

УДК 00691:535.33

**ОПТИЧЕСКИЕ СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ НА ХОЛОДНЫХ АТОМАХ
СТРОНЦИЯ****О.И. Бердасов¹, К.Ю. Хабарова^{1,2}, С.А. Стрелкин¹, Г.С. Белотелов¹,
А.С. Костин¹, А.Ю. Грибов¹, В.Г. Пальчиков¹,
Н.Н. Колачевский^{1,2}, С.Н. Слюсарев¹**¹ ФГУП «ВНИИФТРИ», Менделеево, Московская обл.² ФГУН Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, 119991 ГСП-1 Москва,
Ленинский проспект, д.53**Введение**

В настоящее время для воспроизведения единиц времени и частоты в системе единиц СИ используют стандарты частоты нового поколения – атомные фонтаны, созданные в ряде ведущих лабораторий мира – в России, США, Франции, Великобритании, Японии, Италии (см., например [1]). В сравнение с классическими микроволновыми стандартами частоты на тепловых атомах цезия, точность воспроизведения единиц времени и частоты в лучших стандартах частоты фонтанного типа как минимум на порядок выше и в настоящее время составляет 2-3 единицы шестнадцатого знака [1].

Между тем, в последние годы наметился качественно новый этап в развитии оптических стандартов частоты, связанный как с развитием современных лазерных технологий для разработки собственно оптических стандартов, так и с применением фемтосекундных лазеров для решения задач синтеза частот и высокоточных измерений абсолютных значений частот в оптическом диапазоне. Не вдаваясь в подробный анализ как достоинств, так и ограничений, присущим стандартам частоты данного типа, отметим здесь их наиболее существенные отличительные свойства, которые и обуславливают стремительно растущий интерес к их широкому использованию в самых различных областях науки и техники.

Во-первых, в этих стандартах используется более высокая частоты атомных переходов (сотни и даже тысячи терагерц), что в свою очередь делает возможным достижения более высокой нестабильности частоты за счет увеличения на несколько порядков добротности резонанса;

Во-вторых, атомные системы с несколькими валентными электронами во внешней оболочке, используемые в оптических стандартах, характеризуются наличием узких линий с хорошим разрешением, соответствующим запрещенным переходам в оптическом диапазоне.

Наконец, в третьих, спектр излучения “часовых” переходов в оптических стандартах располагается, как правило, в видимом диапазоне, для которого разработаны высокостабильные лазерные источники света.

Таким образом, оптические стандарты частоты на нейтральных и ионизованных атомах являются весьма перспективным направлением развития стандартов времени частоты и к настоящему времени их точность и нестабильность существенно превосходит точность и нестабильность лучших цезиевых стандартов частоты фонтанного типа [2].

В настоящей работе представлены результаты исследований, выполненных в ФГУП «ВНИИФТРИ» в рамках выполнения мероприятий ФЦП ГЛОНАСС по созданию оптического стандарта времени и частоты на холодных атомах стронция.

Структура энергетических уровней Sr позволяет осуществлять эффективное лазерное охлаждение в два этапа. На первом этапе охлаждение осуществляется через практически замкнутый переход $^1S_0 - ^1P_1$ на длине волны 461 нм с естественной шириной линии $\gamma_1 = 30$ МГц. При этом достигаются температуры порядка нескольких мК (доплеровский предел $T_D = h\gamma_1 / 2k_B = 770$ мК), что соответствует тепловым скоростям около 1 м/с [3-4]. Поскольку часовой переход $^1S_0 - ^3P_0$ в атоме Sr ($\lambda = 698$ нм) является сильно запрещенным и имеет спектральную ширину линии всего 1 мГц, для реализации оптических часов такие температуры являются слишком высокими. Кроме того, необходимо, чтобы время, в течение которого происходит опрос часового перехода, было порядка 1 с, а атомы жестко ограничены пространственно. Требуется более глубокое охлаждение атомов до температур < 10 мК и их захват в оптическую дипольную ловушку (оптическую решетку).

Оптическая решетка образуется пучностями и узлами стоячей световой волны. Захват атомов в оптическую решетку происходит за счет динамического штарковского сдвига в электрическом поле волны. Оказалось, что возможно подобрать длину волны оптической решетки таким образом, что штарковский сдвиг часового перехода становится равен нулю в линейном приближении [5, 6]. Характерная глубина оптической решетки составляет всего 10-20 мК [4], поэтому температура захватываемых в решетку атомов должна быть существенно ниже той, что достигается на этапе первичного охлаждения.

Отсутствие магнитного момента электронной оболочки в основном состоянии атома Sr не позволяет применять к нему классические методы субдоплеровского охлаждения [7]. Поэтому обычно для дальнейшего снижения температуры используется более слабый переход $^1S_0 - ^1P_1$, естественная ширина линии которого составляет $\gamma_2 = 7,4$ кГц. Температура

доплеровского предела этого перехода составляет всего 200 нК. Охлаждение атомов Sr через переход $^1S_0 - ^1P_1$ позволяет понизить температуру атомов до нескольких мК и загрузить их в оптическую решетку.

Первый этап охлаждения не предъявляет особых требований к спектральным характеристикам излучения охлаждающего лазера в силу большой естественной ширины линии перехода $^1S_0 - ^1P_1$. В свою очередь, ввиду малой спектральной ширины перехода $^1S_0 - ^3P_1$, используемого для вторичного охлаждения, возникают жесткие требования к используемой лазерной системе: спектральная ширина излучения лазера должна быть существенно меньше естественной ширины линии γ_2 и дрейф частоты не должен превышать 1 Гц/с. Последнее требование связано с необходимостью стабильной работы системы на больших интервалах времени. Еще более строгие требования накладываются на лазерную систему опроса часового перехода $^1S_0 - ^3P_0$ на длине волны 698 нм.

Ширина линии промышленно выпускаемых диодных лазеров с внешним резонатором (например, Toptica DL pro) обычно составляет 1-10 МГц и не подходит для вторичного охлаждения атомов ^{87}Sr . Для сужения линии генерации лазера и снижения дрейфа частоты была создана система стабилизации лазера по внешнему ультрастабильному резонатору, позволяющая сузить спектральную ширину излучения лазера до 100 Гц при дрейфе частоты менее 1 Гц/с.

К настоящему времени нами полностью завершены работы по первичному охлаждению атомов Sr, проведена спектроскопия перехода $^1S_0 - ^3P_1$, подготовлены лазерные системы для этапа вторичного охлаждения и загрузки атомов в оптическую решетку. В стадии разработки находятся этапы по формированию одномерной оптической решетки и спектроскопии часового перехода.

Статья организована следующим образом. В параграфе 1 изложены основные принципы и описание их экспериментальной реализации для нейтральных атомов стронция. Во втором параграфе описывается метод стабилизации охлаждающего лазера по внешнему высокочастотному резонатору. В третьем параграфе представлены результаты по вторичному охлаждению бозонных изотопов атомов Sr-88. Наконец, в четвертом параграфе приведены основные результаты и выводы данной работы.

Первичное и вторичное охлаждение атомов стронция

Глубокое охлаждение атомов является первоочередной задачей на пути создания атомных часов. Оно позволяет подавить эффект Доплера, локализовать атомы пространственно и увеличить время опроса вплоть до

долей секунды [4], что важно для задач прецизионной спектроскопии. Лазерное охлаждение является гибким и эффективным инструментом, применяющимся на различных этапах формирования атомных ансамблей в стандартах частоты. Изучению и реализации лазерного охлаждения посвящено множество работ [8].

