

ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-
технических и радиотехнических измерений»

На правах рукописи



Белотелов Глеб Сергеевич

РАЗРАБОТКА СИСТЕМ ЛАЗЕРНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ АТОМОВ
СТРОНЦИЯ И ИТТЕРБИЯ В ОПТИЧЕСКИХ СТАНДАРТАХ ЧАСТОТЫ

Специальность: 2.2.10 – Метрология и метрологическое обеспечение
(технические науки)

Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
Пальчиков Виталий Геннадьевич

Менделеево - 2023 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Список сокращений:	5
Введение.....	6
Актуальность темы диссертации.....	6
Объект исследований.....	10
Предмет исследований	10
Основная научная задача.....	10
Частные научные задачи	10
Научные положения, выносимые на защиту.....	10
Научная новизна.....	11
Практическая значимость и внедрение.....	12
Степень достоверности результатов работы.....	12
Апробация работы.....	13
Глава 1. Литературный обзор по разработкам ОСЧ.....	14
1.1 Предельно достижимая стабильность стандарта частоты.....	14
1.2 История возникновения ОСЧ	15
1.3 Применение ОСЧ	20
1.4 Применение перебазируемых ОСЧ.....	22
1.5 Оптические стандарты частоты на ионах.....	23
1.6 ОСЧ на нейтральных атомах	26
1.7 Перебазируемые ОСЧ.....	33
Глава 2. ОСЧ на нейтральных атомах Стронция. Первичное охлаждение атомов стронция	39
2.2 Принцип работы ОСЧ на нейтральных атомах	40
2.3 Охлаждение и захват атомов	42
2.4 Атом стронция: свойства и охлаждение.....	45
2.5 Магнитные спин-зависимые эффекты	48
2.6 Перемешивание состояний	49
2.7 Зависимость сдвига частоты от магнитного поля	50
2.8 Оптическая решетка.....	52
2.9 Режим Лэмба-Дике и ангармонизм ловушки.....	54
2.10 Доплеровская спектроскопия и спектроскопия без отдачи.....	54
2.11 Систематические эффекты.....	57
2.11.1 Динамический эффект Штарка	57

2.11.2 Сдвиг частоты из-за излучения черного тела	57
2.11.3 Столкновительный сдвиг	58
2.12 Экспериментальная установка на холодных атомах стронция	59
2.13 Система первичного охлаждения	66
2.13.1 Замедление потока атомов и условия формирования атомного облака	66
2.13.3 Схема работы первичной МОЛ	69
2.14 Метод оценки количества атомов.	74
2.14 Результат первичного охлаждения атомов стронция	77
2.15 Оценка неопределенности предложенных методов для атомов стронция	82
Глава 3. Вторичное охлаждение атомов стронция	84
3.1 Охлаждение атомов во вторичной МОЛ.	84
3.2 Стабилизация частоты лазера вторичного охлаждения 689 нм	87
3.3 Результаты вторичного охлаждения атомов стронция	91
3.4 Методы оценки температуры в МОЛ	94
Глава 4. Экспериментальная установка и первичное охлаждение атомов иттербия	98
4.1 Иттербий и его изотоп со спином $1/2$	98
4.2 Оптический спектроскоп	101
4.2.1 Вакуумная камера	102
4.2.2 Источник атомов и преобразователь	103
4.2.3 Вакуумная камера оптического спектроскопа	105
4.2.4 Катушки формирования магнитного поля	107
4.3 Магнитные поля пары катушек в анти-гельмгольц конфигурации	110
4.4 Собранная установка	111
4.5 Система распределения лазерного излучения	113
4.5.1 Частотные отстройки	113
4.5.2 Макет системы распределения лазерного излучения	114
4.5.3 Система распределения лазерного излучения	116
4.5.4 Система доставки излучения в рабочую зону	118
4.6 Спектроскопия перехода $^1S_0-^1P_1$	120
4.7 Спектроскопия перехода $^1S_0-^3P_1$	121
4.8 Результаты первичного охлаждения атомов иттербия	124

4.9 Оценка неопределенности предложенных методов для атомов иттербия	128
4.10 Анализ возможности разработки перебазируемого ОСЧ на холодных атомах иттербия.	129
Заключение	132
Список литературы	134
Приложение А	145
Приложение Б.....	146

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ:

ОСЧ	—	ОСЧ
НСП	—	Неисключенная систематическая погрешность воспроизведения оптическим стандартом частоты его рабочего квантового перехода
МБМВ	—	Международное Бюро Мер и Весов
РТВ	—	Физико-технический федеральный институт (Германия)
ННУ	—	Университета Генриха Гейне (Германия)
JILA	—	Совместный институт Университета Колорадо в Боулдере и Национального института стандартов и технологий (США)
NIST	—	Национальный институт стандартов и технологий (США)
МОЛ	—	Магнитооптическая ловушка
АОМ	—	Акустооптический модулятор
ИЧТ	—	Излучение черного тела
СИ	—	Международная система единиц
ГЭТ	—	Государственный первичный эталон
ULE / УЛЕ	—	Стекло со сверхнизким тепловым расширением
EMCCD	—	Камера с электронным умножителем
ФЭУ	—	Фотоэлектронный умножитель

ВВЕДЕНИЕ

Диссертация посвящена разработкам и исследованиям систем лазерного охлаждения атомов стронция и иттербия в стационарных и перебазлируемых оптических стандартах частоты (ОСЧ). Такие разработки и исследования необходимы для модернизации стационарных ОСЧ и будут положены в основу разработок при создании перебазлируемых ОСЧ.

Актуальность темы диссертации

Современные ОСЧ на холодных атомах или ионах достигли уровня единиц 10^{-18} в относительном выражении для неисключенной систематической погрешности воспроизведения частоты (НСП). Работы по созданию и совершенствованию ОСЧ проводятся во многих ведущих лабораториях мира (PTB, JILA, NIST, Токийский университет и др.).

С момента разработки в 2000 году ОСЧ на холодных ионах [1] и в 2001 году на холодных нейтральных атомах [2] были достигнуты большие успехи. Например, работы по созданию ОСЧ на ионе алюминия, симпатически охлаждаемого ионом бериллия или магния, продемонстрировали уровень НСП $9,4 \cdot 10^{-19}$ у таких ОСЧ, что является одним из лучших показателей в мире для ионных оптических стандартов [3]. Другим примером может быть разработка и исследование экспериментального ОСЧ на ионах кальция, рабочая камера которого помещалась в криогенную среду для снижения влияния излучения черного тела, вызванного стенками камеры [4]. В такой экспериментальной установке уровень относительной НСП составил $3,0 \cdot 10^{-18}$ [4]. Также хорошим примером является высокоточный ОСЧ на ионе иттербия [5]. В нем смогли достигнуть уровня относительной НСП $3,2 \cdot 10^{-18}$, что сопоставимо с описанным выше стандартом частоты на ионе кальция, но ввиду отсутствия криогенного охладителя, данная установка является более компактной [5].

Прогресс в разработке ОСЧ не ограничивается только развитием ионных стандартов. Существенный прогресс был достигнут на установках на нейтральных атомах с использованием оптической решетки. Самым распространенным вариантом ОСЧ с удерживаемыми в оптической решетке

атомами является установка с использованием атомов стронция. Оптическая решётка получается при интерференции лазерных пучков, распространяющихся в противоположных направлениях, образующих пространственно-периодический потенциал. На подобных установках был достигнут уровень НСП $2,0 \cdot 10^{-18}$ [6], что сопоставимо с лучшими ОСЧ на ионах. Вторым по распространенности вариантом является ОСЧ на нейтральных атомах иттербия, в котором достигнут уровень НСП $1,4 \cdot 10^{-18}$ [7].

Отдельный интерес, с точки зрения разработки и создания перебазируемых ОСЧ, вызывают работы, посвященные поиску причин, нарушающих непрерывное функционирование ОСЧ [8]. Дополнительно были проведены эксперименты по созданию установки с двумя рабочими атомами - стронция и иттербия. Режим работы у такой установки был последовательным: сначала осуществлялся цикл охлаждения и опроса атомов стронция, затем атомов иттербия. Использование такого подхода позволило снизить вклад излучения черного тела в НСП [9].

Все описанные выше установки являются стационарными, что накладывает определенное ограничение на их использование. В соответствии с дорожной картой МБМВ по переопределению единицы времени – секунды в системе СИ, к 2030 году возможно переопределение секунды на основе оптических квантовых переходов [10]. Но для практической реализации нового определения секунды необходимо иметь не только стационарные ОСЧ, но и перебазируемые варианты ОСЧ, конструкция систем которых обеспечивает возможность перемещения их транспортными средствами без разборки. Создание таких перебазируемых ОСЧ является ключевым условием дорожной карты МБМВ [11].

В связи с этим, ведущие лаборатории мира, помимо модернизации стационарных установок, направили свои усилия на разработку компактных вариантов ОСЧ. Однако на такие установки накладываются определенные ограничения: перебазируемые ОСЧ должны помещаться в небольшой объем

(если рассматривать фургон, то до 4-6 м³), иметь общее энергопотребление не выше 5-7 кВт и иметь общий вес не более 1 000-1500 кг.

Важным примером разработки подобных установок, обеспечивающих возможность территориального перемещения, является перебазируемый ОСЧ на ионе кальция [12]. Уровень его НСП составил $1,3 \cdot 10^{-17}$ [12]. С помощью такого перебазируемого ОСЧ и стационарного ОСЧ был реализован эксперимент по измерению разницы ортометрических высот [12].

Первым примером установок на нейтральных атомах была работа группы ученых из РТВ (Германия), которые разработали перебазируемый ОСЧ на атомах стронция [13]. НСП такой установки составила $7,4 \cdot 10^{-17}$, что несколько хуже стационарного варианта, за счет снижения размеров установки [13]. Вторым примером перебазируемой установки на нейтральных атомах можно считать работу другой немецкой группы из Университета Генриха Гейне (ННУ) (Германия), которая разработала ОСЧ на атомах иттербия [14]. Ключевой особенностью этой установки является использование внутрикамерного резонатора для улучшения параметров создаваемой оптической решетки. Еще одним интересным примером является эксперимент, проведенный в Японии, на Токийской телекоммуникационной башне высотой 450 м. С помощью такой установки были проведены измерения гравитационного красного смещения, при сравнении частот ОСЧ размещенных на разных высотах телекоммуникационной башни [15].

Суммируя все вышеизложенное, можно сделать вывод, что разработка как стационарных, так и перебазируемых ОСЧ, является актуальной задачей для реализации повышения точности измерений частот в оптическом диапазоне, обеспечения единства измерений времени и частоты на основе оптических квантовых переходов и создания тем самым условий для принятия нового определения секунды. При этом разработка и создание перебазируемых установок ОСЧ открывает различные возможности для новых фундаментальных исследований, таких как тесты, касающиеся дрейфа физических констант, переопределения единиц СИ, гравиметрии и геодезии.

При разработке и создании ОСЧ прежде всего необходимо обеспечить подготовку атомов, оптический квантовый переход в которых будет использоваться в качестве рабочего, так называемого, «часового» перехода. Такая подготовка проходит в несколько этапов. Прежде всего атомы, летящие из источника, надо предварительно охладить. Для этого в ОСЧ используются зеemanовское замедление и секция коллимирующая поток атомов. Далее используется лазерное излучение на переходе первичного охлаждения. Они обеспечивают первичное охлаждение. Затем с помощью вторичного лазерного охлаждения атомы дополнительно охлаждаются до температур в пределах от одного до десяти мкК. И только после этого такие охлажденные, то есть медленные атомы, помещаются в оптическую решетку и производится опрос их «часового» перехода.

При создании перебазируемых ОСЧ требуется разработка конфигурации компактных систем первичного и вторичного лазерного охлаждения, чтобы охладить атомы и получить их в таком количестве, которое будет обеспечивать заданные метрологические характеристики таких ОСЧ. Следовательно, разработка систем лазерного охлаждения является основой для создания ОСЧ и является востребованной и актуальной. В случае с перебазируемым ОСЧ, помимо реализации настройки лазерного охлаждающего излучения на определенную мощность и необходимую отстройку его частоты от охлаждающего перехода, необходимо изменить конфигурацию структуры ОСЧ таким образом, чтобы уменьшить его габаритные размеры при сохранении эффективности охлаждения атомов.

Цель работы

Разработка и исследование систем первичного и вторичного лазерного охлаждения атомов стронция и иттербия в стационарном и перебазируемом оптических стандартах частоты.

Объект исследований

ОСЧ на холодных атомах стронция, входящий в состав первичного эталона времени и частоты ГЭТ 1-2022, и разработанные компактные системы перебазируемого ОСЧ на атомах иттербия – вакуумная камера оптического спектроскопа и система распределения лазерного излучения.

Предмет исследований

Методы оценки уровня потока атомов стронция и иттербия из источника горячих атомов и количества холодных атомов стронция и иттербия, удерживаемых в первичной и вторичной магнитооптических ловушках ОСЧ.

Основная научная задача

Анализ и оценка количества атомов, удерживаемых в первичной и вторичной магнитооптических ловушках, необходимых для функционирования ОСЧ с требуемыми метрологическими характеристиками.

Частные научные задачи

- разработать вакуумную камеру оптического спектроскопа, в которой проводятся эксперименты по охлаждению и захвату атомов стронция и оценить уровень потока атомов, создаваемого источником горячих атомов стронция;
- разработать и исследовать системы первичного охлаждения атомов стронция;
- разработать и исследовать системы вторичного охлаждения атомов стронция;
- разработать вакуумную камеру оптического спектроскопа, в которой проводятся эксперименты по охлаждению и захвату атомов иттербия и оценить уровень потока атомов, создаваемого источником горячих атомов иттербия;
- разработать и исследовать систему распределения лазерного излучения, осуществляющую разделение излучения по мощностям, частотным отстройкам и необходимым направлениям для охлаждения атомов иттербия.

Научные положения, выносимые на защиту

1. Разработанная система первичного лазерного охлаждения обеспечивает захват не менее $4 \cdot 10^7$ атомов стронция в первичную магнитооптическую ловушку из потока $1,2 \cdot 10^{12}$ атомов в секунду за счет оптимизации магнитного

поля и частотной отстройки лазерного излучения от перехода первичного охлаждения.

2. Разработанная система вторичного лазерного охлаждения обеспечивает захват не менее $5 \cdot 10^6$ атомов стронция во вторичную магнитооптическую ловушку из облака $4 \cdot 10^7$ атомов в первичной магнитооптической ловушке с помощью перемешивающего излучения.

3. Разработанная компактная система распределения лазерного излучения обеспечивает захват в первичную магнитооптическую ловушку не менее $1,6 \cdot 10^7$ атомов иттербия из потока $1,4 \cdot 10^{14}$ атомов в секунду за счет оптимального магнитного поля и частотной отстройки лазерного излучения от перехода первичного охлаждения.

Научная новизна

Все полученные в работе результаты являются оригинальными и имеют важное практическое и научное значение.

1. Впервые получена зависимость количества атомов стронция в первичной магнитооптической ловушке ОСЧ из состава ГЭТ 1-2022 от изменения частотной отстройки лазерного излучения от перехода первичного охлаждения и градиента магнитного поля.

2. Впервые предложена и реализована конструкция вакуумной камеры оптического спектроскопа, предназначенная для создания перебазируемого ОСЧ на холодных атомах иттербия.

3. Впервые предложена и реализована конструкция системы распределения лазерного излучения ОСЧ, объединяющая в себе первичное и вторичное лазерное охлаждение, что обеспечивает ее размещение на малогабаритной оптической плите 60 см x 60 см.

4. Впервые получена зависимость количества атомов иттербия в первичной магнитооптической ловушке малогабаритного ОСЧ от изменения частотной отстройки лазерного излучения от перехода первичного охлаждения и градиента магнитного поля.

5. Впервые в РФ проведена оценка возможности создания перебазируемого ОСЧ на основе атомов иттербия.

Практическая значимость и внедрение

Разработанные системы первичного и вторичного охлаждения атомов стронция применены в ОСЧ, входящем в состав ГЭТ 1-2022, что подтверждено актом внедрения.

Результаты разработок и исследований вакуумной камеры оптического спектроскопа и системы распределения лазерного излучения используются при изготовлении перебазируемого ОСЧ на холодных атомах иттербия.

Выполненные в диссертации исследования и разработки обеспечивают решение задач, связанных с практическим обеспечением единства время-частотных измерений в РФ. Также выполненные в диссертации исследования лежат в русле задач, решение которых задано дорожной картой МБМВ по практической реализации нового определения секунды в системе СИ. Так как для переопределения секунды помимо стационарных ОСЧ на холодных атомах или ионах необходимы и перебазируемые ОСЧ

Личный вклад автора

Все экспериментальные и теоретические результаты, представленные в настоящей работе, получены автором лично либо при решающем его участии. Автор принимал активное участие в разработке и исследовании атомного спектроскопа, его сборке и отладке, в частности в исследовании конфигурации магнитного поля магнитооптической ловушки. Автор принимал непосредственное участие при исследовании источника горячих атомов иттербия и стронция. Автор участвовал в разработке системы распределения лазерного излучения для охлаждения атомов. Все расчеты по этой оптической системе и её сборка проведена автором лично.

Степень достоверности результатов работы

Результаты исследований подтверждаются экспериментальными методиками, выполненными на основе калиброванного и сертифицированного измерительного оборудования, а также современных прецизионных приборов. Кроме того, большинство полученных экспериментальных результатов находятся в согласии с предварительно проведенными теоретическими

исследованиями. Полученные данные согласуются с результатами, полученными в зарубежных лабораториях (с использованием альтернативных подходов).

Апробация работы

Материалы диссертации докладывались на Международной конференции по атомной физике (2018г. Барселона), Европейском форуме о времени и частоте, совмещенном с Международным симпозиумом контроля частоты (2020 г. Боулдер), на Международном симпозиуме «Метрология времени и пространства» (2018, 2021 г. Менделеево), на научно-практической конференции молодых ученых, аспирантов и специалистов «Метрология в XXI веке» (2017 г., 2018 г., 2019 г., 2020 г., 2021 г., Менделеево), на международной конференции Российских космических систем (2018 г. Москва). Материалы диссертации были представлены на международном конкурсе «Лучший молодой метролог КООМЕТ», проводимом среди молодых ученых метрологических институтов разных стран в 2021г. и на конкурсе «Соискание премии имени академика С.А. Христиановича» в 2022г. Результаты разработки ОСЧ на холодных атомах стронция подавались на конкурс на соискание Золотых медалей РАН для молодых ученых и специалистов в 2021 г. Результаты диссертационного исследования содержатся в 42 публикациях. 14 работ опубликовано в журналах, рекомендованных ВАК, 10 работ - Web of Science/Scopus. В Приложении А приведен список работ из журналов, рекомендованных ВАК.

ГЛАВА 1. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР ПО РАЗРАБОТКАМ ОСЧ

В данной главе подробно рассмотрены пути разработки и создания ОСЧ на холодных атомах и ионах, которые ведутся в разных странах мира. Вначале описываются стационарные оптические стандарты, как основа разработок. В дальнейшем описывается переход от стационарных ОСЧ к перебазируемым вариантам.

1.1 Предельно достижимая стабильность стандарта частоты

Современные первичные стандарты частоты, основаны на переходах в атоме цезия-133 между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния, достигли уровня относительной неопределенности в $1.5 \cdot 10^{-16}$ [16 - 22]. Достигнутая точность цезиевых часов на сегодняшний день составляет 1 секунду на 100 млн лет.

Предельно достижимую стабильность стандарта частоты, при опросе атомов в течении доли полного цикла возбуждения, можно рассчитать по формуле:

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{K} \frac{1}{Q} \frac{1}{S/N} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}} \quad (1.1)$$

где K – константа порядка единицы (в простейшем случае равна 1, в случае возбуждения по методу Рэмси равна π), Q - резонансная добротность, $Q = \nu_0 / \Delta\nu$, S/N - отношение сигнал / шум (при определенных условиях можно достичь «стандартного квантового предела» $S / N = N_{\text{atom}}^{0.5}$, где N_{atom} - число опрашиваемых атомов), T_c – длительность полного цикла возбуждения, τ – интервал времени усреднения.

Резонансная добротность — это безразмерная величина, которая определяется отношением ширины резонанса к его центральной частоте, для лучших цезиевых стандартов эта величина достигает 10^{10} . Для ОСЧ эта величина достигает 10^{14} . Соотношение сигнал/шум также является безразмерной величиной. В «стандартном квантовом пределе» данное соотношение

пропорционально квадратному корню из числа опрашиваемых атомов, для типичного значения в 10^6 атомов отношение S / N равно 1000. Произведение Q и S / N дает относительную точность (здесь 10^{13}), что действительно недалеко от типичной стабильности фонтанных часов на атомах Cs.

Для достижения такого уровня неопределенности потребовалось более 50 лет научно-технического прогресса. Одним из очень важных шагов на этом пути было предложенное В.С. Летоховым лазерное охлаждение атомов [23 - 25] и его применение в атомных стандартах частоты. Ключевое преимущество холодных атомов заключается в их малой скорости, что приводит к увеличению времени взаимодействия и уменьшению доплеровских сдвигов. Современные микроволновые стандарты частоты обычно создаются фонтанного типа [26 - 28], в которой облако из охлажденных лазером атомов подбрасывается вверх, а затем падает обратно под действием силы тяжести. Этот атомный фонтан, который устраняет эффекты Доплера, стал возможным благодаря ультрахолодным атомам [29], достигаемым с помощью современных лазерных источников.

При этом точность фонтанных микроволновых стандартов частоты с холодными атомами ограничивается систематическими эффектами, каждый из которых необходимо оценивать для достижения необходимого уровня неопределенности. Но с фиксированным Q и стабильностью стандартов частоты, приближающейся к своему фундаментальному пределу, уменьшение погрешности требует более длительного времени усреднения. По этой причине интересно рассмотреть атомные системы с потенциально более высокой стабильностью, что, в свою очередь, дает возможность соответствующего уменьшения абсолютной неопределенности.

1.2 История возникновения ОСЧ

ОСЧ состоят из трех основных элементов. Во-первых, должен быть выбран высокостабильный оптический переход в атоме или ионе, такой переход называется «часовым» и обычно имеет естественную ширину линии в несколько Гц или меньше. Во-вторых, должна быть разработана высокостабильная

лазерная система, называемая «часовой», которая также должна иметь очень узкую ширину линии. В-третьих, необходимо реализовать способ детектирования чрезвычайно быстрых переходов часового лазера.

ОСЧ могут быть реализованы двумя различными способами: как ионные стандарты и как стандарты на нейтральных атомах [30 - 33]. Оба варианта используются и исследуются во всем мире и имеют свои преимущества и недостатки.

Ионные стандарты обычно работают с одним однократно ионизованным атомом, который захвачен высокочастотным полем в ловушку и охлаждается с помощью лазерного излучения. Возможными кандидатами на использование ОСЧ на основе ионов являются Al^+ , Ca^+ , Sr^+ , Yb^+ , Hg^+ , Ba^+ и In^+ [34 - 40], причем измерения абсолютной частоты и точности различных групп уже проводятся для большинства ионных стандартов. Даже если ионы можно удерживать в ловушке почти неограниченное время, количество ионов, которые можно использовать одновременно, ограничено одним из-за кулоновского взаимодействия и возникающих с ним ошибок. Тем не менее, ионные стандарты достигают точности в диапазоне 10^{14} за одно измерение и, следовательно, более точны, чем цезиевые стандарты [41, 42].

Как было сказано выше, важной частью ОСЧ является часовой переход. Он должен иметь как можно более узкую спектральную линию перехода, в соответствии с формулой (1.1). Чтобы достигнуть необходимой метрологической точности, все внешние возмущения, такие как, например, электрические и магнитные поля, влияющие на частоту перехода (вносящие сдвиг в определение частоты) должны быть изучены и посчитаны. Идеальным вариантом был бы один неподвижный ион, невозмущенный никакими взаимодействиями с другими атомами или окружающей средой. Возможно приблизиться к этому, поймав единственный ион в зазор между электродами электромагнитной ловушки. Такая ловушка позволяет охлаждать ион лазером до температуры около 1 мК и удерживать его в области пространства всего в

несколько десятков нанометров в поперечнике. Таким образом, часовой переход не уширяется под влиянием температуры или движения.

Для исследования часового перехода необходим лазер со свежухой линией, что может быть достигнуто за счет стабилизации частоты лазера в режиме изолированного от окружающей среды оптического эталонного резонатора с низким дрейфом. Лазеры с шириной линии менее 1 Гц впервые были получены с помощью этого подхода группами из Национального института стандартов и технологий (NIST) в Боулдере, штат Колорадо, лабораторией JILA в Университете Колорадо и NPL [43 - 45].

Множество лабораторий исследуют оптические стандарты частоты с использованием различных видов ионов. Выбор иона зависит от нескольких факторов, например, от того, насколько узка спектральная линия часового перехода, длины волн лазеров, которые необходимы для охлаждения и исследования захваченного иона, и расчётные вклады в сдвиг частоты перехода.

В 2000 году Джим Бергквист и его коллеги из NIST наблюдали ширину линии часового перехода холодного иона всего 7 Гц на длине волны 282 нм в одиночном ионе ртути-199 [41]. Это всего лишь в четыре раза больше, чем собственная естественная ширина линии 1,7 Гц. Между тем, исследователи из Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) в Брауншвейге, Германия, изучали ОСЧ, основанный на переходе ионов иттербия-171 с длиной волны 435 нм [46], в то время как группы в NPL и Канадском национальном исследовательском совете изучали ОСЧ, основанный на 674-нм переходе в ионах стронция-88 [47].

Среди других изучаемых ионов есть ионы, в которых верхнее состояние перехода долгоживущее, что позволяет в полной мере использовать преимущества самой узкой доступной ширины линии опросного лазера 0,1 Гц. Например, исследователи из NIST изучали ОСЧ на основе иона алюминия-27 [42], в которых возбужденное состояние имеет время жизни около 30 с, а ученые из NPL проводили эксперименты с ОСЧ на основе иона иттербия-171, в которых возбужденное состояние имеет время жизни шесть лет [48]. Один из нюансов с

ОСЧ в NIST заключается в том, что ион алюминия необходимо охлаждать с помощью лазера с экстремальным ультрафиолетовым излучением, что является серьезной проблемой.

Чтобы решить эту задачу Дэйв Вайнленд, Бергквист и их коллеги из NIST предложили использование метода, в котором ион алюминия-27 захватывается другим видом иона — бериллием-9, который легче охлаждается [49]. Лазерное охлаждение иона бериллия «симпатически» охлаждает ион алюминия.

Хотя одиночные захваченные ионы могут привести высокому уровню относительной нестабильности ОСЧ, они не идеальны. В частности, отношение сигнал-шум— и, следовательно, стабильность стандартов частоты — достаточно низкое, потому что в ловушке находится только один ион. Одной из возможных альтернатив является использование запрещенных переходов в облаках, состоящих примерно из миллиона холодных нейтральных атомов. Стандарты частоты, использующие такие переходы, являются высокостабильными, потому что стабильность прямо пропорциональна квадратному корню из числа атомов, вносящих вклад в сигнал.

В отличие от ионных стандартов, стандарты на нейтральных атомах работают не с одним заряженным атомом, а с ансамблем нейтральных атомов, захваченных оптическим потенциалом, так называемой оптической решетке [14, 50 - 55]. Сдвиг частоты перехода из-за высокой мощности лазера, формирующего оптическую решетку, можно компенсировать, выбрав определенную частоту лазера. Если решетчатый лазер работает на так называемой «магической длине волны», то дифференциальная поляризуемость часового перехода обращается в ноль [51, 52, 56 - 59]. Подобно ионам, нейтральные атомы предлагают оптические переходы с высокой резонансной добротностью [55, 60, 61]. Таким образом, преимущество перед ионными стандартами основано на том факте, что одновременно можно опросить около 10^6 атомов, что приводит к соотношению сигнал / шум 1000. Теоретически это обеспечивает относительную погрешность в пределах 10^{-17} – 10^{-18} . Однако,

используемый метод опроса «часового» перехода (импульс «часового» лазера → детектирование → оптическая накачка → детектирование) выбивает атомы из оптической решетки, поэтому атомы необходимо повторно загрузить в оптическую решетку. Обычно опрос атомов на «часовом» переходе осуществляется с помощью камер с электронным умножителем (EMCCD) либо с помощью фотоэлектронных умножителей (ФЭУ).

В число кандидатов на роль стандартов на оптических решетках входят не только наиболее часто изучаемые атомы Sr, но также Yb, Hg, Ca, Cd [62] и Mg [32, 33]. Абсолютные измерения частоты уже проведены для всех кандидатов, но особенно выделяются две системы: ^{87}Sr [53, 55, 63 - 70] и ^{171}Yb [71 - 76].

Часть работ в этой области была выполнена в PTB и NIST [77]. Исследователи сосредоточились на нейтральных атомах кальция, которые имеют слабый переход при 657 нм с естественной шириной линии около 400 Гц между основным состоянием $^1\text{S}_0$ и метастабильным состоянием $^3\text{P}_1$. В этих экспериментах атомы кальция охлаждаются лазером до нескольких милликельвинов в «магнитооптической ловушке», аналогичной той, которая используется для охлаждения атомов цезия перед их запуском в цезиевом фонтане. Проблема в том, что охлаждающий свет сильно возмущает атомы, а это означает, что его нужно выключить, прежде чем можно будет исследовать часовой переход 657 нм. В результате облако атомов расширяется под действием силы тяжести во время зондирующего импульса, и поэтому его необходимо повторно захватить и охладить, прежде чем его можно будет снова исследовать. Быстрое расширение означает, что атомы можно исследовать только в течение короткого периода времени, что значительно уширяет спектральную линию атомного перехода. Тем не менее, различные способы, в том числе дополнительное охлаждение атомов до 12 мкК и применение двух зондирующих импульсов с разницей примерно в миллисекунду, привели к относительной погрешности на уровне 10^{-14} .

Другим вариантом является использование более узкого часового перехода, такого как переход $^1S_0-^3P_0$ 698 нм в нейтральном стронции, с шириной линии перехода в несколько мГц. Однако для использования этих более узких часовых переходов вам нужен способ увеличения времени опроса. Одно из решений было представлено в 2001 году Хидетоши Катори из Токийского университета, который предложил удерживать охлажденные атомы в оптической решетке [2]. Хидетоши Катори предложил создавать оптическую ловушку со светом на «магической» длине волны около 800 нм, где сдвиги верхнего и нижнего уровней стронциевого часового перехода в точности равны. Поэтому частота перехода будет нечувствительна к интенсивности в линейном приближении для лазерного поля оптической решетки.

Ряд групп работает над идеей оптической решетки, используя стронций [53, 55, 63 - 70] и иттербий [71 - 76]. Сочетание высокой стабильности и низких систематических сдвигов частоты может стать лучшим решением в разработке ОСЧ на холодных атомах.

1.3 Применение ОСЧ

Точность ОСЧ со временем улучшилась и уже превзошла цезиевые стандарты. Частота оптических переходов составляет несколько сотен или тысяч терагерц. Таким образом, ОСЧ предлагают преимущества для измерений времени и частоты, и в настоящее время секунда СИ может быть переопределена в терминах перехода ОСЧ на некоторых атомах и ионах. Один только сигнал GPS (без дополнительного высокостабильного эталона) может обеспечить привязку времени с относительной погрешностью в диапазоне до 10^{-13} [78], но оптические стандарты уже превышают эту точность на пять порядков. Следующие ниже примеры предназначены для того, чтобы показать, почему усилия, затраченные на разработку оптических стандартов с относительной неопределенностью 10^{-16} и выше, могут быть оправданы и для чего используются оптические стандарты.

Тесты фундаментальных констант

Один из вариантов применения ОСЧ – это исследование фундаментальных констант на «постоянство» во времени. Чтобы узнать и опровергнуть / подтвердить теории о постоянстве фундаментальных констант, требуются все более точные временные шкалы [79 - 82]. Таким образом, оптические стандарты можно использовать для проверки постоянства во времени постоянной тонкой структуры α и отношения масс протона к электрону μ [39, 83 - 85]. Оба параметра α и μ зависят от отношения частот оптических стандартов к цезиевым стандартам.

Принцип относительности Эйнштейна

Принцип относительности Эйнштейна утверждает, что локальный гравитационный потенциал вносит вклад в точность определения частоты атомного резонанса [86], но не зависит от местоположения, времени и типа атома. Эту локальную позиционную инвариантность [87, 88] можно исследовать с помощью оптических стандартов [89, 90]. На Земле можно использовать два стандарта с разными атомами (эллиптической орбиты Земли вокруг Солнца достаточно для изменения положения и гравитации), а также для сравнения стандартов на спутнике со стандартами на Земле. Более того, гравитационное красное смещение [86, 91] можно исследовать с двумя стандартами на разных орбитах или одним стационарным стандартом и одним стандартом на сильно эксцентричной орбите в космосе [89]. Измерение гравитационного поля Земли может быть точным за счет использования ОСЧ [15].

Переопределение единиц СИ

Секунда - единица измерения времени, одна из основных единиц Международной системы единиц (СИ). В 1967 году, МБМВ, секунда утверждена как время, равное 9 192 631 770 периодам излучения, соответствующего переходу между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния атома цезия-133. В соответствии с резолюцией 26-ого заседания Генеральной Конференции Мер [92] и Весов (ГКМВ) с 20 мая 2019 года вступает в силу новое определение секунды. Она определяется путем принятия фиксированного

числового значения частоты перехода сверхтонкого расщепления невозмущенного основного состояния атома цезия-133 $\Delta\nu_{\text{Cs}}$ равным 9 192 631 770 при выражении в единице Гц, что соответствует с^{-1} .

При сравнении оптических стандартов уже достигнута более высокая точность, но определение секунды, в настоящий момент, осуществляется на переходе в атоме цезия. Согласно резолюции E 27-й ГКМВ в 2030 г. определение секунды будет изменено на оптический переход [11], так что сегодняшние первичные стандарты цезия во всем мире должны быть заменены системами, которые используют выбранный оптический переход [93]. МБМВ одобрило некоторые частоты оптических переходов в качестве вторичного определения секунды. К ним относятся, в частности ионы $^{27}\text{Al}^+$, $^{199}\text{Hg}^+$, $^{171}\text{Yb}^+$, $^{87}\text{Sr}^+$ и два изотопа нейтральных атомов ^{171}Yb и ^{87}Sr [92].

