

Ультрастабильная лазерная система для спектроскопии часового перехода $^1S_0-^3P_0$ в атомах Sr

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

Создана и охарактеризована лазерная система со спектральной шириной линии излучения менее 1 Гц для спектроскопии часового перехода $^1S_0-^3P_0$ в атомах стронция. Полупроводниковый лазер с длиной волны излучения 698 нм стабилизирован по внешнему высокочастотному резонатору Фабри–Перо с вибрационной и температурной компенсацией вблизи нулевой точки. Атомы ^{88}Sr , лазерно-охлажденные до температуры ниже 3 мкК, загружены в оптическую решетку на магической длине волны 813 нм. При помощи созданной лазерной системы проведена магнитоиндуцированная спектроскопия часового перехода в изотопе ^{88}Sr . Спектральная ширина резонанса составила 130 ± 17 Гц, что соответствует добротности 3×10^{12} .

Ключевые слова: атом Sr, лазерное охлаждение, оптическая решетка, магнитоиндуцированная спектроскопия, часовой переход, стабильный резонатор.

1. Введение

Стандарты частоты играют важную роль в современной фундаментальной и прикладной физике. За последние десять лет оптические атомные часы достигли чрезвычайно высокого уровня стабильности и точности, на два порядка опередив первичные микроволновые стандарты частоты – цезиевые фонтаны. Сегодня относительная нестабильность лучших оптических часов достигает единиц в восемнадцатом знаке [1, 2], в то время как лучшие реперы фонтанного типа ограничены величиной 2×10^{-16} [3]. Это обеспечивает возможность использования оптических часов в качестве чрезвычайно чувствительного инструмента, позволяя проводить тесты фундаментальных теорий на новом уровне точности, а также открывая новые возможности применения в прикладных задачах.

Сердцем оптических часов являются атомы или ионы, захваченные в ловушку и охлажденные до температур в несколько мкК. Обладая чрезвычайно узким часовым переходом, естественная ширина линии которого, как правило, менее 1 Гц, они являются реперами точной частоты. Одна из важных задач заключается в изолировании атомов и ионов от влияния внешних полей или в све-

дении к минимуму их влияния на часовый переход. Для возбуждения и спектроскопии столь узких переходов необходимо ультрастабильный источник непрерывного когерентного излучения со спектральной шириной линии, сопоставимой с шириной линии опрашиваемого перехода. Желательно, чтобы спектральная ширина излучения лазера была менее планируемой погрешности измерений, поскольку асимметрия спектра излучения лазера может давать заметный вклад в систематическую погрешность оптических часов. В противном случае возникает необходимость исследования симметрии спектра излучения лазера [3]. Кроме того на долговременную стабильность оптических часов может оказывать влияние эффект Дика, подавление которого также осуществляется сужением линии излучения лазера [4].

В рамках ФЦП ГЛОНАСС 2012–2020 во ВНИИФТРИ ведутся работы по созданию оптического стандарта частоты на холодных атомах стронция-87, захваченных в оптическую решетку. Для нечетного изотопа ^{87}Sr , имеющего ядерный спин $I = 9/2$, переход $^1S_0-^3P_0$ слабо разрешен за счет сверхтонкого взаимодействия, приводящего к перемешиванию состояния 3P_0 с состояниями 3P_1 , 3P_2 и 1P_1 , и имеет естественную ширину линии $\gamma = 1$ мГц. Однако изотоп ^{87}Sr менее распространен, чем ^{88}Sr , и требует дополнительных лазерных полей для глубокого охлаждения [5]. Поэтому для настройки магнитооптической ловушки, вторичного охлаждения [5, 6] и перзахвата в оптическую решетку на начальном этапе был выбран четный изотоп ^{88}Sr . Для исследования возможностей созданной лазерной системы также целесообразно использовать четный изотоп.

Часовой переход $^1S_0-^3P_0$ на длине волны 698 нм полностью запрещен для четного изотопа ^{88}Sr . Однако ранее было показано, что запрет можно частично снять путем приложения внешнего магнитного поля, перемешивающего уровни [7]. С помощью этого метода была успешно реализована спектроскопия часового перехода на четном изотопе в ряде лабораторий мира [8–11].

В настоящей работе описаны созданные стабилизированные лазерные системы для спектроскопии часового

Г.С.Белотелов, С.Н.Слюсарев. ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений», Россия, Московская обл., 141570 Менделеево
О.И.Бердасов, А.Ю.Грибов, В.Г.Пальчиков, С.А.Стрелкин. ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт физикотехнических и радиотехнических измерений», Россия, Московская обл., 141570 Менделеево; Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 123182 Москва, Каширское ш., 31
К.Ю.Хабарова, 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; e-mail: kseniakhabarova@gmail.com

Поступила в редакцию 9 марта 2017 г., после доработки – 30 марта 2017 г.