Структура энергетических уровней стронция позволяет осуществлять лазерное охлаждение в два этапа. Зеемановское замедление и первичное охлаждение происходит через циклический, практически замкнутый переход $^1S_0 - ^1P_1$ на длине волны 461 нм и естественной шириной линии $\gamma_1=30$ МГц. На этапе зеемановского замедления пучок горячих атомов стронция, созданный тепловым источником атомов взаимодействует со встречным пучком лазера 461 нм мощностью 70 мВт и диаметром 1 см, отстроенного в красную область от резонанса перехода $^1S_0 - ^1P_1$ на 800 МГц при помощи акусто-оптического модулятора. Для создания неоднородного магнитного поля вдоль оси замедлителя и, таким образом, достижения резонансного взаимодействия атомов в пучке с тормозящим излучением циркулярной поляризации на протяжении всей длины замедлителя использовался соленоид с переменным числом витков. Для компенсации магнитного поля, создаваемого замедлителем в центре вакуумной камеры, на той же оси была установлена еще одна катушка. Намотанная на соленоид медная трубка водяного охлаждения позволяет пропускать через соленоид токи величиной до 100 А. Атомный пучок формируется с помощью испарительной печи с пространственно-разнесенными диафрагмами, в которой металлический стронций нагревается до 500°C. Начальная скорость атомов, вылетающих из теплового источника, составляет около 500 м/с. При мощности замедляющего излучения, соответствующей интенсивности насыщения перехода $^1S_0 - ^1P_1$ $I_{\text{sat}} = \frac{\hbar^2 c \epsilon_0}{2} \frac{\Gamma^2}{|d|^2}$, минимальное расстояние, которое должен пролететь атом до момента максимального охлаждения, составляет 12 см. Характерные скорости атомов на выходе зеемановского замедлителя составляют около 20 м/с, что позволяет захватить атомы в первичную магнито-оптическую ловушку.

Стоит отметить, что во всех установках, где формируются интенсивные атомные пучки, возникает проблема, связанная с напылением металла на окно зеемановского замедлителя. После нескольких месяцев работы пропускание окна падает вплоть до 50%, и требуется его замена или специальные методы очистки. Оригинальным решением, использованным в нашей вакуумной камере, является высокоотражающее серебряное зеркало, размещенное в вакуумной камере и отклоняющее лазерный пучок на 90°. В этом случае стронций напыляется на серебряное зеркало, почти не меняя его отражательных и поляризационных характеристик. Таким образом,

оптическое окно вакуумной камеры, через которое заводится зеemanовский пучок, защищается от загрязнений. Схема вакуумной камеры представлена на рис. 1.

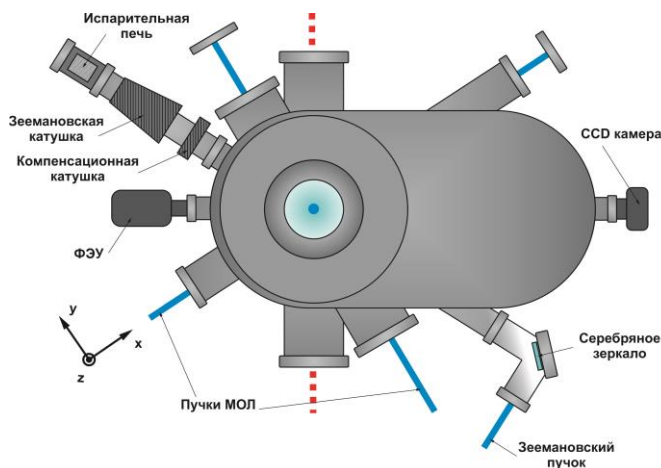


Рис. 1 Схема вакуумной камеры

Первичное охлаждение атомов стронция также осуществляется через переход $^1S_0 - ^1P_1$. При этом достигаются температуры порядка нескольких милликельвинов (доплеровский предел $T_D = h\gamma_1/(2k_B) = 770\text{мкК}$), что соответствует тепловым скоростям ~ 1 м/с [4]. Такая температура является недостаточно низкой для загрузки атомов в оптическую решетку глубиной всего 20 мкК и, поэтому требуется этап вторичного охлаждения. При этом в связи с отсутствием у атома Sr магнитного момента электронной оболочки в основном состоянии применение традиционных методов субдоплеровского охлаждения оказывается затруднено. Как правило, для дальнейшего охлаждения атомов Sr используется более узкий интеркомбинационный переход $^1S_0 - ^3P_1$ на длине волны 689 нм и естественной ширины линии $\gamma_2=7,4$ кГц.

Несмотря на то, что переход $^1S_0 - ^1P_1$ в атоме Sr является практически замкнутым, существует слабый канал утечки атомов из состояния 1P_1 в состояние 1D_2 (рис.2), через который релаксация продолжается в состояния 3P_1 и 3P_2 в соотношении 2:1. Состояние 3P_2 является метастабильным с характерным временем жизни 500 с, и атомы, попадающие в это состояние, исключаются из процесса охлаждения. Применение лазеров перекачки позволяет вернуть атомы в процесс охлаждения и существенно повысить количество накапливаемых в ловушке атомов.

Первичная магнито-оптическая ловушка формируется тремя ортогональными пучками лазерного излучения на длине волны 461 нм, отстроенного в красную область от резонанса перехода $^1S_0 - ^1P_1$ на 40 МГц

и их отражениями. Трехлучевая конфигурация с отражениями значительно упрощает юстировку системы и, при наличии хорошо просветленных окон вакуумной камеры, является более предпочтительной, чем шестилучевая конфигурация. Интенсивности лазерных пучков на длине волны $\lambda = 461$ нм соотносятся как 3:3:1 ($x:y:z$), что обеспечивает формирование симметричного облака. Характерные интенсивности пучков составляют около 6 и 18 мВт (0,15 и 0,45 I_{sat} , 461 нм, (соответственно) и могут варьироваться с помощью поляризационных элементов. Магнитное поле МОЛ формируется двумя катушками в анти-гельмгольцевской конфигурации, ось которых совпадает с z .

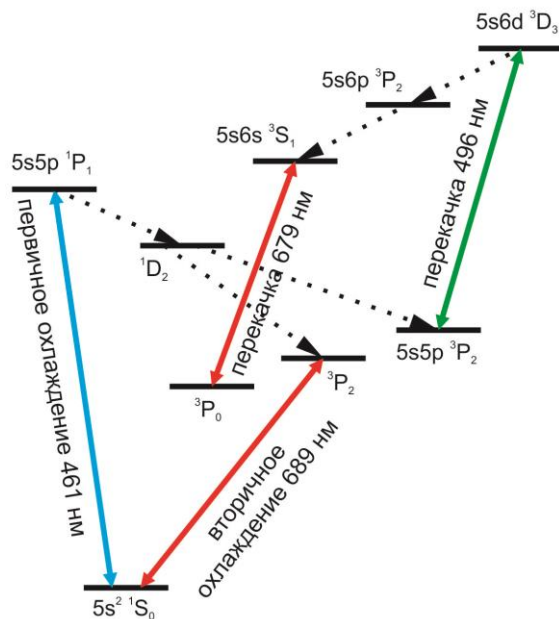


Рис. 2. Схема уровней ^{88}Sr , участвующих в лазерном охлаждении

Доплеровский предел перехода первичного охлаждения составляет 720 мК. В экспериментах, как правило, реализуются температуры 1-3 мК [4,16]. Эта температура достаточно мала для перехода к вторичному охлаждению, где используется более узкий интеркомбинационный переход $^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_1$, на котором достижимы значительно более низкие температуры. Таким образом, МОЛ на переходе $^1\text{S}_0 - ^1\text{P}_1$ служит для сбора и предварительного охлаждения большого числа атомов стронция (до 108), подготавливая их для дальнейшего охлаждения.

Одним из возможных способов перекачки атомов из состояния $^3\text{P}_2$ назад в основное состояние является возбуждение атомов из состояния $^3\text{P}_2$ в $^3\text{D}_3$ лазером с длиной волны 496 нм, откуда впоследствии атомы

переходят в состояние 3S_1 . Далее релаксация продолжается в состояния 3P_2 , 3P_1 и 3P_0 в соотношении 5:3:1. Атомы, попадающие в долгоживущее состояние 3P_0 (время жизни 150 с), выходят из процесса охлаждения. Для решения данной проблемы используется второй лазер на длине волны 679 нм, перекачивающий атомы из состояния 3P_0 в состояние 3S_1 . Таким образом, все потерянные атомы возвращаются в процесс охлаждения.

На рис.3 показана оптическая схема первичного охлаждения. В данной системе используются два лазера перекачки 679 нм (Tortica DLpro) и 496 нм (Tortica DL-SHG pro), длины волны которых стабилизируются по интерферометрам WS-U. Излучения лазеров перекачки сбиваются на дихроичном зеркале и затем подмешиваются к охлаждающему пучку, распространяющемуся вдоль оси z на одном из поляризационных кубов.