1.4 Применение перебазируемых ОСЧ

Современные стандарты частоты — это, как правило, стационарные системы, которые были разработаны и установлены в лабораториях университетов и государственных метрологических институтов по всему миру. Если необходимо измерить стабильность или точность стандартов, для сравнения требуется второй стандарт высокой точности. Таким образом, можно сравнивать два одинаковых стандарта друг с другом [94] или разные стандарты, которые находятся в одной лаборатории [76]. Для измерения двух пространственно разнесенных стандартов в разных институтах обычно есть две возможности: сравнение с помощью оптоволокну [69, 95] или с помощью спутниковой передачи [96]. Оба способа сложны и не гарантируют необходимого уровня точности, особенно для спутниковой передачи. Более того, даже путем соединения разных стандартов с помощью оптоволоконной или спутниковой технологии некоторые из вышеупомянутых применений не могут быть реализованы. Соответственно для реализации оптических стандартов в космосе [89], необходимо разработать технические решения для обеспечения транспортируемости оптических стандартов [97, 98].

Вскоре после определения секунды в 1967 г. состоялся эксперимент по тестированию положений специальной теории относительности. В 1971 г. Дж. К. Хафеле и Р. Э. Китинг провели эксперимент по замедлению времени, в ходе которого четыре цезиевых стандарта летели на борту самолета (коммерческие авиалинии) в двух направлениях на восток (продолжительность 65,4 часа из которых в полете 41,2 часа) и на запад (продолжительность 80,3 часа из которых в полете 48,6 часов), а затем сравнили их с наземными эталонами [99]. В результате расхождение перебазируемых стандартов с наземными стандартами военно-морской обсерватории США составило -59 ± 10 нс при полете на восток и 273 ± 7 нс при полете на запад. Сейчас подобные эксперименты можно проводить с помощью стационарных и перебазируемых ОСЧ более высокой точности [100].

1.5 Оптические стандарты частоты на ионах

В настоящее время, спустя больше чем 20 лет с момента создания первых ОСЧ на ионах, многие исследовательские группы достигли важных результатов в разработке и модернизации подобных установок.

В 2017 году в диссертации Джо-Су Чен подробно описывается ОСЧ на ионе алюминия $^{27}\text{Al}^+$ разработанного в NIST, Боулдер, США [3]. В данной установке охлаждение иона $^{27}\text{Al}^+$ осуществляется с помощью симпатического охлаждения ионом $^{25}\text{Mg}^+$. Ионная ловушка изготовлена в варианте линейной ловушки Паули, позволяющей создавать дипольные и квадрупольные поля, вакуумная камера имеет вертикальную конфигурацию, закрепленную на медном основании. Детектирование захваченного иона производится ФЭУ или EMCCD камерой (используется переключаемое зеркало) с помощью системы асферических линз (фокусное расстояние 48,3 мм), объективом со сорокакратным увеличением. В качестве основной вакуумной камеры используется октогон (восьмиугольная камера) фирмы Kimball Physics, MCF275-SphOct-C2A8. Откачка осуществляется двумя вакуумными насосами с производительностью 100 л/с и 6 л/с. Общие размеры вакуумной части

составляют 35 см x 18 см x 30 см. В 2019 году были описаны последние результаты, достигнутые на этой установке [101]. При этом уровень неопределенности, представленный в данной работе, является одним из лучших, представленных на данный момент.

Как видно из представленной таблицы 1.1, оценки относительной НСП для иона $^{27}\text{Al}^+$ спустились ниже уровня 10^{-18} до величины $9,4 \cdot 10^{-19}$.

Таблица 1.1. Частотные сдвиги и неопределенности для ОСЧ на ионе алюминия $^{27}\text{Al}^+$ [101]

Эффект	Сдвиг (10^{-19})	Неопределенность(10^{-19})
Излучение черного тела (ИЧТ)	-30,5	4,2
Квадратичный эффект Зеемана	-9241,8	3,7
Столкновительный сдвиг	-0,6	2,4
Эффект Доплера I-ого порядка	0	2,2
Сдвиг Штарка	0	2,0
Электрический квадрупольный переход	0	<1
Итого:	-9336,0	9,4

Группа ученых из Китайской академии наук, Ухань, Китай в 2022 году представила свои результаты по разработке ОСЧ на ионе $^{40}\text{Ca}^+$, в котором основная рабочая зона охлаждалась жидким азотом, для уменьшения влияния вклада в неопределенность от излучения черного тела [4].

Ионная ловушка также изготовлена в варианте линейной ловушки Паули, но из-за применения охлаждения жидким азотом общий размер вакуумной установки вырос приблизительно в три раза по сравнению с установкой на ионе алюминия $^{27}\text{Al}^+$, описанной выше (См. рисунок 1.1). Установка на ионе алюминия имела габариты, сравнимые с нижним магнитным экраном представленном в левой части рисунка 1.1, что показывает явные недостатки, в части габаритных размеров, использования криогенного охлаждения рабочей зоны вакуумной камеры, для снижения вклада в сдвиг частоты от излучения черного тела.

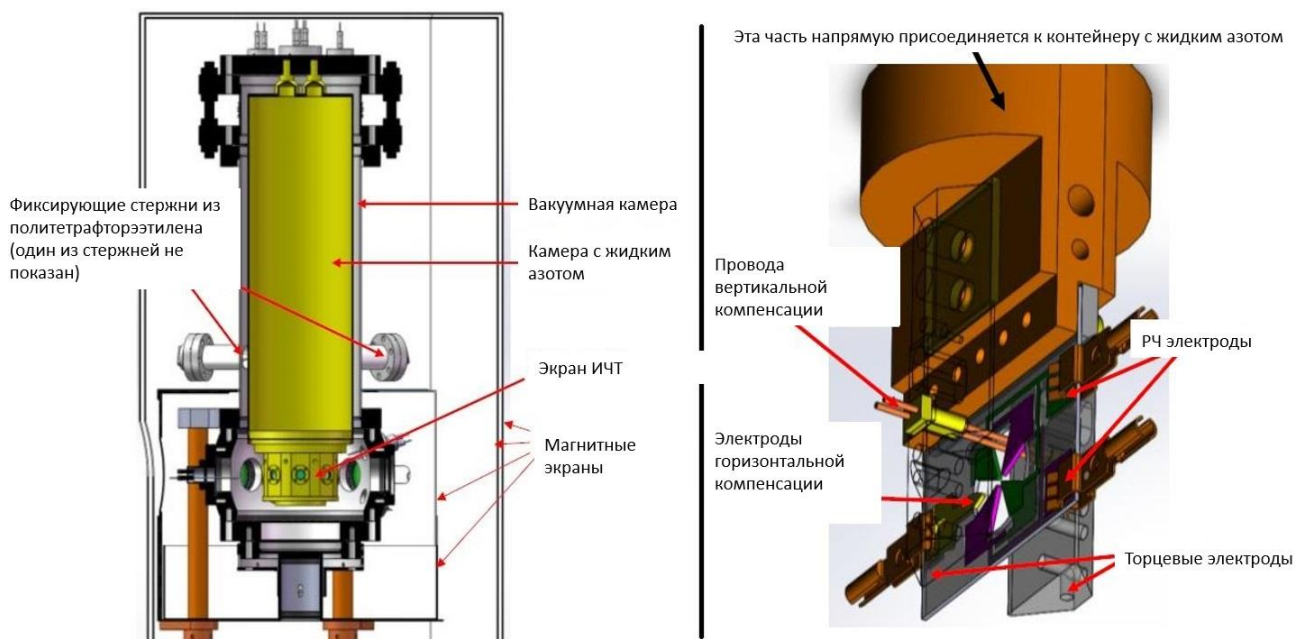


Рисунок 1.1. Слева - схема проведения эксперимента на ионе кальция с тепловым экраном, справа - ионная ловушка с подключенным криогенным охлаждением. Адаптировано из [4].

На подобной установке были достигнуты более скромные результаты, нежели на ионе $^{27}\text{Al}^+$:

Таблица 1.2. Частотные сдвиги и неопределенности для ОСЧ на ионе $^{40}\text{Ca}^+$ охлаждаемые жидким азотом[4]

Эффект	Сдвиг (10^{-18})	Неопределенность(10^{-18})
ИЧТ	7,3	2,7
ИЧТ коэффициент	0	0,3
Эффект Доплера II-ого порядка	-3,1	0,9
Эффект Доплера I-ого порядка	0	0,3
Итого	4,2	3,0

Как видно из представленной таблицы 1.2, оценки относительной НСП для иона $^{40}\text{Ca}^+$ находятся на уровне $3,0 \cdot 10^{-18}$, что находится достаточно близко к результатам, полученным на ионе алюминия.

В РТВ, Германия в 2012 году был разработан ОСЧ на ионе $^{171}\text{Yb}^+$ [5]. В отличие от описанных выше установок, охлаждение иона иттербия происходит не с помощью симпатического охлаждения, а напрямую с помощью лазерного

излучения с длиной волны 370 нм через переход $^2S_{1/2} \rightarrow ^2P_{1/2}$, а ион захватывается в симметричную цилиндрическую ловушку Паули [5]. В 2016 году этой группой был достигнут следующий уровень относительной НСП [102]:

Таблица 1.3. Частотные сдвиги и неопределенности для ОСЧ на ионе $^{171}\text{Yb}^+$ [102]

Эффект	Сдвиг (10^{-18})	Неопределенность(10^{-18})
Эффект Доплера II-ого порядка	-3,7	2,1
ИЧТ	-70,5	1,8
Детектирующее излучение	0	1,1
Эффект Зеемана II-ого порядка	-40,4	0,6
Квадратичный эффект Штарка	-1,2	0,6
Столкновительный сдвиг	0	0,5
Итого	-115,8	3,2

Как видно из представленной таблицы 1.3, оценки неисключенной систематической погрешности для иона $^{171}\text{Yb}^+$ находятся на уровне $3,2 \cdot 10^{-18}$, что находится на уровне аналогичных зарубежных установок.

В Национальном институте информационных и коммуникационных технологий, Токио, Япония в 2019 году описали установку ОСЧ на ионе $^{115}\text{In}^+$ [100]. В этой установке ион $^{115}\text{In}^+$ симпатически охлаждается с помощью иона $^{40}\text{Ca}^+$ и в отличие от классического подхода, где для этого используются два иона кальция, используется всего один ион кальция [103]. Ионная ловушка изготовлена в варианте линейной ловушки Паули, который позволяет создавать дипольные и квадрупольные поля. Данная установка в настоящее время улучшается и оптимизируется, пока был достигнут уровень нестабильности $1,5 \cdot 10^{-15}$ на времени усреднения 4000 секунд.

1.6 ОСЧ на нейтральных атомах

В тоже время, многие исследовательские группы достигли важных результатов в разработке и модернизации ОСЧ на нейтральных атомах.

В JILA, Боулдер, США группа ученых в 2013 г. разработала два ОСЧ на холодных атомах стронция [6]. Конфигурация вакуумной камеры достаточно

классическая: Источник атомов стронция, нагретый до 450 °С, коллиматорная секция для поджимания потока атомов, секция зеемановского замедлителя, в данном варианте замедлитель исполнен намоткой проволоки с определенной конфигурацией витков, основная рабочая вакуумная камера и пара откачных насосов [6].

Таблица 1.4. Частотные сдвиги и неопределенности для ОСЧ на холодных атомах стронция [6]

Эффект	Сдвиг (10^{-18})	Неопределенность(10^{-18})
ИЧТ окружающей среды	-4974,1	0,2
ИЧТ печка	0	1,5
Динамический эффект Штарка от лазера формирования оптической решетки	-21,3	1,2
Динамический эффект Штарка от лазера детектирования	0	<0,1
Эффект Зеемана I-ого порядка	0	< 0,1
Эффект Зеемана II-ого порядка	-176,9	0,2
Эффект Доплера II-ого порядка	0	<0,1
Столкновительный сдвиг	-3,7	0,4
Итого	-5188,3	2,0

Камера расположена горизонтально (наиболее часто встречаются конфигурации, в которых вакуумная камера закреплена на специальной оптической плите, расположенной перпендикулярно основному оптическому столу), т.е. при рассмотрении классической шестилучевой ловушки, два луча будут находиться в плоскости камеры - горизонтально, и один вертикально. Для получения сверхузкой линии лазерного излучения часового перехода, лазерная система с длиной волны 698 нм стабилизируется по высокочастотному резонатору, выполненному из УЛЕ стекла. Для передачи частоты используется фемтосекундная гребенка частот и лазерная система с длиной волны 1542 нм, стабилизированная по криогенному кремниевому резонатору. За шесть лет исследований, прошедших с момента первой оценки НСП описанной установки, были исследованы все вклады вносящие сдвиги частоты. Как видно из

представленной таблицы 1.4, описанная установка, достигла неопределенности уровня $2,0 \cdot 10^{-18}$.

В NMIJ, Япония группа ученых разработала ОСЧ на холодных атомах иттербия [8]. Дизайн этой установки напоминает описанную выше на атомах стронция. Все отличие заключается в методе получения необходимых длин волн лазерного излучения и их стабилизации.

Основной интерес к этой работе заключается в том, что эта группа ученых поставила перед собой задачу найти все слабые места подобных систем, с целью обеспечить непрерывную работу ОСЧ на холодных атомах иттербия (См. рисунок 1.2). Однако уровень нестабильности для этой установки находится на уровне $3,96 \cdot 10^{-16}$ (См. Таблицу 1.5), что ниже рекордных значений для подобных установок. Если не считать вкладов от вибрации насосов в соседних помещениях, самые большие вклады в нарушение непрерывности работы дали часовой лазер, лазер формирования оптической решетки и стабилизация лазера первичного охлаждения. Данное исследование является важным, с точки зрения разработки не только стационарных ОСЧ, но также и перебазирюемых ОСЧ, т.к. из исследования видно на какие слабые места необходимо обратить внимание при дальнейших разработках.

Таблица 1.5. Частотные сдвиги и неопределенности для ОСЧ на холодных атомах иттербия [8]

Эффект	Сдвиг (10^{-17})	Неопределенность (10^{-17})
Свет лазера решетки	3,4	33,1
ИЧТ	-263,8	20,8
Эффект Зеемана II-ого порядка	-5,2	0,3
Лазера детектирования	0,4	0,2
Итого	-278,3	39,6

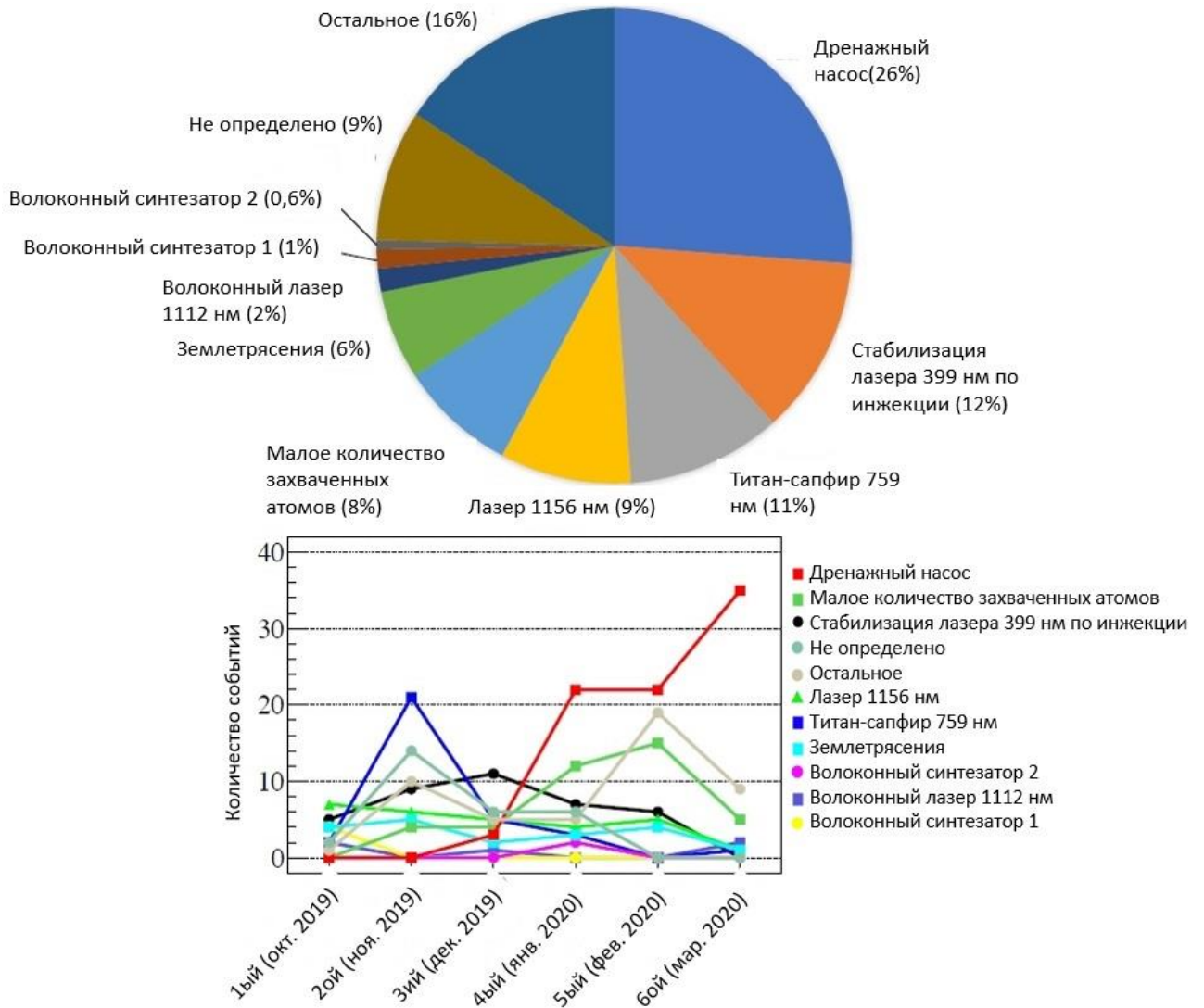


Рисунок 1.2. Результат исследования событий, нарушающих непрерывную работу ОСЧ, адаптировано из [8].

Также интерес представляет работа другой группы японских ученых, которые разработали и создали ОСЧ на холодных атомах стронция и иттербия одновременно [9]. Продемонстрирована двухрежимная работа путем объединения лазерных лучей всех этапов охлаждения и захвата атомов с помощью дихроических зеркал. Благодаря одинаковым давлениям паров Sr и Yb реализовано попеременное охлаждение лазером и захват атомов в одной и той же камере, не изменяя температуру атомной печи, содержащей смесь Sr и Yb. Общий цикл эксперимента был следующим: первичное охлаждение атомов стронция, вторичное охлаждение атомов стронция, загрузка в оптическую решетку, спектроскопия «часового» перехода в атомах стронция, первичное

охлаждение атомов иттербия, вторичное охлаждение атомов иттербия, загрузка в оптическую решетку, спектроскопия «часового» перехода в атомах иттербия.

Исследования этой группы показали, что двухрежимная работа может снизить сдвиг частоты от излучения черного тела при измерении отношения частот, поскольку атомы Sr и Yb совместно используют одно и то же излучение черного тела, что допускает погрешность 4×10^{-17} при погрешности измерения комнатной температуры 1 К.

В Университете Готфрида Вильгельма Лейбница, Ганновер, Германия группа учёных разработала ОСЧ на холодных атомах магния [104]. Установка имеет классический вид и лабораторное исполнение. За многие годы работы было проведено множество исследований по достижению уровня относительной нестабильности.

В Массачусетском институте технологий, Бостон, США разработан ОСЧ на холодных атомах иттербия, в котором предложен иной метод лазерного охлаждения [105]. Первым изменением является смена конфигурации вакуумной камеры и источника атомов. Была переконфигурирована нагревательная печь, снизив энергопотребление до 11 Вт. При этом улучшается общая компактность вакуумной камеры оптического спектрографа.

Предложенный метод лазерного охлаждения заключается в смене последовательностей применения лазерных лучей, соответствующих переходам первичного охлаждения с первичного – вторичного на первично/вторичный – вторичный. Такой подход, применимый исключительно для атомов иттербия позволил снизить необходимое магнитное поле, применяемое на этапах первичного и вторичного охлаждения в несколько раз, что также снизило общее энергопотребление установки [102]. При описанном подходе было получено количество захваченных атомов и их температура на уровне аналогичных установок в зарубежных лабораториях. Таким образом применение подобного метода идеально подходит для разработки перебазируемого ОСЧ.

Во ФГУП ВНИИФТРИ, Менделеево, Россия разработано несколько ОСЧ на холодных атомах стронция [106 - 110]. На текущий момент в состав ГЭТ 1-2022 включено три ОСЧ на холодных атомах стронция. Одна установка имеет классический вариант исполнения, две установки модернизированы: изменена конфигурация зеемановского замедлителя и конструкция основной вакуумной камеры, с целью уменьшения сдвига, вызываемого излучением черного тела. Первый вариант установки представлен на рисунке 1.4.

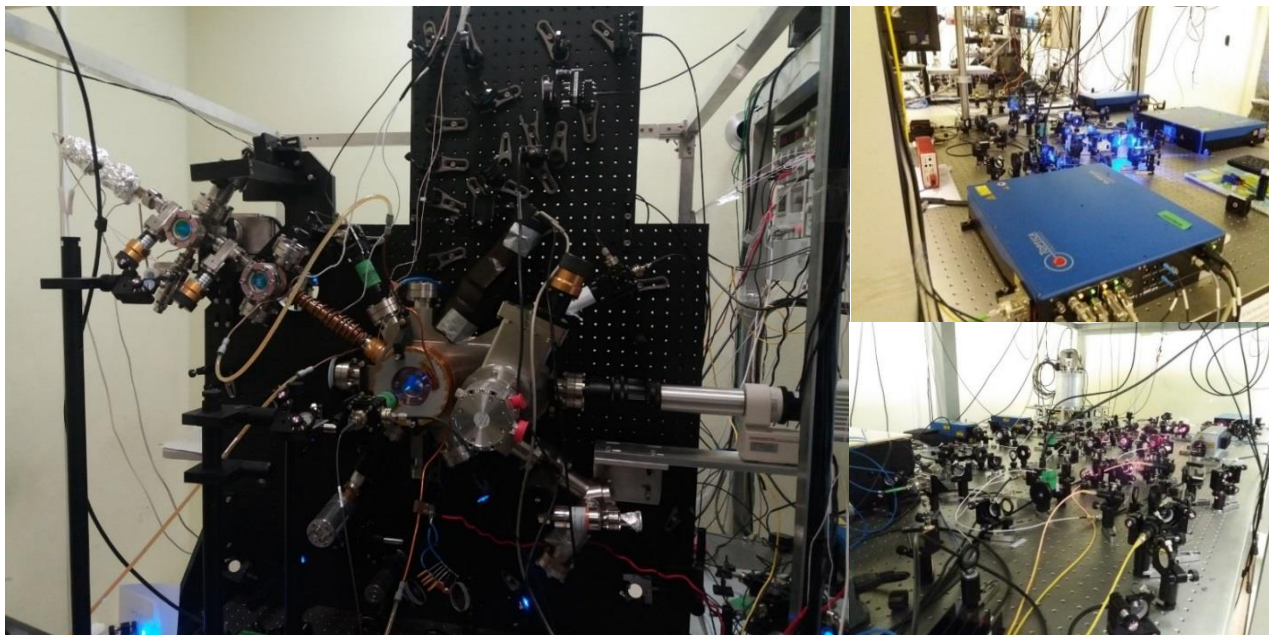


Рисунок 1.4. Фотографии собранного ОСЧ на холодных атомах стронция (вариант 1). Слева – вакуумная камера оптического спектроскопа, справа, сверху – лазерные системы первичного охлаждения и формирования оптической решетки, справа, снизу – лазерные системы вторичного охлаждения и перекачки.

Основное отличие от подобных зарубежных установок является вертикальное размещение вакуумной камеры оптического спектроскопа и дизайн основной вакуумной камеры. Вакуумная камера оптического спектроскопа имеет все секции, необходимые для охлаждения и захвата атомов: источник горячих атомов стронция, коллимирующая секция, Зеемановский замедлитель, вакуумная камера (рабочая зона), катушки магнитооптической ловушки (МОЛ), катушки компенсации магнитного поля земли. Более подробное описание установки с основными схемами представлено в главе 2.

Лазерные системы распределены по двум оптическим столам с размерами 1,5 м * 3 м: на первом столе находится оптический спектроскоп и лазерные системы первичного охлаждения и формирования оптической решетки с необходимыми оптическими элементами и акустооптическими модуляторами (АОМ). На втором столе располагаются лазерные системы вторичного охлаждения и перекачки с необходимыми оптическими элементами и АОМами, и усилителями оптического излучения.

Второй вариант предусматривает трехслойную вакуумную камеру с использованием криогенных технологий, для уменьшения влияния излучения черного тела. Внутренняя часть подключается к криогенному холодильнику, средняя служит тепловым экраном, и наружная обеспечивает вакуумные соединения. Все системы распределения лазерного излучения находятся на двух оптических столах, с размерами 1,5 м * 3 м и 1,2 м * 2 м (См. рисунок 1.5).

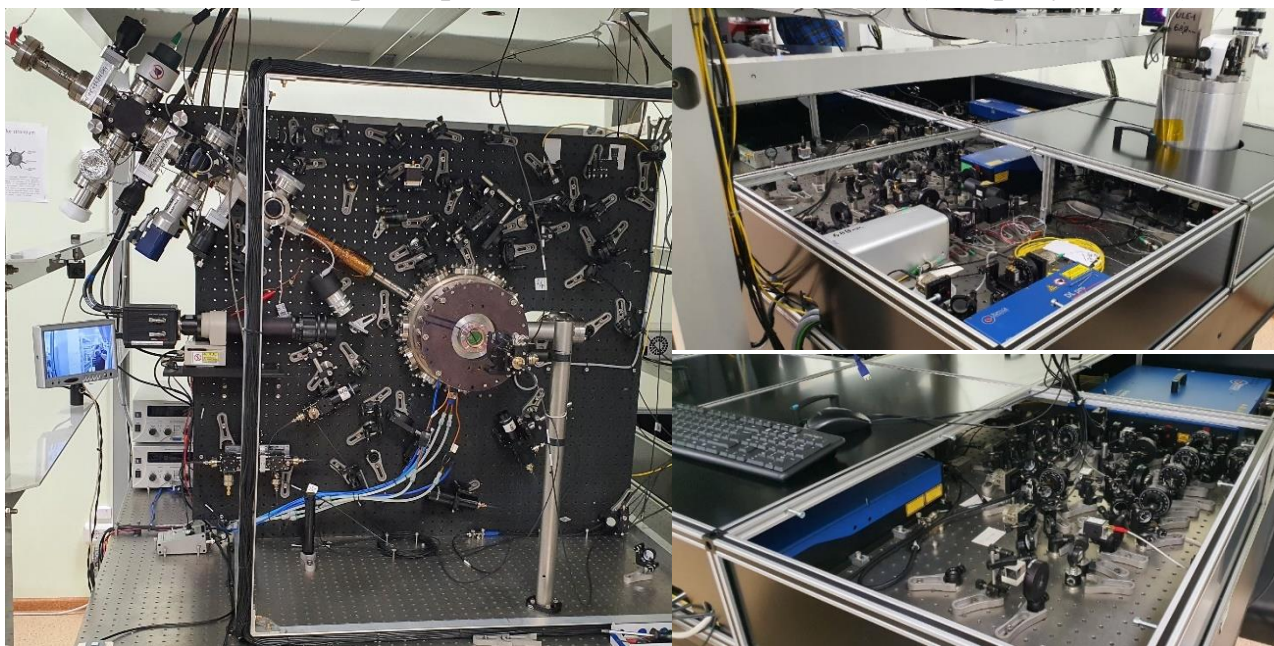


Рисунок 1.5. Фотографии собранного ОСЧ на холодных атомах стронция (вариант 2). Слева – вакуумная камера оптического спектроскопа, справа, сверху – лазерные системы вторичного охлаждения и перекачки, справа, снизу – лазерные системы первичного охлаждения и формирования оптической решетки.

Лазерные системы распределены по столам также, как и в варианте 1, но, при этом, закрыты специальными корпусами, которые создают модульную структуру. Доставка излучения от корпусов в рабочую зону осуществляется с помощью волокон с сохранением поляризации.

1.7 Перебазируемые ОСЧ

Основная отличительная черта всех вышеописанных установок в том, что они являются лабораторными, и, чтобы их каким-либо способом транспортировать, потребуется их полная разборка и, после перевозки, требуется долгое время на обратную сборку и настройку. Чтобы сделать возможным перемещения ОСЧ были разработаны перебазируемые и портативные оптические стандарты частоты.

В РТВ, Брауншвейг, Германия был разработан транспортируемый ОСЧ на холодных атомах стронция-87 [13]. Было произведено существенное уменьшение вакуумной части, оптические части приняли модульный вид, все оборудование помещалось в специально разработанный фургон. Всё оборудование было размещено на двух небольших оптических столах, двух стойках с блоками управления лазерных систем. Дополнительно фургон оснащался климатическими системами, для поддержания в рабочей зоне необходимо температуры. Внутренние размеры контейнера составляют 2,2 м × 3 м × 2,2 м. Масса экспериментальной установки составляет примерно 800 кг. В описанной установке в качестве лазерных систем охлаждения и подготовки используются диодные лазеры, интегрированные в пять компактных макетных плит с полудюймовой оптикой. Эти плиты содержат АОМы и оптические затворы для переключения света и частотной модуляции. Они подключены к физической части с помощью оптических волокон, сохраняющих поляризацию. Плиты имеют размеры 30 см × 45 см × 6 см и массу менее 8 кг каждая.

Поскольку при создании данной установки, ученые не стремились к предельной компактности, по-прежнему используется стандартная управляющая электроника. Точно так же компактная физическая часть установлена на оптической плите размером 120 см × 90 см (См рисунок 1.6).

Еще одним интересным изменением стала модернизация вакуумной камеры, фронтальные окна которой изменены таким образом, что магнитные катушки формирования магнитооптической ловушки находятся практически

внутри вакуумной камеры. Дополнительно было проведено исследования вкладов относительной НСП в двух вариантах установки: в стационарном и в перебазируемом.

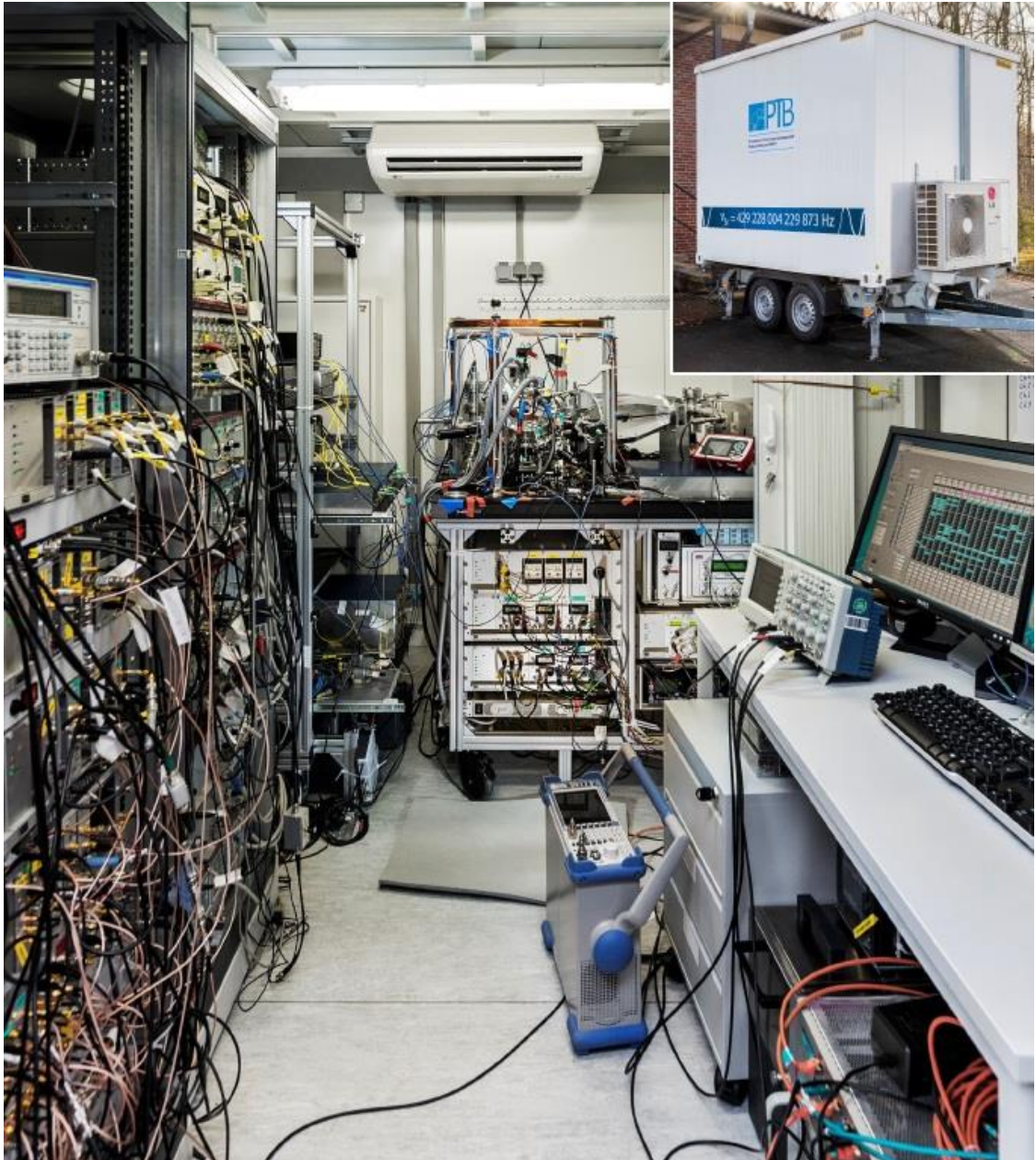


Рисунок 1.6. Расположение узлов и блоков в небольшом фургоне, адаптировано из [13]

Как видно из таблицы 1.7 обе установки имеют схожий порядок относительной неопределенности. При этом перебазируемый вариант достигает уровня относительной неопределенности $7,4 \cdot 10^{-17}$.

Таблица 1.7. Частотные сдвиги и неопределенности для ОСЧ на холодных стронция [13]

Эффект	Перебазируемый		Стационарный	
	Сдвиг (10^{-17})	Неопределенность (10^{-17})	Сдвиг (10^{-17})	Неопределенность (10^{-17})
ИЧТ	488,3	0,9	492,4	2,3
ИЧТ печки	0	0	0,9	0,9
Динамический эффект Штарка лазера детектирования	0	0,03	0	0,002
Столкновительный сдвиг	-0,5	0,5	-0,2	0,2
Эффект Зеемана II-ого порядка	10,9	0,5	3,3	0,1
Итого	494,4	7,4	495,6	2,6

В Китайской академии наук, Ухань, Китай группа ученых разработала перебазируемый ОСЧ на ионе кальция. Вся установка помещалась в автомобильном прицепе [12]. Автомобильный прицеп имеет внутренние размеры 4,82 м × 2,3 м × 1,95 м (См. рисунок 1.7).