перехода в атомах стронция со спектральной шириной линии излучения менее 1 Гц. Методом сличения двух идентичных лазерных систем проведено детальное исследование спектральных характеристик излучения. Также приводятся первые результаты по магнитоиндуцированной спектроскопии перехода $^1S_0 - ^3P_0$ в атомах ^{88}Sr , выполненные с использованием так называемых часовых лазеров, что подтверждает применимость созданных систем для спектроскопии узких часовых переходов.

2. Глубокое лазерное охлаждение атомов стронция

Одним из преимуществ оптических стандартов частоты на нейтральных атомах является возможность накопления в оптической решетке большого числа атомов, вплоть до $10^4 - 10^5$, что приводит к увеличению соотношения сигнал/шум и уменьшению нестабильности частоты по сравнению с ионными стандартами. Для загрузки в оптическую решетку, обеспечивающую подавление эффекта Доплера (режим Лэмба–Дике), устранение столкновительного сдвига и увеличение времени взаимодействия с опрашивающим излучением, необходимо понизить температуру атомов до нескольких мкК.

Наиболее широко используется метод лазерного охлаждения, которое в случае атомов стронция-88 осуществляется в два этапа. Первичное охлаждение производится на циклическом, практически замкнутом, переходе $^1S_0 - ^1P_1$ на длине волны $\lambda = 461$ нм (рис. 1), что позволяет снизить температуру атомов до единиц мкК и захватить их в магнитооптическую ловушку (МОЛ). Предельно достижимая в этом цикле температура определяется доплеровским пределом $T_D = \hbar\gamma_1 / (2k_B) = 770$ мкК, где $\gamma_1 = 30$ МГц – естественная ширина линии перехода $^1S_0 - ^1P_1$. Второй этап охлаждения осуществляется на узком интеркомбинационном переходе $^1S_0 - ^3P_1$ (длина волны $\lambda = 689$ нм, естественная ширина линии $\gamma_1 = 7.4$ кГц), до предельной температуры, соответствующей доплеровскому пределу $T_D = \hbar\gamma_2 / (2k_B) = 200$ нК.

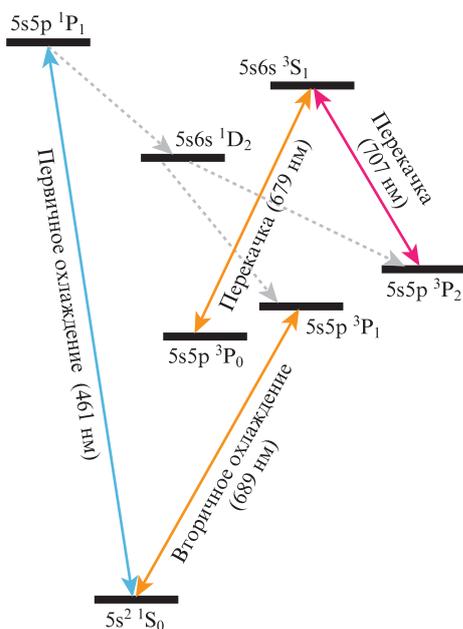


Рис. 1. Упрощенная схема уровней ^{88}Sr , участвующих в эксперименте, и функции задействованных лазерных источников.

Уже в цикле вторичного охлаждения к ширине спектральной линии излучения охлаждающего лазера предъявляются повышенные требования, поскольку естественная ширина линии вторичного охлаждения составляет всего 7.4 кГц. Основным источником когерентного излучения на длине волны вторичного охлаждения $\lambda = 689$ нм, используемым сегодня в лабораториях, являются диодные лазеры. Спектральная ширина линии излучения диодных лазеров с внешним резонатором (дифракционной решеткой) составляет 0.1–1 МГц. Для реализации вторичного охлаждения нами была создана лазерная система вторичного охлаждения, стабилизированная по внешнему высокочастотному резонатору Фабри–Перо, обладающая спектральной шириной линии излучения 80 Гц [12].

Использование лазерной системы вторичного охлаждения позволило нам перезагрузить 40% первично охлажденных атомов во вторичную МОЛ на длине волны 689 нм и охладить 10^5 атомов до температуры 2.5 мкК [5].