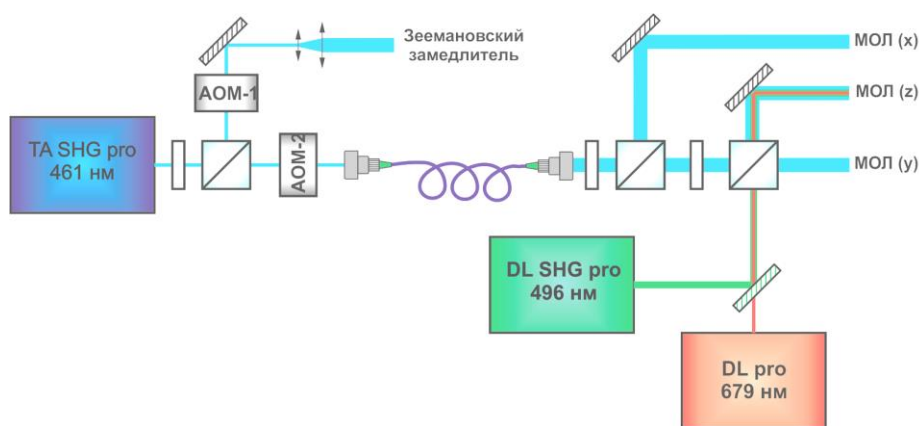


Рис. 3. Оптическая схема первичного охлаждения

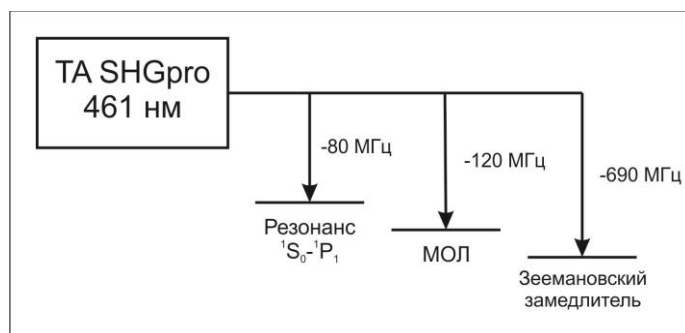


Рис. 4. Схема отстройки лазера 461 нм

Регистрация сигнала люминесценции атомов на длине волны 461 нм осуществляется с помощью фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), снабженного интерференционным светофильтром, на который отображается область ловушки. Изображение облака регистрируется CCD-камерой SDU-

285, управляемой при помощи компьютера. Для выполнения баллистических измерений и регистрации вторичной ловушки предусмотрен пучок подсветки, настроенный точно в резонанс с переходом $^1S_0 - ^1P_1$ и также управляемый с помощью АОМ.

С помощью описанной выше системы наблюдалось первичное лазерное охлаждение всех изотопов атома стронция.

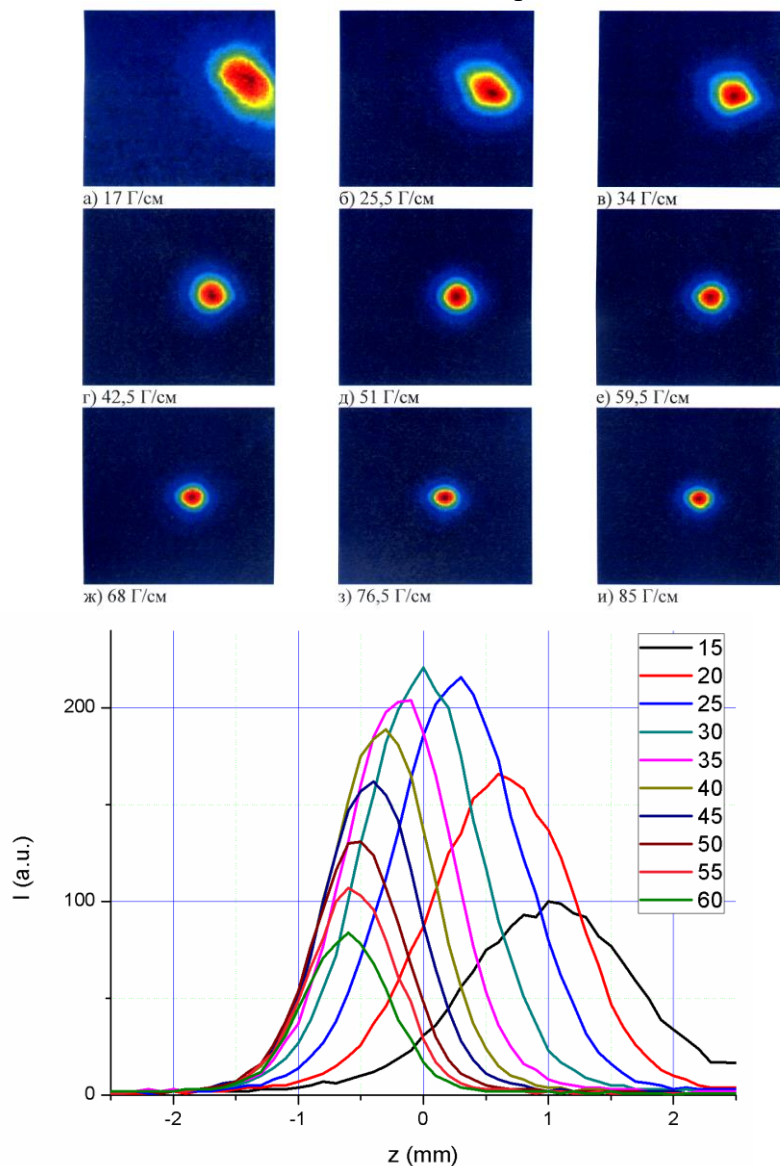


Рис. 5. Форма и положение облака охлажденных атомов при увеличении градиента магнитного поля

На рис. 5. показаны фотографии облака охлажденных атомов при увеличении градиента магнитного поля в первичной ловушке. Максимальное количество атомов регистрировалось при осевом градиенте (вдоль z) магнитного поля в области ловушки 51 Гс/см. При этом облако имело практически сферическую форму. Количество атомов в МОЛ определялось по интенсивности сигнала люминесценции, регистрируемого ФЭУ, откалиброванного на длине волны 461 нм.

Влияние лазеров перекачки и зеemanовского замедлителя на количество атомов в первичной ловушке можно наблюдать на рис. 6.

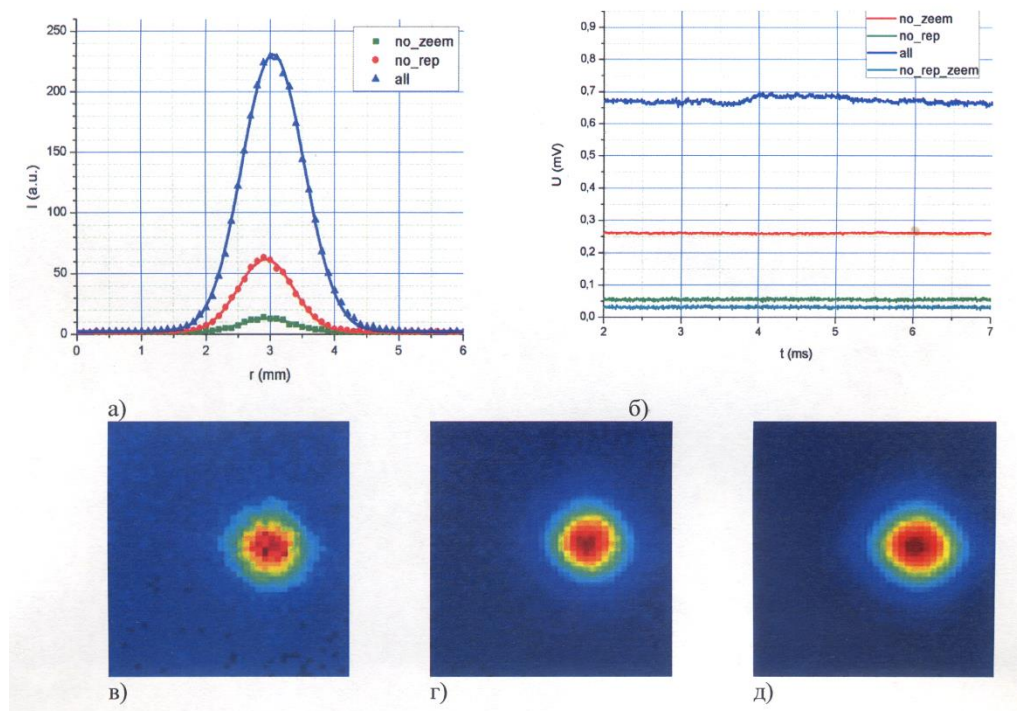


Рис. 6. Влияние лазеров перекачки и зеemanовского замедлителя на количество атомов в МОЛ. а),б) - распределение интенсивности флюоресценции в МОЛ и сигналы с ФЭУ при различных условиях, в),г),д) фотографии облака при выключенных перекачивающих лазерах, при выключенном зеemanовском замедлителе и при работе всех систем соответственно

Для нахождения количества атомов в ловушке предполагалось, что она оптически тонкая, и сигнал люминесценции пропорционален количеству атомов. Как видно из рис. 6 б), сигнал люминесценции при включенных зеemanовском замедлителе и лазерах перекачки составляет ~ 675 мВ. Калибровочный коэффициент ФЭУ - $k \approx 130,752 \times 10^5 \text{В}^{-1}$.