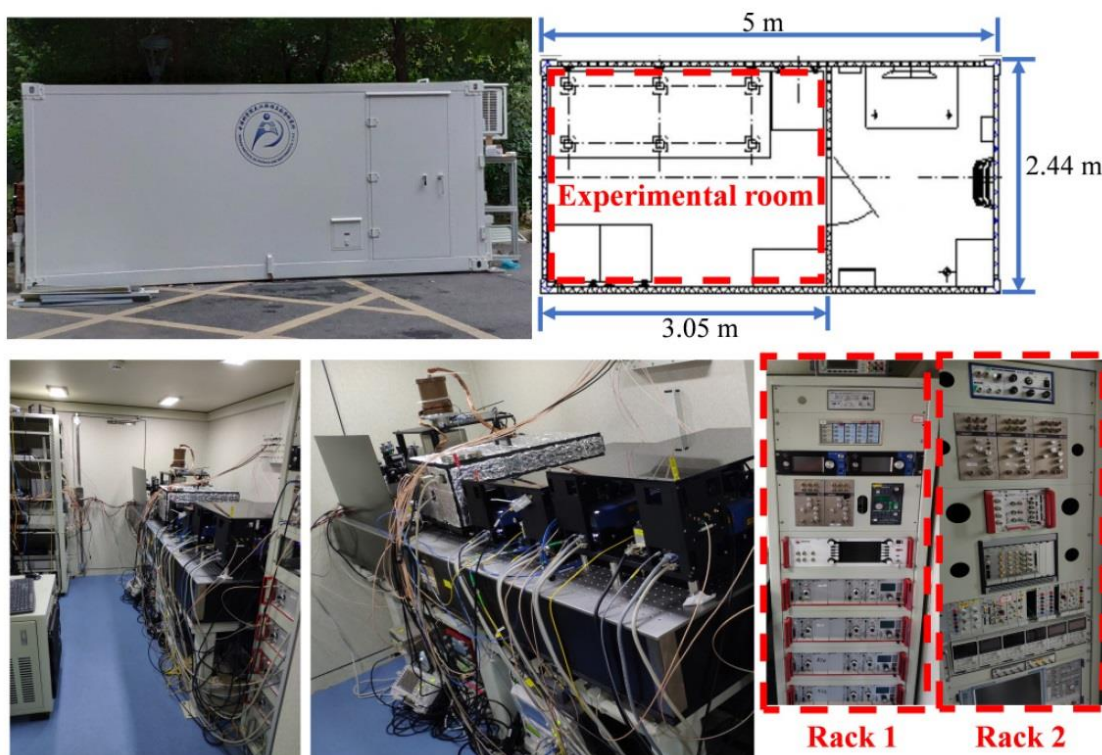


Рисунок 1.7. Расположение узлов и блоков в контейнере, Адаптировано из [12]

Он имеет две отдельные комнаты, а экспериментальная комната имеет размеры 3,05 м × 2,3 м × 1,95 м. Температуры в двух комнатах независимо контролировались кондиционерами и датчиками температуры, а пиковые колебания температуры в экспериментальной комнате были ограничены ± 2 К. Все компоненты, кроме электроники, были размещены на оптическом столе размером 2,4 м × 0,9 м.

Как видно из таблицы 1.8, уровень относительной неопределенности в такой перебазируемой установке достиг $1,3 \cdot 10^{-17}$. С помощью описанной установки был реализован эксперимент по измерению разницы гравитационных потенциалов между двумя оптическими стандартами частоты. Одна установка оставалась неподвижной, а транспортируемая перемещалась, по высоте, при этом разница высот между установками достигала 4.3 м.

Таблица 1.8. Частотные сдвиги и неопределенности для ОСЧ на ионе Ca^+ [12]

Эффект	Сдвиг (10^{-17})	Неопределенность (10^{-17})
ИЧТ	84,2	1,2
ИЧТ коррекция	0	<0,1
Эффект Доплера II-ого порядка	-1,5	0,2
Динамический эффект Штарка	0,1	0,1
Эффект Зеемана II-ого порядка	0	<0,1
Столкновительный сдвиг	0	<0,1
Итого	82,8	1,3

В Университете Генриха Гейне, Дюссельдорф, Германия группа ученых разработала транспортируемый ОСЧ на холодных атомах иттербия. Вакуумная камера имеет классическую восьмиоконную форму [14].

Добавлены катушки компенсации магнитных полей для зеемановского замедлителя (горизонтальная и вертикальная). Основным изменением вакуумной камеры, по сравнению с классическими вариантами, является использование внутрикамерного четырехзеркального резонатора для формирования оптической решетки, вместо варианта с использованием системы линз или сферических зеркал (См. рисунок 1.8). В качестве эксперимента

описанная система была перевезена в INRIM, Турин, Италия, где была успешно восстановлена и запущена, показав характеристики на уровне полученных в ННУ.

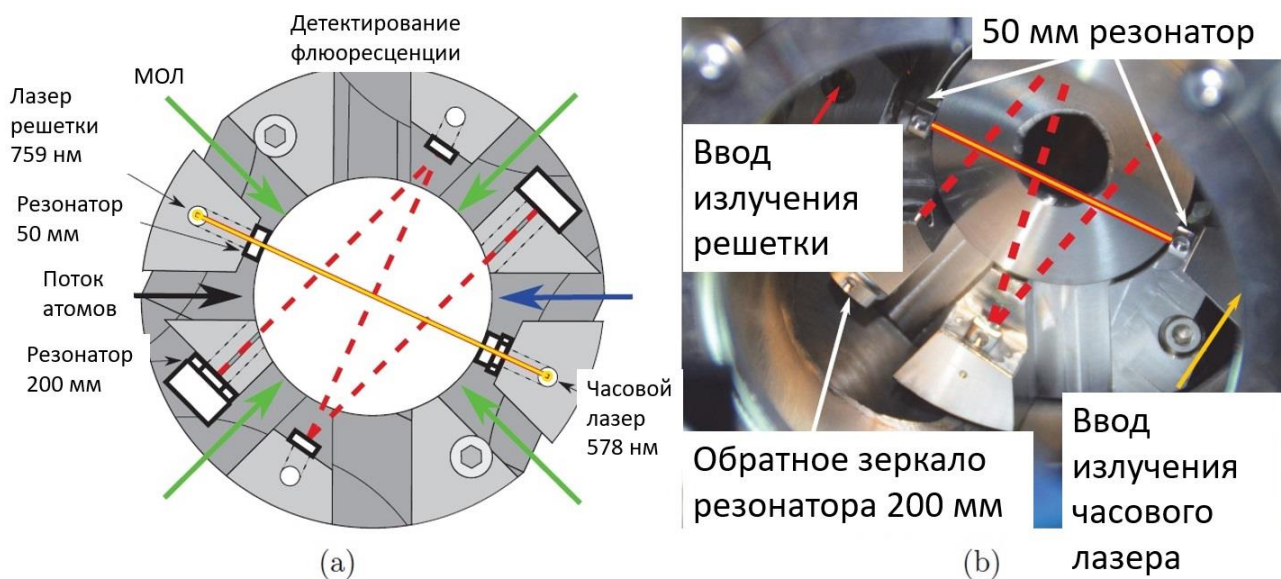


Рисунок 1.8. Внутрикамерный резонатор, адаптировано из [13]

В Лаборатории квантовой метрологии, Сайтама, Япония были разработаны портативные оптические стандарты частоты на холодных атомах стронция [15]. Каждая установка была разбита на три блока: вакуумная камера оптического спектроскопа и два лазерных модуля, первый с лазерами первичного охлаждения (461 нм) и лазерами перекачки (496 нм и 679 нм), второй с лазерами вторичного охлаждения (689 нм), лазером формирования оптической решетки (813 нм) и лазером опроса часового перехода (698 нм) (См. рисунок 1.9). При этом система, которая оставалась на земле, была оснащена дополнительным модулем передачи лазерного излучения по телекоммуникационной линии. На этих установках был проведен эксперимент по тесту общей теории относительности. В нём один ОСЧ находился у подножия, а второй располагался наверху Токийской телекоммуникационной башни (высота между установками 450 м).

В соответствии с общей теорией относительности, гравитационное красное смещение между ОСЧ ($\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$), размещенных на разных высотах, зависит от разницы их гравитационных потенциалов ($\Delta U = U_2 - U_1$) как (1.2):

$$\frac{\Delta\nu}{\nu_1} = (1 + \alpha) \frac{\Delta U}{c^2} \quad (1.2)$$

В результате было определено $\alpha = (1,4 \pm 9,1) \cdot 10^{-5}$, полученное непосредственно из разницы частот двух ОСЧ на оптических решетках равной 21,18 Гц.

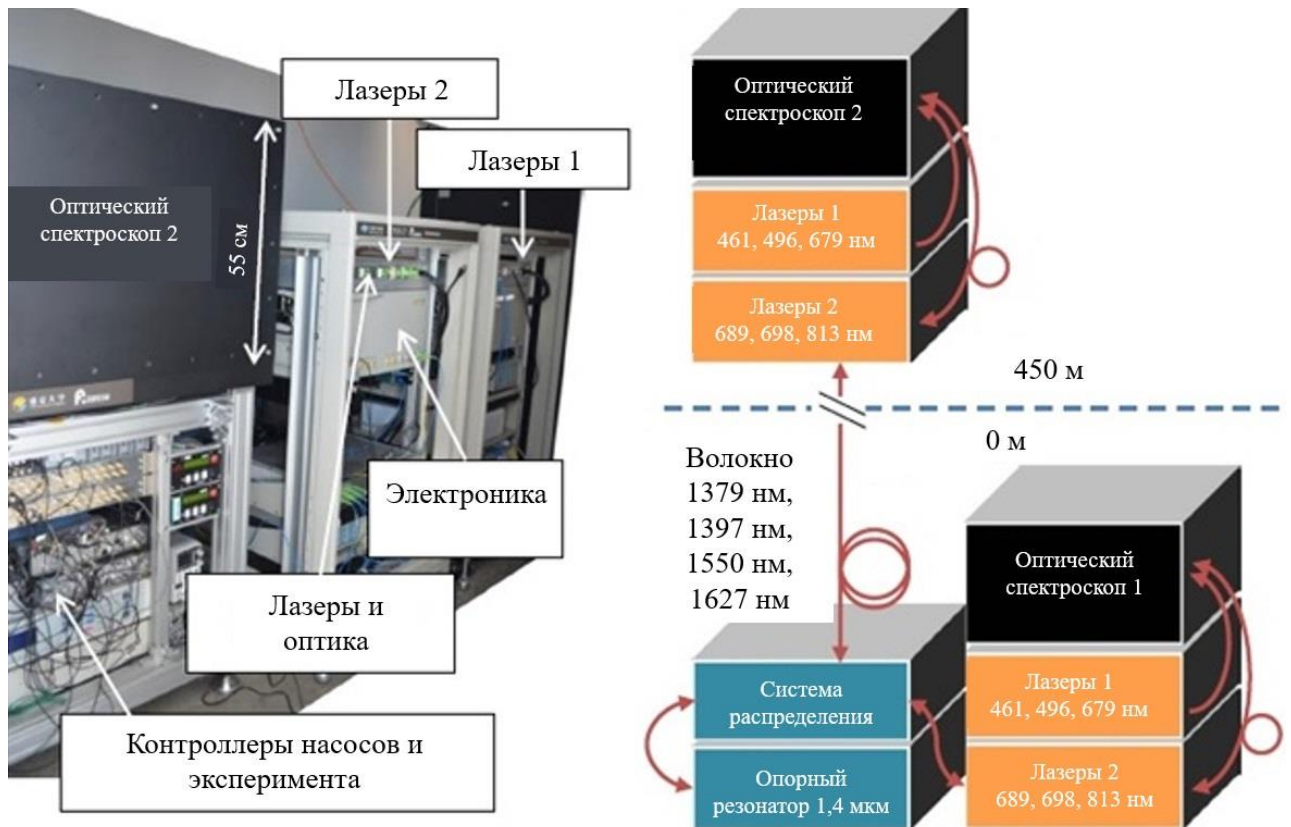


Рисунок 1.9. Схема проведения эксперимента по определению гравитационного красного смещения с помощью двух портативных ОСЧ. Адаптировано из [15]

В данной диссертационной работе применяется комплексный подход, основанный на опыте как российских, так и зарубежных лабораторий. Были внесены изменения в системы первичного и вторичного лазерного охлаждения атомов стронция [111, 112] и разработана система распределения лазерного излучения, объединяющая в себе системы первичного и вторичного лазерного охлаждения атомов иттербия [113, 114].

ГЛАВА 2. ОСЧ НА НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМАХ СТРОНЦИЯ. ПЕРВИЧНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ АТОМОВ СТРОНЦИЯ

В этой главе представлены наиболее важные физические принципы работы ОСЧ на нейтральных атомах, используемые в настоящей диссертационной работе. За кратким описанием охлаждения и захвата атомов [115, 116] следует более подробное описание атомных разновидностей стронция, используемых в этой работе [117, 118]. Описываются переходы для охлаждения и часовой спектроскопии $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$, $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ и $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$.

Далее кратко описываются функциональные возможности оптической решетки [51, 119, 120]. В последней части главы идет описание ОСЧ на холодных атомах стронция и представлены результаты измерений первичного охлаждения.

2.1 Оптический синтезатор частот

Разработка оптического синтезатора частот [121 - 124], за которого в 2005 году была присуждена Нобелевская премия по физике [125, 126], позволила производить измерение частоты в диапазоне нескольких сотен терагерц напрямую, а не косвенно, по сравнению с атомными часами цезия с частотами в микроволновом диапазоне. Основой оптического синтезатора частот является импульсный лазер, который импульсами f_s создает так называемую гребенку (узкополосные пики, расстояние между которыми определяется частотой повторения f_{Rep} и начальная отстройка частоты f_0), с которой лазерные частоты могут сравнивать и таким образом измерять.

Частота f_n отдельных пиков гребёнки определяется выражением (2.1):

$$f_n = f_0 + n \cdot f_{\text{Rep}} \quad (2.1)$$

где n соответствует номеру пика в гребенке. Частота повторения f_{Rep} обычно составляет от нескольких десятков МГц до диапазона ГГц, так что сигнал биений между одним из пиков оптического синтезатора частот и неизвестным лазерным излучением может быть получен непосредственно фотодетектором для измерения неизвестной частоты излучения. Искомая величина оптической частоты определяется выражением (2.2):

$$f_{\text{laser}} = f_0 + n \cdot f_{\text{Rep}} \pm f_{\text{beat}}. \quad (2.2)$$

Этот метод измерения оптических частот, ставший возможным благодаря развитию оптической частотной гребенки, привел к расширению исследований в области ОСЧ. Это не только позволило измерить частоту стандартов, но также позволило сравнить два «часовых» сигнала ОСЧ. Частота двух стандартов не обязательно должна быть одинаковой, но сравнение все же можно провести, измерив частоту разными пиками оптической гребенки.

2.2 Принцип работы ОСЧ на нейтральных атомах

Принцип работы ОСЧ показан на рисунке 2.1. Частота лазера настраивается на узкий атомный переход с помощью акустооптического модулятора (АОМ), возбуждение атома(ов) детектируется, и частота АОМа подстраивается при необходимости, чтобы поддерживать лазер настроенным на резонанс.

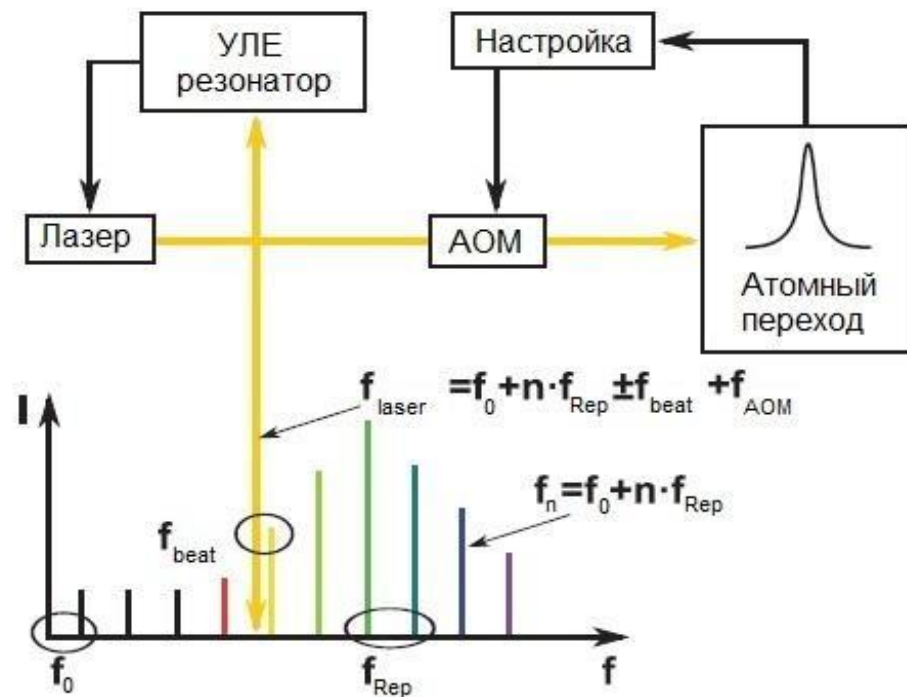


Рисунок 2.1. Принцип работы ОСЧ.

Кроме того, лазер стабилизирован по резонатору с высокой добротностью и постоянной длины для обеспечения высокой кратковременной стабильности. Этот резонатор обычно состоит из стекла ULE (сверхнизкого теплового расширения), термостабилизирован и помещен в вакуумную камеру. Последним

шагом является измерение частоты лазера, и это делается с помощью частотной гребенки и формулы (2.2), к которой добавляется частота АОМ $f_{\text{АОМ}}$.

Для создания ОСЧ на холодных атомах требуется реализовать несколько этапов (См. рисунок 2.2). Первоначально разрабатывается источник горячих атомов, обеспечивающий необходимый уровень потока атомов. При этом, следует учесть, что необходимо создать достаточно направленный поток атомов, используя коллиматорное сопло или систему капилляров. Следующим этапом является стадия первичного охлаждения. Оно осуществляется на переходе охлаждения с шириной линии порядка 30 МГц, что соответствует доплеровскому пределу порядка 700 мкК и достигаемым температурам порядка единиц мК.



Рисунок 2.2. Этапы работы ОСЧ на холодных атомах стронция и иттербия.

Для увеличения количества атомов захваченных в первичную магнитооптическую ловушку, возможно использовать несколько дополнительных этапов охлаждения: коллиматорное излучение для поджимания потока атомов, Зеemanовское охлаждение для предварительного охлаждения атомов и лазерные системы перекачки, возвращающие атомы с метастабильных атомных уровней в цикл охлаждения. Такие атомы все еще являются горячими, поэтому необходимо использовать дальнейшее охлаждение. Третий этап осуществляется на переходе вторичного охлаждения с естественной шириной линии 7-180 кГц, что соответствует доплеровскому пределу в 0,2 – 4 мкК и

достигаемым температурам в 1 – 20 мкК. Для увеличения количества атомов во вторичной МОЛ можно ввести в излучение модуляцию, увеличив ширину частотного взаимодействия с атомами, а затем эту модуляцию выключить оставив только узкополосное охлаждение, таким образом увеличить количество атомов во вторичной МОЛ на порядок. Финальным этапом перед спектроскопией атомов является их захват в оптическую решетку. Такие атомы уже можно опрашивать с помощью «часовой» лазерной системы. В данной работе более подробно описываются первые три этапа, как основа в построении ОСЧ на холодных атомах.

2.3 Охлаждение и захват атомов

Первым шагом к созданию стандартов на оптической решетке является подготовка ультрахолодного ансамбля атомов, который затем загружается в оптическую решетку, в которой возможна (почти) безинтерференционная спектроскопия на часовом переходе. Теория методов охлаждения и захвата атомов подробно описана в [116], на практике же подобные методики были отработаны во время создания ОСЧ на холодных атомах стронция.

Процессы поглощения и переизлучения фотонов приводят к передаче импульса k , где $k = 2\pi / \lambda$. Направленный лазерный луч, рассматриваемый как плоская световая волна, приводит к направленной передаче импульса, поскольку в процессах ненаправленного переизлучения отдача на атоме в среднем исчезает со временем из-за большого количества требуемых процессов поглощения и переизлучения, требуемых для торможения и охлаждения. Результирующая мощность спонтанного излучения определяется выражением (2.3) и имеет направление, совпадающее с направлением лазерного луча:

$$\vec{F}_{sp} = \hbar \vec{k} \Gamma_{sc} \quad (2.3)$$

где скорость рассеяния определяется выражением (2.4) [116]:

$$\Gamma_{sc} = \frac{\gamma}{2} \frac{I/I_s}{1 + I/I_s + (2\delta/\gamma)^2} \quad (2.4)$$

где γ - ширина перехода, δ - отстройка, I - интенсивность светового поля, I_s - интенсивность насыщения, определяемая выражением (2.5):

$$I_s = \frac{\pi h c \gamma}{3 \lambda^3} \quad (2.5)$$

Мощность спонтанного излучения является основой замедления атомного пучка и, следовательно, формирования МОЛ. Подробные объяснения мощности спонтанного излучения можно найти, например, в источниках [116, 127].

Если отсроченное в красную область лазерное излучение проходит в направлении, противоположном атомам, частота лазера смещается в сторону резонанса из-за эффекта Доплера, и атомы, таким образом, замедляются из-за эффекта переизлучения и отсутствия компенсации поглощенного импульса фотона из лазерного излучения. Сдвиг частоты лазера из-за эффекта Доплера зависит от скорости атомов, так что влияние на замедленные атомы постепенно уменьшается. Возможны две возможности для эффективного замедления атомного пучка из печи:

- изменять частоту лазера с течением времени [116];
- генерировать пространственно-изменяющееся магнитное поле вдоль атомного пучка [128] (В совокупности с лазерным излучением называется зеemanовским замедлителем).

В случае реализации перебазируемой установки, помимо метрологических характеристик важны такие параметры как масса, размеры и энергоэффективность. Одно из преимуществ атома иттербия заключается в том, что из-за ядерного спина $1/2$, у него значительно меньшее кол-во ядерных подуровней, поэтому, хотя влияние магнитного поля на взаимодействие с атомами и присутствует, оно не даёт такого же существенного вклада, как, например, в случае со стронцием. Следовательно, с целью уменьшения габаритных размеров установки, магнитная секция зеemanовского замедлителя исключается из установки (подробнее об этом См. Глава 4).

Процесс охлаждения замедляет все атомы в одинаковой степени, так что функция распределения атомов по скоростям сохраняет свою форму, но смещается в сторону более низких скоростей [129]. Если атомы охлаждаются, ширина распределения также изменяется, так что атомы в целом не только замедляются, но и имеют примерно одинаковую скорость в конце процесса

охлаждения. Такое охлаждение может быть достигнуто с помощью трех пар противоположно направленных, взаимно ортогональных лазерных лучей и называется оптической патокой [130 - 132]. Минимальная температура, которая может быть достигнута в оптической ловушке, зависит от ширины перехода и называется доплеровским пределом и определяется выражением (2.6) [133]:

$$T_D = \frac{\hbar\gamma}{2k_b} \quad (2.6)$$

Допплеровский предел является результатом того факта, что, хотя каждый процесс поглощения фотонов означает процесс охлаждения, излучение снова нагревает атомы. Допплеровский предел рассчитывается из равновесия между процессами охлаждения и нагрева [116]. Непосредственно из этого можно сделать вывод, что для низких температур необходимо использовать соответственно узкие переходы.

Сила, действующая в оптической ловушке, имеет только одну компоненту, зависящую от скорости, и атомы, покидающие область действия этой силы, теряются. Поэтому можно говорить только об охлаждении, но не о захвате. Для захвата атомов используется магнитное поле, которое создается парой катушек в анти-Гельмгольц конфигурации.

В случае перехода $J = 0 \rightarrow J = 1$ магнитное поле расщепляет три зеемановских уровня, так что зеемановские подсостояния $\Delta m = \pm 1$ могут управляться соответствующим образом выбранными $\sigma \pm$ -поляризованными лазерными лучами в противоположных направлениях. Это возвращает все атомы, которые покидают зону захвата, обратно в центр ловушки (См. рисунок 2.3).

Результирующая сила, которая действует на атомы в МОЛ, состоит из компоненты, зависящей от скорости и местоположения, и может быть вычислена с помощью формулы (2.7) [116]:

$$\vec{F}_{\text{МОТ}} = -\beta\vec{v} - k\vec{r} \quad (2.7)$$

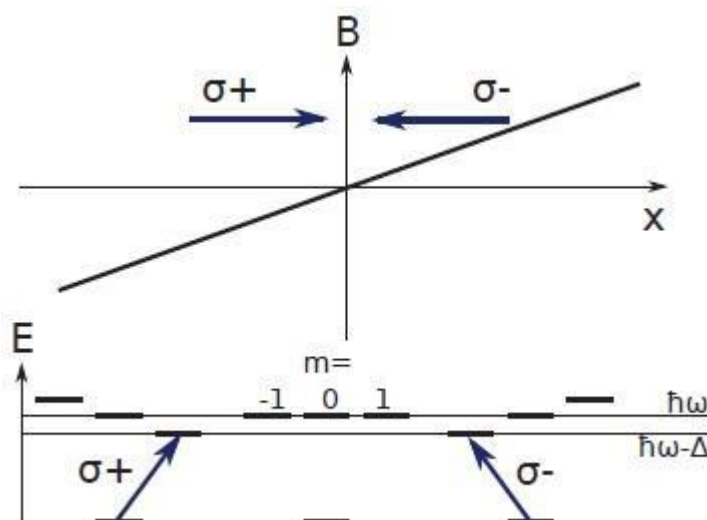


Рисунок 2.3: Схематический принцип работы МОЛ в одном направлении. Атомы, которые покидают зону захвата, входят в резонанс с лазерным лучом из-за зеемановского расщепления и возвращаются обратно к центру. Взято из [14].

Вывод и дополнительные сведения о результирующей силе и о коэффициентах можно найти в [134], для получения подробной информации о МОЛ, также можно использовать источники [115, 135 - 137].

2.4 Атом стронция: свойства и охлаждение

Большое внимания, в настоящее время, уделяется атомам Sr и Yb, так как на этих атомах возможно реализовать ОСЧ на нейтральных атомах [51, 52]. Во ФГУП «ВНИИФТРИ» реализован и функционирует стационарный ОСЧ на холодных атомах стронция [106].

Нейтральные атомы стронция, как и другие атомы щелочноземельных металлов, имеют два валентных электрона на внешней оболочке. Состоящая из множества энергетических уровней валентная оболочка определяет многие физические и химические свойства атомов. На основании полного спинового углового момента эти энергетические уровни можно разделить на два класса: синглетные состояния (параллельные, полный спиновый угловой момент $S = 1$) и триплетные состояния (антипараллельные, полный спиновый угловой момент $S = 0$). Согласно правилу отбора, при $S = 0$, электрические дипольные переходы между синглетными и триплетными состояниями запрещены. Однако из-за спин-орбитальной связи эти переходы не полностью запрещены. Полузапрещенные

переходы (интеркомбинационные линии) имеют большое время жизни, поэтому ширина линии излучения очень мала, что является важным свойством для метрологии.

Часовым переходом в ОСЧ на нейтральных атомах является переход из основного состояния 1S_0 в возбужденное состояние 3P_0 . Этот переход (одновременный переход $0 \rightarrow 0$ запрещен в квантовой механике) имеет большое время жизни, что соответствует сверхузкой ширине линии (и, следовательно, высокой резонансной добротности Q), и поэтому идеально подходит для реализации оптических стандартов. Для бозонов (изотопов с ядерным спином $I = 0$) время жизни было рассчитано как несколько тысяч лет (у Sr, например, время жизни составляет 5800 лет) [138], что непрактично для реализации ОСЧ, поскольку переход слишком узкий, чтобы его можно было эффективно возбуждать. Фермионы ведут себя иначе (изотопы с ядерным спином $I \neq 0$). Сверхтонкое взаимодействие разрушает возбужденное состояние и смешивает его с другими близлежащими состояниями, так что время жизни возбужденного состояния падает до нескольких десятков секунд [139, 140].

Стронций имеет четыре встречающихся в природе изотопа: ^{88}Sr , ^{87}Sr , ^{86}Sr , ^{84}Sr с относительным содержанием 82,6%, 7%, 9,9% и 0,56% соответственно [141]. В качестве стандартов частоты, изотопы ^{88}Sr и ^{87}Sr вызывают наибольший интерес.

Фермионы дают возможность прямой спектроскопии часового перехода, но они также имеют недостатки. Основное состояние и возбужденное состояние имеют $2I + 1$ уровней, каждое состояние имеет свою собственную зависимость от магнитного поля из-за эффекта Зеемана. Это приводит к переходам $2I + 1 \pi$ ($\Delta m_f = 0$) и переходам $4I \sigma$ - ($\Delta m_f = \pm 1$) для фермионного изотопа. Кроме того, может существовать зависимость от поляризации решеточного лазера (векторный и тензорный сдвиги), поскольку полный угловой момент основного состояния J больше не полностью равен нулю, и в результате возникает сферическая асимметрия. Фермионный изотоп ^{87}Sr имеет ненулевой ядерный спин ($9/2$) и соответствующее перемешивание в состоянии 3P_0 , что делает

возможным слабо разрешенный часовой переход. Как ^{88}Sr , так и ^{87}Sr имеют свои преимущества и недостатки при использовании в качестве атомарного эталона. Например, высокоточная спектроскопия в атоме ^{88}Sr имеет лучшее отношение сигнал/шум, что связано с более высоким естественным содержанием и более простым процессом охлаждения, в то время как в атоме ^{87}Sr меньше столкновительные сдвиги и не требуется использовать дополнительное внешнее поле, которое требуется атомам ^{88}Sr .

Атом, пригодный для использования в качестве ОСЧ, должен обладать некоторыми ключевыми свойствами. Прежде всего, он должен обладать переходом с высокой добротностью, который можно исследовать с помощью доступной лазерной технологии. Кроме того, этот узкий переход должен быть нечувствителен к любым внешним возмущениям от электрических и магнитных полей. Наконец, этот атом должен иметь разрешенные, интенсивные переходы, подходящие для эффективного лазерного охлаждения, необходимые для захвата облака ультрахолодных атомов.

Среди атомов щелочноземельных металлов, стронций ($Z = 38$) объединяет большинство описанных выше свойств. Стронций имеет четыре стабильных изотопа, три из которых являются бозонными, а один - фермионным, их свойства перечислены в таблице 2.1.

Спектроскопия «часового» сильно запрещенного перехода $1S_0 \rightarrow 3P_0$ в атомах ^{87}Sr ($\lambda = 698$ нм, $\Gamma = 1$ мГц) возможна лишь при глубоком охлаждении атомов (до температур менее 10 мК) и сильном ограничении их пространственной свободы [142]. Это реализуется при двухступенчатом охлаждении атомов и захвате их в оптическую дипольную ловушку (оптическую решётку), образованную пучностями и узлами стоячей световой волны. Характерная глубина энергетической потенциальной ямы оптической решётки составляет от 10 до 20 мК. Длина волны излучения оптической решётки подобрана таким образом, что штарковский сдвиг часового перехода становится равен нулю в линейном приближении по интенсивности лазерного поля.

Таблица 2.1. Обзор стабильных изотопов стронция [141]

Изотоп	Относительная атомная масса	Изотопный состав	Ядерный спин I
^{84}Sr	83.913 425(4)	0,56 %	0
^{86}Sr	85.909 2624(24)	9,86 %	0
^{87}Sr	86.908 8793(24)	7,0 %	9/2
^{88}Sr	87.905 6143(24)	82,58 %	0

Первый этап охлаждения осуществляется на переходе $^1\text{S}_0 \rightarrow ^1\text{P}_1$ на длине волны 461 нм с естественной шириной линии $\Gamma = 30$ МГц. При этом достигаются температуры от 1 до 3 мК (доплеровский предел $\text{TD} = 770$ мК), что соответствует тепловым скоростям около 1 м/с. МОЛ в данном случае служит для сбора и предварительного охлаждения большого числа атомов Sr, подготавливая их для дальнейшего охлаждения.

Для дальнейшего снижения температуры используется более слабый переход $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_1$ с длиной волны 689 нм, с естественной шириной линии 7,4 кГц (что соответствует доплеровскому пределу 200 нК). В результате, атомы охлаждаются до температур около нескольких микрокельвин, что позволяет загрузить их в оптическую решётку, формируемую узлами стоячей волны лазерного излучения с длиной волны 813 нм.

Процесс охлаждения и спектроскопии является циклическим, проведение ряда последовательных измерений с изменением отдельных физических параметров системы позволяет с большой точностью привязать частоту лазера к частоте «часового» перехода в атоме стронция $^1\text{S}_0 \rightarrow ^3\text{P}_0$.

2.5 Магнитные спин-зависимые эффекты

Изотопы с четным массовым числом (бозоны) не имеют ядерного спина, так что, как упоминалось выше, нет естественной возможности стимулировать часовой переход $0 \rightarrow 0$, и поэтому необходимо приложить дополнительное магнитное поле, чтобы создать такой переход. Кроме того, отсутствие ядерного спина предотвращает зеемановское расщепление часового перехода и

отсутствует зависимость часового перехода от поляризации оптической решетки [119, 143, 144].

К изотопам с нечетным массовым числом и, следовательно, ядерным спином (фермионам) применяются разные подходы. Наличие ядерного спина изменяет электронные волновые функции из-за сверхтонкого взаимодействия, так что наряду со спектроскопией часового перехода возможно исследовать зеемановское расщепление и зависимость от поляризации оптической решетки.

В этой работе использовался бозонный изотоп ^{174}Yb и фермионный изотоп ^{87}Sr , но так как после полной настройки установки и отработки методик будет использоваться фермионный изотоп ^{171}Yb , ниже кратко будут представлены эффекты, вызванные ядерным спином.