3. Часовые лазерные системы ЛС1 и ЛС2

Сужение спектральной ширины линии часового лазера является одной из первоочередных задач для успешной реализации оптических часов. Для проведения спектроскопии часового перехода без ухудшения его характеристик необходимо, чтобы спектральная ширина линии излучения опрашивающего лазера была меньше регистрируемой спектральной ширины исследуемого перехода. Спектральная линия в атомах уширяется за счет различных механизмов: мощности опрашивающего излучения, времени взаимодействия или, как в случае ^{88}Sr , за счет влияния внешнего магнитного поля. Для проведения большинства экспериментов удобно, если регистрируемая спектральная ширина линии часового перехода оказывается в диапазоне 1–10 Гц. Это связано с циклом измерения, обычно продолжающимся менее 1 с. Таким образом, для достижения требуемой стабильности оптических часов спектральная ширина линии излучения опрашивающего лазера должна быть менее 1 Гц. Одним из методов сужения спектральной линии излучения лазеров является стабилизация его по внешнему высокочастотному резонатору Фабри–Перо.

Частота излучения полупроводникового лазера Toptica DL pro с $\lambda = 698$ нм была стабилизирована методом Паунда–Дривера–Холла [13] по пику пропускания внешнего высокочастотного резонатора Фабри–Перо. Было создано два практически идентичных резонатора из стекла с ультранизким коэффициентом теплового расширения (ULE, Corning [14]): ULE3 и ULE4. Конструкция резонатора и схема стабилизации частоты излучения лазера вторичного охлаждения и подробно описаны в [12]. Резкость обоих резонаторов была измерена по затуханию мощности, циркулирующей в резонаторах, и составила более 250000. Для исследования спектральных характеристик излучения нами было выполнено сличение двух практически идентичных лазерных систем ЛС1 и ЛС2, стабилизированных по пику пропускания резонаторов ULE3 и ULE4 соответственно. Одновременно частота излучения лазеров измерялась при помощи фемтосекундного генератора оптических частот (ФСОЧ). Схема сличения представлена на рис. 2.

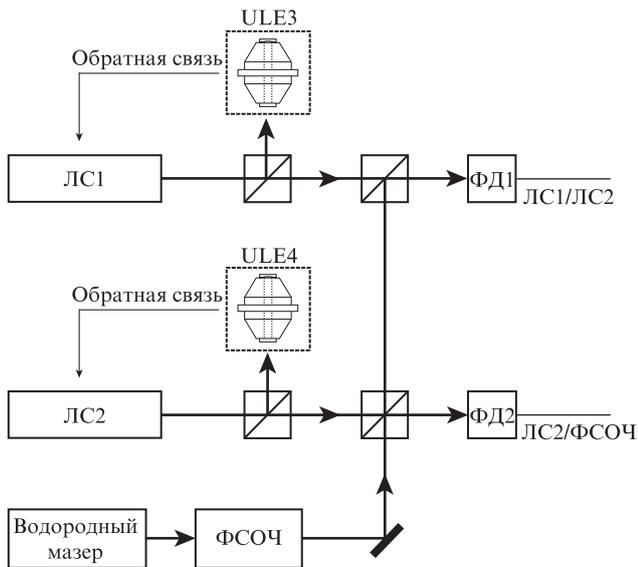


Рис.2. Схема сличения лазерных систем (тонкие линии – электрические сигналы, толстые линии – оптические пути).

Сличение проводилось по гетеродинному сигналу биений, регистрируемому фотодетектором ФД1 с полосой 1 ГГц. После усиления частота сигнала измерялась при помощи счетчика без «мертвого» времени FXE [15], данные записывались на компьютер. Спектральные характеристики сигнала биений исследовались при помощи анализатора спектра Agilent N9010.

Для уменьшения влияния флуктуаций температуры на частоту собственных мод резонаторов необходимо с высокой стабильностью поддерживать температуру резонаторов равной температуре нулевой точки теплового расширения. Поскольку критическая температура зависит от условий роста стекла ULE и может находиться в широких пределах (наблюдался разброс от -20°C до $+40^{\circ}\text{C}$), необходимо экспериментально определять положение нулевой точки. Коэффициент теплового расширения стекла ULE η приближенно описывается выражением

$$\eta \approx 10^{-9}(T - T_c)^2. \tag{1}$$

При критической температуре T_c резонатор имеет минимальные линейные размеры, что можно обнаружить при измерении частоты сигнала биений лазеров. Для этого температура одного из резонаторов поддерживалась постоянной, и он использовался в качестве частотной опоры, а температура исследуемого резонатора изменялась раз в двое суток, после чего регистрировалась частота сигнала биений. Такое большое время между измерениями связано с большой постоянной времени системы стабилизации температуры резонаторов.

Результаты измерений представлены на рис.3. Полученные зависимости аппроксимировались полиномами второй степени. Критическая температура резонаторов ULE3 и ULE4 составила 30°C и 31°C соответственно. Для дальнейших экспериментов температура резонаторов была стабилизирована в соответствии с их критическими точками с погрешностью 0.1 К, при этом стабильность поддержания температуры на одном из внутренних экранов соответствовала 100 мкК.