Количество атомов в МОЛ при градиенте магнитного поля 51 Гс/см составило:

$$N = kU = 130,752 \times 10^{-1} \times 0,67 \text{В} \approx 8,8 \times 10^6.$$

Схожие значения наблюдаются и в работах [7,8].

Температура облака атомов определялась баллистическим методом по его свободному разлету. В предположении максвелловского распределения по скоростям зависимость радиуса облака $R_x(t)$ (по уровню $1/e$) от времени имеет вид:

$$R_x(t) = \sqrt{R_x(0)^2 + \frac{2k_b T}{m} \times t^2},$$

где T – температура атомов, k_b – постоянная Больцмана.

Для определения температуры атомов измерялась зависимость радиуса облака от времени.

После цикла первичного охлаждения при включенных лазерах перекачки формировалось облако, содержащее около 10^7 атомов при зарегистрированной температуре 12 мК.

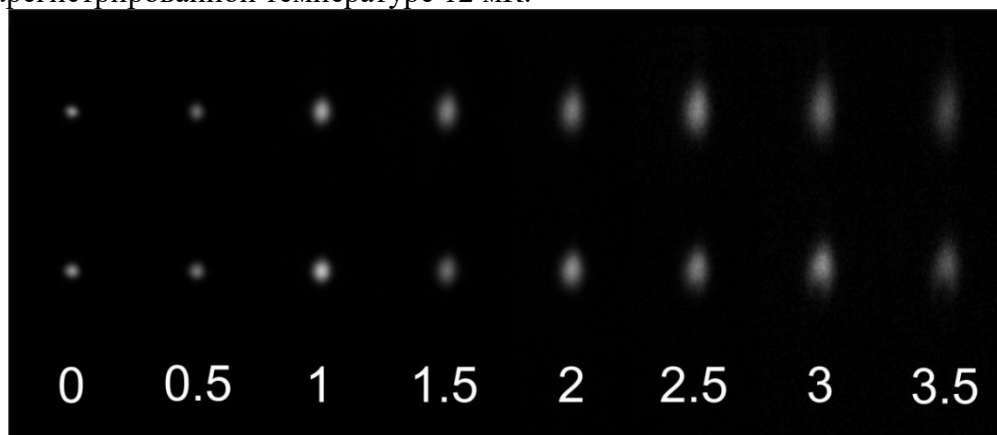


Рис. 7. Фотографии разлета первичного облака холодных атомов после выключения световых полей, цифры - время Δt (в мс), прошедшее с момента выключения

Такие температуры оказываются слишком большими для успешной загрузки в оптическую решетку, поэтому для дальнейшего охлаждения используется более слабый переход $^1S_0 - ^3P_1$, с естественной шириной линии 7,4 кГц ($TD = 200$ нК).

Для настройки на слабый интеркомбинационный переход $^1S_0 - ^3P_1$ была реализована схема спектроскопии атомов ^{88}Sr в первичной ловушке излучением лазера 689 нм.

Как видно из схемы уровней, представленной на рис.2, включение резонансного поля на переходе $^1S_0 - ^3P_1$ приводит к переносу части населенности с уровня 1S_0 на уровень 3P_1 , и, соответственно, к снижению люминесценции первичной МОЛ, работающей на сильном переходе $^1S_0 - ^1P_1$ (461 нм). Лазерный пучок 689 нм мощностью 15 мВт направлялся на первичную ловушку. Сигнал люминесценции на $\lambda = 461$ нм регистрировался с помощью ФЭУ. Схема эксперимента показана на Рис.8.

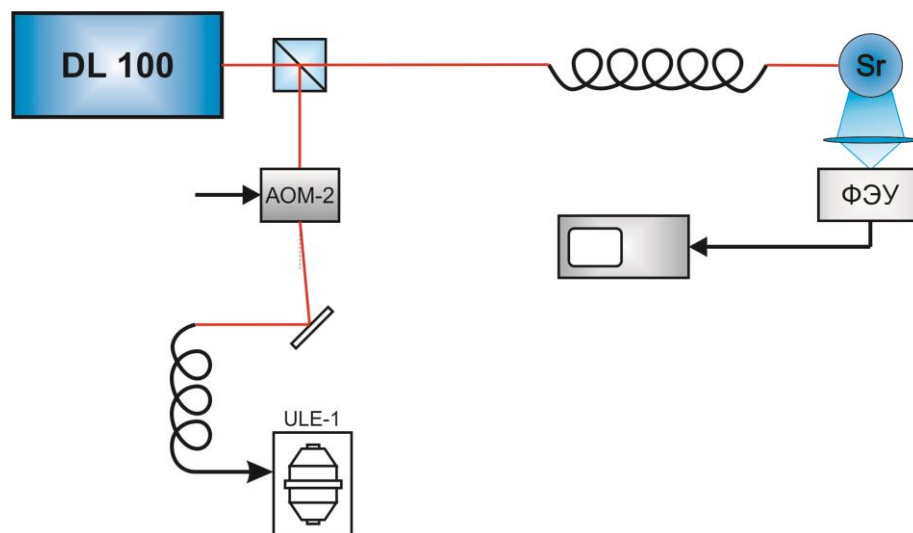


Рис. 8. Схема эксперимента по спектроскопии перехода $^1S_0 - ^3P_1$ в МОЛ

Характерный спектр перехода $^1S_0 - ^3P_1$ в первичной стронциевой ловушке, зарегистрированный описанным методом, представлен на рис. 9. Как видно, в спектре наблюдаются три пика, соответствующие зеемановскому расщеплению верхнего уровня 3P_1 в магнитном поле МОЛ при осевом градиенте 51 Гс/см. Сдвиг магниточувствительных переходов $m_j=0 \rightarrow m_j=\pm 1$ в магнитном поле составляет 2,1 МГц/Гс, в то время как чувствительность к магнитному полю перехода $m_j=0 \rightarrow m_j=0$ пренебрежимо мала.

Несмотря на то, что при идеальном балансе интенсивностей световых пучков ловушка должна находиться в нуле магнитного поля, конечный размер облака приводит к тому, что атомы в периферических областях испытывают зеемановское расщепление.