2.6 Перемешивание состояний

Для двухэлектронной системы четыре реальных состояния конфигурации $n_s n_p$ можно описать следующим образом (2.8) [145 - 148]:

$$\begin{aligned} |^3P_0\rangle &= |^3P_0^0\rangle \\ |^3P_1\rangle &= \alpha|^3P_1^0\rangle + \beta|^1P_1^0\rangle \\ |^3P_2\rangle &= |^3P_2^0\rangle \\ |^1P_1\rangle &= \alpha|^1P_1^0\rangle - \beta|^3P_1^0\rangle \end{aligned} \quad (2.8)$$

Если времена жизни состояний и энергии известны, коэффициенты перемешивания α и β можно определить следующим способом (2.9):

$$\frac{\alpha^2}{\beta^2} = \frac{\tau_{(^3P_1)}}{\tau_{(^1P_1)}} \left(\frac{E_{(^3P_1)}}{E_{(^1P_1)}} \right)^2 \quad (2.9)$$

и соотношение $\alpha^2 + \beta^2 = 1$ для иттербия $|\alpha| = 0,996$ и $|\beta| = 0,125$. Таким образом, состояние 3P_1 (возбужденное состояние зеленой МОЛ) распадается на состояние 1S_0 путем перемешивания с состоянием 1P_1 и допускает переход зеленой МОЛ. По мере увеличения массы атома переход становится больше. Ширина перехода для магния составляет всего 31 Гц [149], для стронция 7,4 кГц, для иттербия 182 кГц и для ртути 1,3 МГц [150].

Если изотопы имеют ядерный спин I (фермионы), сверхтонкое взаимодействие создает дополнительное перемешивание состояний с

одинаковым полным угловым моментом F . В результате возбужденное состояние часов 3P_0 смешивается с состояниями ${}^3P_{1,2}$ и 1P_1 (2.10) [147]:

$$|{}^3P_0\rangle = |{}^3P_0^0\rangle + \alpha_0 |{}^3P_1^0\rangle + \beta_0 |{}^1P_1^0\rangle + \gamma_0 |{}^3P_2^0\rangle \quad (2.10)$$

Коэффициенты перемешивания α_0 , β_0 и γ_0 сверхтонкого взаимодействия относятся к сверхтонкому расщеплению в P -состояниях, расщеплению тонкой структуры в 3P -состояниях и коэффициентам связи α и β [145, 146]. Более точное определение можно найти в [147].

Это соотношение (2.10), вызванное сверхтонким взаимодействием, допускает переход через состояние ${}^1P_0^1$ с временем жизни, которое можно рассчитать с помощью (2.11) [147].

$$\tau_{{}^3P_0} = \left(\frac{\lambda_{{}^3P_0-{}^1S_0}}{\lambda_{{}^3P_1-{}^1S_0}} \right)^3 \frac{\beta^2}{(\alpha_0\beta + \beta_0\alpha)^2} \tau_{{}^3P_1} \quad (2.11)$$

Время жизни состояния 3P_0 рассчитывается с использованием индивидуальных коэффициентов α , α_0 , β и β_0 , времени жизни состояния 3P_1 и длин волн λ состояний 3P_1 и 3P_0 из основного состояния. Для иттербия время жизни для ${}^{171}\text{Yb}$ составляет 20 сек и для ${}^{173}\text{Yb}$ составляет 23 сек, что соответствует ширине линии ~ 10 мГц [51]. Такая ширина линии позволяет проводить точную спектроскопию на часовом переходе без ограничения спонтанных распадов в основном состоянии. В то же время линия достаточно широкая, чтобы можно было эффективно стимулировать переход даже при небольшой мощности.

2.7 Зависимость сдвига частоты от магнитного поля

Как было отмечено, нулевой ядерный спин приводит к отсутствию зеемановских смещений первого порядка. При ядерном спине I основное состояние и возбужденное состояние разделяются $2I + 1$ подсостояниями. Для наиболее часто исследуемого изотопа ${}^{87}\text{Sr}$ с ядерным спином $I = 9/2$ это приводит к 10 подсостояниям с 28 возможными переходами (10 π -переходов с $\Delta m_F = 0$ и 18 σ -переходов с $\Delta m_F = \pm 1$) [147].

В отличие от этого, для изотопа ^{171}Yb с наименьшим возможным ядерным спином $I = 1/2$ возможны только четыре перехода (два π и два σ перехода), которые схематически показаны на рисунке 2.4.

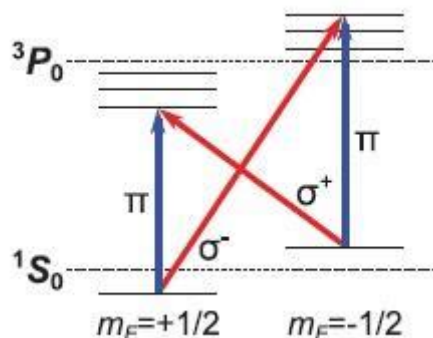


Рисунок 2.4: Схематическое изображение зеемановского расщепления основного и возбужденного состояний в присутствии магнитного поля для ^{171}Yb . Из-за ядерного спина $I = 1/2$, ^{171}Yb имеет только два π и два σ -перехода. Адаптировано из [14].

Как ядерный спин, так и перемешивание состояний посредством сверхтонкого взаимодействия, могут вызывать эффект Зеемана. В то время как основное состояние 1S_0 зависит только от ядерного спинового эффекта, оба эффекта вызывают сдвиг в возбужденном состоянии 3P_0 , определяемый выражением (2.12):

$$\delta E_B = -(g_I + g_{HFW})I_z\mu_B B_z \quad (2.12)$$

Который можно описать с помощью магнетона Бора μ_B и магнитного поля B в направлении z [147]. Согласно [151], для ^{171}Yb g_I определяется выражением (2.13):

$$g_I = \frac{0.4919\mu_N}{(I\mu_B)} \cong 5.4 \cdot 10^{-4} \quad (2.13)$$

где ядерный магнетон μ_N , зависит от отношения массы электрона к массе протона. Фактор $g_{HFW} \approx -2.9 \cdot 10^{-4}$ был рассчитан аналогичным образом [51], но даже со стронцием оказалось, что знак в эксперименте указывал в другую сторону [52, 147].

В зарубежной лаборатории, экспериментально измеренное значение $g_{HFW} = +2,73 (10) \times 10^{-4}$ соответствует по размеру теоретическому значению, но с противоположным знаком [120]. Это приводит к сдвигу $\sim \pm 190$ Гц / Гс для π -переходов и $\sim \pm 940$ Гц / Гс для σ -переходов.

Для спектроскопии часового перехода для ^{171}Yb , которая настолько свободна от интерференции, насколько это возможно, есть две возможности:

-магнитное экранирование атомов или компенсация остаточного магнитного поля;

-приложение малого магнитного поля и усреднение по двум переходам противоположных зависимости [54, 63, 67].

Если два перехода противоположной зависимости усредняются, генерируется зеемановский сдвиг второго порядка, который также влияет на неточность стандартов на оптической решетке и должен учитываться [55, 63].

2.8 Оптическая решетка

Для работы точных ОСЧ на нейтральных атомах необходимо следить за тем, чтобы состояния атомов не нарушались внешними полями. С другой стороны, существуют дополнительные степени свободы, которые могут мешать спектроскопии на часовом переходе [58, 59].

Например, чтобы подавить зависящие от движения воздействия как на ширину линии, так и на частоту, рекомендуется загружать атомы как можно плотнее. Обычно после второго этапа охлаждения атомы переходят в периодический оптический потенциал, так называемую оптическую решетку [152] (См. рисунок 2.5).

Оптическая решетка вызывает энергетический вклад на основе динамического эффекта Штарка (2.14):

$$\delta E \propto \text{Re}(\alpha)I \quad (2.14)$$

Где I – напряженность светового поля и $\text{Re}(\alpha)$ – действительная часть атомной поляризуемости.

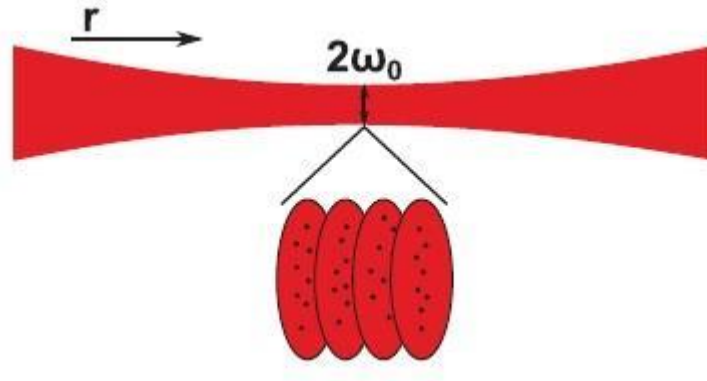


Рисунок 2.5: Схематическое изображение одномерной оптической решетки. Вдоль стоячей волны сфокусированного лазерного излучения образуются потенциалы, похожие на блины, в которых можно эффективно удерживать атомы. Адаптировано из [152].

Распределение интенсивности оптической решетки рассчитывается по интерференции встречных лучей с одинаковой длиной волны и поляризацией и дается формулой (2.15) [152]:

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi\omega^2(z)} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega^2(z)}\right) \quad (2.15)$$

где P – оптическая мощность, r – цилиндрическая координата и $\omega(z)$ – радиус луча, зависящий от осевой координаты z (2.16):

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (2.16)$$

Радиус $\omega(z)$ вычисляется с использованием минимального радиуса луча ω_0 и длины Рэлея $z_R = \pi\omega_0^2/\lambda$. На уровне энергии атома в осциллирующем электрическом поле (например, в световом поле) влияет динамический эффект Штарка, так что пространственно изменяющийся потенциал вычисляется с помощью (2.17) [51, 152]:

$$U(\vec{r}) = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) I(\vec{r}) \quad (2.17)$$

В упрощенном случае двухуровневого атома, поляризуемость α положительна (отрицательна) для расстроенных красных (синих) световых полей, так что максимумы интенсивности соответствуют максимумам потенциала (минимумам). Притягивающее (отталкивающее) взаимодействие с атомами притягивает их (отталкивает). В нашем случае (α положительный) это означает сильное включение атомов вдоль оси пучка с периодичностью, равной

половине длины волны решеточного лазера. Однако в радиальном направлении влияние слабое из-за профиля гауссова пучка.

Приведенного выше краткого описания достаточно, чтобы понять грубый принцип оптической решетки. Более подробно взаимодействие атома со светом рассмотрено в [134, 153, 154], а оптические ловушки для нейтральных атомов подробно обсуждаются в [152].

2.9 Режим Лэмба-Дике и ангармонизм ловушки

Потенциал ловушки описан выше, а механизмы, с помощью которых могут быть подавлены эффекты, зависящие от движения, все еще нужно описать. Вблизи минимума потенциала в потенциальной яме оптической решетки, его можно описать с помощью гармонической ловушки, разность энергий, которая проходит через уровни колебаний в осевом направлении (2.18):

$$\hbar\omega_{ho} = \hbar \frac{2\pi}{\lambda_L} \sqrt{\frac{2U_0}{M}} \quad (2.18)$$

где M - атомная масса [152]. Пока это расстояние намного больше энергии отдачи рассеяние фотона с частотой ω_p оставляет состояние движения атома неизменным (2.19):

$$E_r = \frac{(\hbar\omega_p)^2}{2Mc^2} = \hbar\omega_r \quad (2.19)$$

При этом, соотношение (2.20):

$$\eta = \sqrt{\frac{\omega_r}{\omega_{ho}}} \quad (2.20)$$

известно как параметр Лэмба-Дике, а $\eta \ll 1$ называется режимом Лэмба-Дике [155]. В этом режиме доплеровский сдвиг первого порядка проявляется только в появлении дискретных боковых полос, а энергия отдачи поглощается пучками оптической решетки [120, 156].

2.10 Доплеровская спектроскопия и спектроскопия без отдачи

Спектроскопия атомного перехода может проводиться либо на свободных атомах (например, атомный пучок, газовая ячейка и т. д.), либо на захваченных

атомах (например, в оптической решетке). Далее описывается спектроскопия свободных и захваченных атомов.

Спектроскопия на свободных атомах

В спектроскопии свободных атомов доминируют два эффекта: отдача и доплеровское уширение. Поскольку доплеровское уширение намного больше, чем уширение отдачи, его стараются подавить в первую очередь. Известно несколько методов минимизации эффекта Доплера в спектроскопии свободных атомов. Самым известным методом является спектроскопия насыщения, в которой два антипараллельных лазерных луча обращаются к разным классам скорости атомов и, таким образом, нейтрализуют эффект Доплера [157]. Подходящий как метод стабилизации лазера, он недостаточно эффективен для спектроскопии на часовом переходе.

Вторая возможность - охладить атомы, чтобы минимизировать эффект Доплера. Для температур ~ 10 мкК ширина переходов ~ 100 кГц достигается за счет оставшегося эффекта Доплера. Эти значения не подходят для точной спектроскопии на очень узких переходах.

Спектроскопия захваченных атомов

Если атом попадает в ловушку в режиме Лэмба-Дике, он не испытывает ни отдачи, ни доплеровского сдвига. Образуются только боковые полосы, которые зависят от параметров ловушки [155].

В очень тесном ограничении атома, атом колеблется вперед и назад очень быстро, так что средняя скорость атома равна нулю и эффект Доплера подавляется. В то же время средний эффект отдачи от светового поля на атом равен нулю, потому что атом постоянно меняет свое направление [119]. Поэтому спектр поглощения атома состоит из несущей частоты с боковыми полосами на частоте движения атома.

С его кинетической энергией, захваченной квантованной энергией ловушки, атом может совершать два типа переходов. Если атом изменяет свое внешнее квантовое состояние, но не свое колебательное квантовое число n , это

приводит к переходу несущей частоты. Если изменяются и квантовое состояние, и колебательное квантовое число n , происходят переходы боковой полосы [158] (См. рисунок 2.6).

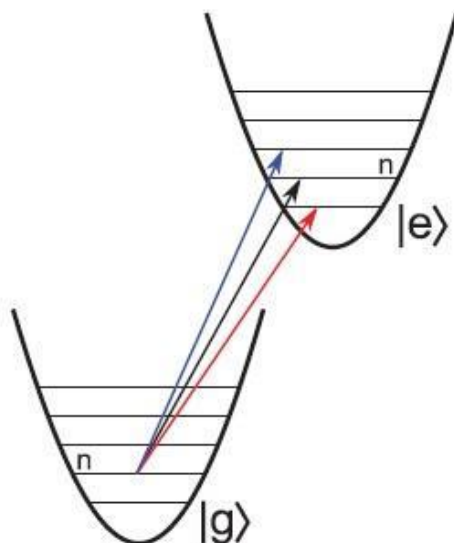


Рисунок 2.6: Схематическое изображение возможных переходов захваченного атома. Черная стрелка показывает переход несущей частоты, красная (синяя) стрелка показывает переход первой красной (синей) боковой полосы. Адаптировано из [158].

Расстояние между боковыми полосами в оптической решетке определяется частотой ловушки и, таким образом, позволяет определить глубину ловушки (2.17) и позволяет рассчитать температуру атомов в оптической решетке [84].

Потенциал оптической решетки на самом деле имеет форму \cos^2 , так что включение более слабое для более высоких энергий. Это приводит к уменьшению расстояния между колебательными состояниями с увеличением n , что приводит к большему количеству связанных состояний, чем можно предсказать с помощью модели гармонического осциллятора. Изменение ловушки в латеральном направлении приводят к размытию боковых полос в направлении потока, так как атомы с более высокими скоростями, а также атомы, смещенные к оси пучка, взаимодействуют с более низкими частотами ловушек [84].

2.11 Систематические эффекты

При разработке ОСЧ на нейтральных атомах следует учитывать, что на частоту «часового» перехода действуют определенные эффекты, вызывающие сдвиг частоты. Рассмотрим некоторые механизмы сдвигов.

2.11.1 Динамический эффект Штарка

Динамический эффект Штарка, отвечающий за формирование потенциала ловушки (2.21), вызывает сдвиг частоты на часовом переходе. По аналогии с эффектом Зеемана, динамический эффект Штарка расщепляет атомные спектральные линии в присутствии электрического поля. Для данного состояния сдвиг, вызванный динамическим эффектом Штарка согласно (2.21) [159]:

$$\delta E^{Stark} = -\alpha(\omega_L) \left(\frac{\epsilon_L}{2}\right)^2 - \alpha'(\omega_L) \left(\frac{\epsilon_L}{2}\right)^4 + O(\epsilon_L^6) \quad (2.21)$$

с константами пропорциональности α и α' , а также амплитудой электрического поля L и угловой частотой светового поля ω_L . Поляризуемость α_a состояния a равна (2.22):

$$\alpha_a(\omega) = \sum_b \frac{|\langle a | \vec{D} \cdot \hat{\epsilon} | b \rangle|^2}{E_b - E_a - \omega} + \sum_b \frac{|\langle a | \vec{D} \cdot \hat{\epsilon} | b \rangle|^2}{E_b - E_a + \omega} \quad (2.22)$$

через сумму всех состояний b , которые могут быть достигнуты из состояния a через разрешенный переход [156]. Эти два уравнения позволяют вычислить потенциальную глубину для основного состояния и возбужденного состояния и оценить результирующий сдвиг частоты для часового перехода.

2.11.2 Сдвиг частоты из-за излучения черного тела

Лазерные лучи не только изменяют частоту атомных переходов, но и окружающее излучение может также вносить свой вклад в общую неточность. Излучение черного тела, которое излучается со всех поверхностей в зависимости от температуры, также сдвигает переход атомных стандартов из-за результирующих сдвигов частот динамического эффекта Штарка и эффекта Зеемана.

Для наиболее известных в настоящее время стандартов (стронций) в мире эффект ИЧТ является крупнейшим источником неточности [54, 55, 70, 160].

Согласно закону излучения Планка, спектр черного тела при 300К имеет максимальное значение при 10 мкм, а результирующее электрическое поле составляет $(8,319 \text{ В} / \text{см}^2)^2 \cdot (T (\text{К}) / 300)^4$ [161]. По сравнению со световым полем излучение абсолютно черного тела имеет интенсивность $92 \text{ мВт} / \text{см}^2$, и, хотя на этой длине волны в иттербии нет переходов, сдвиг значительный.

Для иттербия при температуре 300К ИЧТ определяет сдвиг $-1,34 (13) \text{ Гц}$, что соответствует погрешности $2,5 \cdot 10^{-16}$ [119]. Это означает, что теоретическая погрешность очень велика по сравнению с другими оптическими стандартами, что связано со сложной структурой уровней иттербия и связанными с этими трудностями теоретических расчетов [162 - 164]. Экспериментальная погрешность ИЧТ также зависит от температуры окружающей среды. При небольших изменениях температуры (около комнатной температуры 300 К) частотный сдвиг определяется как (2.23) [119]:

$$\Delta\nu_{BBR} = -1.34 \text{ Hz} \cdot \left(1 + \frac{4\delta T}{300}\right)^4 \quad (2.23)$$

Для термостабилизированной среды с $\Delta T = 1\text{К}$ это означает сдвиг частоты 18 МГц или $3,4 \cdot 10^{-17}$. Большая часть камеры имеет четко определенную температуру, но используются разные материалы с разной интенсивностью теплового излучения. Также необходимо учитывать не только окна, которые занимают большую часть камеры, но и источник атомов, нагретый до $\sim 700\text{К}$.

2.11.3 Столкновительный сдвиг

ОСЧ на нейтральных атомах имеют преимущество перед ОСЧ на ионах, в том, что для повышения точности опрашивается не единичный ион, а облако нейтральных атомов [32, 33]. Поскольку, особенно в одномерной оптической решетке, многие атомы захватываются в потенциальную яму, испытывают столкновения друг с другом и тем самым влияют на часовой переход.

При сверхнизких температурах сдвиг энергии вызывается столкновениями оценивается формулой (2.24) [165]:

$$\delta E_{mf} = \frac{4\pi\hbar^2 a n g^{(2)}(0)}{M} \quad (2.24)$$

В которой a – длина рассеяния s -волны, n – атомная плотность, M – атомное массовое число и $g^{(2)}(0)$ – двухчастичная корреляционная функция. Для различимых бозонов корреляционная функция принимает значения между $1 \leq g^{(2)}(0) \leq 2$, где для неразличимых фермионов $g^{(2)}(0) = 0$ и, таким образом, s -волновые столкновения запрещены.

Сдвиги, вызванные столкновениями p -волн, уже наблюдались [166]. Андю Людлоу смог показать, что столкновительный сдвиг можно рассчитать с погрешностью $5 \cdot 10^{-18}$ [167].

Подходящее подавление столкновительного сдвига в бозонах имеет место только в трехмерной оптической решетке, если только отдельные атомы захватываются на потенциал оптической решетки и, если взаимодействие не увеличивается до такой степени, что возникает блокировка столкновений [168].

2.12 Экспериментальная установка на холодных атомах стронция

Конструкция вакуумной системы определяется особенностями работы ОСЧ на холодных атомах ^{87}Sr , помещённых в оптическую решётку. Количество и расположение вакуумных окон выбрано таким образом, чтобы обеспечить формирование «синей» и «красной» МОЛ, оптической решётки, подачу детектирующего импульса на облако холодных атомов, а также наблюдение облака холодных атомов посредством видеокамер, что не только значительно облегчает настройку аппаратуры на нужный режим и юстировку оптомеханических элементов, но и дает возможность проводить скоростную съемку облака холодных атомов, в ходе экспериментов измеряя их температуру, время жизни облака, непосредственно наблюдая захваченные в оптическую решётку атомы и т.д. На рисунке 2.7 представлена трехмерная модель вакуумной системы. Вакуумная система условно разделяется на четыре основные составные части:

- источник атомов стронция,
- узел шлюзовой,
- замедлитель зеemanовский,
- камера вакуумная.

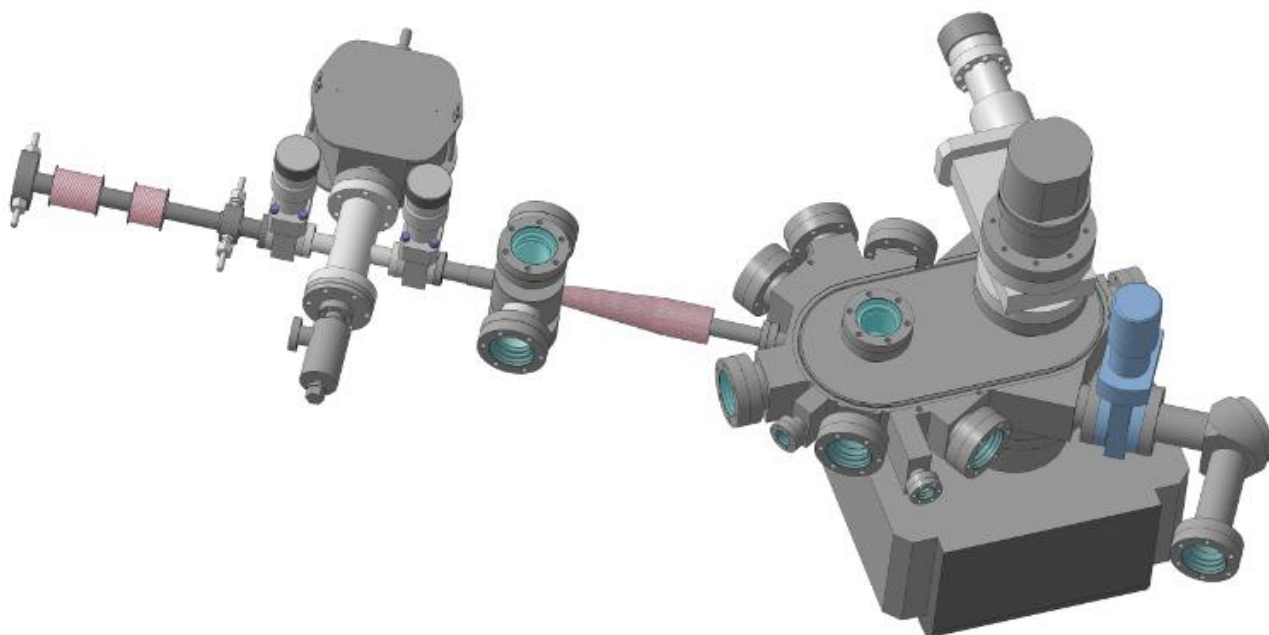


Рисунок 2.7 – 3D модель общего вида оптического спектрографа.

Все вакуумные составные части и комплектующие в описываемой установке соединены сверхвысоковакуумными соединениями типа ConFlat. Вакуумные окна – промышленные, изготовлены из немагнитной нержавеющей стали AISI304 и кварцевого стекла с диапазоном пропускания 200-2000 нм (т.е. они, в отличие от обычного стекла, пропускают ИК-излучение). В дополнение к этому были проведены работы по нанесению на вакуумные окна просветляющих покрытий на используемых для лазерного охлаждения и детектирования длин волн, что значительно уменьшает потери мощности лазерного излучения на отражение и поглощение. Магниторазрядный насос Gamma Vacuum 10S с элементом Diode и скоростью откачки 10 л/с предназначен для дополнительной откачки в области источника стронция и зеemanовского замедлителя, так как конструкция переходного устройства (трубка длиной более 15 см, многочисленные сварные швы, четыре вакуумных окна) и газовыделение при нагреве источника стронция затрудняют эффективную откачку этих секций магниторазрядным насосом, подсоединённым к вакуумной камере секции ловушки. Источник атомов стронция (См. рисунок 2.8) представляет собой последовательно расположенные резервуар (в процессе работы нагревается до 450 - 500 °С) и коллиматор с диаметром канала 2 мм (в рабочем режиме

температура приблизительно на 150 - 200 °С больше, чем температура резервуара). Источник полностью состоит из деталей, изготовленных из нержавеющей стали 12Х18Н10Т. Перед заправкой стронцием ко входному фланцу присоединяется шиберный клапан, наличие которого позволяет быстро присоединить источник к вакуумной системе без риска взаимодействия стронция с воздухом.

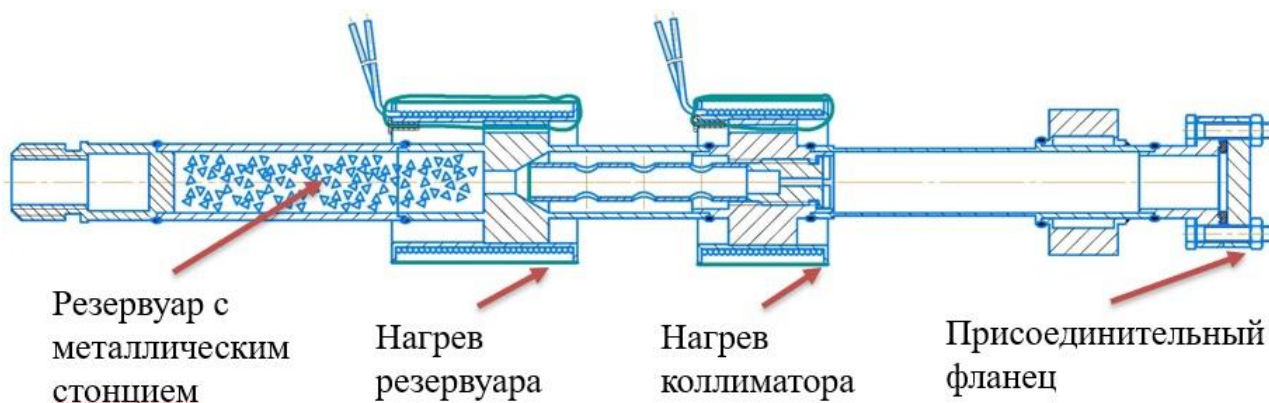


Рисунок 2.8 – Источник атомов стронция.

Стронций загружается в резервуар через входное отверстие, после чего вставляется трубка с приваренной к ней сеткой с шагом не более 0,5 мм, которая при наклоне источника не дает высыпаться стронцию из резервуара. Далее завинчивается коллиматор, прижимающий трубку к резервуару. После этого шиберный вакуумный клапан закрывается. Все операции производятся в боксе в азотной атмосфере. В конструкции источника предусмотрены два водяных охладителя, позволяющие ускорить процесс охлаждения разогретого источника, а также защитить вакуумное ConFlat-соединение источника и шиберного клапана от перегрева.

Узел шлюзовой (рисунок 2.9) выполняет несколько функций. Во-первых, он служит для присоединения к вакуумной системе дополнительного магниторазрядного насоса 10 л/с и датчика вакуума. Во-вторых, данный узел позволяет герметично отсекаать источник атомов стронция от секции зеemanовского замедлителя при помощи шиберных затворов, что даёт возможность заменять источник атомов стронция в случае неисправностей либо при необходимости его модификации без повторной откачки и отжига всей

вакуумной системы. Предварительная откачка осуществляется при помощи высоковакуумного поста через цельнометаллический угловой вентиль CF16. В-третьих, в шлюзовом узле предусмотрен фланец CF40 для присоединения к нему прерывателя атомного потока, необходимого для циклического прерывания потока атомов при окончании загрузки атомов в «синюю» МОЛ, для того чтобы поток горячих атомов не выбивал охлажденные атомы из «красной» МОЛ и оптической решетки.

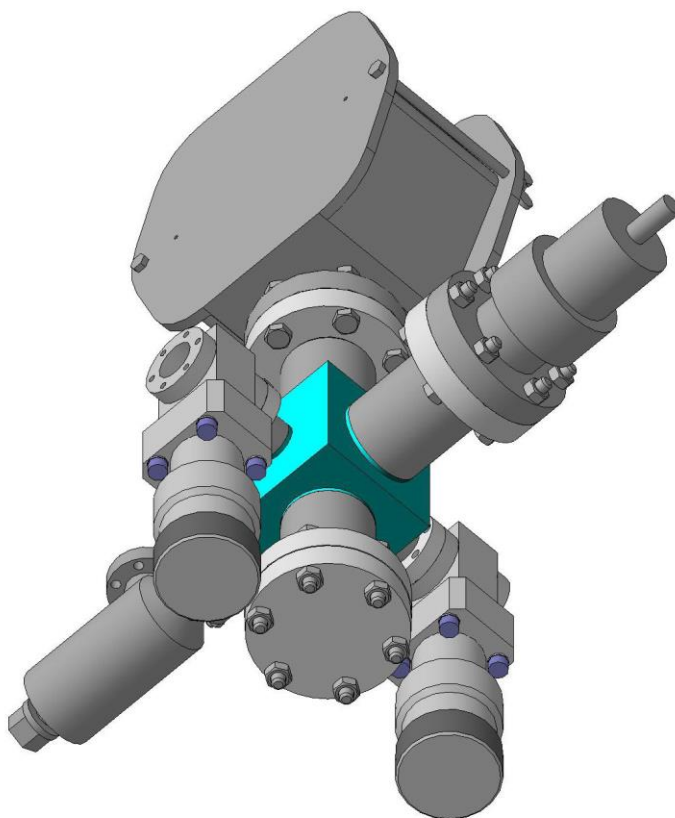


Рисунок 2.9 – Узел шлюзовой.

Замедлитель зеemanовский (См. рисунок 2.10) представляет собой переходное устройство, изготовленное из немагнитной нержавеющей стали 12Х18Н10Т, с намотанной на него катушкой зеemanовского замедлителя и установленными вакуумными окнами.

Вылетающие из нагретого источника с разными скоростями атомы формируют направленный пучок, направленный вдоль оси конусообразного соленоида (параллельно оси z). Конструкция соленоида имеет плотную намотку во входной части, вблизи источника, так что поле в этой части более сильное.

Лазер настроен так, чтобы частота перехода для атомов, движущихся со скоростью v_0 , в результате доплеровского сдвига и вызванного полем зеемановского сдвига попадала в резонанс с излучением, когда атомы достигают точки, где поле максимально. Такие атомы поглощают фотоны и замедляются.

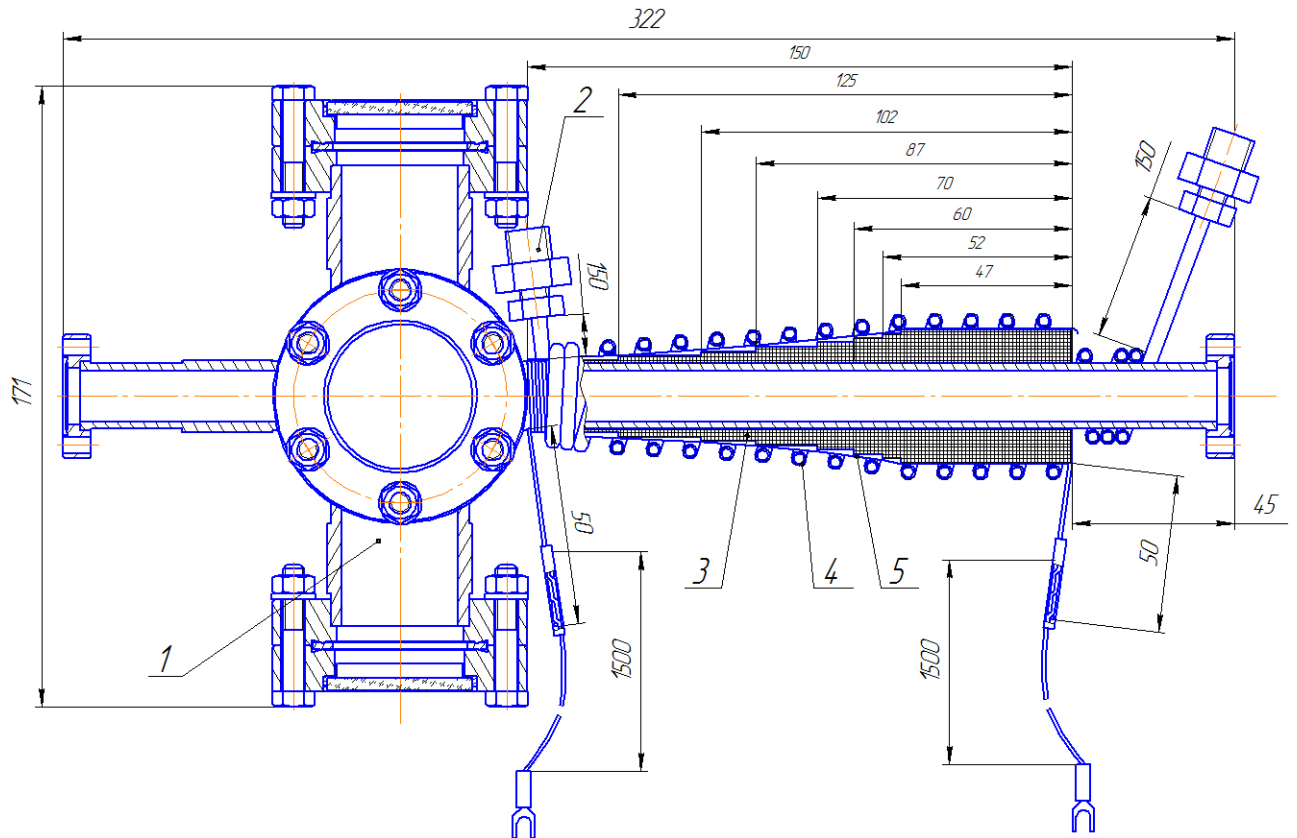


Рисунок 2.10 – Замедлитель зеемановский. Где 1 – переходное устройство, 2 – фитинг для подключения к системе водяного охлаждения, 3 – провод медный ПЭТВ-1 1.0, с изоляцией между слоями пленкой Ф-4, 4 – трубка медная 4x1 ГОСТ 617-2006, 5 – бумага конденсаторная ГОСТ 1908-88.