Спектральный анализ сигнала биений ЛС1 и ЛС2 показал, что его спектральная ширина на полувысоте со-

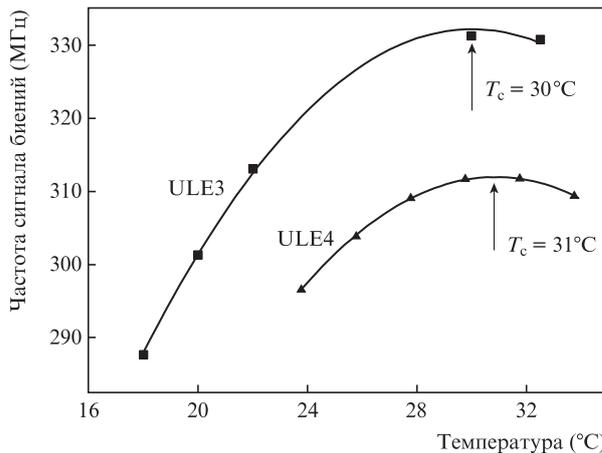


Рис.3. Частота сигнала биений лазерных систем ЛС1/ЛС2 при изменении температуры ULE3 и ULE4.

ставляет 1.5 Гц. На рис.4,а представлен результат усреднения измерений семи спектров, зарегистрированных с разрешением 1 Гц при времени регистрации 1.8 с. В предположении равного вклада обоих лазеров в спектраль-

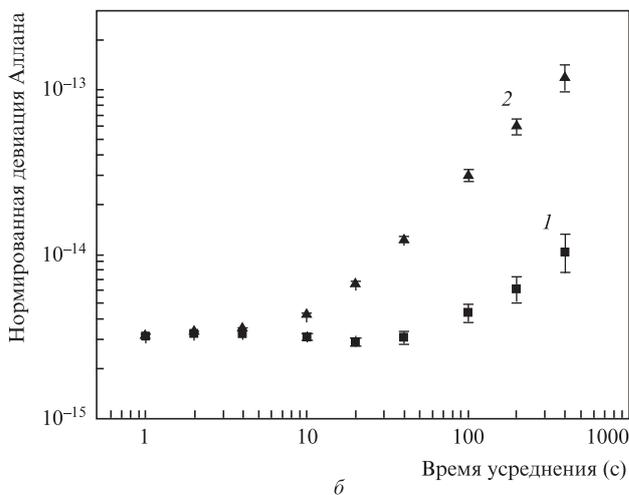
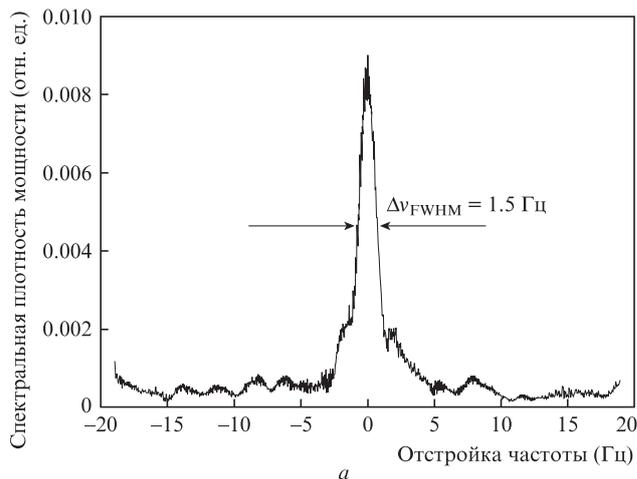


Рис.4. Спектр сигнала биения часовых лазерных систем ЛС1/ЛС2, стабилизированных по резонаторам ULE3 и ULE4 (усреднено 7 спектров, зарегистрированных с разрешением 1 Гц в течение 1.8 с) (а), и нормированная девиация Аллана сигнала биения двух часовых лазеров, стабилизированных по резонаторам ULE3 и ULE4, с вычетом (1) и без вычета (2) линейного дрейфа (б).

ную ширину сигнала биений, спектральную ширину линии излучения каждого лазера можно оценить величиной примерно в 1 Гц ($1.5 \text{ Гц}/\sqrt{2}$). Отметим, что разрешение спектроанализатора дает определенный вклад в ширину регистрируемого спектра, поэтому приведенная оценка является оценкой сверху.

Для измерения аллановской девиации сигнал биений регистрировался счетчиком в течение нескольких часов. Для регистрации возможных проскальзываний циклов сигнал делился на две части, отфильтровывался разными полосовыми фильтрами и регистрировался одновременно в двух каналах счетчика. Разность сигналов отслеживалась в течение всего времени измерения. В случае превышения разности сигналов определенного значения точка выбраковывалась. По полученным данным строилась нормированная девиация Аллана.

