribov.art@mail.ru;

А.С.Костин, Г.С.Белотелов, С.Н.Слюсарев. ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений» Россия, Московская обл., 141570 Менделеево; e-mail: askostin.mipt@yandex.ru, serslyu@mail.ru;

Н.Н.Колачевский. ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений» Россия, Московская обл., 141570 Менделеево; Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 123182 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: kolachbox@mail.ru.

Поступила в редакцию 21 июля 2014 г., после доработки – 29 сентября 2014 г.

охлаждения, широко применяющиеся в щелочных атомах [11], неэффективными.

Для глубокого (вторичного) охлаждения атомов стронция используется интеркомбинационный переход $^1S_0-^3P_1$ на длине волны 689 нм с естественной шириной линии $\gamma_2 = 7.4$ кГц. Доплеровский предел для этого перехода составляет 200 нК, однако лазерное охлаждение на столь спектрально узком переходе накладывает жесткие ограничения на спектр лазерного излучения, стабильность его частоты, а также требует компенсации и высокой симметрии магнитных полей в магнитооптической ловушке (МОЛ). Именно поэтому исследование данного перехода является важной задачей на пути реализации надежного вторичного охлаждения.

Переход исследовался в ряде работ других научных групп [12–14]. В настоящей работе, помимо ряда оригинальных технических решений по спектроскопии атомов стронция в ячейке, нами предложен новый метод настройки МОЛ с использованием наблюдения зеемановского расщепления уровня 3P_1 в облаке предварительно охлажденных атомов стронция на длине волны 461 нм.

2. Экспериментальная установка и первичное охлаждение атомов стронция-88

Нами реализована схема первичной МОЛ (461 нм) в трех парах антиколлинеарных ортогональных пучков, которые пересекаются в центре титановой вакуумной камеры, схематично представленной на рис.1,а. Вылетающие

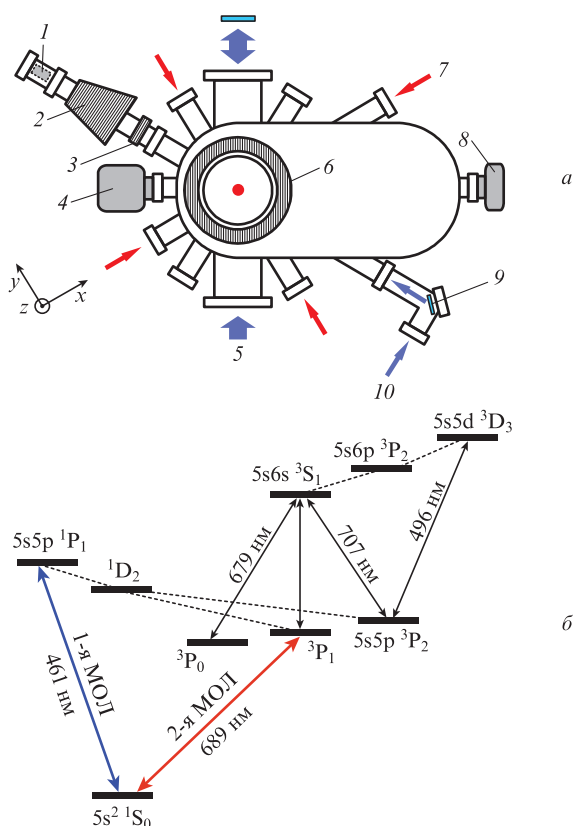


Рис.1. Схема вакуумной камеры (1 – испарительная печь; 2 – зеемановский замедлитель; 3 – компенсационная катушка; 4 – ФЭУ; 5 – пучок подсветки; 6 – катушки МОЛ; 7 – пучки МОЛ (461 и 689 нм); 8 – CCD-камера; 9 – серебряное зеркало; 10 – зеемановский пучок (461 нм)) (а) и схема уровней атома стронция, задействованных в процессах лазерного охлаждения (б).

из теплового источника атомы стронция предварительно замедляются в зеемановском замедлителе до скоростей около 20 м/с. Пучки первичной МОЛ пересекаются в центре ловушки (на рис.1 третья пара лучей направлена перпендикулярно плоскости рисунка и обозначена черным кружком) и формируют облако из потока замедленных атомов. Интенсивности лазерных пучков на охлаждающей длине волны $\lambda = 461$ нм соотносятся как 3:3:1 (x:y:z), что обеспечивает формирование наиболее симметричного облака. Магнитное поле в области МОЛ формируется двумя катушками в антигельмгольцевой конфигурации с осью вдоль z. Катушки сделаны из полый медной трубки диаметром 4 мм с каптоновой изоляцией. Водяное охлаждение осуществляется подачей через трубку воды под давлением, что позволяет пропускать через катушки ток до 70 А и достигать градиента магнитного поля в центре камеры вплоть до 120 Гс/см. Градиент, обеспечивающий максимальное количество захватываемых в МОЛ атомов, составляет 50 Гс/см.