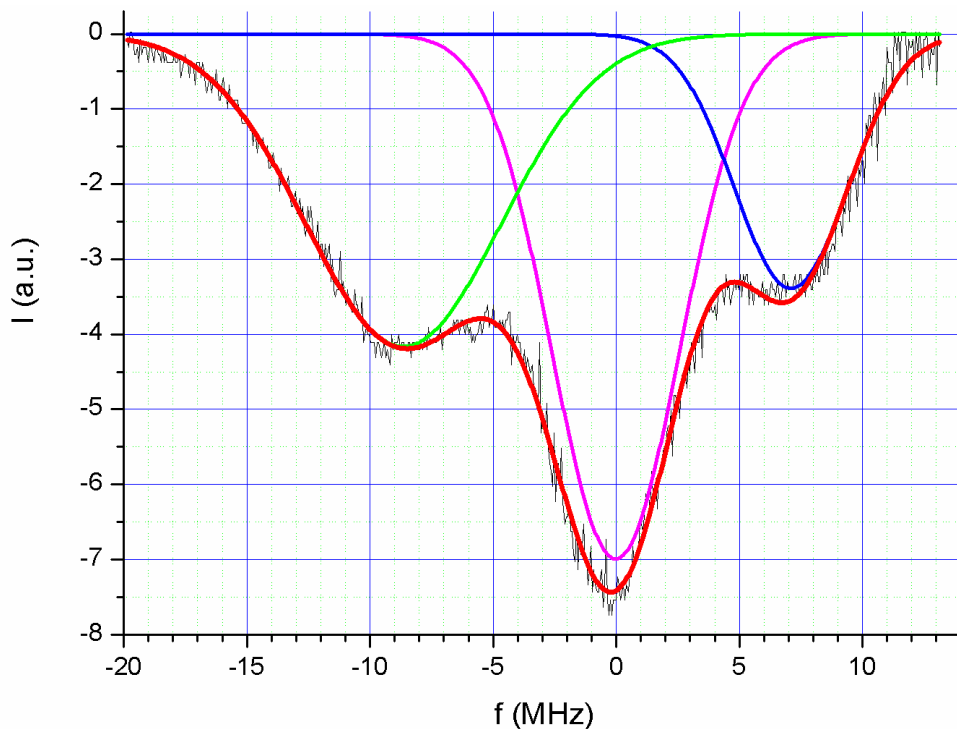


Рис. 9. Интенсивность люминесценции облака атомов ^{88}Sr в МОЛ на $\lambda = 461$ нм в зависимости от отстройки лазера 689 нм от положения резонанса $^1\text{S}_0 - ^3\text{P}_1$. (Плавные кривые – аппроксимация экспериментальных данных тремя гауссовыми профилями.)

Для того чтобы оценить возможную величину расщепления в данном случае был выполнен расчет в предположении, что распределение атомов в ловушке является нормальным:

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(r-r_0)^2}{2\sigma^2}\right].$$

Число атомов в сферическом слое dv :

$$N=f(x)\cdot 4\pi r^2 dr.$$

Функция имеет экстремумы в точках $r=0$ и $r=\pm\sqrt{2}\sigma$.

Изображение ловушки было обработано, и по полученным данным было определено распределение интенсивности флюоресценции в облаке. Далее для получения значения стандартного отклонения данные аппроксимировались гауссовым профилем. Фотография облака и график распределения интенсивности флюоресценции показаны на рис. 10.

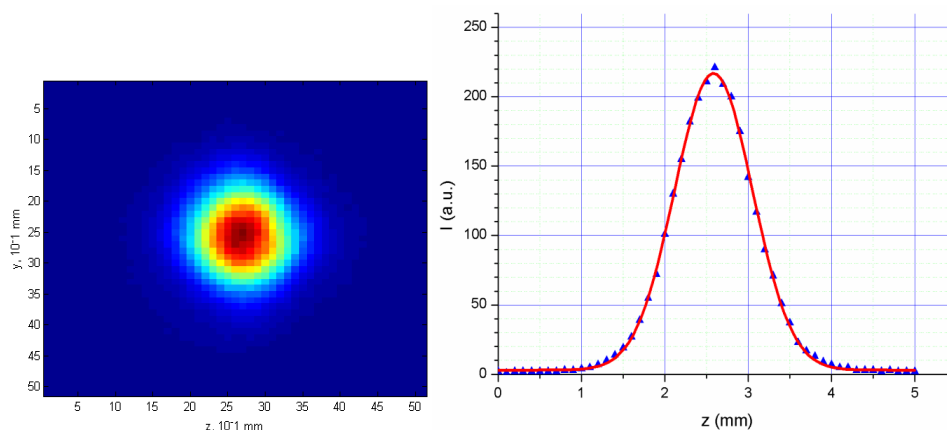


Рис. 10. Облако атомов ^{88}Sr в МОЛ. (слева - обработанное изображение облака; справа - распределение интенсивности флюоресценции в МОЛ)

При аппроксимации было получено значение стандартного отклонения $\sigma=0,4670$. Исходя из этого величина расщепления уровня $^3\text{P}_1$ составила:

$$g_F = 1,5\Delta\nu = g_F \frac{\mu_B}{h} b\sqrt{2}\sigma \approx 7,1 \text{ МГц},$$

где g_F – фактор Ландэ для перехода $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_1$, $b=51\text{Гс/см}$ – градиент магнитного поля.

На практике было получено значение расщепления около 7,2 МГц, что с учетом погрешности при определении распределения атомов в первичной ловушке хорошо согласуется с теоретическим. Из этого можно сделать вывод о том, что облако первично охлажденных атомов ^{88}Sr находится в нуле магнитного поля при градиенте 51 Гс/см.

Центральный пик имеет форму, близкую к гауссовой, и обладает шириной 5 МГц на уровне $1/e^2$. Боковые пики немного шире (5,3 МГц и 8,1 МГц) за счет неоднородности магнитного поля. Амплитуды боковых пиков определяются взаимодействием с различными поляризациями излучения 689 нм (относительно направления локального магнитного поля), что зависит от положения ловушки относительно минимума магнитного поля. Данную зависимость подтверждают полученные осциллограммы для двух различных круговых поляризаций излучения 689 нм (см. рис. 11).

Помимо этого были получены схожие спектры для различных градиентов магнитного поля от 25,5 до 93,5 Гс/см. Результаты анализа полученных данных приведены в таблице.

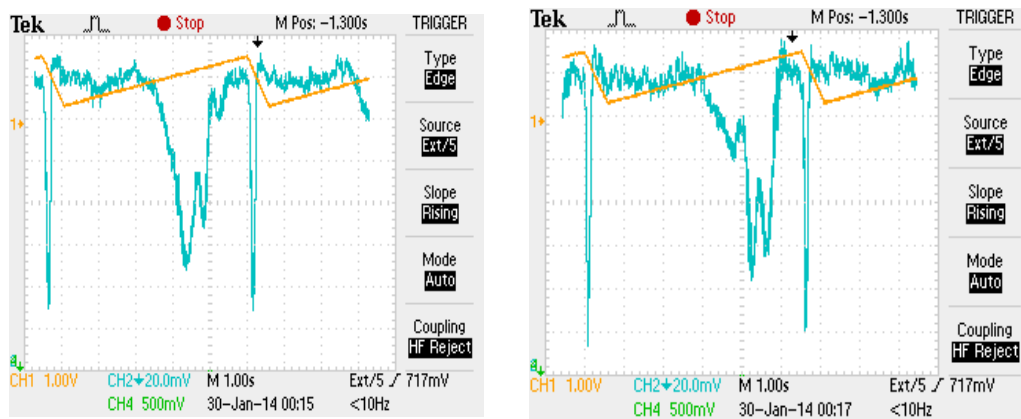


Рис. 11. Осциллограммы, полученные при сканировании перехода двумя различными круговыми поляризациями излучения 689 нм

Таблица 1

Данные, полученные при анализе спектров для различных градиентов магнитного поля в МОЛ

I, A	15	20	25	30	35	40	45	50	55
σ , мм	0,66	0,57	0,51	0,47	0,43	0,4	0,38	0,36	0,35
b, Гс/мм	2,55	3,4	4,25	5,1	5,95	6,8	7,65	8,5	9,35
$\Delta\nu^-$, МГц	9,77	9,98	11,31	9,28	12,33	16,58	16,22	18,63	20,55
$\Delta\nu^+$, МГц	11,74	12,33	9,04	7,22	9,89	12,08	12,73	14,26	14,82
$\Delta\nu_{\text{теор макс}}$, МГц	10,32	10,01	9,09	7,1	10,07	12,33	15,02	17,96	21,44
$\Delta\nu_{\text{теор}}$, мм	0,896	0,596	0,295	0,011	0,186	0,283	0,257	0,292	0,262
zс, мм	3,6	3,2	2,9	2,6	2,4	2,3	2,2	2,1	2
$ \Delta z $, мм		0,6	0,3	0	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6

Из рис. 12, видно, что при увеличении градиента магнитного поля положение и размер облака атомов ^{88}Sr изменяется. Учитывая, что при $b=51\text{Гс/см}$ облако находится в нуле магнитного поля, можно внести поправку Δz , отвечающую за его смещение.