Частоты лазерных систем характеризуются линейным относительным дрейфом на уровне 200 мГц/с, вызванным процессом рекристаллизации, протекающим в стекле ULE. На рис.4,б представлена нормированная девиация Аллана сигнала биений ЛС1/ЛС2 с вычетом (кривая 1) и без вычета (кривая 2) линейного дрейфа. Видно, что без учета линейного дрейфа на временах усреднения 1–100 с относительная нестабильность частоты лазеров достигает $(2-3) \times 10^{-15}$ и приближается к пределу теплового шума [16]. Результаты измерения аллановской девиации согласуются с измерениями спектральной ширины лазерного спектра с помощью спектроанализатора.

Лучшие характеристики часовых лазерных систем ЛС1 и ЛС2 по сравнению с созданными ранее системами для вторичного охлаждения атомов стронция [12] достигнуты за счет повышения резкости резонаторов, снижения подводимой мощности, а также за счет размещения их в специальном помещении.

Для предварительной настройки на часовой переход использовался ФСОЧ, стабилизированный по частоте водородного лазера. Точность определения частоты часового лазера по сигналу биений ЛС2/ФСОЧ составляет 1 кГц.

4. Спектроскопия перехода $^1S_0-^3P_0$ в атомах ^{88}Sr в вертикальной оптической решетке

Лазерно-охлажденные до температуры 3 мК атомы стронция захватывались в вертикальную (вдоль направления силы тяжести) оптическую решетку на «магической» длине волны 813 нм. Как показано в [17], поляризуемости уровней часового перехода на «магической» длине волны совпадают, что приводит к обнулению линейной части динамического штарковского сдвига. Для формирования оптической решетки использовалось излучение диодного лазера Tortica DL rgo с рупорным усилителем, обеспечивающим мощность до 1.2 Вт. Длина волны излучения лазера $\lambda_m = 813.42757(62)$ нм, частота излучения стабилизировалась при помощи волномера Angstrom WS-U с точностью 1 МГц. Излучение заводилось в вакуумную камеру по одномодовому оптическому волокну, что обеспечивало гауссово распределение интенсивности в пучке. Мощность излучения на выходе оптоволокна составляла 600 мВт. Излучение фокусировалось линзой с фокусным расстоянием $F = 300$ мм, обеспечивая диаметр перетяжки 30 мкм, что соответствовало расчетной глубине решетки $U_{\text{trap}} \approx 100 E_{\text{rec}}$, где E_{rec} – энергия отдачи. В оптическую решетку удается загрузить 10^4 атомов.

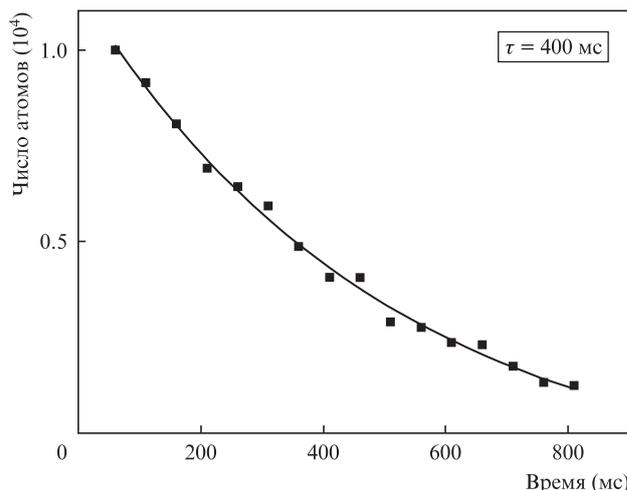


Рис.5. Динамика потерь атомов из оптической решетки. Аппроксимация экспоненциальной функцией дает характерное время жизни атомов в решетке 400 мс.

Нами было проведено измерение времени жизни атомов в оптической решетке. Количество атомов определялось по сигналу флуоресценции на переходе $^1S_0-^1P_1$ при включении регистрирующего импульса лазера ($\lambda = 461$ нм) длительностью 50 мкс. Результаты измерений показаны на рис.5. Характерное время жизни атомов в оптической решетке составило 400 мс и было ограничено как остаточным вакуумом в камере, так и постоянным притоком горячих атомов из зеemanовского замедлителя.

Поскольку для изотопа ^{88}Sr часовой переход $^1S_0-^3P_0$ является полностью запрещенным, необходимо использовать метод магнитоиндуцированной спектроскопии [7]. Однородное магнитное поле формировалось катушками магнитооптической ловушки. Для этого перед началом регистрации катушки переключались из антигелмгольцевской конфигурации в гелмгольцевскую при помощи электрических ключей.