Большой градиент магнитного поля в первичной МОЛ препятствует лазерному охлаждению на интеркомбинационном переходе, поэтому в процессе вторичного охлаждения градиент поля должен быть быстро снижен вплоть до 3 Гс/см. Поскольку характерное время разлета атомов в первичной ловушке составляет несколько миллисекунд, необходимо быстро выключать поле при переходе к этапу вторичного охлаждения. Для этого катушки снабжены электронной системой на полевых транзисторах, позволяющей выключать магнитное поле на характерных временах 0.5 мс.

Лазерное излучение для зеемановского замедлителя и пучков МОЛ обеспечивается полупроводниковой лазерной системой TA-SHG pro (ТОПТИСА), которая состоит из полупроводникового лазера с внешним резонатором, полупроводникового усилителя и схемы преобразования во вторую гармонику. Система обеспечивает мощность излучения вплоть до 450 мВт на $\lambda = 461$ нм со спектральной шириной 2 МГц. Частота лазера стабилизируется по высокостабильному коммерческому интерферометру WS-U (Angstrom), который, в свою очередь, калибруется по лазерному стандарту Орвилас-532-5-С с иодной ячейкой. Для выполнения баллистических измерений и регистрации вторичной ловушки предусмотрены пучки подсветки, настроенные точно в резонанс с переходом $^1S_0-^1P_1$. Для минимизации влияния пучков подсветки на облако пучки имеют одинаковую интенсивность и антиколлинеарны.

Для быстрого включения и выключения излучения подсветки, первичной МОЛ и зеемановского замедлителя лазерное излучение пропускается через акустооптические модуляторы (АОМ), работающие в первом порядке дифракции и сдвигающие частоту излучения на 40, 120 и 770 МГц соответственно. Подаваемые на АОМы радиочастотные сигналы проходят через ключи, управляемые цифровыми импульсами и позволяющие включать и выключать излучение за время менее 1 мкс. Поскольку АОМ в однопроходной схеме обеспечивает подавление мощности только на 30–40 дБ, для полной блокировки дополнительно используются механические затворы с временем срабатывания 0.5 мс. Управление экспериментом (формирование сигналов управления АОМами, затворами, магнитным полем, сбор данных) осуществляется с помощью системы LabView, обеспечивающей синхронизацию сигналов на уровне 1 мкс.

Регистрация сигнала люминесценции атомов на длине волны 461 нм осуществляется с помощью ФЭУ, на которой отображается область ловушки. Изображение облака также регистрируется CCD-камерой, управляемой с компьютера.

С помощью описанной системы наблюдалось первичное лазерное охлаждение всех изотопов атома стронция: ^{84}Sr (0.56%), ^{86}Sr (9.86%), ^{87}Sr (7.02%) и ^{88}Sr (82.56%) [10]. В дальнейшем мы будем описывать исследование перехода вторичного охлаждения самого распространенного изотопа ^{88}Sr , на котором ведется отработка методов охлаждения и спектроскопии.

3. Спектроскопия насыщенного поглощения перехода вторичного охлаждения в ячейке

Для настройки на слабый интеркомбинационный переход $^1\text{S}_0-^3\text{P}_1$ и компенсации дрейфа частоты лазера на больших временах нами была реализована схема спектроскопии насыщенного поглощения перехода $^1\text{S}_0-^3\text{P}_1$ в парах атомов Sr в ячейке. Поскольку естественная ширина перехода мала ($\gamma_2 = 7.4$ кГц), для субдоплеровской спектроскопии требуется сужение спектра возбуждающего лазера (689 нм) TA-pro (Thorlabs), ширина которого изначально составляет около 1 МГц. Для этого нами используется высокостабильный ULE-резонатор, позволяющий получить спектральную ширину линии лазерного излучения до 100 Гц при дрейфе частоты менее 1 Гц/с [15].