Из-за изменения скорости меняется доплеровский сдвиг, но это компенсируется изменением зеемановского сдвига, так как атомы перемещаются в область, где поле слабее. В этой области в резонанс с полем входят и атомы с начальными скоростями несколько ниже v_0 и тоже начинают замедляться. Процесс продолжается, и первоначально быстрые атомы замедляются и остаются в резонансе, в то время как первоначально медленные атомы входят в резонанс и начинают замедляться несколько дальше вдоль оси соленоида. В итоге все атомы с начальными скоростями ниже v_0 приобретают одну и ту же конечную скорость, которая зависит от параметров магнитного поля и настройки

лазера. Зеемановский замедлитель состоит из вакуумной трубки, на которую намотан провод; внутри трубы создаётся такое магнитное поле, чтобы расщепить (за счёт эффекта Зеемана) уровни энергии атомов, движущихся по оси. Создав надлежащий профиль магнитного поля, можно замедлить атомы с помощью лазерного луча постоянной частоты, который распространяется навстречу атомному пучку. Чертеж общего вида с показанной на нём схемой намотки приведен на рисунке 2.10. Намотка катушки замедлителя рассчитана и осуществлена таким образом, чтобы обеспечивать стабильное замедление и последующее пленение максимального числа атомов в центре магнитооптической ловушки при частоте отстройки замедляющего «зеемановского» лазера на частотах порядка 450-850 МГц. На катушку также наматывается сверху медная трубка водяного охлаждения, что позволяет пропускать через катушку токи величиной до 5 А. Для компенсации магнитного поля, создаваемого в рабочей зоне постоянно работающим замедлителем, используется катушка компенсации магнитного поля, которая наматывается на патрубков фланца вакуумной камеры, соединяющего вакуумную камеру с зеемановским замедлителем.

Фото изготовленной вакуумной камеры приведено на рисунке 2.11. Вакуумные окна необходимы для наблюдения за потоком атомов стронция из источника и пропускания через них лазерного излучения с целью формирования двумерной магнитооптической ловушки, действующей на поток частиц как коллиматор.

Глубокое двухступенчатое охлаждение атомов в центре рабочей зоны вакуумной камеры оптического спектроскопа осуществляется при помощи магнитооптической ловушки, магнитное поле которой формируется парой катушек в анти-Гельмгольц конфигурации, когда поле равно нулю в центре ловушки и отлично от нуля далеко от него, линейно изменяясь с расстоянием от центра. Перед этим горячие атомы, вылетающие из источника атомов стронция с температурами более 450 °С, замедляются при взаимодействии с излучением «зеемановского» лазера 461 нм и пространственно неоднородным магнитным

полем катушки зеемановского замедлителя: при движении атома через такое магнитное поле изменяются расстояния между энергетическими уровнями атома, что позволяет удерживать атом в резонансе с фиксированной частотой лазера 461 нм.

Данный метод позволяет снизить тепловую скорость атомов до величины, достаточной для их помещения в МОЛ и дальнейшего более глубокого их охлаждения.

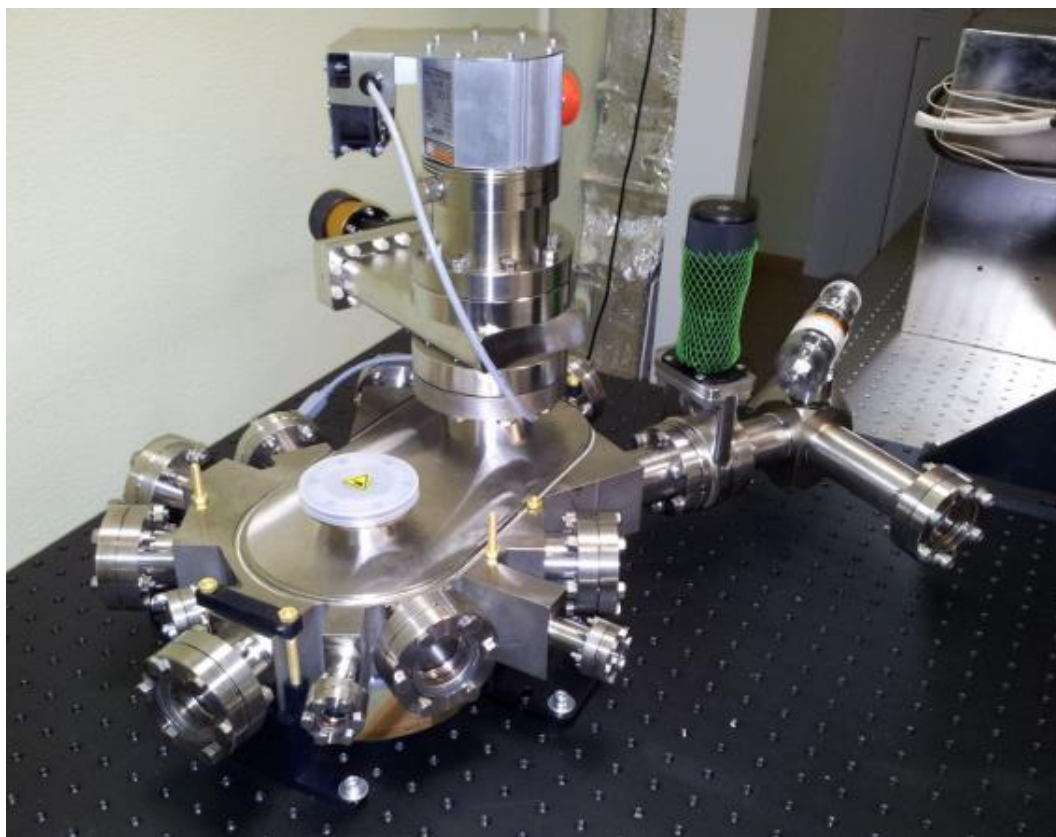


Рисунок 2.11. – Собранная вакуумная камера

Пара катушек магнитооптической ловушки предназначена для создания в центре рабочей зоны оптического спектроскопа магнитного поля в анти-Гельмгольц конфигурации, что необходимо для глубокого двухступенчатого охлаждения атомов. Поскольку токи, протекающие через катушки, достигают величин порядка 100 А, что в отсутствие охлаждения приведет к сильному нагреву катушек и пробоем в их электроизоляции, было принято решение об использовании в качестве токопроводящего намоточного проводника медной трубки с внешним диаметром 4 мм и внутренним – 2 мм, по которой

пропускается охлаждающая жидкость (дистиллированная вода с небольшой примесью спирта). Электроизоляция осуществляется ручной намоткой на трубку теплостойкой электроизоляционной полиамидной липкой ленты П-ПМ/180/КО (ТУ 3491-007-00216412-97). Присоединение системы водяного охлаждения к катушкам осуществляется посредством стандартных быстроразъемных фитингов серии RAP. Общий вид вакуумной системы оптического спектрометра представлен на рисунке 2.12.

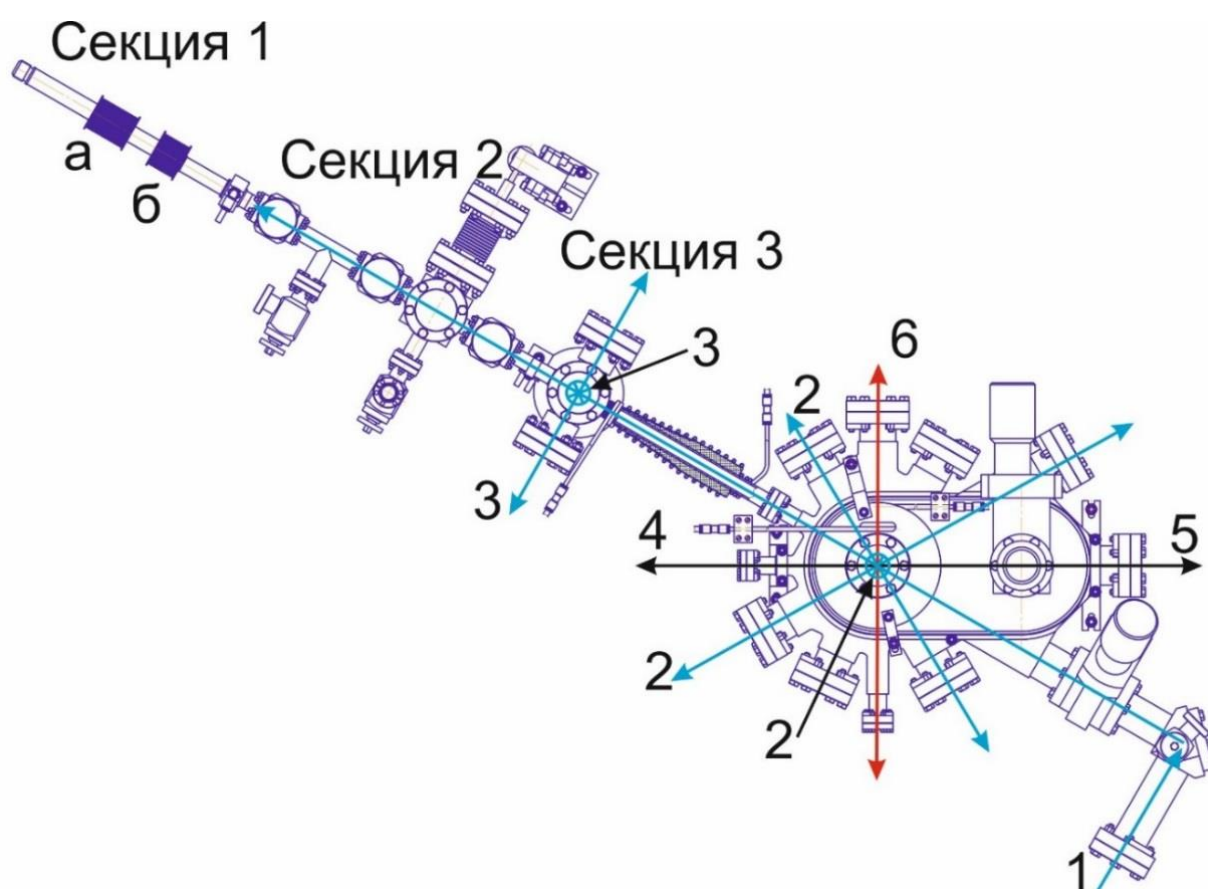


Рисунок 2.12 – Общий вид вакуумной системы оптического спектрометра опытного образца ОСЧ на холодных атомах стронция

2.13 Система первичного охлаждения

2.13.1 Замедление потока атомов и условия формирования атомного облака

На рисунке 2.13 показана структура энергетических уровней в стронции. В частности, переход $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ обладает характеристиками, которые делают его

подходящим для охлаждения и захвата в шестилучевой МОЛ атомов, вылетающих из нагретого резервуара и подвергшихся предварительному замедлению.

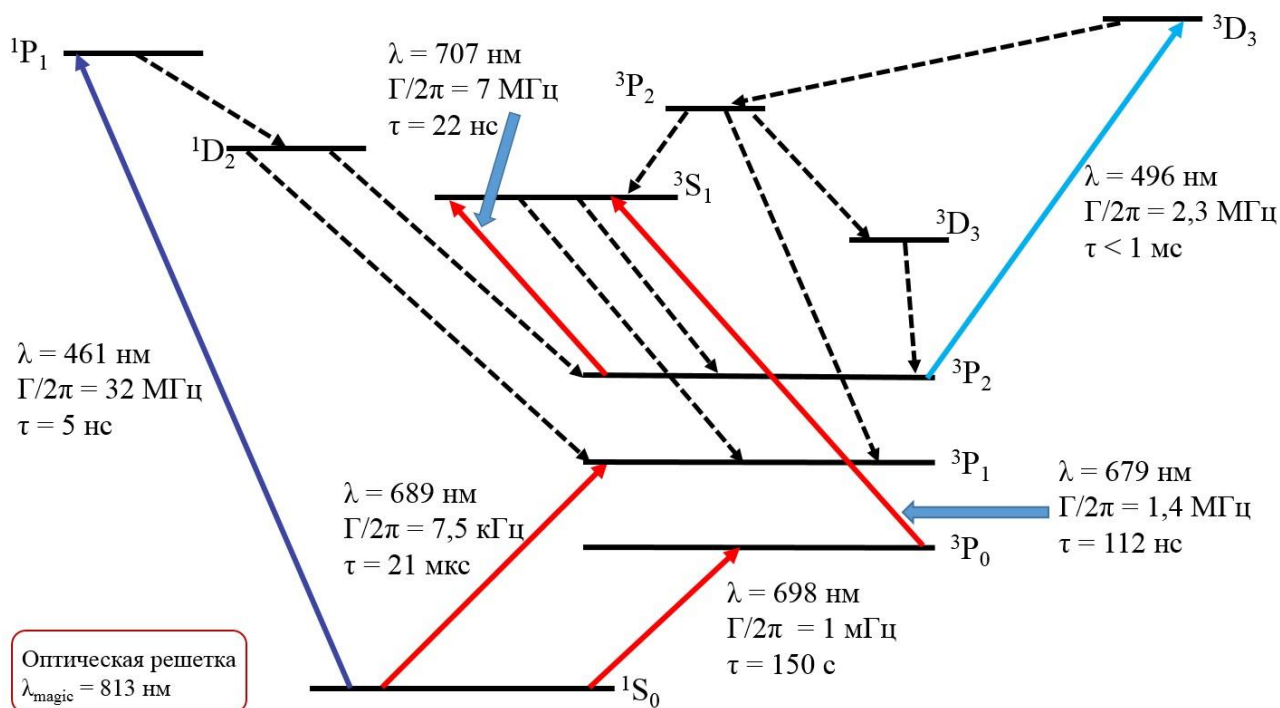


Рисунок 2.13 - Диаграмма энергетических уровней ^{87}Sr

Для эффективной загрузки атомов из замедленного пучка в МОЛ, скорость захвата МОЛ может быть записана как (2.25):

$$v_c = \sqrt{ar_c} \quad (2.25)$$

где r_c – радиус захвата ловушки (радиус облака), м, а - ускорение, м/с^2 .

Для перехода $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ и при $r_c = 1 \text{ см}$, v_c может достигать 100 м/с . Минимальная температура нагрева резервуара с атомами ограничена требованием к потоку атомов (чем выше температура, тем выше давление пара и сильнее поток). Минимальное расстояние, которое должны пролететь атомы, чтобы в достаточной степени замедлиться, определяется свойствами используемого перехода, начальной скоростью и максимальным ускорением. Длина зеemanовского замедлителя, в котором за счёт воздействия излучения на переход $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ в присутствии магнитного поля происходит снижение скоростей атомов со значений около 500 м/с до 50 м/с , составляет около 30 см .

Переходы с более слабыми дипольными моментами (и, следовательно, с большими временами релаксации) потребовали бы более длинные тормозные пути, что усложнило бы процесс. Поскольку более длинный тормозной путь означает и более слабый поток атомов за счет потерь из-за движения перпендикулярно оси пучка, перед входом в замедлитель атомов производится также поперечное охлаждение потока атомов двумя ортогональными друг другу парами антиколлинеарных пучков излучения.

Доплеровский предел охлаждения атомов Sr в МОЛ, сформированной излучением лазера 461 нм, соответствующим переходу $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$, равен 770 мкК, чего недостаточно для помещения атомов в оптическую решётку (см. Глава 3). Поэтому вводится второй этап охлаждения, где МОЛ формируется излучением лазера с длиной волны 689 нм, соответствующей переходу $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$. Таким образом, МОЛ на переходе $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ (первичная МОЛ) служит для сбора и предварительного охлаждения большого числа атомов Sr, подготавливая их для дальнейшего охлаждения (во вторичной МОЛ).

2.13.2 Повышение эффективности захвата атомов в первичную МОЛ

Щёлочноземельный атом обладает целой сетью переходов между различными внутренними состояниями. Однако в некоторых случаях два уровня могут вести себя практически изолированно от всех остальных уровней, образуя квазидвухуровневую систему. Именно это наблюдается в Sr для перехода $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$. Атомы, переходящие из основного состояния $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$, практически полностью переходят назад в состояние 1S_0 (релаксация). Небольшая часть атомов переходит из $^1P_1 \rightarrow ^1D_2$, после чего происходит их переход в состояния 3P_1 и 3P_2 с долями переходов $2/3$ и $1/3$ соответственно. Атомы, попадающие в состояние 3P_1 , в дальнейшем переходят обратно в основное состояние 1S_0 и могут и далее участвовать в процессе охлаждения через переход $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$. Состояние 3P_2 является метастабильным (время жизни $\tau \approx 500$ с) и попавшие в него атомы выпадают из процесса охлаждения. Для возвращения их в этот процесс (и, следовательно, увеличения числа захваченных в МОЛ атомов) применяется лазерная перекачка атомов в основное состояние. Перекачка осуществляется

двумя лазерами, с длинами волн 707 нм (как показал опыт, эффективность перекачки этим лазером существенно выше, чем 496 нм) и 679 нм. Первый лазер (707 нм), перекачивает атомы из состояния 3P_2 в 3S_1 . Из 3S_1 релаксация происходит в состояния 3P_2 , 3P_1 и 3P_0 в пропорциях 5/9, 3/9 и 1/9 соответственно. Атомы, попадающие обратно в состояние 3P_2 , возбуждаются в состояние 3P_1 лазером 707 нм. Из состояния 3P_1 они релаксируют в состояние 1S_0 для дальнейшего участия в цикле МОЛ. Те же атомы, которые попадают в долгоживущее состояние 3P_0 , выпадают из процесса охлаждения (время жизни в этом состоянии для ^{87}Sr $\tau = 150$ с). Поэтому требуется второй лазер перекачки (679 нм), который переводит эти атомы снова в состояние 3S_1 . Таким образом, все потерянные атомы возвращаются в основное состояние 1S_0 через 3P_1 и участвуют в процессе охлаждения.

2.13.3 Схема работы первичной МОЛ

При чистом доплеровском охлаждении используется такой знак доплеровского сдвига (в голубую область, если скорость атомов антипараллельна волновому вектору фотонов и в красную, если параллельна), чтобы способствовать поглощению фотонов, распространяющихся навстречу потоку атомов и, в целом, замедлять (а не ускорять) атомы. В МОЛ используется пространственно-зависимый зеemanовский сдвиг атомных состояний [136], возникающий из-за наличия линейного градиента магнитного поля. Рассмотрим атом, который расположен на 1 мм правее центра МОЛ (См. рисунок 2.14). Поглощение фотона, пришедшего справа, даст атому импульс, направленный налево к центру ловушки. Однако, для успешного охлаждения и захвата в ловушку, атом должен поглощать фотоны, летящие преимущественно справа, так как летящие слева будут толкать атом дальше от центра ловушки. Этого можно добиться, поляризуя свет и используя два магнитных состояния с одинаковым по величине, но разным по знаку зеemanовским сдвигом ($m_J = \pm 1$). Идущие навстречу друг другу лазерные лучи имеют противоположную круговую поляризацию. Поляризованный как σ^- - свет, приходящий справа,

может возбуждать атомы из состояния 1S_0 $m_J = 0$ в состояние 1P_1 $m_J = 1$, а поляризованный $\sigma +$ свет, приходящий справа возбуждает атомы из состояния 1S_0 с $m_J = 0$ в состояние 1P_1 с $m_J = +1$. Отстроенный в красную область лазерный свет, однако, находится в резонансе только с $m_J = 1 \rightarrow m_J = +1$ переходом, потому что отрицательный зеемановский сдвиг состояния $m_J = 1$ от (положительного) магнитного поля происходит вдоль оси квантования.

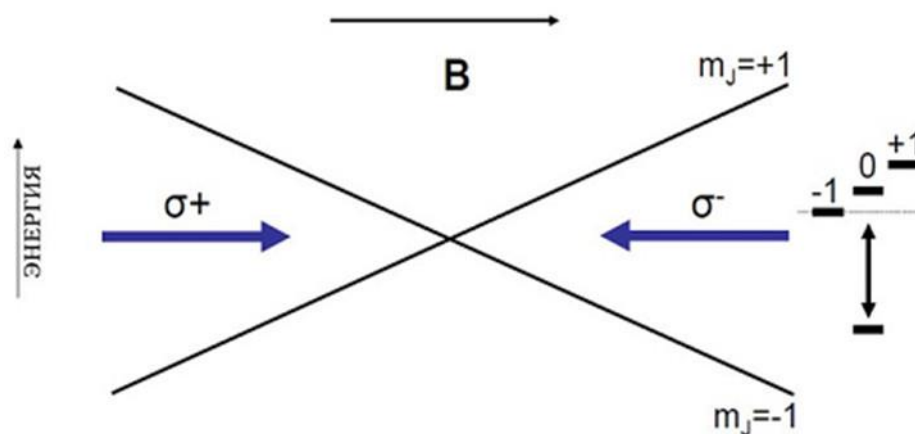


Рисунок 2.14 - Комбинация света $\sigma -$ и $\sigma +$ с магнитным полем для обеспечения пространственного ограничения при использовании перехода лазерного охлаждения $J = 0 \rightarrow J = 1$. Зеемановский сдвиг состояний $m_J = \pm 1$ разрешает предпочтительное поглощение поляризованного света, толкая атомы к центру ловушки. Адаптировано из [136].

Таким образом, поглощаются в основном фотоны справа, тем самым атомы приобретают импульс, направленный назад, в центр ловушки. То же самое верно для атомов, находящихся слева от центра – они поглощают главным образом фотоны, летящие слева. Переход из $J = 0$ в $J = 1$ это самый простой переход в семействе переходов $J \rightarrow J + 1$, в котором используется поглощение, зависящее от поляризации и зеемановского сдвига для успешного пространственного ограничения.

Сверхтонкая структура в ^{87}Sr оказывает влияние на состояния 1P_1 , 3P_1 и 3S_1 . С ядерным спином $I = 9/2$ состояние $J = 1$ 1P_1 расщепляется на три сверхтонких состояния, $F = 11/2$, $9/2$ и $7/2$. Как было описано выше, лазерное охлаждение и захват наиболее эффективны при использовании перехода $J \rightarrow J + 1$ (или, в случае сверхтонкой структуры, $F \rightarrow F + 1$). Поэтому в качестве циклического

охлаждающего перехода использовался переход $^1S_0 (F = 9/2) \rightarrow ^1P_1 (F = 11/2)$. С точки зрения эксперимента разница минимальна, требуется лишь дополнительная отстройка частоты на 52-55 МГц для получения излучения, которое должно быть отстроено по частоте на 40 МГц от перехода $9/2 \rightarrow 11/2$.

В ходе диссертационной работы было предложено реализовать систему первичного лазерного охлаждения атомов стронция следующим образом. Охлаждающий и захватывающий свет с длиной волны 461 нм получается в результате удвоения частоты лазерного диода с длиной волны 922 нм. Создаваемая система распределения лазерного излучения была реализована следующим образом (см. рисунок 2.15). Выходная мощность излучения каждой лазерной системы составляла около 300 мВт. Свет лазера делился с помощью поляризационных кубов на три части. Большая часть излучения пропусклась через АОМ (частота отстройки \sim минус 110 МГц, мощность излучения в первом порядке \sim 90 мВт), и в дальнейшем направлялась на формирование МОЛ. Вторая часть настраивалась с помощью АОМ (частота отстройки \sim минус 80 МГц, мощность излучения в первом порядке \sim 1 мВт) на резонанс перехода $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ для детектирования атомов. Третья часть пропусклась через АОМ (частота отстройки \sim минус 90 МГц, мощность излучения в первом порядке \sim 10 мВт), и в дальнейшем направлялась на формирование двумерной ловушки. Излучение второй лазерной системы, с помощью системы линз для расширения пучка, направлялось на Зеemanовский замедлитель. Такая схема настройки лазеров на нужные переходы была выбрана для удобства управления включением и выключением зеemanовского замедлителя, магнитооптической ловушки и детектирования. Управление включением и выключением света посредством АОМ позволяло получать фронты длительностью всего в несколько микросекунд. Помимо АОМ, для перекрытия света использовались электромеханические затворы SRS SR475. Для наблюдения атомного облака, сформированного в первичной МОЛ, использовались камера с ПЗС-матрицей.

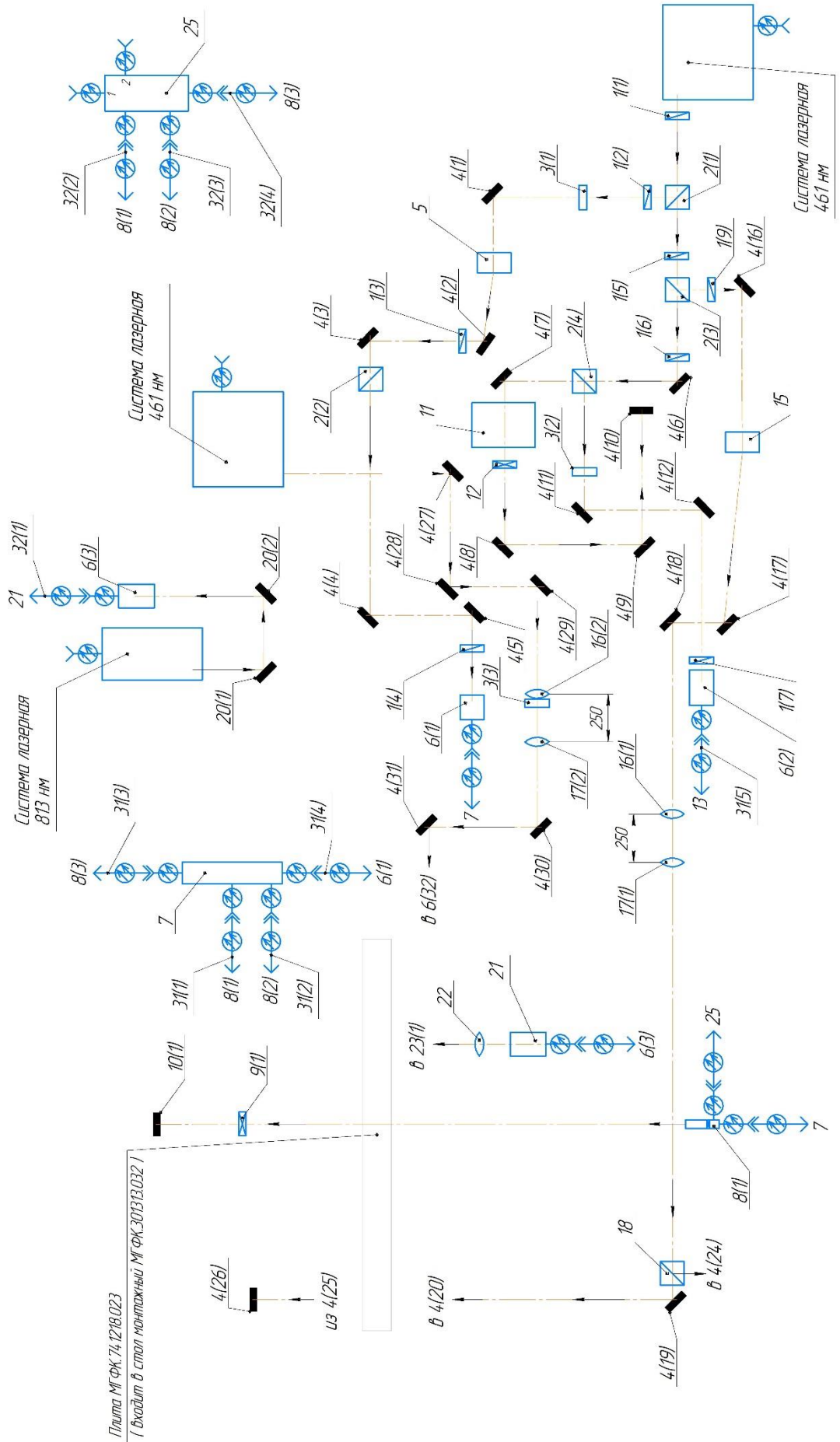


Рисунок 2.15 – Система распределения лазерного излучения первичного охлаждения

Для исключения значительного дрейфа частоты в ходе процесса, частоты лазеров 461, 679 и 707 нм стабилизируются при помощи волномеров Angstrom WS-U2, причем погрешность измерения частоты лазера не превышает 2 МГц в диапазоне калибровки волномера ± 2 нм.

Основная часть лазерно-оптической системы первичного охлаждения, формирующая лучи зеemanовского замедления, МОЛ, 2D коллимирующей секции показана на рисунке 2.15, а система перекачивающего излучения на рисунке 2.16. В ходе работы МОЛ на переходе $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ в процессе релаксации через переходы $^1P_1 \rightarrow ^1D_2 \rightarrow ^3P_2$ происходит эффективное заселение метастабильного (время жизни около 500 с) возбуждённого состояния 3P_2 (см. рисунок 2.13). Вследствие этого время загрузки МОЛ ограничено диапазоном от 10 до 50 мс. Как упоминалось выше, чтобы вернуть атомы, перешедшие в долгоживущие состояния, в процесс охлаждения, используются два лазера перекачки (707 и 679 нм) (см. рисунок 2.16), которые перекидывают атомы в состояние 3P_1 , откуда они возвращаются в основное состояние 1S_0 .

Наличие в ^{87}Sr сверхтонкой структуры оказывает большое влияние на процесс перекачки. Состояние 3P_2 , в которое атомы обыкновенно попадают, имеет пять сверхтонких состояний с величиной индивидуального расщепления, достигающей до значения порядка 1 ГГц. Все они заселяются при релаксации и требуют перекачки в состояние 3S_1 , которое обладает тремя сверхтонкими состояниями с промежутком между ними от 2 до 3 ГГц. Такое количество состояний затрудняет процесс перекачки. Наиболее эффективным способом увеличения населённости МОЛ оказалось сильное частотное модулирование лазеров перекачки. Сильная модуляция прикладывается одновременно и к управлению по току и к пьезоэлементу лазера 679 нм. Использование модуляции весьма полезно в случае ^{87}Sr , который обладает большим количеством сверхтонких состояний, заселяемых в процессах оптической накачки и перекачки.

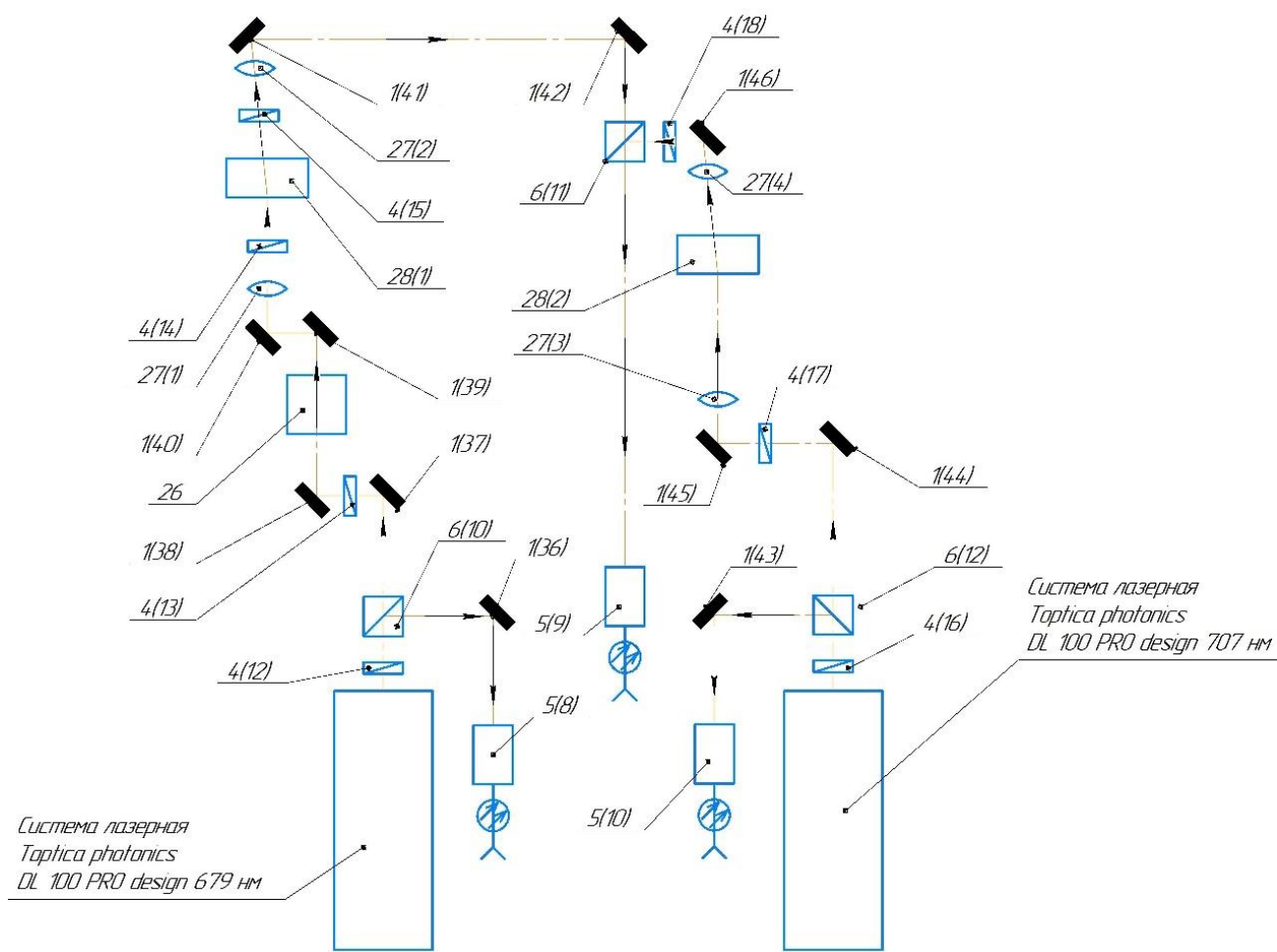


Рисунок 2.16 – система распределения лазерного излучения перекачки

2.14 Метод оценки количества атомов.