После предварительной настройки частоты часового лазера на переход $^1S_0-^3P_0$ при помощи ФСОЧ были проведены эксперименты по обнаружению перехода. Сканирование частоты часового лазера ЛС2 осуществлялось при помощи акустооптического модулятора (АОМ). Поскольку спектроскопия сильно запрещенных переходов является деликатной и непростой задачей, для ее решения применяется непрямой метод детектирования доли возбужденных атомов с последующей оценкой вероятности возбуждения. Схема эксперимента и последовательность импульсов световых и магнитных полей в цикле измерения приведены на рис.6.

Атомы, захваченные в вертикально ориентированную оптическую решетку, взаимодействуют с излучением часового лазера, волновой вектор которого коллинеарен оси оптической решетки. Импульс часового лазера длительностью 100 мс приводит к переносу части населенности в атоме ^{88}Sr из основного состояния 1S_0 в возбужденное 3P_0 . Остаточная населенность основного состояния измеряется по флуоресценции атомов на переходе $^1S_0-^1P_1$ при приложении регистрирующего импульса длительностью 50 мкс, которое приводит к нагреву атомов и их потере из ловушки. Атомы, возбужденные импульсом часового лазера в состояние 3P_0 , переводятся обратно в основное состояние 1S_0 импульсом перекачивающего лазера (679 нм), после чего регистрируются по флуоресценции на переходе