Схема экспериментальной установки для исследования спектроскопии насыщенного поглощения интеркомбинационного перехода в ячейке представлена на рис.2. Перед ячейкой пучок излучения лазера расщепляется на насыщающий и пробный, которые заводятся в ячейку строго навстречу друг другу в параллельных линейных поляризациях. Насыщающий пучок модулируется по амплитуде АОМом, а сигнал в пробном пучке регистрируется синхронным детектором на частоте модуляции.

Ячейка представляет собой трубу из нержавеющей стали диаметром 20 мм (переходник) и 35 мм (центральная часть) общей длиной 55 см (рис.3). В торцах расположены окна из плавленого кварца, просветленные на длину волны 689 нм. В центр ячейки помещены несколько кусочков стронция диаметром около 5 мм. Для обеспечения достаточной оптической плотности необходим довольно сильный нагрев, при этом пары стронция могут осаж-

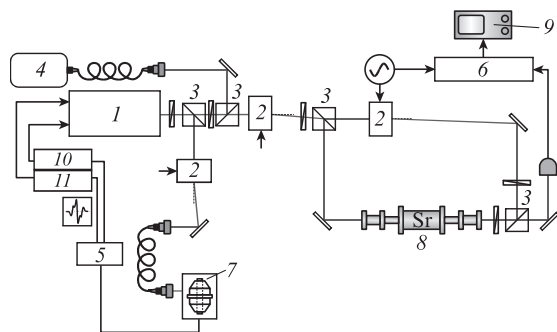


Рис.2. Схема эксперимента по спектроскопии насыщенного поглощения перехода $^1\text{S}_0-^3\text{P}_1$ в парах атомов Sr в ячейке: 1 – лазер на 689 нм; 2 – АОМ; 3 – поляризационный куб; 4 – волномер WS-U; 5 – блок формирования сигнала ошибки петли обратной связи; 6 – синхронный детектор; 7 – ULE-резонатор; 8 – ячейка; 9 – осциллограф; 10 – пьезокерамика; 11 – ток.

даться на оптических окнах, что представляет серьезную техническую проблему. При температуре около 500 °С (характерная рабочая температура в эксперименте) давление его насыщенных паров составляет 1 Па.

На центральную часть ячейки намотано 20 витков термокабеля, с помощью которого осуществляется нагрев. Во избежание нагрева всей ячейки, а также для охлаждения фланцев с закрепленными на них диафрагмами и прилегающих участков ячейки, на трубу намотано 6 витков медной трубки, через которую протекает вода. В центре ячейки непрерывно откачивается ион-геттерным насосом Varian производительностью 2 л/с до давления $\sim 10^{-6}$ мбар.

В первоначальном варианте конструкции ячейки насос располагался вблизи одного из окон. При этом наблюдалось быстрое снижение пропускающей способности окна в результате напыления стронция. После переноса насоса к центру ячейки напыления стронция на окна не происходило. Это объясняется достаточно высоким давлением буферного газа вблизи окон (дифференциальная откачка), препятствующим пролету атомов стронция к окнам.

На рис.4 показаны спектры насыщенного поглощения паров стронция для перехода $^1\text{S}_0-^3\text{P}_1$ при двух мощностях насыщающего пучка. Магнитное поле в центре ячейки, формируемое нагревателем, позволяет выделить магниточувствительный переход между зеемановскими компонентами $^1\text{S}_0(m_j = 0) \rightarrow ^3\text{P}_1(m_j = 0)$. Наблюдается уширение перехода мощностью, поскольку интенсивность падающего излучения значительно превышает интенсивность насыщения.

На рис.5 представлена зависимость ширины спектральной линии на полувысоте (использовалась подгонка лоренцевским контуром) от мощности пучка насыщения. Ширина резонанса при экстраполяции к нулевой

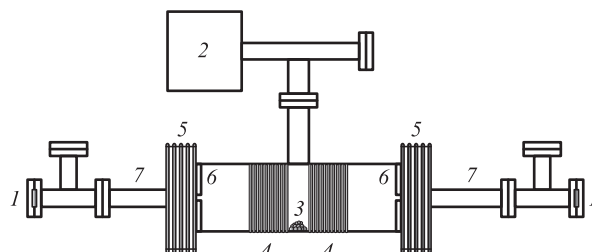


Рис.3. Ячейка для спектроскопии насыщенного поглощения: 1 – окно; 2 – ион-геттерный насос; 3 – Sr; 4 – термокабель; 5 – водяное охлаждение; 6 – диафрагма; 7 – переходник.