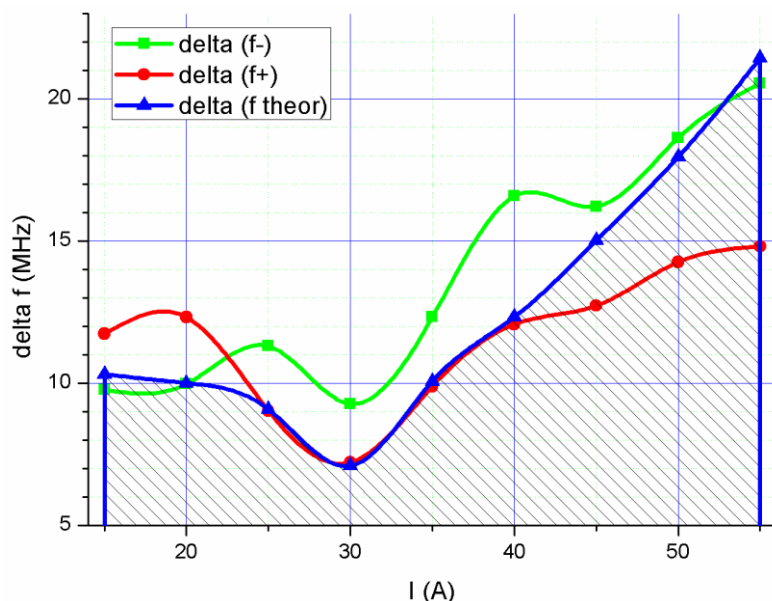


Рис. 12. График зависимости расщепления уровней от тока в катушках МОЛ

Формула для вычисления максимально возможного расщепления уровней $\Delta\nu_{\text{теор макс}}$ с учетом поправки будет выглядеть следующим образом:

$$\Delta\nu_{\text{теор макс}} = g \frac{\mu_B}{h} b (\sqrt{2}\sigma + |\Delta z|).$$

Из этого выражения получается формула для расчета $\Delta r_{\text{теор}}$:

$$\Delta r_{\text{теор}} = \min \left\{ \frac{h\Delta\nu_{\pm}}{g\mu_B b} - \sqrt{2}\sigma \right\}.$$

В данном случае специально рассматриваются две переменные и $\Delta r_{\text{теор}}$ Δz . Величина $\Delta r_{\text{теор}}$, что позволяет оценить абсолютное смещение относительно нуля магнитного поля, а значения Δz , полученные экспериментально при анализе фотографий облака, в свою очередь, определяют смещение только вдоль одной оси.

Хотя из-за большого количества параметров (положение облака, пространственная функция распределения атомов, поляризация пробного излучения 689 нм) точное воспроизведение экспериментальных данных оказывается затруднено, результаты расчетов качественно воспроизводят кривую рис. 9.

Для точной настройки на переход $^1S_0 - ^3P_1$ был просканирован центральный пик. При этом сканирующий лазер DL 100 был стабилизирован по высокочастотному резонатору ULE-1. Перестройка частоты осуществлялась путем изменения сигнала, подающегося на АОМ-2,

отвечающего за отстройку частоты лазера от моды TEM₀₀ ULE-1. Схема поведения эксперимента представлена на рис. 13.

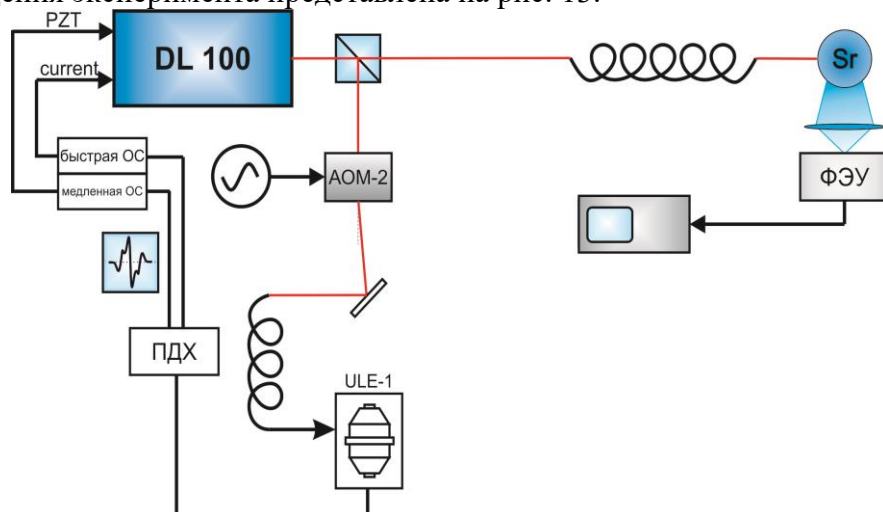


Рис. 13. Схема эксперимента для спектроскопии центрального пика перехода $^1S_0 - ^3P_1$ в первичной стронциевой ловушке

По полученным данным была построена зависимость сигнала ФЭУ от частоты АОМ-2, которая впоследствии аппроксимировалась гауссовым профилем (см. рис. 14). Ширина полученного пика при этом равна 3,9 МГц. Оптимальная частота отстройки составила 216,690 МГц.

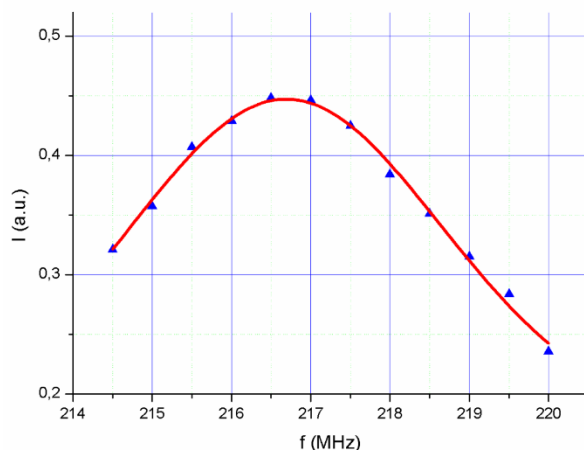


Рис. 14. Зависимость сигнала ФЭУ от частоты АОМ-2 при сканировании центрального пика перехода вторичного охлаждения (плавная кривая – аппроксимация гауссовым профилем)

При помощи полученных ранее данных была определена температура атомов в первичной МОЛ. Поскольку спектральная ширина перехода

вторичного охлаждения составляет всего 7,4 кГц, основной вклад в наблюдаемую ширину центрального пика дают два эффекта:

- эффект Доплера, вызванный конечными скоростями атомов в ловушке;

- спектральная ширина лазера.

Было проведено два типа экспериментов: с нестабилизированным лазером и с лазером, стабилизированным по УЛЕ.

С нестабилизированным лазером минимальная ширина центрального пика составила ≈ 5 МГц при аппроксимации гауссовым профилем (см. рис. 9). При известной частоте перехода $^1S_0 - ^3P_1$, было получено значение наиболее вероятной скорости атомов:

$$v_n = \frac{\Delta\nu_d}{1,67\nu_0} c = \frac{5 \cdot 10^6}{1,67 \cdot 434,829 \cdot 10^{12}} \cdot 2,9979 \cdot 10^8 \approx 2,06 \frac{м}{с}$$

Данное значение соответствует температуре:

$$T = \frac{mv_n^2}{2k_B} = \frac{88 \cdot 1,661 \cdot 10^{-27} \text{ кг}^{-1} \cdot 4,26(\text{м/с})^2}{2 \cdot 1,381 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}} \approx 22,6 \text{ мК.}$$

При сканировании стабилизированным лазером ширина центрального пика составила 3,9 МГц, что соответствует следующим параметрам:

$$v_n \approx 1,61 \text{ м/с}, \quad T \approx 13,7 \text{ мК.}$$

Как видно, в данном случае температура оказалась ниже, чем в случае с нестабилизированным лазером. Это объясняется снижением вклада спектральной ширины лазера в уширение центрального пика.

В силу малой ширины перехода $^1S_0 - ^3P_1$ вторичного охлаждения необходимо принимать дополнительные меры для сужения линии лазерного излучения. Данная задача была решена путем стабилизации охлаждающего лазера по внешнему высокочастотному резонатору.

Стабилизация лазеров при помощи ULE резонатора

Ширина линии используемого диодного лазера с внешним резонатором Topica TA Pro обычно составляет около 1 МГц, что значительно превышает естественную ширину перехода $^1S_0 - ^3P_1$ и не удовлетворяет требованиям вторичного лазерного охлаждения

Для сужения спектральной ширины линии генерации лазера и снижения дрейфа частоты используется привязка к высокочастотному внешнему резонатору Фабри-Перо (ULE-1) по модуляционному методу Паунда-Древера-Холла (ПДХ) [10]. Особенностью стекла ULE (Ultra-Low Expansion glass) является наличие так называемой нулевой точки, в которой коэффициент теплового расширения материала оказывается равен нулю, а

следовательно, достигается минимум чувствительности к флуктуациям внешней температуры.