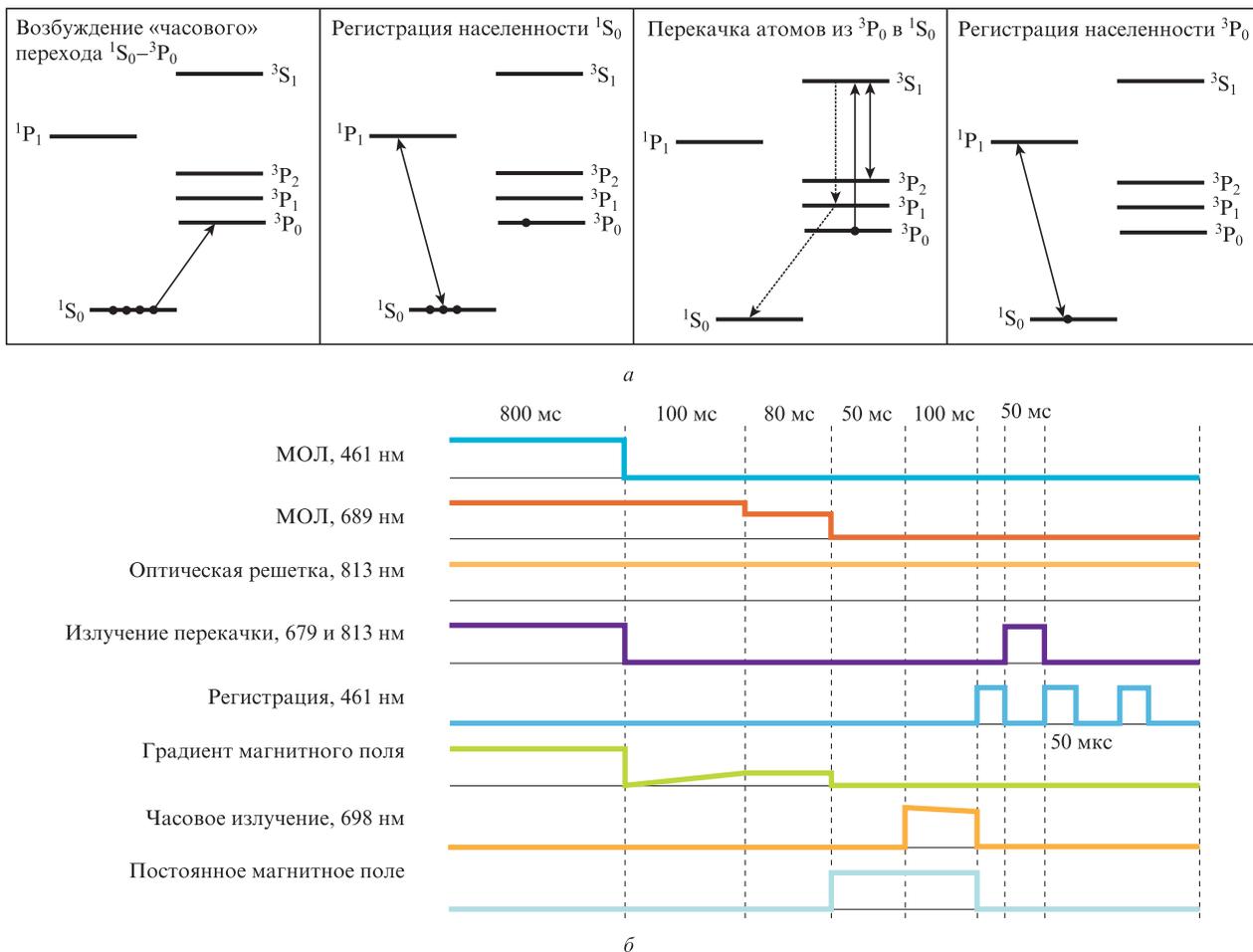


Рис.6. Поэтапная схема спектроскопии «часового» перехода (а) и временная диаграмма последовательности импульсов световых и магнитных полей, используемых при спектроскопии перехода (б).

де $^1S_0-^1P_1$. Таким образом можно получить информацию о доле возбужденных атомов и об их полном количестве в зависимости от частотной отстройки часового лазера. Это позволяет определять вероятность возбуждения в каждом измерительном цикле и снижает шумы, связанные с флуктуациями количества атомов в решетке от цикла к циклу.

Измерение многократно повторяется, что позволяет накопить данные при сканировании частоты часового лазера в области резонанса и получить спектр линии перехода. Оптимальная длительность часового импульса определяется частотой Раби Ω , которая зависит от величины магнитного поля B и интенсивности излучения I :

$$\Omega = \alpha \sqrt{I} |B| \cos \theta, \tag{2}$$

где $\alpha = 198 \text{ Гц}/(\text{Тл}(\text{мВт}/\text{см}^2)^{1/2})$, θ – угол между векторами поляризации излучения часового лазера и индукции магнитного поля. В нашем случае длительность импульса выбиралась исходя из максимальной вероятности возбуждения часового перехода. В дальнейшем планируется провести дополнительные исследования частоты и спектральной ширины часового перехода в зависимости от величины магнитного поля и интенсивности излучения.

В цикле (рис.6,б) используется третий импульс регистрирующего излучения (461 нм), что позволяет существенно понизить влияние фона, не зависящего от нали-

чия атомов в решетке. Как правило, для увеличения отношения сигнал/шум измерение приходится проводить в полной темноте, для чего вакуумную камеру закрывают экранами от внешнего света. Однако это не решает проблему наличия фона полностью, поскольку в камере присутствуют блики лазерного излучения, отраженные от частей камеры, и постоянно присутствует излучение зеемановского замедлителя, также работающего на длине волны 461 нм. Кроме того, вклад в фоновый сигнал дает темновой ток регистрирующей электроники. Третий импульс определяет уровень фона для каждого измерительного цикла, после чего фон вычитается, что позволяет выполнять измерения даже в условиях рабочего освещения лаборатории.

На рис.7 приведен спектр часового перехода $^1S_0-^3P_0$ в изотопе ^{88}Sr , полученный с использованием описанного алгоритма. Величина магнитного поля составляла 2 мТл. Спектральная ширина линии, аппроксимированной лоренцевским профилем, составила на полувысоте $130 \pm 17 \text{ Гц}$.

Обнаружение и спектроскопия часового перехода является важным шагом на пути создания оптических атомных часов. Первые проведенные эксперименты свидетельствуют о высокой стабильности частоты и спектральной чистоте излучения созданной часовой лазерной системы. Поскольку на малых временах стабильность оптических часов определяется стабильностью часового лазера, при полученной добротности резонанса $f/\Delta f = 3 \times 10^{12}$ и ансамбле из 10^4 атомов относительная нестабильность стан-

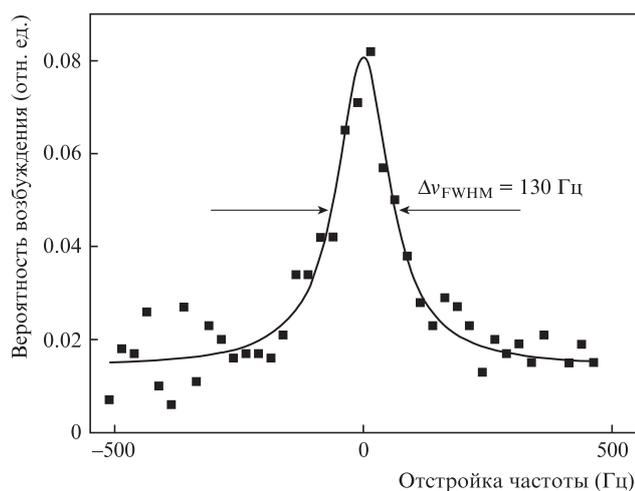


Рис.7. Спектральная линия «часового» перехода $^1S_0-^3P_0$ в изотопе ^{88}Sr . Аппроксимация производилась функцией Лоренца. Ширина спектральной линии на полувысоте составила 130 ± 17 Гц. Величина магнитного поля – 2 мТл. Каждая точка соответствует одному циклу измерений длительностью 1.5 с.