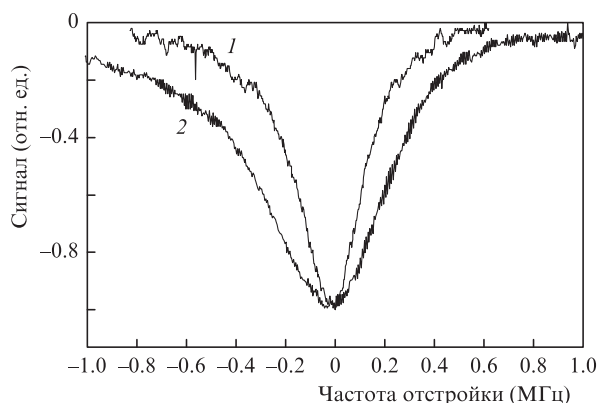


Рис.4. Спектры насыщенного поглощения паров стронция-88 на переходе $^1\text{S}_0(m_j = 0) \rightarrow ^3\text{P}_1(m_j = 0)$, полученные при мощности 13 мВт (1) и 100 мВт (2) в пучке насыщения.

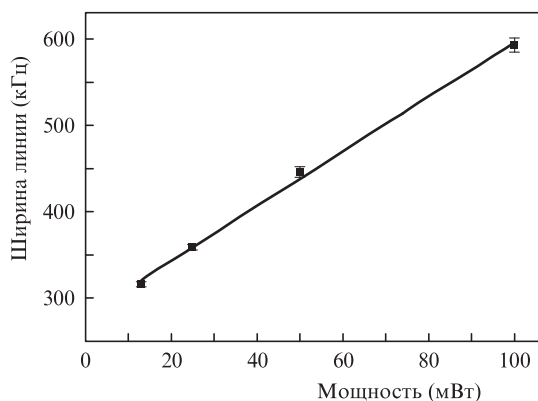


Рис. 5. Зависимость ширины резонанса от мощности насыщающего пучка.

мощности составляет 280 кГц. Это значение соответствует времяпролетному уширению в лазерных пучках.

Для стабилизации частоты лазера в схему на рис. 2 был добавлен фазовый электрооптический модулятор, позволяющий регистрировать дисперсионные контуры (производные от спектров на рис. 4). Стабилизация частоты лазера к центру дисперсионного контура обеспечивает долговременную стабильность частоты около 50 кГц, что достаточно для процесса вторичного охлаждения.

Таким образом, лазер был настроен на переход вторичного охлаждения, а долговременная стабильность его частоты (на интервалах более 1 ч) обеспечивалась ячейкой. На меньших интервалах стабильность частоты определялась ULE-резонатором [15].

4. Спектроскопия перехода $^1S_0-^3P_1$ в лазерно-охлажденных атомах стронция-88

Для перезахвата предварительно охлажденных атомов Sr во вторичную ловушку и реализации этапа вторичного охлаждения необходимо, чтобы облако предохлажденных атомов Sr находилось строго в минимуме (нуле) магнитного поля. Из-за неполной симметрии магнитной системы, разбалансировки интенсивностей и поляризаций охлаждающих пучков атомы обычно находятся вне желаемой области. Обычный метод юстировки по разлету первичного облака (симметричный разлет соответствует наиболее симметричной конфигурации) оказывается недостаточно чувствительным вследствие относительно большого размера облака и высоких скоростей атомов.

Нами реализована схема спектроскопии атомов в первичной ловушке с использованием излучения лазера на 689 нм. Как видно из схемы уровней, представленной на рис. 1, б, включение резонансного поля на переходе $^1S_0-^3P_1$ приводит к переносу части населенности с уровня 1S_0 на 3P_1 и, соответственно, к снижению люминесценции первичной МОЛ, работающей на сильном переходе $^1S_0-^1P_1$ (461 нм). Для увеличения чувствительности был использован метод синхронного детектирования (рис. 6), при этом излучение лазера на 689 нм модулировалось по амплитуде с помощью АОМа на частоте 10 кГц. Промодулированный пучок мощностью 0.1–2 мВт направлялся на первичную ловушку. Сигнал люминесценции на $\lambda = 461$ нм регистрировался с помощью ФЭУ и подавался на синхронный детектор.