В экспериментальной установке применяется резонатор ULE-1, тело которого изготовлено фирмой ATF films (США). Резкость моды TEM₀₀ составляет 60000, а диапазон свободной дисперсии 1.92 ГГц. На рис. 15 приведена конструкция вакуумной камеры и системы температурной стабилизации резонатора ULE-1.

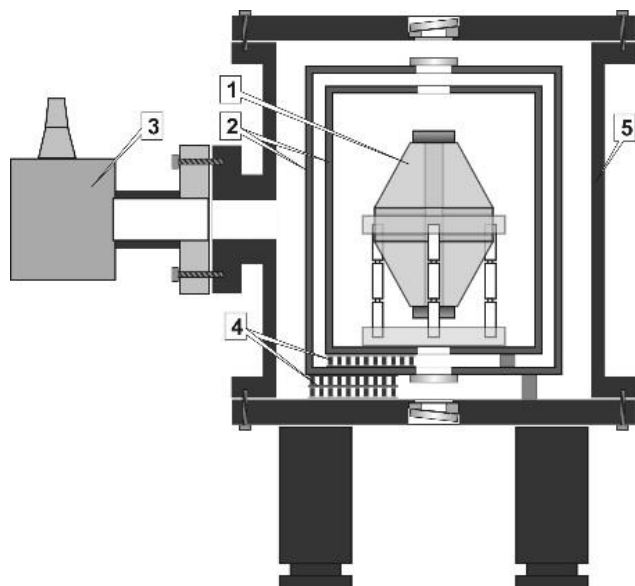


Рис. 15. Конструкция вакуумной камеры и системы температурной стабилизации ULE-резонатора. 1 – резонатор, 2 – рубашки резонатора (тепловые экраны), 3 – магниторазрядный насос, 4 – Пельтье-элементы, 5 – вакуумная камера

Резонатор имеет форму, приближенную к биконической, и формируется двумя зеркалами из материала ULE с радиусами кривизны $R_1 = \infty$ и $R_2 = -0,5$ м и коэффициентом отражения 99,996 %.

Значительного улучшения стабилизации удаётся достигнуть с помощью специального крепления резонатора. При размещении его в вертикальной конфигурации на трех точках опоры внешнее ускорение тела резонатора деформирует его таким образом, что расстояние между центрами зеркал остается фактически постоянным. Иллюстрация данного метода компенсации вибраций приведена на рис. 16. Используемые принципы температурной и вибрационной компенсации аналогичны использованным в работах [11-12].

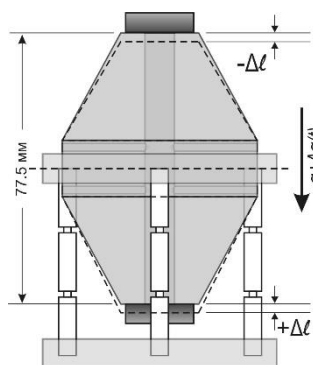


Рис. 16. Иллюстрация принципа компенсации вибраций на примере резонатора с вертикальной осью, точки крепления которого лежат в плоскости центра тяжести

Схема стабилизации лазера приведена на рис. 17.

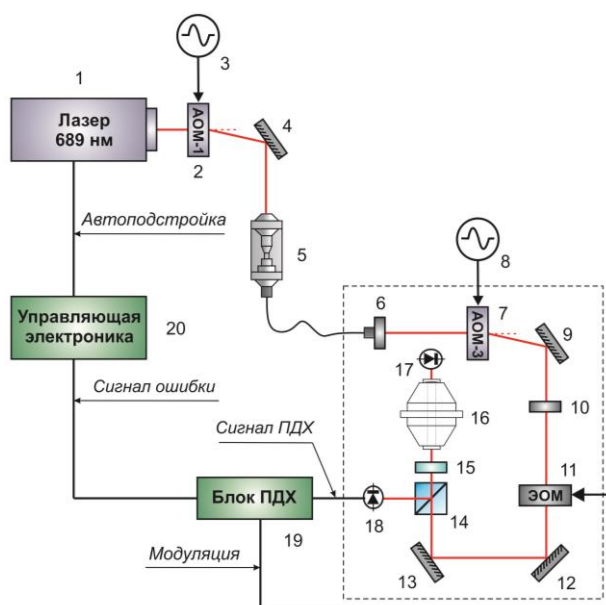


Рис.17. Схема стабилизации лазера по ULE-резонатору: 1 - лазер 689 нм; 3,8 - генераторы сигналов; 2,7 - акусто-оптические модуляторы; 4,9,12,13 - зеркала; 5 - волоконно-оптический коллиматор Tortica FiberDock; 6 - коллиматор; 10 - поляризатор; 11 - электро-оптический модулятор; 14 - поляризационный делительный кубик; 15 - четвертьволновая пластинка; 16 - ULE-резонатор; 17,18 - фотодетекторы; 19 - блок Tortica PDH; 20 - блок Tortica FALC110

Излучение передается по волокну на вибрационно-изолирующую платформу с установленным на неё резонатором. Электрооптический

модулятор осуществляет фазовую модуляцию на частоте, близкой к 20 МГц. Модулированное излучение заводится в резонатор, а часть отразившаяся от плоского зеркала резонатора, попадает на фотодетектор, формирующий сигнал ПДХ. Для регистрации пропускания используется фотодетектор. Блок Tortica PDH работает одновременно как формирователь сигнала ошибки и модуляции. Автоподстройка частоты осуществляется при помощи управляющего модуля Tortica FALC 110.

Спектральная ширина стабилизированного лазера составила величину около 100 Гц при дрейфе частоты менее 1 Гц/с. Столь малый дрейф (порядка 10 кГц/сутки) позволяет легко настраивать стабилизированный лазер на узкий переход вторичного охлаждения с помощью АОМа, установленного между лазером и резонатором УЛЕ. После однократной настройки на переход, как описано в предыдущем разделе, требовалась лишь небольшая подстройка частоты АОМа, что обеспечивало воспроизводимые результаты в течение нескольких недель. На рис. 18 приведено изображение моды TEM₀₀ в режиме, когда лазер привязан к резонатору. Подробно лазерная система для вторичного охлаждения атомов стронция описана в работе [15].



Рис.18. Изображение моды TEM₀₀ в состоянии, когда лазер привязан к резонатору

Вторичное охлаждение атомов Sr-88

Для осуществления второго этапа лазерного охлаждения атомов Sr посредством интеркомбинационного перехода $^1S_0 - ^3P_1$ была реализована схема, представленная на рис. 19.

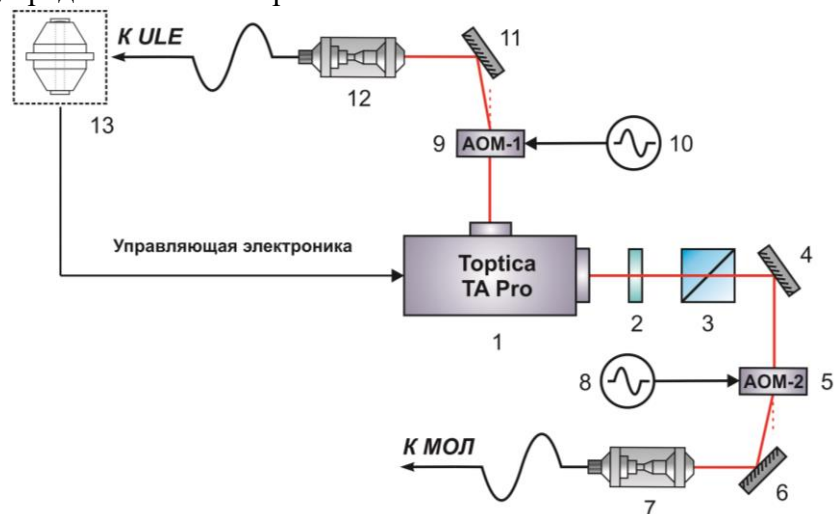


Рис.19. Схема вторичного охлаждения: 1 - система Toptica TA Pro 689 нм; 2 - полуволновая пластинка; 3 - поляризационный делительный кубик; 4,6,11 - зеркала; 5 - акусто-оптический модулятор 40 МГц; 7,12 - волоконно-оптические коллиimators Toptica FiberDock; 8 - генератор, управляемый напряжением; 9 - акусто-оптический модулятор 110 МГц; 10 - генератор сигналов; 13 - схема стабилизации лазера по внешнему опорному резонатору ULE

В данной схеме используется лазерная система Toptica TA Pro. Необходимая для экспериментов мощность излучения 689 нм обеспечивается наличием оптического усилителя, находящегося в одном блоке с лазерным диодом.