Для оптимизации первичного охлаждения атомов стронция и перехода ко вторичному охлаждению необходимо знать количество атомов в первичной МОЛ а также количество атомов в потоке, создаваемом источником горячих атомов. Определить его можно, связав с числом фотонов, рассеиваемых облаком атомов. Согласно [169], число фотонов N_0 , наблюдаемое при флуоресценции одного атома, определяется выражением (2.26):

$$N_0 = \Gamma f T_0 \alpha \Delta t \quad (2.26)$$

Где f – отношение телесного угла, захватываемого системой изображения (в нашем случае он определяется линзой, находящейся перед ПЗС - камерой), к полному телесному углу 4π , T_0 – коэффициент пропускания оптики между облаком и камерой, α – квантовая эффективность детектора, Δt – время наблюдения (экспозиция измеряющего устройства), Γ – скорость рассеяния (2.4).

Число атомов $N_{\text{ат}}$ в МОЛ можно оценить, отнеся полное число фотонов N_{ϕ} к числу фотонов, излучаемых одним атомом (2.27):

$$N_{\text{ат}} = \frac{N_{\phi}}{N_0} = \frac{N_{\phi}}{\Gamma f T_0 \alpha \Delta t} \quad (2.27)$$

N_{ϕ} определяется экспериментально при помощи проградуированной ПЗС-камеры (в нашем случае). Пусть P – мощность светового излучения, попадающего в камеру (2.28):

$$P = \frac{N_{\phi} h c}{\lambda \Delta t} \quad (2.28)$$

Где h – постоянная Планка, c – скорость света, λ – длина световой волны. Тогда число фотонов, попавших на ПЗС-матрицу камеры за время экспозиции Δt , будет равно (2.29):

$$N_{\phi} = \frac{P \lambda \Delta t}{h c} \quad (2.29)$$

Это же выражение справедливо и для каждого пикселя матрицы в отдельности ($N_{\phi} = \sum_{px} N_{\phi px}$, P_{px} – мощность, приходящаяся на 1 пиксель) (2.30):

$$N_{\phi px} = \frac{P_{px} \lambda \Delta t}{h c} \quad (2.30)$$

Поэтому формула (2.27) примет вид (2.31):

$$N_{\text{ат}} = \frac{\lambda \sum_{px} P_{px}}{\Gamma h c f T_0 \alpha} = \frac{2 \tau \lambda (1 + S_0 + (4 \pi \tau \Delta)^2) \sum_{px} P_{px}}{h c f T_0 \alpha S_0} \quad (2.31)$$

где S_0 – отношение интенсивности лазерного излучения к интенсивности насыщения, Δ – отстройка частоты от перехода, τ – время жизни верхнего состояния. Для определения P_{px} используется формула, полученная исходя из описания параметров камеры SDU-R285 (2.32) [170] [171]:

$$P_{px} = \frac{I_{px} k_{\text{град}} \Delta t_{\text{град}}}{\Delta t \cdot 2^{u/128}} \quad (2.32)$$

Где I_{px} – яркость пикселя (от 0 до 255), $k_{\text{град}}$ – коэффициент градуировки камеры, связывающий I_{px} с P_{px} и определяемый экспериментально, $\Delta t_{\text{град}}$ – экспозиция камеры при проведении градуировки, Δt и u – соответственно экспозиция и усиление камеры при съёмке облака атомов для определения их

количества. При градуировке усиление устанавливается равным нулю. Таким образом, получена итоговая формула для оценки числа атомов, захваченных в МОЛ, при помощи изображения с ПЗС-камеры (2.33):

$$N_{at} = \frac{2\tau\lambda(1 + S_0 + (4\pi\tau\Delta)^2)k_{град}\Delta t_{град}\sum_{px} I_{px}}{hcfT_0S_0\Delta t \cdot 2^{u/128}} \quad (2.33)$$

С помощью полученного выражения (2.33) можно оценивать количество атомов на снимке, зная все необходимые параметры.

Для оценки кол-ва атомов в потоке требуется использовать полученное выше выражение, с учетом скорости атомов в потоке, мощности опрашивающего излучения и объема взаимодействия атомов с излучением. Поток атомов состоит из ρ – плотности потока и v_{beam} – скорости потока из источника (2.34) [172]:

$$F = \rho v_{beam} \quad (2.34)$$

Скорость потока атомов из источника оценивается как (2.35):

$$v_{beam} = \sqrt{\frac{3k_B T}{M}} \quad (2.35)$$

где k_B – постоянная Больцмана, T – температура потока в Кельвинах, M – масса атомов.

Плотность потока, в свою очередь определяется как (2.36) [172]:

$$\rho = \frac{P_{max}}{V_{int}} f N_{at} \quad (2.36)$$

где N_{at} определяется формулой (2.33), P_{max} – мощность опрашиваемого излучения, V_{int} – объем взаимодействия с атомами (2.37):

$$V_{int} = \pi r^2 l \quad (2.37)$$

где r – радиус пучка лазерного излучения, l – длина области взаимодействия.

Таким образом, полный поток атомов определяется выражением (2.38) [172]:

$$F = \frac{P_{max}}{V_{int}} f N_{at} v_{beam} \quad (2.38)$$

а скорость потока атомов определяется соотношением, с учетом проходимого отверстия, радиусом r_d , непосредственно перед ПЗС-камерой (2.39):

$$N = F(\pi r_d^2) \quad (2.39)$$

2.14 Результат первичного охлаждения атомов стронция.

Первым произведённым исследованием была оценка количества атомов в потоке, создаваемом источником горячих атомов. Для этого ПЗС-камера с используемой линзой, помещалась на коллиматорную секцию (См. рисунок 2.12 секция 3). Для оценки использовалось лазерное излучение коллиматорной секции. Количество атомов в потоке оценивалось по серии снимков, полученных с ПЗС-камеры (См. рисунок 2.17).

В результате была произведена оценка количества атомов в потоке, с помощью формулы (2.39). Величина потока составила $(1,2 \pm 0,2) \cdot 10^{12}$ атомов в секунду.

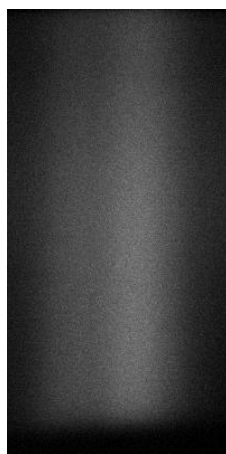


Рисунок 2.17. Фотография потока атомов стронция на коллиматорной секции.

Вторым проведенным исследованием была оценка количества атомов в первичной МОЛ в зависимости от всех улучшений первичной магнитооптической ловушки, описанных в данной диссертации. На рисунке 2.18 представлена серия снимков, отображающих важность каждого предложенного способа охлаждения. Из представленной серии снимков следует, что для достижения максимально возможного количества атомов захваченных в первичной МОЛ требуется использовать все описанные методы. В таком случае

количество атомов, захваченных в первичную магнитооптическую ловушку, будет составлять порядка 10^7 . Исследования зависимости количества атомов от различных эффектов представлен на рисунке 2.19.

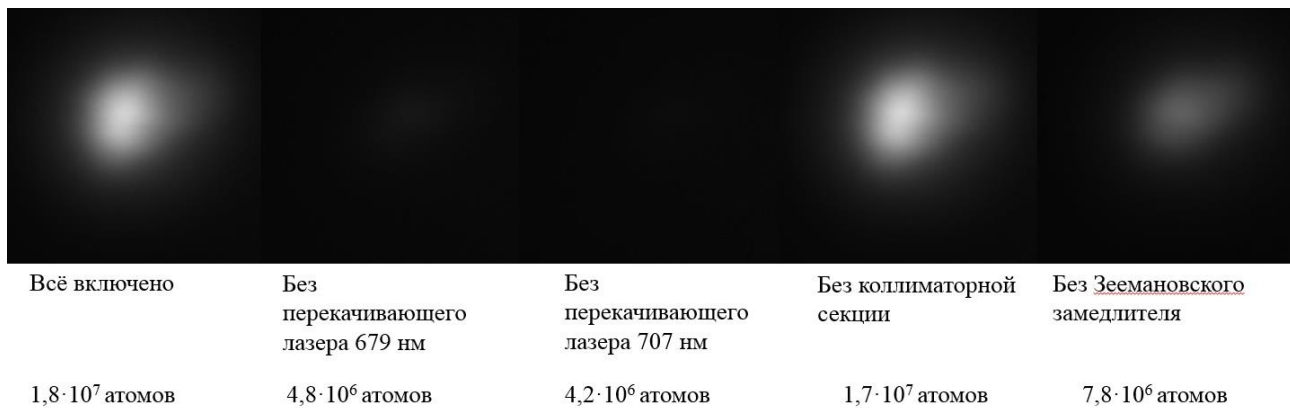


Рисунок 2.18 – Изменение количества атомов, от метода охлаждения

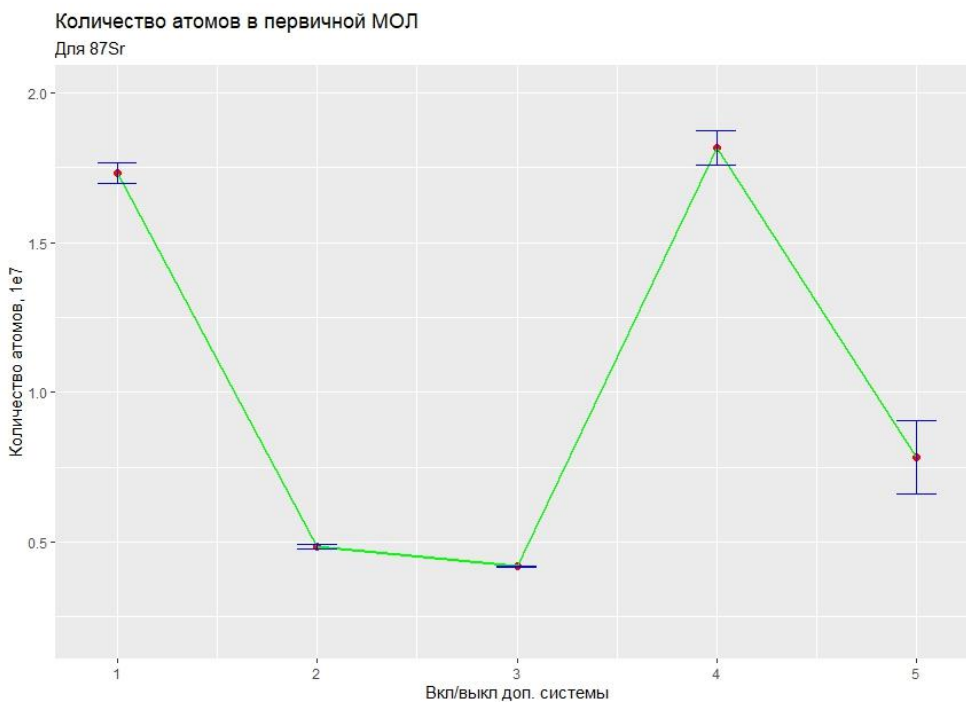


Рисунок 2.19 – Подсчет количества атомов, от метода охлаждения

Следующими проведенными исследованиями стали оценки количества атомов в первичной магнитооптической ловушке, в зависимости от изменения частоты отстройки от перехода первичного охлаждения и изменения градиента магнитного поля.

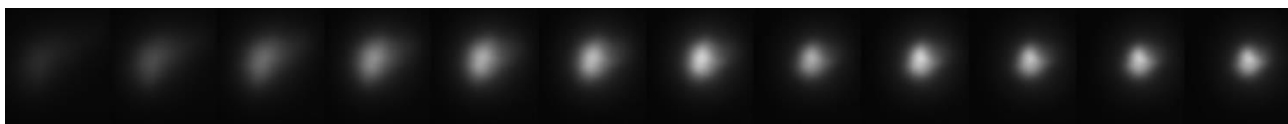


Рисунок 2.20 – Изменение количества атомов, при изменении частотной отстройки от перехода первичного охлаждения



Рисунок 2.21 – Изменение количества атомов, при изменении градиента магнитного поля.

Серии снимков облака атомов в первичной магнитооптической ловушки в зависимости от изменения частотной отстройки от перехода первичного охлаждения представлено на рисунке 2.20, а от изменения градиента магнитного поля на рисунке 2.21.

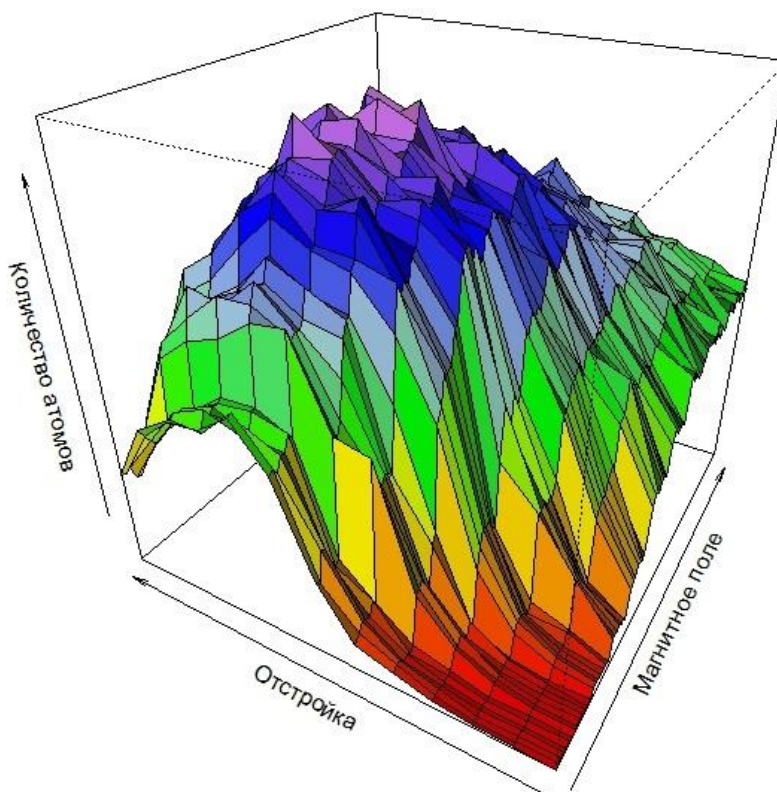


Рисунок 2.22 – Количество атомов в первичной МОЛ, при изменении частотной отстройки от перехода первичного охлаждения и градиента магнитного поля.

Для определения оптимальных настроек частотной отстройки от частоты перехода первичного охлаждения и от изменения величины градиента магнитного поля были сняты две серии зависимостей. В результате построены трехмерная модель зависимости количества атомов в первичной МОЛ от

изменения частотной отстройки и величины градиента магнитного поля (См. рисунок 2.22) и трехмерная модель зависимости количества атомов в первичной МОЛ от изменения величины градиента магнитного поля и частотной отстройки (См. рисунок 2.23).

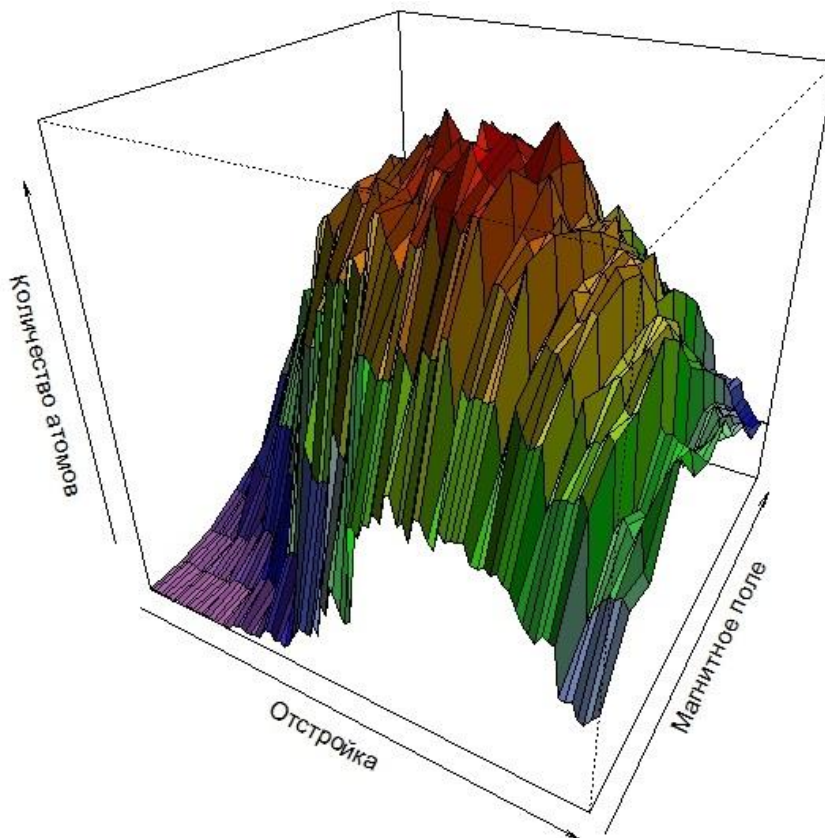


Рисунок 2.23 – Количество атомов в первичной МОЛ, при изменении градиента магнитного поля и частотной отстройки от перехода первичного охлаждения.

Результаты оптимизации частотной отстройки и градиента магнитного поля представлены на рисунках 2.24 и 2.25 соответственно. Каждый график получено путем поиска максимума в соответствующей трехмерной модели. Каждая точка соответствует серии снимков облака при фиксированных параметрах частотной отстройки и величины градиента магнитного поля.

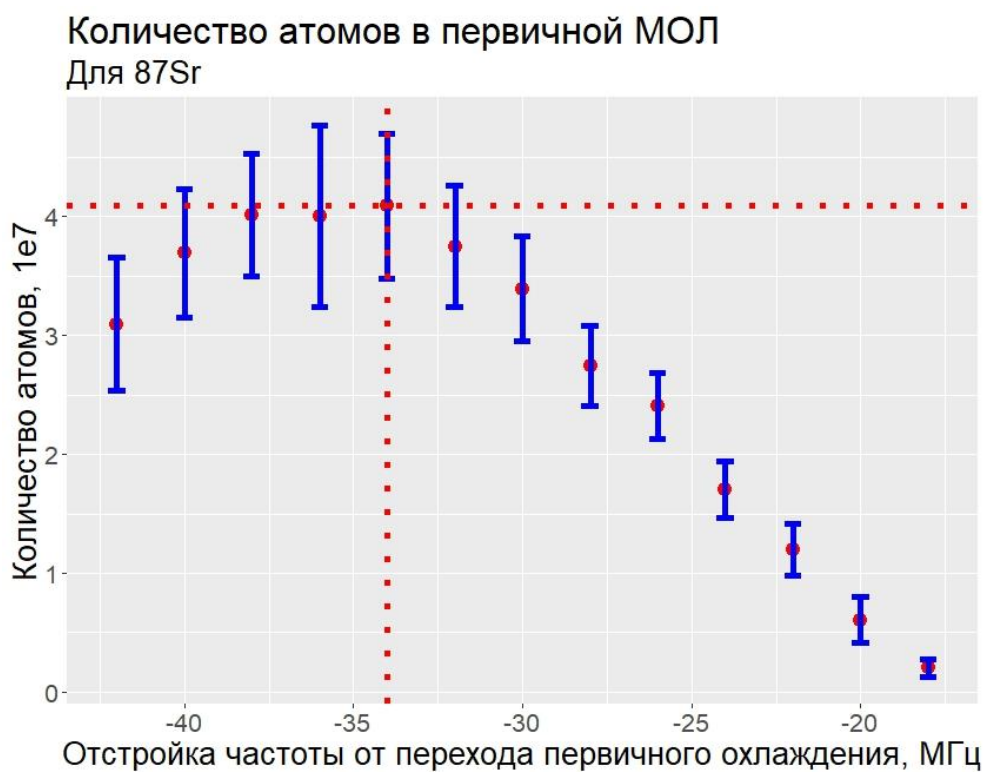


Рисунок 2.24 – Подсчет количества атомов, при изменении частотной отстройки от перехода первичного охлаждения

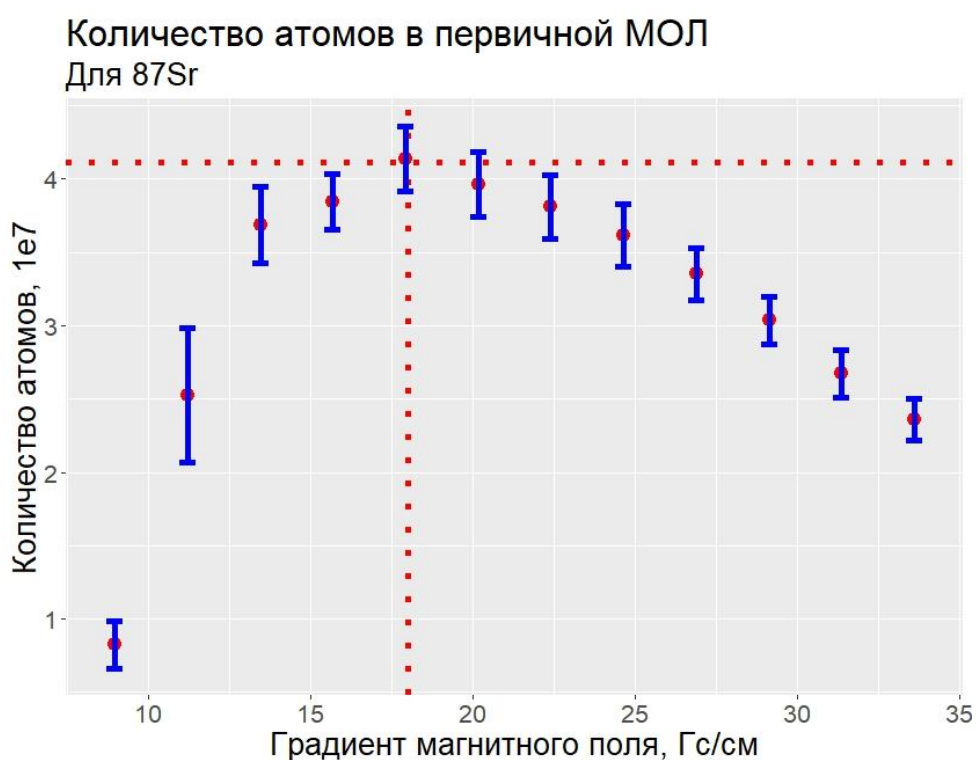


Рисунок 2.25 – Подсчет количества атомов, от изменения градиента магнитного поля.

Оптимум достигнут при частотной отстройке -36 МГц и градиенте магнитного поля 18 Гс/см. ($0,18$ Тл/м). Количество атомов в МОЛ $4,1 \cdot 10^7$.

Оценка температуры проводилась по измерению радиуса облака в момент выключения МОЛ и через 4,5 мс после выключения МОЛ. Предварительная оценка температуры атомов в МОЛ составила 4 мК. Подробно оценка температуры облака атомов представлена в главе 3 раздел 3.3.

2.15 Оценка неопределенности предложенных методов для атомов стронция

Для оценки неопределенности предложенных методов использовался стандартный подход расчета неопределенности. Неопределенность по типу А определялась экспериментальным путем, по усреднению количества атомов определенный по снимкам, сделанным при одинаковых параметрах проведения эксперимента, и определялось стандартное отклонение.

Неопределенность типа Б рассчитывалась путем определения вклада от каждого измеряемого параметра:

$$u_B = \sqrt{\sum_i \left(\frac{u_i}{U_i}\right)^2} \quad (2.40)$$

где u_i – неопределенность прибора, которым производилось измерение, U_i – измеряемая величина. Таким образом, неопределенность количества атомов в МОЛ была определена как $4,51 \cdot 10^{-2}$ (См. таблицу 2.2).

Таблица 2.2. Расчет неопределенности метода оценки количества атомов в МОЛ

N_{at}, Sr	λ, nm	$S_0, Вт$	$\delta, МГц$	$K_{Grad}, Вт$	$T_{grad}, сек$	$f, мм$	$D_L, мм$	$T_0, Вт$	$S_0, Вт$	$t, сек$
u_i	$5,77 \cdot 10^{-6}$	$2,10 \cdot 10^{-4}$	1,15	$1,25 \cdot 10^{-8}$	$1,00 \cdot 10^{-08}$	$5,77 \cdot 10^{-2}$	$5,77 \cdot 10^{-2}$	$2,10 \cdot 10^{-4}$	$2,10 \cdot 10^{-4}$	$1,00 \cdot 10^{-8}$
U_i	$4,61 \cdot 10^2$	$1,55 \cdot 10^{-2}$	30	$2,00 \cdot 10^{-4}$	$2,50 \cdot 10^{-05}$	$1,95 \cdot 10^2$	35	$1,55 \cdot 10^{-2}$	$1,55 \cdot 10^{-2}$	$1,00 \cdot 10^{-2}$
u_i/U_i	$1,25 \cdot 10^{-8}$	$1,35 \cdot 10^{-2}$	$3,85 \cdot 10^{-2}$	$6,25 \cdot 10^{-5}$	$4,00 \cdot 10^{-4}$	$2,96 \cdot 10^{-4}$	$1,65 \cdot 10^{-3}$	$1,35 \cdot 10^{-2}$	$1,35 \cdot 10^{-2}$	$1,00 \cdot 10^{-6}$
$(u_i/U_i)^2$	$1,57 \cdot 10^{-16}$	$1,83 \cdot 10^{-4}$	$1,48 \cdot 10^{-3}$	$3,91 \cdot 10^{-9}$	$1,60 \cdot 10^{-7}$	$8,77 \cdot 10^{-8}$	$2,72 \cdot 10^{-6}$	$1,83 \cdot 10^{-4}$	$1,83 \cdot 10^{-4}$	$1,00 \cdot 10^{-12}$
u_B	$4,51 \cdot 10^{-2}$									

Для оценки неопределенности метода оценки количества атомов в потоке, к предыдущей оценке добавлялись члены из таблицы 2.3 и неопределенность составила $4,39 \cdot 10^{-2}$.

Соответственно рассчитывалась суммарная неопределенность как (2.41):

$$u = k \sqrt{u_a^2 + u_b^2} \quad (2.41)$$

Где $k = 2$ для охвата в 95%.

Таблица 2.3. Расчет неопределенности метода оценки количества атомов в потоке

N, Sr	R _{beam} , мм	L _{beam} , мм	г, мм	d, мм	P _{max} , Вт
u _i	0,05773502692	0,05773502692	0,05773502692	0,05773502692	2,10·10 ⁻⁰⁴
U _i	6	12	155	12,7	1,05·10 ⁻⁰²
u _i /U _i	9,62·10 ⁻⁰³	4,81·10 ⁻⁰³	3,72·10 ⁻⁰⁴	4,55·10 ⁻⁰³	2,00·10 ⁻⁰²
(u _i /U _i) ²	9,26·10 ⁻⁰⁵	2,31·10 ⁻⁰⁵	1,39·10 ⁻⁰⁷	2,07·10 ⁻⁰⁵	4,00·10 ⁻⁰⁴
u _v	4,39·10 ⁻⁰²				

ГЛАВА 3. ВТОРИЧНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ АТОМОВ СТРОНЦИЯ

В главе описывается принцип вторичного охлаждения, методы стабилизации частоты лазерного излучения, используемые в ходе диссертационного исследования. Представлены схемы распределения лазерного излучения. Изложены результаты оптимизации вторичного охлаждения. Приведен метод оценки температуры атомов в облаке вторичной МОЛ.

3.1 Охлаждение атомов во вторичной МОЛ.

В описанной в главе 2 раздел 2.13 МОЛ на переходе $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ атомы стронция эффективно захватываются и охлаждаются до температур менее 1 мК. Поскольку часовой переход $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ в атоме Sr ($\lambda = 698$ нм) является сильно запрещённым и имеет спектральную ширину линии всего 1 мГц, для реализации оптических часов такие температуры являются слишком высокими [111, 112]. Кроме того, необходимо, чтобы время опроса часового перехода было порядка 1 с, а атомы при этом жёстко ограничены пространственно. Соответственно, требуется более глубокое охлаждение атомов до температур менее 10 мкК и их захват в оптическую дипольную ловушку (оптическую решётку).

Отсутствие магнитного момента электронной оболочки в основном состоянии атома Sr не позволяет применять к нему классические методы субдоплеровского охлаждения [173]. Поэтому обычно для дальнейшего снижения температуры используется более слабый переход $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$, естественная ширина линии которого составляет $\nu_2 = 7,4$ кГц. Охлаждение атомов через переход $^1S_0 - ^3P_1$ позволяет понизить температуру атомов до нескольких микрокельвин и загрузить их в оптическую решётку.

Оптическая решётка образуется пучностями и узлами стоячей световой волны. Захват атомов в оптическую решётку происходит за счёт динамического штарковского сдвига в электрическом поле стоячей волны. Оказалось, что возможно подобрать длину волны оптической решётки таким образом, что штарковский сдвиг часового перехода становится равен нулю в линейном приближении по интенсивности лазерного поля [52, 53]. Характерная глубина

оптической решётки составляет от 10 до 20 мкК [118], поэтому температура захватываемых в решётку атомов должна быть существенно ниже той, что достигается на этапе первичного охлаждения.

На втором этапе охлаждения атомов стронция используется узкий циклический переход $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$. Его естественная ширина линии соответствует доплеровскому пределу $T_D = \hbar\gamma/2k_B = 200$ нК.

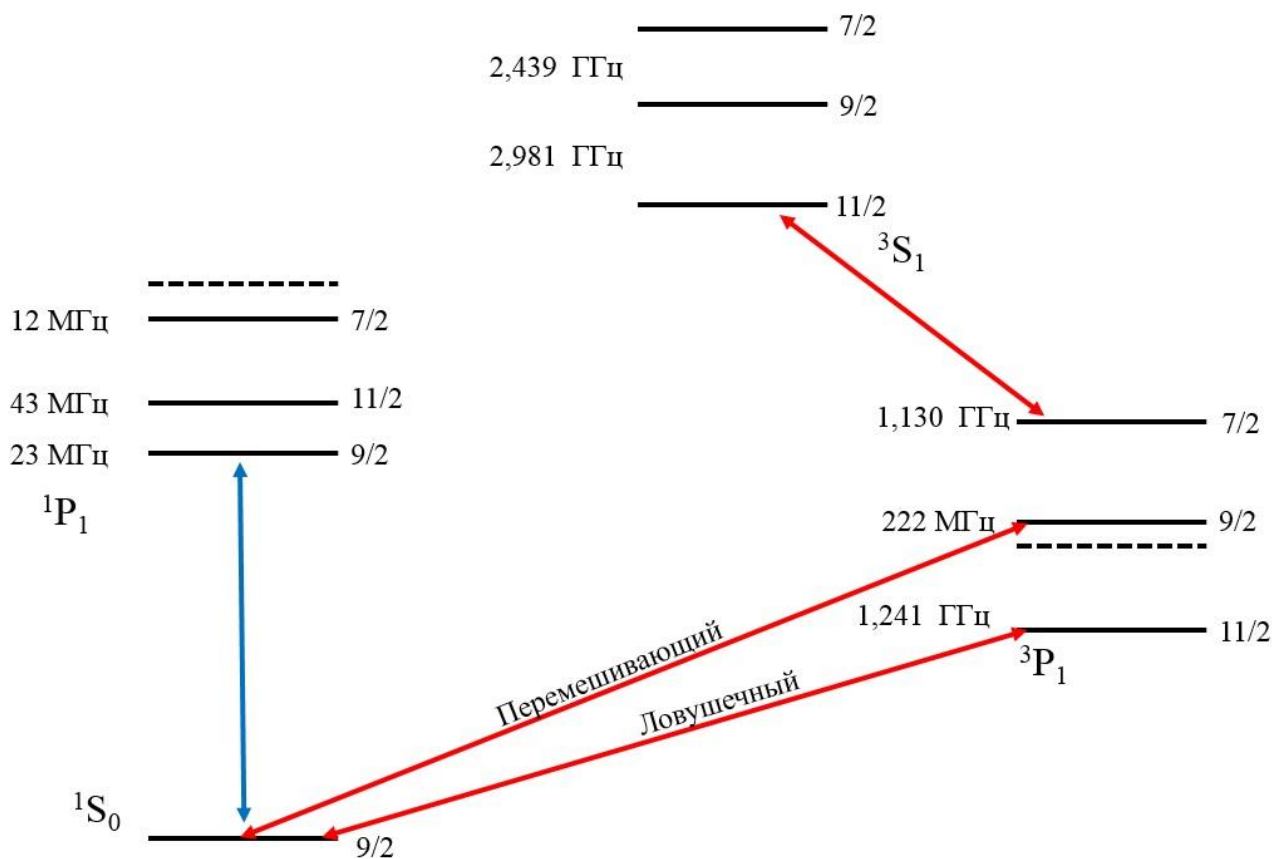


Рисунок 3.1 – Схема уровней в атоме стронция для вторичного охлаждения.

Однако лазерное охлаждение на переходе $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ с длиной волны 689 нм в ^{87}Sr обладает спецификой, связанной с большим отличием g-факторов возбуждённого и основного состояний. Для возбуждённого уровня 3P_1 g-фактор определяется вкладом электронной оболочки, в то время как для основного 1S_0 состояния — только ядерным спином (что, в частности, препятствует применению метода сизифова охлаждения). Как показано в работе [174], обычный метод лазерного охлаждения в трёх парах взаимно ортогональных пучков в этом случае также оказывается неэффективным из-за специфического перераспределения населённостей по магнитным подуровням. Для

восстановления требуемого распределения населённостей помимо охлаждающего лазера используется лазер перекачки $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ ($F=9/2 \rightarrow F'=9/2$) (F – число полного углового момента).

Охлаждающий лазер отстраивается на 1,6 МГц в красную область от перехода $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ ($F=9/2 \rightarrow F'=11/2$). Перемешивающий лазер также отстраивается на 1,6 МГц в красную область от перехода $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ ($F=9/2 \rightarrow F'=9/2$) (См. рисунок 3.1).

Быстрое перемешивание населённостей гарантирует, что будут заполнены состояния с проекцией магнитного момента, необходимой для эффективного охлаждения. Поскольку чувствительность к магнитному полю здесь оказывается меньше, чем для перехода $F=9/2 \rightarrow F'=11/2$, атомы дольше остаются в резонансе и перемешивающий лазер также функционирует как лазер для охлаждения по принципу оптической патоки в дополнение к основному охлаждающему лазеру. Комбинация излучений перемешивающего и охлаждающего лазеров позволяет достичь температур в магнитооптической ловушке в несколько микрокельвин и захватить более 10^5 атомов из изначального ансамбля в 10^7 в решётку глубиной 10 мкК.