Характерный спектр перехода $^1S_0-^3P_1$ в первичной стронциевой ловушке, зарегистрированный описанным методом, представлен на рис. 7. Мощность охлаждающего

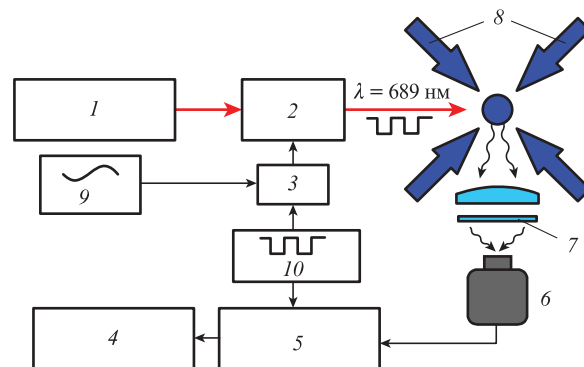


Рис. 6. Схема эксперимента по спектроскопии перехода $^1S_0-^3P_1$ в первичной стронциевой ловушке:

1 – лазер на 689 нм; 2 – АОМ; 3 – ключ; 4 – осциллограф; 5 – синхронный детектор; 6 – ФЭУ; 7 – интерференционный фильтр на $\lambda = 461$ нм; 8 – пучки МОЛ (461 нм); 9 – драйвер АОМа, частота 40 МГц; 10 – генератор прямоугольных импульсов, частота 10 кГц.

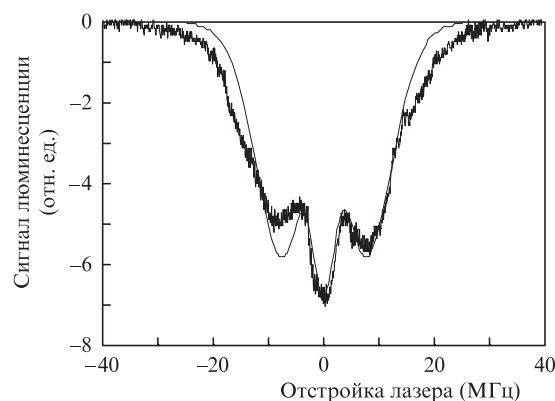


Рис. 7. Интенсивность люминесценции (461 нм) облака атомов стронция-88 в МОЛ в зависимости от отстройки лазера с $\lambda = 689$ нм от положения резонанса $^1S_0-^3P_1$. Наблюдается расщепление магнитных компонентов уровня 3P_1 ($m_j = 0, \pm 1$) в магнитном поле МОЛ. Тонкая кривая – подгонка экспериментальных данных расчетной кривой, описанной в тексте.

излучения при этом составляла около $10I_{\text{sat}}$ ($I_{\text{sat}} = 9.5$ мкВт/см² – интенсивность насыщения перехода). Видно, что в спектре наблюдаются три пика, соответствующих зеемановскому расщеплению верхнего уровня 3P_1 в магнитном поле МОЛ при осевом градиенте 50 Гс/см. Сдвиг магнито-чувствительных переходов $m_j = 0 \rightarrow m_j = \pm 1$ в магнитном поле составляет 2.1 МГц/Гс, тогда как чувствительность перехода $0 \rightarrow 0$ к магнитному полю пренебрежимо мала. Расщепление Раби [16], дающее незначительный вклад в структуру спектра, при моделировании не учитывалось.

Хотя при идеальном балансе интенсивностей световых пучков ловушка должна находиться в нуле магнитного поля, конечный размер ловушки приводит к тому, что атомы в периферических областях испытывают зеемановское расщепление. Нами было выполнено моделирование, учитывающее пространственное распределение атомов в градиентном поле. Хотя из-за большого количества параметров (точное положение облака, пространственная функция распределения атомов, поляризация пробного излучения на 698 нм) точное воспроизведение экспериментальных данных затруднено, результаты расчетов качественно воспроизводят экспериментальную кривую на рис. 7.

Согласно модели центральный пик имеет форму, близкую к гауссовой, и ширину 3 МГц на уровне $1/e^2$.

Боковые пики существенно шире (10–11 МГц) за счет неоднородности магнитного поля. Относительные амплитуды боковых пиков определяются взаимодействием с различными поляризациями излучения на $\lambda = 689$ нм (относительно направления локального магнитного поля), что зависит от положения облака относительно минимума магнитного поля. Именно этот параметр и использовался для юстировки системы.