Для проверки эффективности вторичного охлаждения в начальный момент времени лазеры "синей" МОЛ 461 нм, перекачки 496, 679 нм и "красной" МОЛ 689 нм находились в режиме непрерывной работы. Затем происходило одновременное выключения излучения всех длин волн, кроме 689 нм. Через определённый интервал времени $t_{и}$ запускался подсвечивающий импульс 461 нм длительностью $\tau = 1$ мс, а с помощью фотоэлектронного умножителя регистрировался уровень флюоресценции остаточных атомов Sr. На рис. 20 приведена временная диаграмма работы лазеров.

Для детектирования атомов резонансным излучением через переход $^1S_0 - ^1P_1$ была использована дополнительная система Topica TA SHG-Pro (461 нм). Мощность детектирующего пучка составляла 40 мВт. При помощи акусто-оптического модулятора, управляемого ГУНом, излучение 689 нм модулировалось по частоте. Фотографии облака вторично охлажденных атомов Sr для некоторых значений t_u представлены на рис. 20.



Рис.20. Фотографии облака вторично охлажденных атомов Sr для различных моментов детектирования t_u , цифры – значения t_u (в мс)

Температура облака во вторичной МОЛ на переходе $^1S_0 - ^3P_1$ определялась по разлету атомов после выключения световых и магнитных полей. Через определенный интервал времени Δt после прекращения подачи излучения облако подсвечивалось детектирующим импульсом длительностью 1 мс, по частоте настроенным на точный резонанс с переходом $^1S_0 - ^1P_1$. Временная диаграмма работы лазеров для данного опыта изображена на рис. 21.

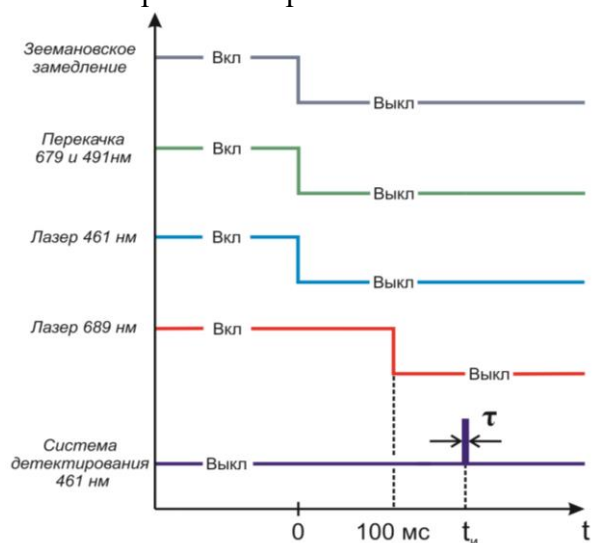


Рис.21. Временная диаграмма работы лазеров в опыте по определению температуры облака

Фотографии облака для различных интервалов времени Δt представлены на рис. 22.

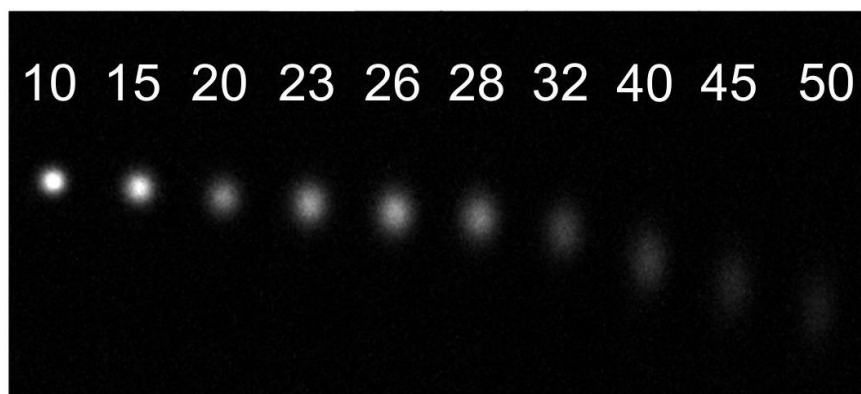


Рис. 22. Фотографии разлета облака холодных атомов после выключения световых полей, цифры - время Δt (в мс), прошедшее с момента выключения

Наименьшая зарегистрированная температура составила 22,5 мК.

Заключение и выводы

В работе описаны результаты исследований по реализации лазерного охлаждения атомов стронция до рабочих температур, необходимых для функционирования оптического стандарта частоты на атомах стронция.

Зеемановское замедление и первичное охлаждение атомов стронция осуществлялось через циклический переход $^1S_0 - ^1P_1$ на длине волны 461 нм с шириной линии спонтанного излучения порядка 30 МГц. За счет применения лазеров перекачки удалось компенсировать канал потери рабочих атомов, обусловленный ненулевой вероятностью перехода атомов из состояния 1P_1 в состояние 1D_2 .

Для вторичного охлаждения атомов стронция использовался интеркомбинационный переход $^1S_0 - ^3P_1$ с радиационной шириной 7.4 кГц с использованием стабилизации лазеров при помощи внешнего ULE-резонатора. Методом регистрации разлета облака холодных атомов стронция была зарегистрирована температура атомов 22.5 мК.

Таким образом, в данной работе продемонстрирована принципиальная возможность создания атомного спектроскопа с требуемой рабочей температурой как наиболее важной составной части оптического стандарта частоты на холодных атомах стронция.

Литература

1. S. R. Jefferts, T. P. Heavner, T. E. Parker, J. H. Shirley, E. A. Donley, and N. Ashby, High-Accuracy Measurement of the Blackbody Radiation Frequency Shift of the Ground-State Hyperfine Transition in ^{133}Cs , *Phys.Rev.Lett.*,112, 050801(2014)
2. Bloom B.J., Nicholson T.L. et.al. An optical lattice clock with accuracy and stability at the 10-18 level, *Nature*, 506, 71-75 (2014)
3. Blatt S., Ludlow A.D., Campbell G.K., Thomsen J.W., Zelevinsky T., Boyd M.M., Ye J. *Phys. Rev. Lett.* 100, 140801 (2008).
4. Ludlow A. D., The Strontium Optical Lattice Clock: Optical Spectroscopy with Sub-Hertz Accuracy Ph.D. Theses, University of Colorado, Boulder, 2008. http://jila.colorado.edu/yelabs/pubs/theses/2008/theses_2008_AndrewLudlow.pdf.
5. Takamoto M., Hong F.L., Higashi R., Katori H. -*Nature* 435, 321 (2005).
6. Katori H., Takamoto M., Pal'chikov V.G., & Ovsiannikov V.D.: Ultrastable optical clock with neutral atoms in an engineered light shift trap, *Phys. Rev. Lett.* 91, 173005 (2003).
7. Castin Y., Dalibard J., Cohen-Tannoudji C. *Bose-Einstein Condensation*, Cambridge University Press, 1995.
8. Риле Ф. Стандарты частоты. Принципы и приложения.- М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009.
9. Mukaiyama T., Katori H., Ido T., Li Y., Kuwata-Gonokami M. *Phys. Rev. Lett.* 90, 113002 (2003).
10. Drever R.W.P., Hall J.L., Kowalsky F.W.- *Appl. Phys. B: Photophys. Laser Chem*, 31, 97, 1983
- 11 Alnis J., Matveev A., Kolachevsky N., Udem Th., Hänsch T. W. *Phys. Rev. A* 77, 053809 (2008).
12. Матвеев А. Н., Колачевский Н. Н., Алнис Я., Хэнш Т. В.// *Квантовая электроника*, 38, 895 (2008).
13. Матвеев А. Н., Колачевский Н. Н., Алнис Я., Хэнш Т. В.// *Квантовая электроника*, 38, 391 (2008).
- 14.<http://www.corning.com/docs/specialtymaterials/pisheets/UleBro91106.pdf>.
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, 1021 (2012).
16. Boyd M, "High precision spectroscopy of Sr in an optical lattice: towards a new standard to frequency and time", Thesis, University of Colorado, Boulder, 2007.