Блок схема системы вторичного охлаждения показана на рисунке 3.2. Лазерная система фирмы Toptica Photonics DL pro с длиной волны 689 нм установлена на оптическом столе. На лазерной системе предусмотрено два выхода лазерного излучения. Первое излучение, с меньшей мощностью, пропускается через АОМ с частотной отстройкой -800 МГц и, через оптическое волокно, доставляется к высокодобротному резонатору (См. раздел 3.2). Второе излучение делится на поляризационном кубике, усиливается с помощью оптического усилителя фирмы Toptica Photonics BoosTA. Оба излучения пропускаются через серию АОМ с целью получения частотной отстройки между ними в 1,4 ГГц. Далее излучения объединяются на поляризационном кубике, Пропускаются через АОМ с частотной отстройкой -80 МГц (двойной проход) и заводится в одно оптическое волокно.

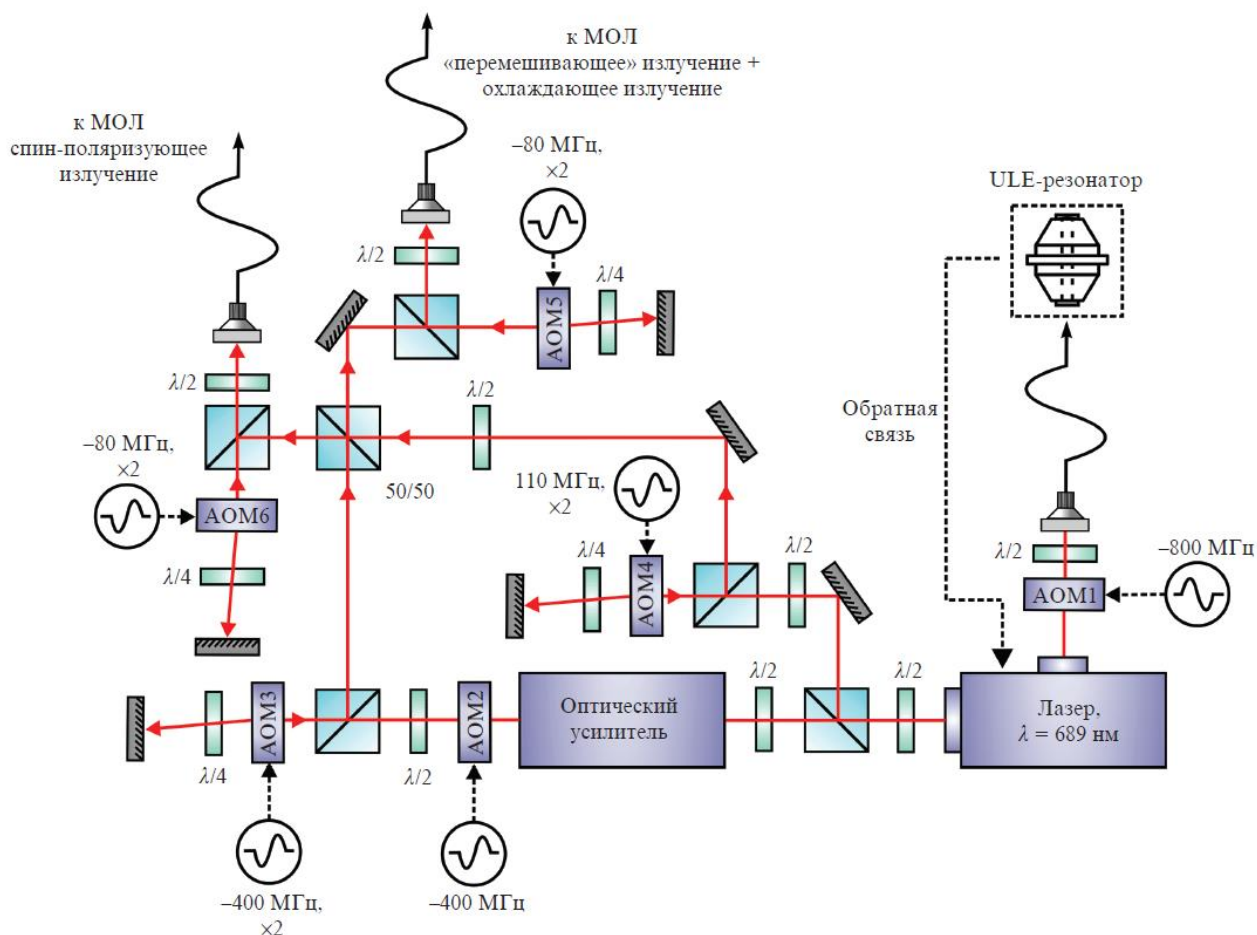


Рисунок 3.2 – Блок схема системы вторичного охлаждения Sr. Обозначение « $\times 2$ » соответствует сдвигу частоты при двойном проходе лазерного излучения через АОМ, знак «-» - отрицательной отстройке частоты лазерного излучения при проходе через АОМ

3.2 Стабилизация частоты лазера вторичного охлаждения 689 нм

Для эффективного охлаждения атомов на переходе $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ требуются лазеры с шириной линии излучения меньше ширины перехода и малым дрейфом частоты [111, 112]. Уменьшение ширины линии излучения лазера является первоочередной задачей при реализации системы вторичного охлаждения. Для её решения частота полупроводникового лазера Toptica Photonics DL pro (длина волны излучения 689 нм) стабилизируется методом Паунда-Древера-Холла [44] по высокодобротному резонатору УЛЕ. Применённые принципы вибрационной и температурой стабилизации аналогичны описанным в работах [175 - 177]. Были изготовлены резонаторы УЛЕ для стабилизации лазера 689 нм. Такая система состоит из следующих основных составных частей:

- установленный внутри вакуумной камеры высокочастотный оптический резонатор УЛЕ;

- механическую систему вибрационной компенсации резонатора;

- систему температурной стабилизации УЛЕ резонатора.

Система стабилизации частоты лазера по УЛЕ резонатору обладает следующими характеристиками:

- резкость монолитного оптического резонатора, установленного внутри камеры 50 000 на длине волны 689 нм;

- давление в вакуумной камере не более $1 \cdot 10^{-7}$ мбар;

- стабильность температуры тела резонатора УЛЕ на уровне 3 мК.

Тело резонатора изготавливается из стекла с ультранизким коэффициентом теплового расширения УЛЕ (Corning ULE 7972 Premium Grade). Коэффициент теплового расширения ν приблизительно описывается выражением

$$\nu \approx 10^{-9}(T - T_c)^2 \quad (3.1)$$

где T - температура материала, °С, T_c - температура критической точки, °С.

В критической точке достигается минимум чувствительности к флуктуациям внешней температуры. Обычно критическая точка для УЛЕ находится в диапазоне от 0 до 30 °С и определяется экспериментально из оптических измерений. Резонатор имеет форму, приближенную к биконической, что обеспечивает низкую чувствительность к вибрациям.

Сам оптический резонатор формируется двумя зеркалами из материала УЛЕ с радиусами кривизны $R1 = \infty$ и $R2 = -0.5$ м и коэффициентом отражения 99,996 %, изготовленными фирмой ATF (США). Зеркала прикреплены к телу методом оптического контакта. Резонатор размещён в вертикальной конфигурации на трёх точках опоры так, что опорная плоскость проходит через центр масс резонатора и является плоскостью симметрии (рисунок 3.4), что позволяет подавить влияние внешних вибраций на 40 дБ. Для дополнительного подавления вибраций вакуумная камера с резонатором устанавливается на

пассивную вибрационную платформу. Сам резонатор помещён в вакуумную камеру. Камера откачивается ионным насосом до предельного давления порядка $1 \cdot 10^{-8}$ мбар. Резонатор окружён двумя теплоизолирующими экранами, изготовленными из дюралюминия, температура внешнего экрана стабилизируется при помощи двухступенчатого Пельтье элемента. Стабилизация температуры осуществляется температурным контроллером (Tortica DTC110), сенсор которого (AD590) располагается в непосредственной близости от Пельтье-элемента внутреннего экрана. Измерения, проведённые с помощью независимого сенсора, расположенного на внутренней рубашке, показали, что постоянная времени термализации внутренних экранов составляет 3 ч, что свидетельствует о хорошей тепловой изоляции. Система температурной стабилизации позволяет изменять температуру рубашки в диапазоне от 5 до 30 °С и поддерживать температурную стабильность на уровне долей микрокельвина, причём давление в вакуумной системе стабилизации лазера не превышает $3 \cdot 10^{-8}$ мбар во всём диапазоне перестройки температуры.

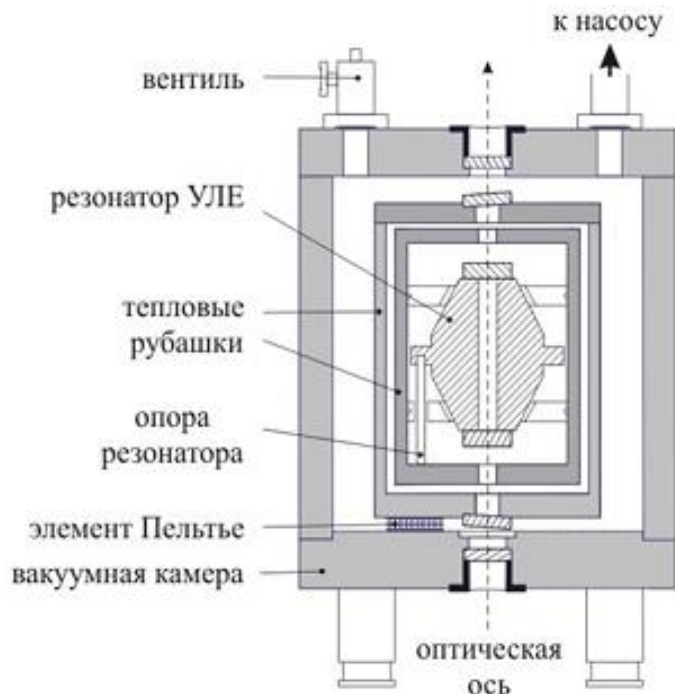


Рисунок 3.4 – Системы стабилизации частоты лазера 689 нм

Полупроводниковый лазер стабилизируется по пику пропускания резонатора УЛЕ модуляционным методом Паунда-Древера-Холла (ПДХ), как показано на рисунке 3.5. Для этого излучение лазера заводится по одномодовому

волокну на вибронно-изолирующую платформу с установленным на неё резонатором УЛЕ. Для предотвращения обратной связи устанавливается оптический изолятор с коэффициентом изоляции 30 дБ. Лазер, стабилизированный по резонатору УЛЕ, имеет возможность перестройки частоты относительно пика пропускания резонатора с помощью акустооптического модулятора АОМ-1, работающего на центральной частоте 110 МГц. Грубая настройка на пик пропускания и выбор определённой моды осуществляется с помощью волномера Angstrom WS-U2.

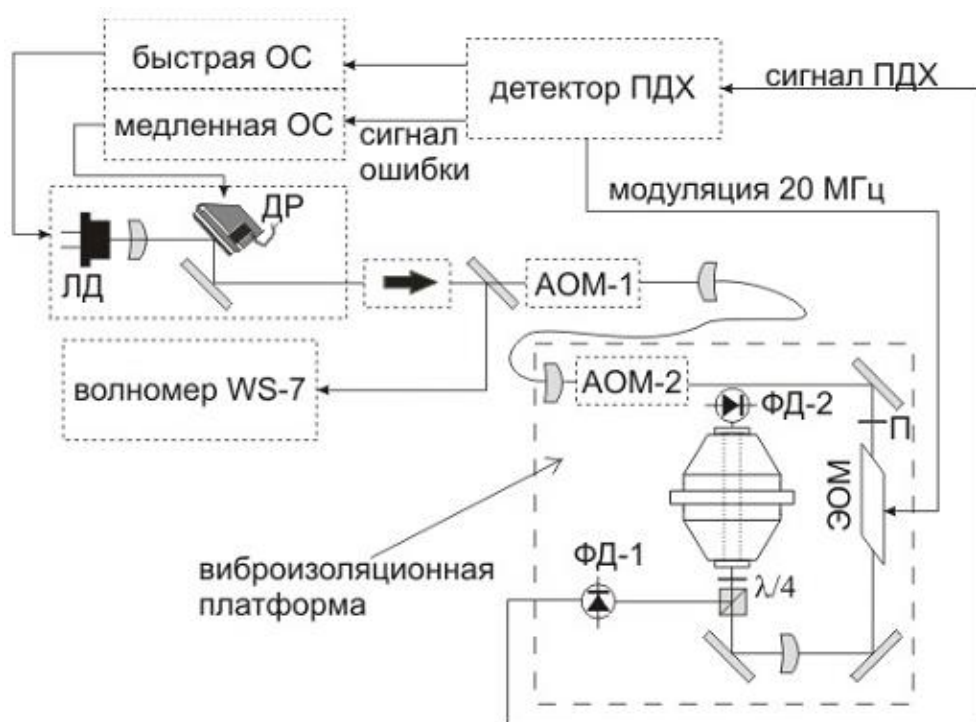


Рисунок 3.5 - Схема стабилизации лазера. ОС – петля обратной связи, АОМ – акустооптический модулятор, ЭОМ – электрооптический модулятор, ФД – фотодетектор, П – поляризатор, ЛД – лазерный диод, ДР – дифракционная решётка

Вакуумная камера с резонатором установлена в центре виброизоляционной платформы, где обеспечивается максимальная вибрационная защищённость. Подводящееся по оптоволокну излучение проходит через акустооптический модулятор АОМ-2, работающий на частоте 40 МГц, который служит для оптической развязки выходного коллиматора волокна и резонатора УЛЕ. Далее излучение модулируется с помощью электрооптического модулятора. Электрооптический модулятор, включённый в

резонансную цепь, осуществляет фазовую модуляцию лазерного излучения на частоте, близкой к 20 МГц с индексом модуляции $\sim 10\%$.

Модулированное излучение заводится через согласующую линзу в резонатор. Излучение, отражённое от плоского зеркала резонатора, попадает на фотодиод, в результате чего на выходе с фотодиода получается сигнал ошибки. Электрический сигнал ПДХ подаётся на модулятор-демодулятор сигнала ошибки. Toptica PDH, сигнал модуляции с которого идёт на электрооптический модулятор.

Демодулированный сигнал ошибки разделяется на два канала для петель быстрой и медленной обратной связи. Быстрая обратная связь осуществляется с помощью PID-модуля Toptica FALC110 и управляет током лазерного диода. Медленная петля обратной связи формируется с помощью пропорционально-интегрального контроллера и управляет напряжением на пьезоэлементе дифракционной решётки. При замыкании петель обратной связи ширина спектра лазера сужается и происходит стабилизация по центру пика пропускания резонатора. Глубина фазовой модуляции, постоянные времени и коэффициент усиления петель обратной связи оптимизируются по максимуму пропускания резонатора и минимуму шумов в этом сигнале.

3.3 Результаты вторичного охлаждения атомов стронция

Ниже приведены результаты эксперимента по исследованию количества атомов стронция во вторичной магнитооптической ловушке в зависимости от изменения частотных отстроек для широкополосного охлаждения, ловушечного и перемешивающего пучков и узкополосного охлаждения для ловушечного и перемешивающего пучков. Оценка количества атомов во вторичной магнитооптической ловушке проводилась по методу, описанному в главе 2 раздел 2.15.

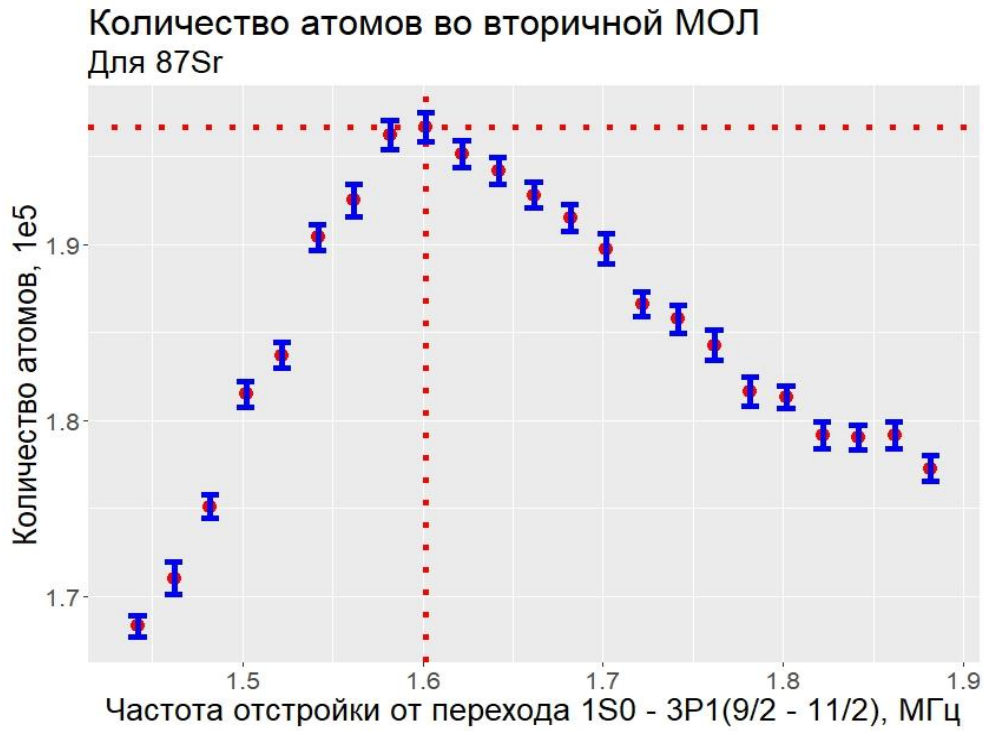


Рисунок 3.6 – Количество атомов во вторичной МОЛ на этапе настройки широкополосного охлаждения ловушечного излучения.

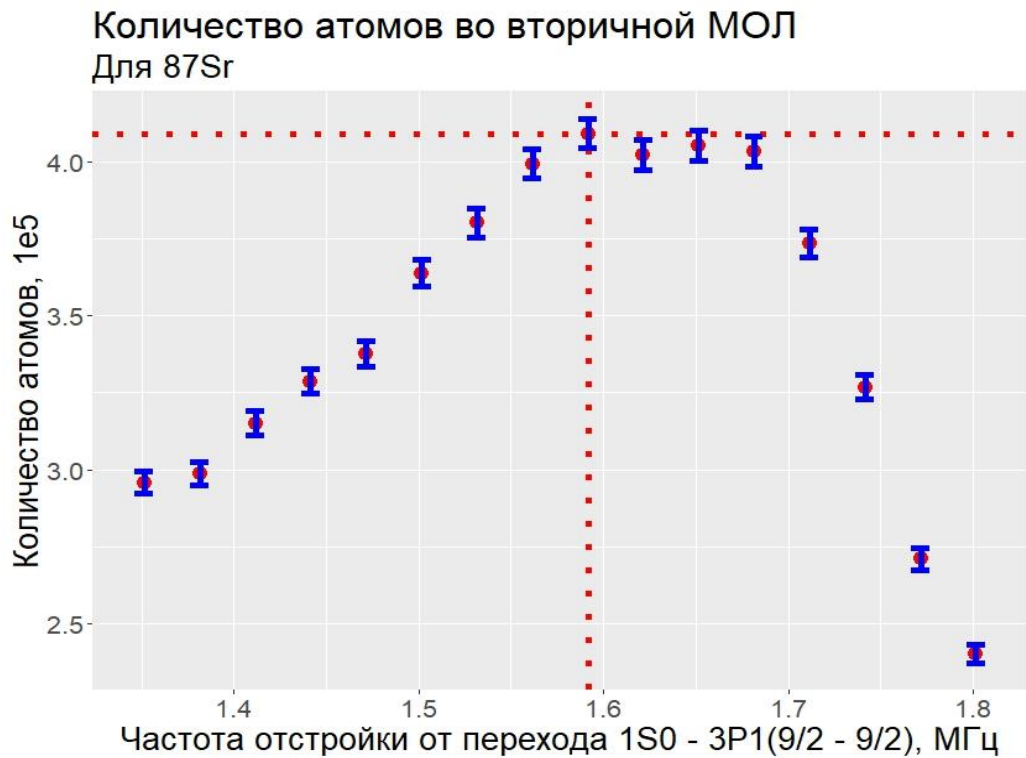


Рисунок 3.7 - Количество атомов во вторичной МОЛ на этапе настройки широкополосного охлаждения перемешивающего излучения.

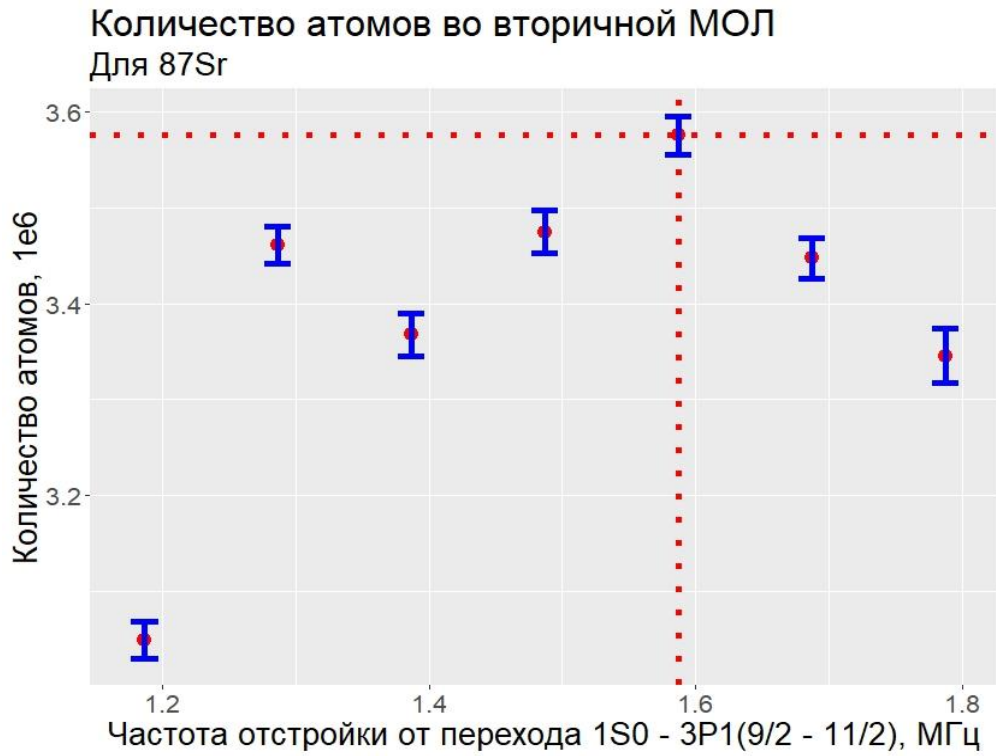


Рисунок 3.8 - Количество атомов во вторичной МОЛ на этапе настройки узкополосного охлаждения ловушечного излучения.

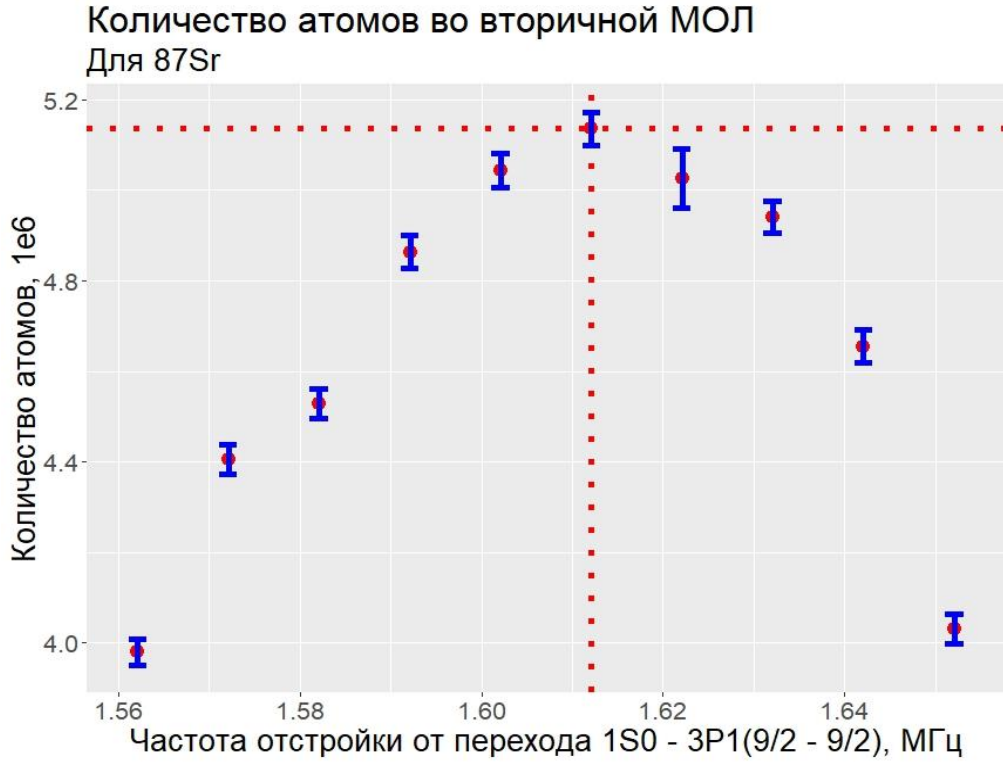


Рисунок 3.9 - Количество атомов во вторичной МОЛ на этапе настройки узкополосного охлаждения перемешивающего излучения.

После проведения оптимизации по всем четырем частотам, получено, что во вторичной МОЛ удалось захватить $5,1 \cdot 10^6$ атомов из $4,1 \cdot 10^7$ атомов в первичной МОЛ.

3.4 Методы оценки температуры в МОЛ

Существует несколько методов определения температуры T облака атомов в МОЛ. Два из них основаны на теореме о равномерном распределении кинетической энергии по степеням свободы. Из данной теоремы [178] следует, что:

$$k_B T = m v_{\text{ср.кв.}}^2 = \kappa r_{\text{ср.кв.}}^2 \quad (3.2)$$

Где $v_{\text{ср.кв.}}$ и $r_{\text{ср.кв.}}$ – среднеквадратичные величины скорости атомов и радиуса облака. Первый метод требует расчёта коэффициента упругости κ по формуле:

$$\kappa = \frac{8kS_0\delta|\mu|A}{\gamma} / \left(1 + S_0 + \frac{4\delta^2}{\gamma^2}\right)^2 \quad (3.3)$$

и измерения $r_{\text{ср.кв.}}$ из изображения на ПЗС – матрице. Температуру можно легко вычислить по формуле:

$$T = \frac{\kappa r_{\text{ср.кв.}}^2}{k_B} \quad (3.4)$$

Второй метод измерения T основан на определении скорости разлёта атомов после выключения МОЛ и исходит из предположения, что эта скорость соответствует $v_{\text{ср.кв.}}$:

$$r_{\text{ср.кв.}}^2(t) = r_{\text{ср.кв.}}^2(0) + v_{\text{ср.кв.}}^2 t^2 \quad (3.5)$$

Её можно определить, сделав как минимум 2 снимка облака – через времена t_1 и t_2 после отключения МОЛ. При этом можно взять $t_1 = 0$. По изображениям определяются соответствующие радиусы облака $r_{\text{ср.кв.1}}$ и $r_{\text{ср.кв.2}}$, далее используется формула (3.6).

$$v_{\text{ср.кв.}}^2 = \frac{r_{\text{ср.кв.2}}^2 - r_{\text{ср.кв.1}}^2}{t_2^2 - t_1^2} \quad (3.6)$$

Для более точного определения скорости разлёта можно провести больше, чем 2 измерения. Зная массу атома m , температура оценивается из (3.7).

$$T = \frac{mv_{\text{ср.кв.}}^2}{k_B} \quad (3.7)$$

Хотя измерения в данном методе несколько сложнее, чем в первом, он имеет преимущество в том, что не требует вычисления коэффициента k , в который входят градиент магнитного поля, интенсивность лазерных пучков и их отстройка от атомного резонанса. Более того, при выводе k использовался ряд предположений и упрощений, характерных для очень холодных и при этом маленьких облаков, что делает первый метод крайне узконаправленным и плохо применимым к первичному охлаждению. Поэтому второй способ измерения более распространён – на нём основывается популярная техника оценки температуры Time Of Flight (TOF) (см. рисунок 3.10). В ней для измерения радиуса облака используют свободное падение с определённой высоты на пробный луч. Регулируя высоту, можно регулировать время между выключением МОЛ и попаданием облака в зону детектирования, где и делаются снимки.

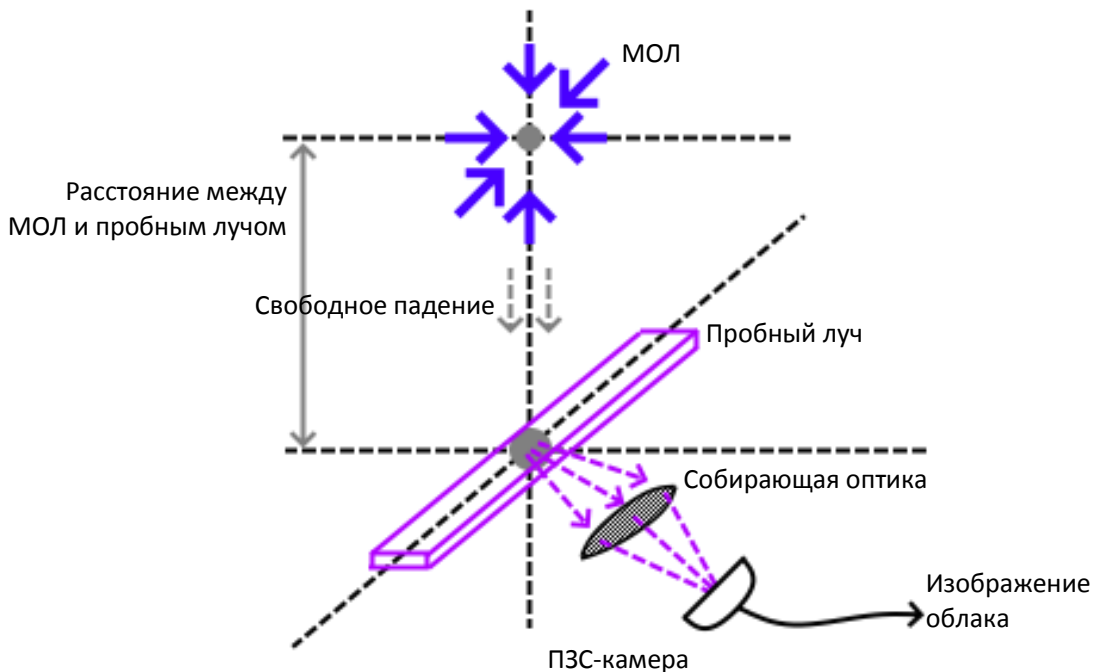


Рисунок 3.10. Метод TOF. Серый кружок – облако холодных атомов, которое после выключения МОЛ свободно падает вниз до пересечения с пробным лучом.

Но если облако не слишком холодное, оно успевает разлететься за несколько миллисекунд, а за такое время смещение вниз будет составлять доли

миллиметра. Поэтому в таком случае метод TOF неприменим – пробный луч пересекался бы с МОЛ. Тогда можно использовать либо детектирование лучами самой МОЛ [179], либо управляемый пробный луч, включение которого строго синхронизировано с отключением МОЛ с фиксированной задаваемой экспериментатором задержкой t . Если сечение пробного луча меньше размера облака, то мы сможем зарегистрировать не его полное изображение, а лишь срез по оси такого луча. Этого достаточно для измерения $r_{\text{ср.кв.}}$ при прохождении пробного луча через центр облака. Но при ненулевом значении t оно сдвинется на расстояние $h = \frac{gt^2}{2}$ (см. рисунок 3.11), что необходимо учитывать при малых размерах облака или больших временах измерения, для которых $h \sim r_{\text{изм}}$, следующей поправкой:

$$r_{\text{реал}} = \sqrt{r_{\text{изм}}^2 + \left(\frac{gt^2}{2}\right)^2} \quad (3.8)$$

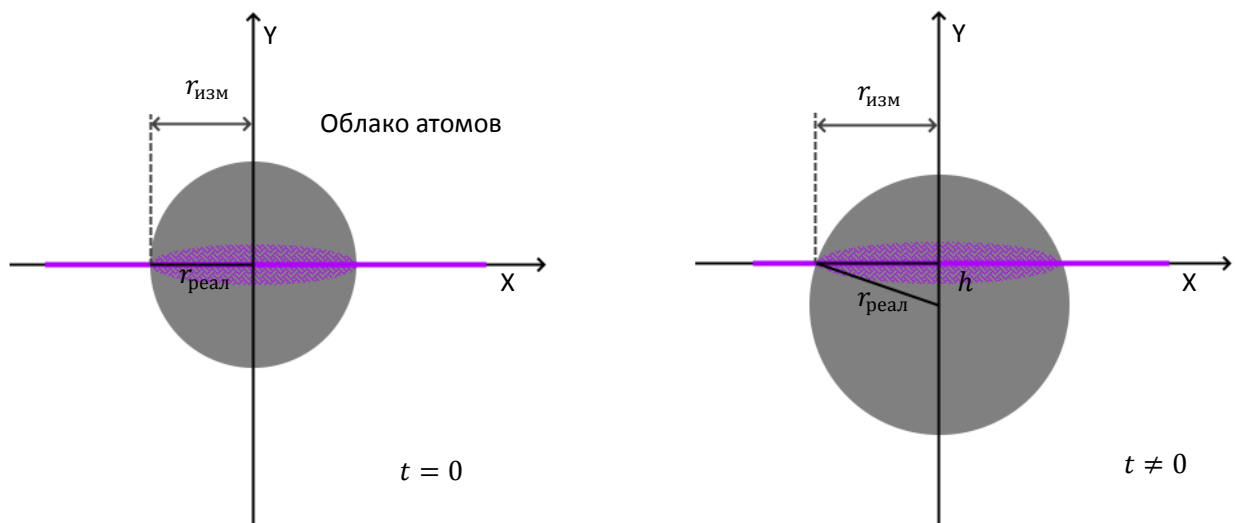


Рисунок 3.11. Смещение облака атомов под действием силы тяжести при фиксированном положении пробного луча. Он обозначен фиолетовым цветом. Штриховкой условно изображена часть облака, которая будет подсвечена лучом и зарегистрирована ПЗС-камерой.