Спектральная ширина центрального пика (3–5 МГц, в зависимости от параметров эксперимента) в основном определяется доплеровским распределением в первичной ловушке. В соответствии с оценкой доплеровского уширения температура составляет 5–10 мК, что соответствует измерениям с помощью баллистического метода [10]. Значительное превышение температурой доплеровского предела объясняется высокой интенсивностью охлаждающих пучков. Характерное расщепление магнитных компонент соответствует радиусу облака 0.8 мм при осевом градиенте поля 50 Гс/см, что подтверждает наблюдения с помощью CCD-камеры.

Наблюдая за положением и симметрией боковых пиков (рис.7), мы осуществили точную юстировку положения ловушки относительно минимума магнитного поля, скомпенсировав магнитные поля и подобрав интенсивности и поляризации охлаждающего излучения на $\lambda = 461$ нм. Это позволило нам успешно реализовать вторичное охлаждение атомов стронция-88.

5. Заключение

В работе представлены результаты субдоплеровской спектроскопии перехода $^1S_0-^3P_1$ в атоме Sr, использующегося для их вторичного охлаждения вплоть до температуры 1 мК. Малая естественная ширина этого интеркомбинационного перехода (7.4 кГц) приводит к значительным экспериментальным трудностям при реализации охлаждения, которые были решены в рамках этой работы. Разработана оригинальная, надежно работающая конструкция ячейки для спектроскопии насыщенного поглощения во встречных пучках, с помощью которой исследованы спектры перехода $^1S_0-^3P_1$ и реализована система долговременной стабилизации частоты лазера с точностью настройки не хуже 50 кГц. Были измерены

спектры поглощения $^1S_0-^3P_1$ в первичной ловушке атомов Sr, что позволило по зеемановскому расщеплению уровня 3P_1 выполнить точные юстировки первичной ловушки, позиционировав ее симметрично относительно нуля магнитного поля. Выполненные исследования позволили успешно реализовать вторичное охлаждение атомов стронция-88 на длине волны 689 нм, что будет описано в последующих публикациях.

Работа частично поддержана грантом РФФИ №12-02-01374.

1. Hinkley N., Sherman J.A., Phillips N.B., Schioppo M., Lemke N.D., Beloy K., Pizzocaro M., Oates C.W., Ludlow A.D. *Science*, **341** (6151), 1215 (2013).
2. Bloom B.J., Nicholson T.L., Williams J.R., Campbell S.L., Bishof M., Zhang X., Zhang W., Bromley S.L., Ye J. *Nature*, **506**, 71 (2014).
3. Blatt S. et al. *Phys. Rev. Lett.*, **100**, 140801 (2008).
4. Campbell G.K. et al. *Metrologia*, **45**, 539 (2008).
5. Слюсарев С.Н., Костин А.С., Барышев В.Н., Хабарова К.Л., Пальчиков В.Г., Стрелкин С.Н. *Мир измерений*, **4**, 26 (2012).
6. Takamoto M., Hong F.L., Higashi R., Katori H. *Nature*, **435**, 321 (2005).
7. Katori H., Takamoto M., Pal'chiko V.G., Ovsiannikov V.D. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 173005 (2003).
8. Takamoto M., Katori H., Marmo S.I., Ovsiannikov V.D., Pal'chikov V.G. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 063002 (2009).
9. Ludlow A.D. Ph.D. Theses (University of Colorado, Boulder, 2008); http://jila.colorado.edu/yelabs/pubs/theses/2008/theses_2008_AndrewLudlow.pdf.
10. Slyusarev S., Kostin A., Barychev S., Khabarova K., Strelkin S., Donchenko S., Palchikov V., Krasavin A. *Book of Abstracts (ICAP, 2012, p. 223)*.
11. Castin Y., Dalibard J., Cohen-Tannoudji C. *Bose-Einstein Condensation* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995).
12. Katori H., Ido T., Isoya Y., Kuwata-Gonokami M. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 1116 (1999).
13. Poli N., Drullinger R.E., Ferrari G., Leonard J., Sorrentino F., Tino G.M. *Phys. Rev. A*, **71**, 061403 (2005).
14. Loftus T.H., Ido T., Ludlow A.D., Boyd M.M., Ye J. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 073003 (2004).
15. Хабарова К.Ю., Слюсарев С.Н., Стрелкин С.А., Белотелов Г.С., Костин А.С., Пальчиков В.Г., Колачевский Н.Н. *Квантовая электроника*, **42** (11), 1021 (2012).
16. Акимов А.В., Терещенко Е.О., Снигирев С.А., Самокотин А.Ю., Соколов А.В., Сорокин В.Н. *Квантовая электроника*, **40**, 139 (2010).