дарты частоты на данном изотопе ожидается на уровне не хуже $5 \times 10^{-15} \tau^{-1/2}$. Однако, как упоминалось выше, для достижения этих параметров необходимо контролировать систематические эффекты, такие как столкновительный сдвиг и эффект Зеемана на высоком уровне. Тем не менее, полученная оценка указывает на хорошие перспективы реализации оптического стандарта частоты на атомах ^{87}Sr , для которого добротность резонанса в рабочем режиме может достигать 5×10^{14} .

5. Заключение

Создана лазерная система с длиной волны излучения 698 нм для спектроскопии часового перехода $^1S_0-^3P_0$ в атомах стронция со спектральной шириной линии излучения не более 1 Гц. При помощи созданной системы выполнена настройка на часовой переход и выполнены эксперименты по магнитоиндуцированной спектроскопии перехода $^1S_0-^3P_0$ в изотопе ^{88}Sr . Спектральная ширина линии часового перехода в присутствии магнитного поля

2 мТл составила 130 Гц, что соответствует добротности резонанса 3×10^{12} . На примере спектроскопии изотопа ^{88}Sr показано, что разработанный метод полностью обеспечивает возможность выполнения измерения характеристик часового перехода в изотопе ^{88}Sr .

Работа поддержана РФФИ (грант №16-29-11723).

- 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).
- 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).
- Abgrall M., Chupin B., De Sarlo L., Guena J., Laurent Ph., Le Coq Y., Le Targat R., Lodewyck J., Lours M., Rosenbusch P., D. Rovera, Bize S. *Comptes Rendus Physique*, **16**, 461 (2015).
- Quessada A., Kovacich R.P., Courtillot I., Clairon A., Santarelli G., Lemonde P. *J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt.*, **5**, 150 (2003).
- Стрелкин С.А., Хабарова К.Ю., Галышев А.А., Бердасов О.И., Грибов А.Ю., Колачевский Н.Н., Слюсарев С.Н. *ЖЭТФ*, **148** (1), 25 (2015).
- Хабарова К.Ю., Галышев А.А., Стрелкин С.А., Костин А.С., Белотелов Г.С., Бердасов О.И., Грибов А.Ю., Колачевский Н.Н., Слюсарев С.Н. *Квантовая электроника*, **45** (2), 166 (2015) [*Quantum Electron.*, **45** (2), 166 (2015)].
- Taichenachev A.V., Yudin V.I., Oates C.W., Hoyt C.W., Barberand Z.W., Hollberg L. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 083001 (2006).
- Barber Z.W., Hoyt C.W., Oates C.W., Hollberg L., Taichenachev A.V., Yudin V.I. *Phys. Rev. Lett.*, **96** (8), 083002 (2006).
- Baillard X., Fouch'e M., Targat R.L., Westergaard P.G., Lecallier A., Coq Y.L., Rovera G.D., Bize S., Lemonde P. *Opt. Lett.*, **32** (13), 1812 (2007).
- Akatsuka T., Takamoto M., Katori H. *Nat. Phys.*, **4** (12), 954 (2008).
- Poli N., Barber Z.W., Lemke N.D., Oates C.W., Ma L.S., Stalnaker J.E., Fortier I.M., Diddams S.A., Hollberg L., Bergquist J.C., Brusch A., Jefferts S., et al. *Phys. Rev. A*, **77** (5), 050501 (2008).
- Хабарова К.Ю., Слюсарев С.Н., Стрелкин С.А., Белотелов Г.С., Костин А.С., Пальчиков В.Г., Колачевский Н.Н. *Квантовая электроника*, **11**, 1021 (2012) [*Quantum Electron.*, **11**, 1021 (2012)].
- Drever R.W.P., Hall J.L., Kowalsky F.W. *Appl. Phys. B: Photophys. Laser Chem.*, **31**, 97 (1983).
- <http://www.corning.com/docs/specialtymaterials/pisheets/UleBro91106.pdf>
- Kramer G., Klische W. *Proc. 2001 IEEE IFCS* (Seattle, WA, USA, 2001, p.144).
- Alnis J., Matveev A., Kolachevsky N., Udem Th., Hänsch T.W. *Phys. Rev. A*, **77**, 053809 (2008).
- Ye J., Kimble H.J., Katori H. *Science*, **320**, 1734 (2008).