На рисунке 3.12 представлена последовательность сделанных фотографий облака вторичного охлаждения при изменении времени, когда происходило детектирование. По описанному выше методу была произведена оценка

температуры атомов во вторичной МОЛ. Она составила 11 мкК, что является достаточным для загрузки атомов в оптическую решетку.

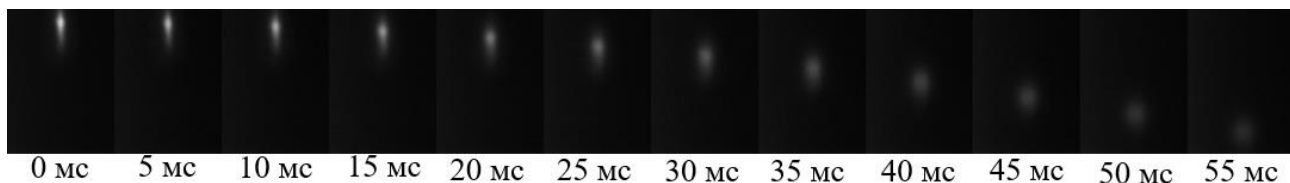


Рисунок 3.12 – Исследование температуры атомов стронция во вторичной магнитооптической ловушке по разлету атомов.

Для подтверждения результативности вторичного охлаждения было произведено исследование количества атомов, захваченных в оптическую решетку из вторичной МОЛ. Оно составило $1,2 \cdot 10^4$ атомов. Фотография атомов, захваченных в оптическую решетку представлена на рисунке 3.13.



Рисунок 3.13 – Фотография атомов захваченных в оптическую решетку.

ГЛАВА 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ПЕРВИЧНОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ АТОМОВ ИТТЕРБИЯ.

В настоящей главе, представлено подробное описание атомных разновидностей иттербия, используемых в этой работе [14, 105, 119, 120]. Описывается оптический спектроскоп, используемый для диссертационного исследования, и разработанная система распределения лазерного излучения. Далее приведены основные результаты захвата атомов в первичную МОЛ.

4.1 Иттербий и его изотоп со спином $\frac{1}{2}$

Для перебазируемой версии ОСЧ на оптических решетках был выбран атом иттербия из-за его свойств, более подходящих для создания компактных, перебазируемых установок [114].

У иттербия существует семь стабильных изотопов. Фермионные изотопы ^{171}Yb и ^{173}Yb имеют изотопный состав 14,3% и 16,1% соответственно, а ширина линии часового перехода достаточно мала, чтобы считаться подходящей для часовой спектроскопии [51]. Бозонные изотопы имеют следующий изотопный состав: ^{168}Yb – 0,13%, ^{170}Yb – 3,05%, ^{172}Yb – 21,9%, ^{174}Yb – 31,8%, ^{176}Yb – 12,7%. Высокое процентное соотношение у ^{174}Yb позволяет производить настройку всех лазерных схем и частотных отстроек, необходимых для проведения разработки перебазируемой установки.

Фермионный изотоп ^{171}Yb с ядерным спином $I = 1/2$ обладает двумя особенностями. Прежде всего, этот наименьший возможный ядерный спин означает, что существует только два π и два σ -перехода, что упрощает коррекцию эффекта Зеемана и возможной оптической накачки. Также можно показать, что тензорный сдвиг обращается в нуль при $I = 1/2$ [51]. Это делает иттербий (в частности, изотопы ^{171}Yb и ^{174}Yb) интересным выбором для стандартов частоты на оптической решетке. В данной диссертации исследовался изотоп ^{174}Yb , а для изотопа ^{171}Yb только проверялось соответствие полученных результатов бозонному изотопу.

Иттербий как редкоземельный металл с атомным номером $Z = 70$ имеет семь стабильных изотопов, пять из которых являются бозонными, а два - фермионными с разными ядерными спинами $I_{171} = 1/2$ и $I_{173} = 3/2$ (см. Таблицу 4.1).

Таблица 4.1. Обзор стабильных изотопов иттербия [141]

Изотоп	Изотопный состав	Ядерный спин I
^{168}Yb	0,13 %	0
^{170}Yb	3,05 %	0
^{171}Yb	14,3 %	1/2
^{172}Yb	21,9 %	0
^{173}Yb	16,1 %	5/2
^{174}Yb	31,8 %	0
^{176}Yb	12,7 %	0

С двумя валентными электронами в замкнутой подоболочке s, иттербий демонстрирует структуру энергетических уровней, аналогичную структуре щелочноземельных атомов с отдельными синглетными и триплетными состояниями. В результате иттербий имеет узкие переходы, которые можно использовать для охлаждения в диапазоне мК и в качестве часового перехода (См. рисунок 4.1).

Для лазерного охлаждения иттербия подходят два перехода, которые отмечены на рисунке 4.1 «первичная МОЛ» - 399 нм и «вторичная МОЛ» - 556 нм. Переход $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$ шириной $2\pi \times 29$ МГц используется для зеemanовского замедлителя и в качестве первой ступени охлаждения. Большая ширина обеспечивает быстрое охлаждение, но имеет доплеровский предел порядка 700 мК и слишком высокую температуру для эффективного захвата атомов в оптическую решетку. Эту температуру (в реальном эксперименте она составляет несколько мК) можно понизить до диапазона мК с помощью охлаждения градиентом поляризации [128, 180], но это относится только к фермионам и небольшому количеству атомов.

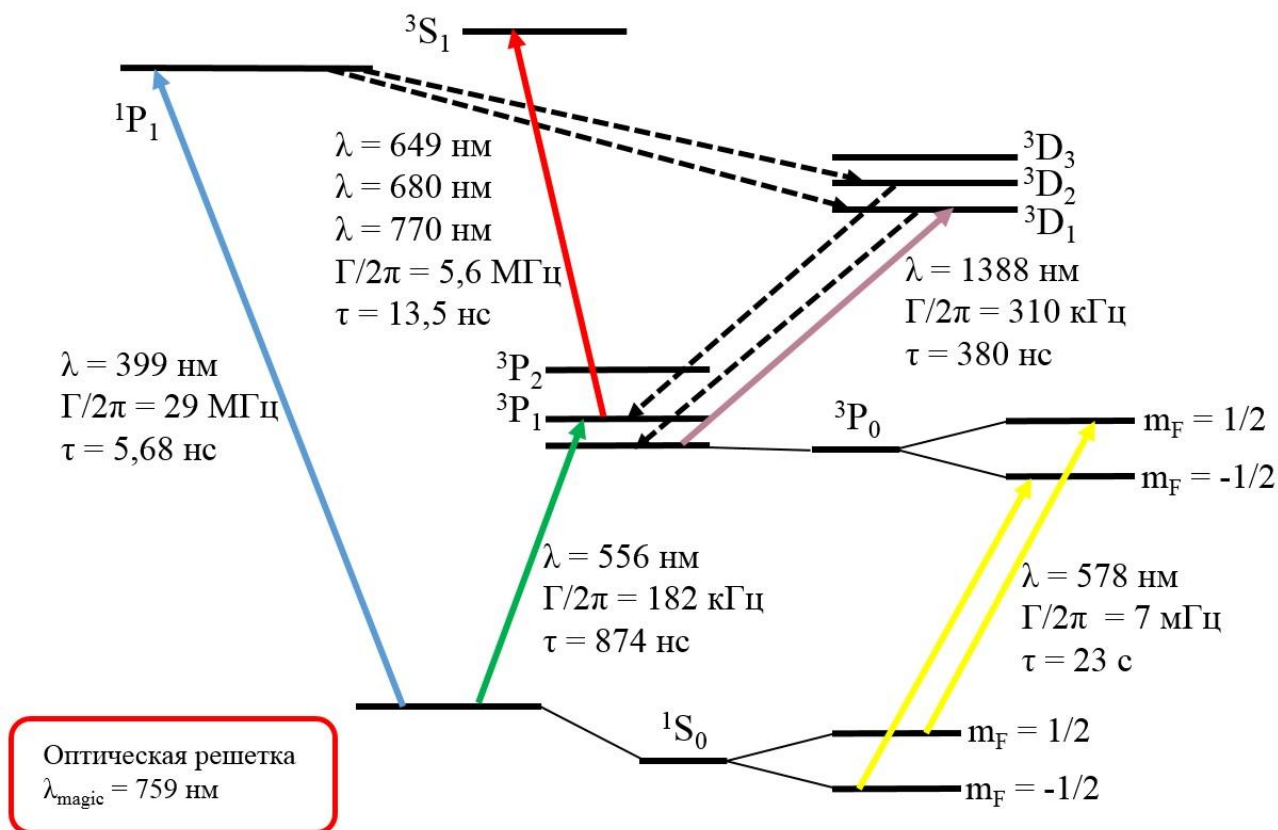


Рисунок 4.1: Основные переходы в атоме иттербия для охлаждения, формирования оптической решетки и спектроскопии часового перехода.

Кроме того, атомы в возбужденном состоянии 1P_1 первичной МОЛ могут произвольно переходить через состояния 3D_J в состояния 3P_J со скоростью распада $6,5 \text{ с}^{-1}$ [181, 182], так что лазеры перекачки могут использоваться для измерения количества захваченных атомов и для увеличения времени жизни МОЛ [181, 183]. В случае иттербия потребовалось бы использовать две дополнительные лазерные системы, возвращающие атомы в основное состояние. Однако это значительно увеличило бы сложность всей системы без достижения значительного увеличения захваченных атомов для первичной МОЛ на коротких временных интервалах [181]. Поскольку при работе стандартов время цикла поддерживается как можно короче ($< 1 \text{ с}$), два перекачивающих лазера вряд ли будут иметь какой-либо эффект.

Второй этап охлаждения на переходе $^1S_0 \rightarrow ^3P_1$ («вторичная МОЛ») снижает температуру атомов из-за очень узкой ширины $2\pi \times 182 \text{ кГц}$ и

доплеровского предела 4 мкК, до нескольких 10 мкК. Обычно достигаемая температура 20-30 мкК, что позволяет загрузить атомы в оптическую решетку. Еще одно преимущество этого перехода - его можно использовать для оптической накачки.

Наиболее важным переходом для работы стандартов является дважды запрещенный переход $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ (называемый «часовым переходом» 578 нм на рисунке 4.1). При расчетной естественной ширине линии 10 мГц для ^{171}Yb [51] этот переход идеален для реализации стандарта частоты на оптической решетке с атомами иттербия. Кроме того, из-за сверхтонкого взаимодействия между двумя состояниями 3P_0 и 1P_1 возможно провести спектроскопию часового перехода фермионов непосредственно [51].

В данной главе, посвящённой ОСЧ на холодных атомах иттербия, описывается только вакуумная камера оптического спектрометра и система распределения лазерного излучения, как основа создания ОСЧ.

4.2 Оптический спектрометр

Спектрометр является центральной частью установки, в которой происходит охлаждение атомов, их захват в оптическую решетку и опрос излучением часового лазера.

Для реализации перебазируемой версии ОСЧ, необходима оптимизация конструкции спектрометра для уменьшения массы, габаритов и энергопотребления. В связи с этим, были предприняты следующие изменения конструкции:

- создание источника горячих атомов, в котором нагреватель расположен в вакууме, что уменьшает тепловые потери;
- отказ от магнитного зеемановского замедлителя, который занимает 20-40 см;
- выбор конструкции секции захвата атомов совместимой с креплениями оптических волокон, доставляющих излучение к вакуумной камере оптического спектрометра.

4.2.1 Вакуумная камера

В качестве основной вакуумной камеры в диссертационной работе используется следующий вариант (См. рисунок 4.2). Такая компоновка выбрана, исходя из необходимых направлений заведения лазерного излучения и их взаимного расположения.

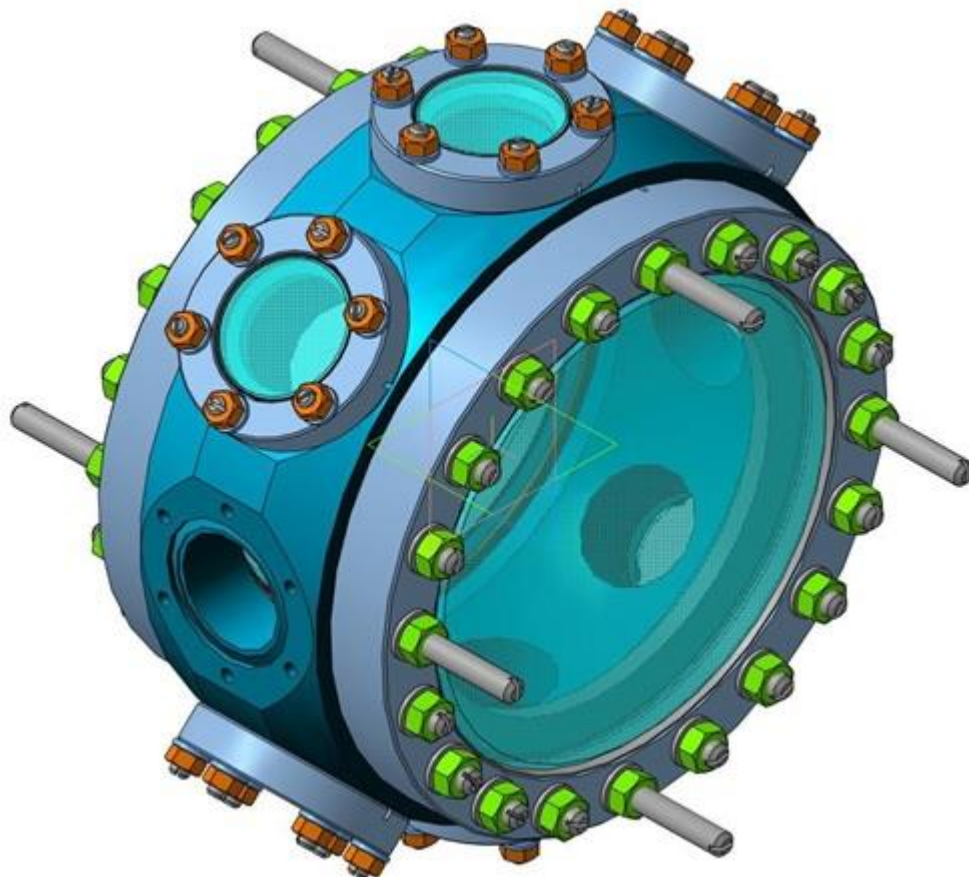


Рисунок 4.2. 3D модель вакуумной камеры с прикрепленными окнами.

Для ее герметизации используются медные прокладки соответствующих размеров. Со всех сторон камера закрывается вакуумными окнами с вариантом крепления ConFlat CF40, переднее и заднее окно устанавливается с вариантом крепления ConFlat CF150. Представленный на рисунке 4.2 каркас вакуумной камеры был изготовлен из титана ВТ1-0. Для наглядности предоставлен внешний вид вакуумной камеры, на которую прикреплены все необходимые вакуумные окна. В таком варианте вакуумной камеры предусмотрены все необходимые направления заведения лазерного излучения. Три направления, взаимноперпендекулярных, используются для лазерного охлаждения.

Горизонтальное направление (на рисунке представлено без окна) используется для крепления источника атомов и колена зеемановского замедлителя.



Рисунок 4.3. 3D модель вакуумной камеры с прикрепленными окнами и всеми необходимыми направлениями заведения лазерного излучения.

Вертикальное направление используется для формирования оптической решетки, детектирования, и спектроскопии часового перехода и для перекачки (См. рисунок 4.3).

4.2.2 Источник атомов и преобразователь

Для формирования устойчивого сколлимированного потока горячих атомов требовалась разработка такой конфигурации атомной печи, чтобы атомы распространялись не во всех направлениях, а имели заданную направленность. Для этого была создана капиллярная система, проходя через которую будет осуществляться отбор атомов с определенными углами расходимости потока. Вариант такого источника представлен на рисунке 4.4. Для

улучшения однородности нагрева резервуара с иттербием используется множество керамических трубочек через которые продет нагревательный провод.

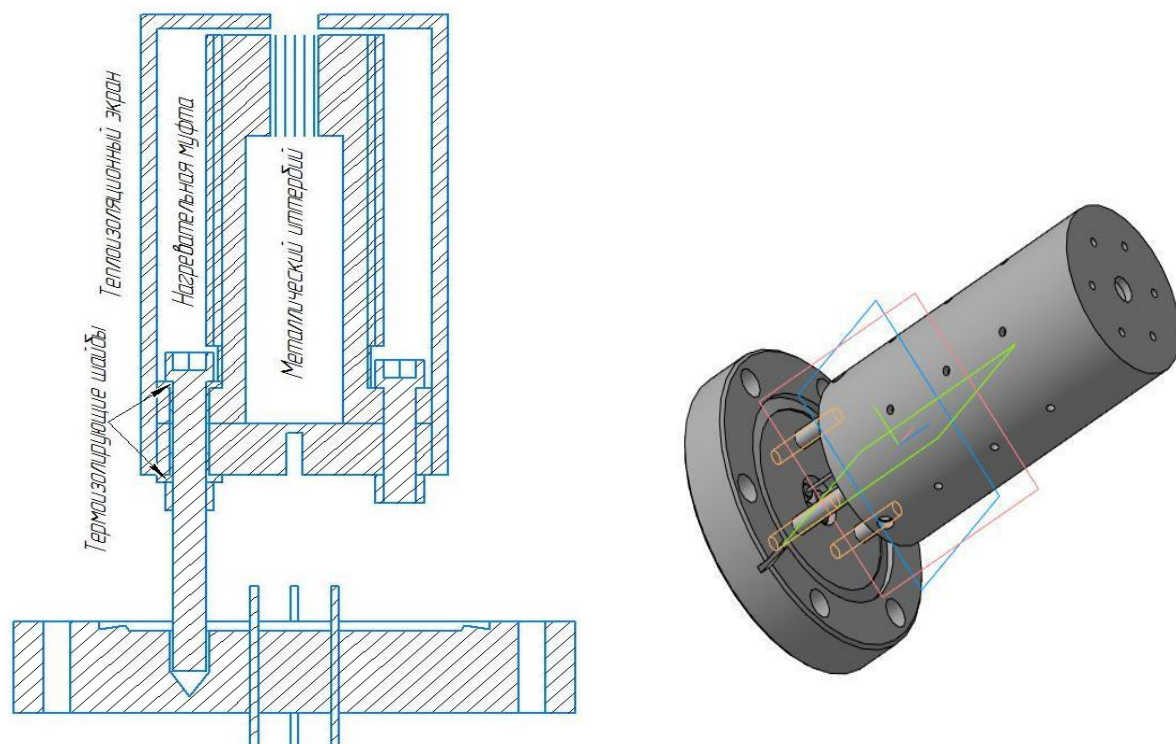


Рисунок 4.4. Вариант источника атомов иттербия.

Благодаря такому способу нагрева можно снизить энергопотребление, так как нагревается непосредственно резервуар с металлом внутри вакуумной трубки, а не сам источник снаружи, как реализовано в стационарном стандарте частоты на холодных атомах стронция. Для снижения общей теплопроводности используются керамические шайбы из керамики с низкой теплопроводностью для дополнительной развязки нагреваемой емкости с общим объемом вакуумной камеры. В данном варианте используется ZrO_2 . Для снижения теплового потока от нагревательной муфты использовался алюминиевый экран.

Если перпендикулярно потоку атомов расположить вакуумное окно и через него заводить лазерное излучение зеемановского замедлителя, то достаточно быстро иттербий осядет на это окно, и оно перестанет быть прозрачным для используемой длины волны. Такая проблема была обнаружена при изготовлении ОСЧ на холодных атомах стронция.

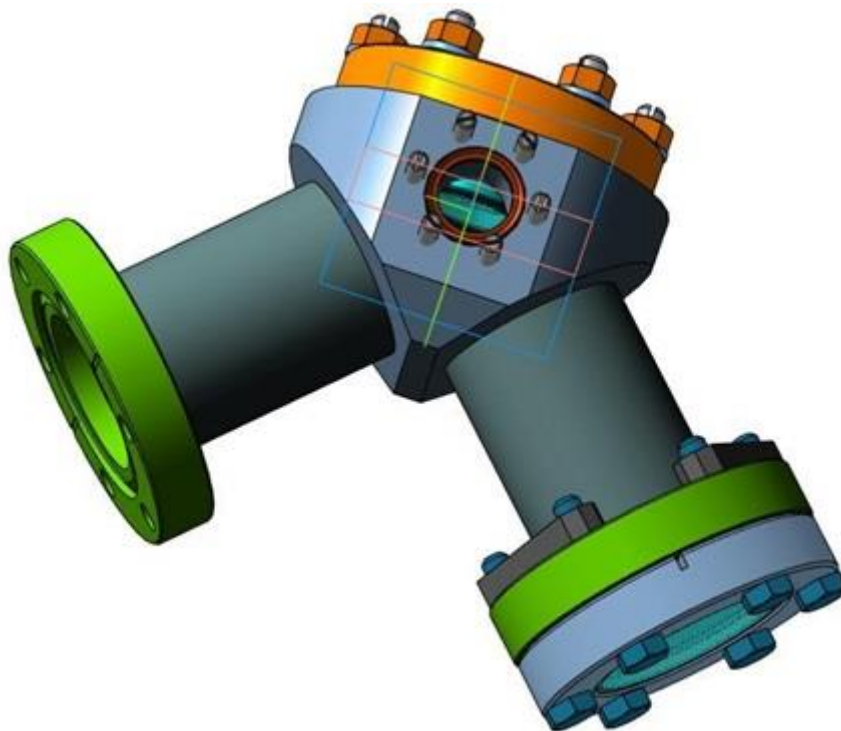


Рисунок 4.5. Колено зеемановского замедлителя.

Чтобы избежать этого процесса возможно два варианта: первый – подвести нагрев на окно, что, однако, повысит энергопотребление установки, второй – использовать следующее устройство (См. рисунок 4.5). Фланцем, на котором отсутствует вакуумное окно оно крепится к вакуумной камере. Как можно видеть, в центре данного изделия установлено зеркало под 45 градусов к потоку атомов и к лучу зеемановского замедлителя. Это позволяет не терять отражающей способности даже при напылении иттербия на зеркало.

4.2.3 Вакуумная камера оптического спектроскопа

Для создания и поддержания уровня вакуума в вакуумной камере оптического спектроскопа используются ион-геттерные насосы фирмы Saes Getters Nexttor D100 и Nexttor D200. При использовании такой конфигурации вакуумных насосов достигнут уровень вакуума 10^{-10} мбар в рабочей зоне, что более чем достаточно для создания ОСЧ. При включении источника атомов в рабочий режим (температура источника около 380 °С) уровень вакуума сохраняется в допустимых пределах – 10^{-8} мбар.

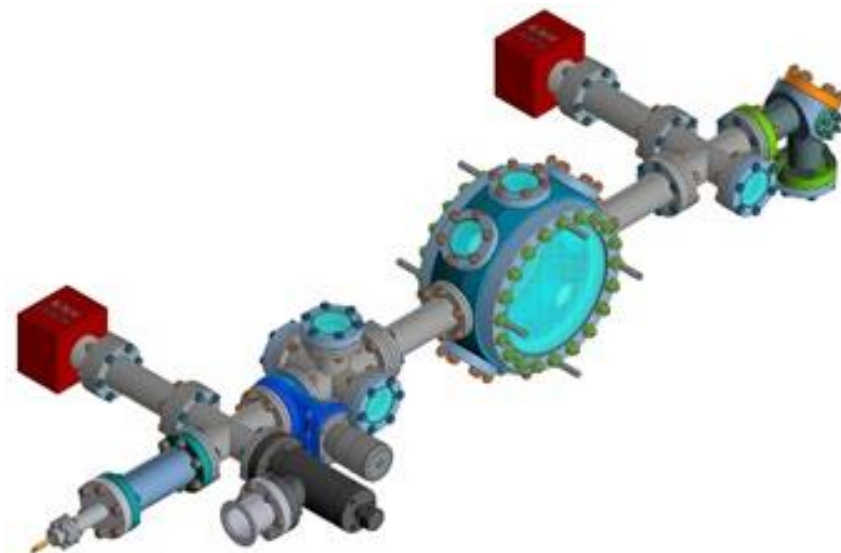


Рисунок 4.6. 3D модель вакуумной камеры оптического спектрографа.

В предлагаемую модель вакуумной камеры оптического спектрографа добавлена секция 2D ловушки для поджатия потока атомов по двум направлениям, делая его более направленным. Также, как было описано ранее, из него исключена магнитная секция зеемановского замедлителя. Результат моделирования вакуумной камеры оптического спектрографа предоставлен на рисунке 4.6.

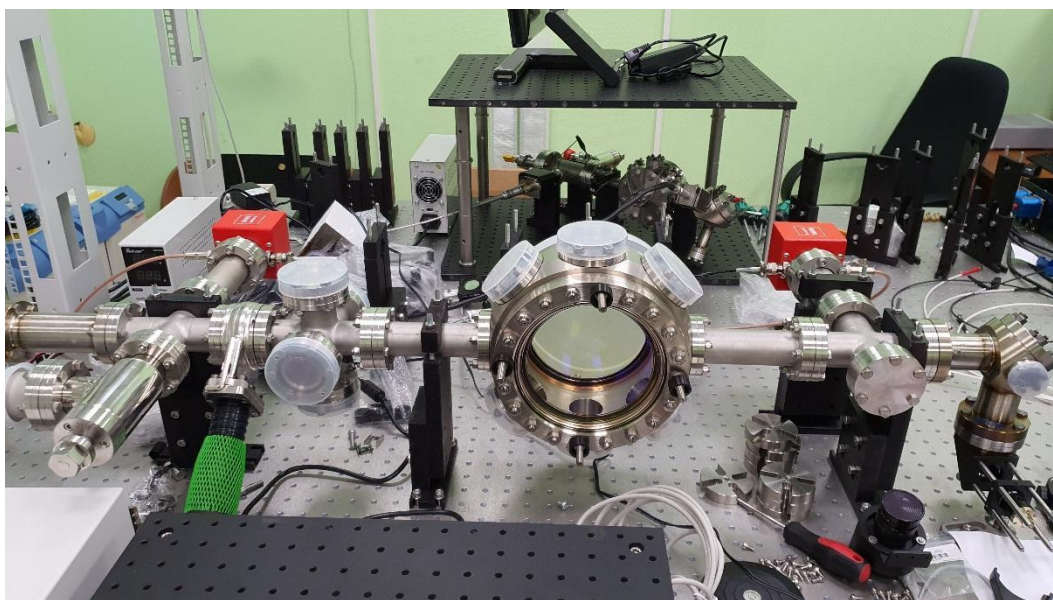


Рисунок 4.7. Собранная вакуумная камера оптического спектрографа.

Сборка вакуумной камеры, со всеми присоединёнными элементами представлена на рисунке 4.7.

Во ФГУП «ВНИИФТРИ» была создана вакуумная камера оптического спектроскопа с диагональной конфигурацией[110], для охлаждения атомов стронция.

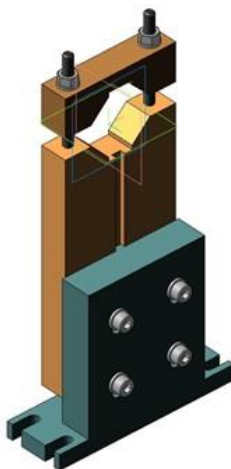


Рисунок 4.8. Опора оптического спектроскопа.

Как было описано выше, мы исключили секцию зеемановского замедлителя и, для дальнейшего уменьшения размеров, исключили секцию прерывателя. Также была изменена ориентация камеры в пространстве: раньше источник и луч зеемановского замедлителя составляли угол приблизительно в 30 градусов горизонтальной оси, в нашем же эксперименте все расположено горизонтально, создав линейную версию оптического спектроскопа.

В связи с тем, что конфигурация вакуумной камеры изменилась, по сравнению со стационарным ОСЧ разработанным во ФГУП «ВНИИФТРИ» требуется изменить способ крепления вакуумной камеры к оптическому столу [110]. Для этого используются подставки переменной высоты. Изменение высоты производится путем ослабления четырех крепежных винтов перемещение пластин друг относительно друга и последующее затягивание винтов (См. рисунок 4.8).

4.2.4 Катушки формирования магнитного поля

Для формирования необходимого магнитного поля и градиента магнитного поля в рабочей зоне оптического спектроскопа требуется изготовить магнитные катушки с определенным количеством витков и расположить их в конфигурации анти-Гельмгольца. На рисунке 4.9 предлагается вариант такой

катушки. Каркас изготавливается из алюминия с электроизоляционным покрытием. Намотка осуществляется медной трубкой с наружным диаметром 4 мм, с обмоткой лентой Kapton, например фирмы Thorlabs KAP22-075.



Рисунок 4.9. Пара катушек в анти-Гельмгольц конфигурации для формирования магнитного поля.

В предложенной модели намотка сделана в 10 рядов, по 14 витков в каждом. Результаты моделирования поведения интенсивности магнитного поля и градиента магнитного поля в зависимости от токов представлены на рисунке 4.10- 4.11.

Такая конфигурация катушек позволяет создать градиент магнитного поля в 50 Гс/см при токе порядка 55 А, а градиент в 10 Гс/см при токе в 12 А. Использование пары таких катушек позволяет провести как классический эксперимент, так и вариант с двухчастотным охлаждением. Использование двухчастотного охлаждения позволит снизить энергопотребление до уровня, приемлемого для создания перебазируемого ОСЧ на холодных атомах.

Предложенная катушка крепится непосредственно на вакуумную камеру, на четыре шпильки М8 и прижимается гайками М8.

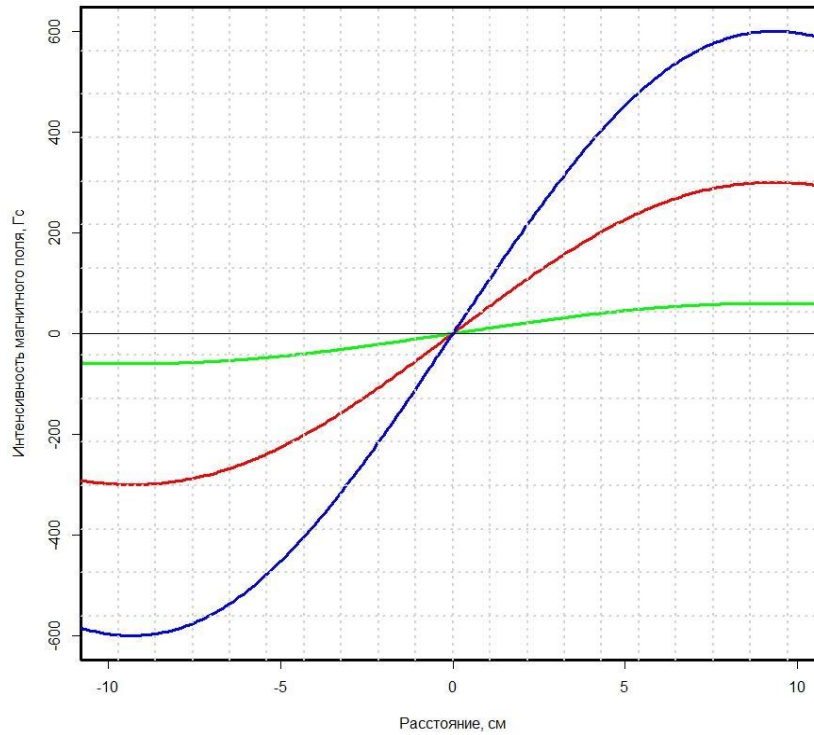


Рисунок 4.10. Интенсивность магнитного поля в паре предложенных катушек в анти-Гельмгольц конфигурации. Зеленая линия – при токе 12 А, красная линия – при токе 60 А, синяя линия – при токе 120 А.

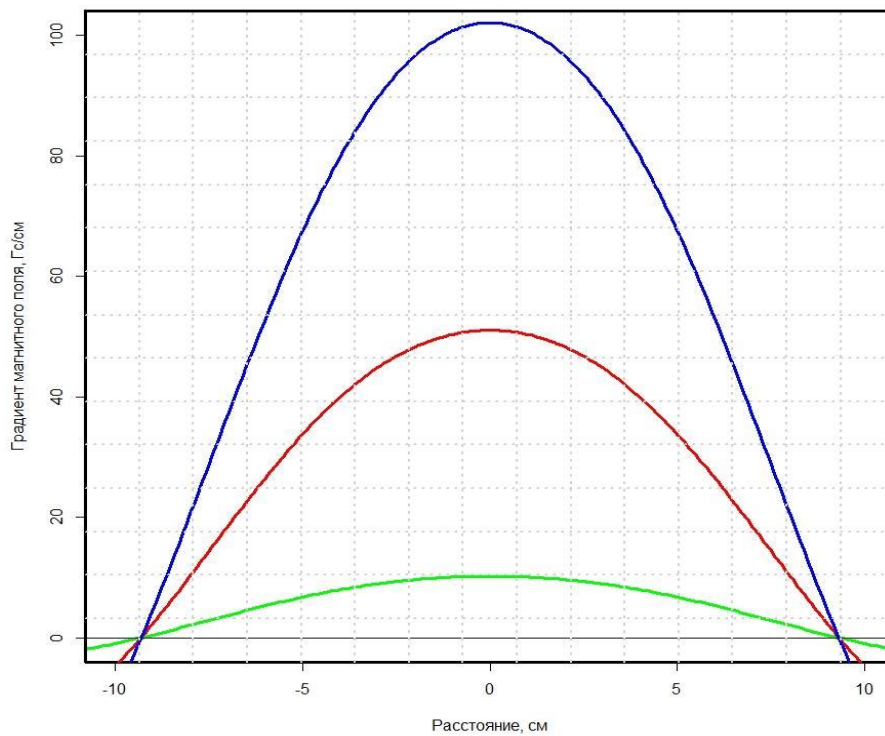


Рисунок 4.11. Градиент магнитного поля в паре предложенных катушек в анти-Гельмгольц конфигурации. Зеленая линия – при токе 12 А, красная линия – при токе 60 А, синяя линия – при токе 120 А.

4.3 Магнитные поля пары катушек в анти-гельмгольц конфигурации

Перед тем, как устанавливать магнитные катушки на вакуумную камеру оптического спектроскопа, было проведено исследование полей, формируемых ими. Магнитные катушки располагались точно так же, как и на вакуумной камере, но до крепления оптических окон, что не мешало помещению датчика в рабочую зону и его передвижение по оси катушек.

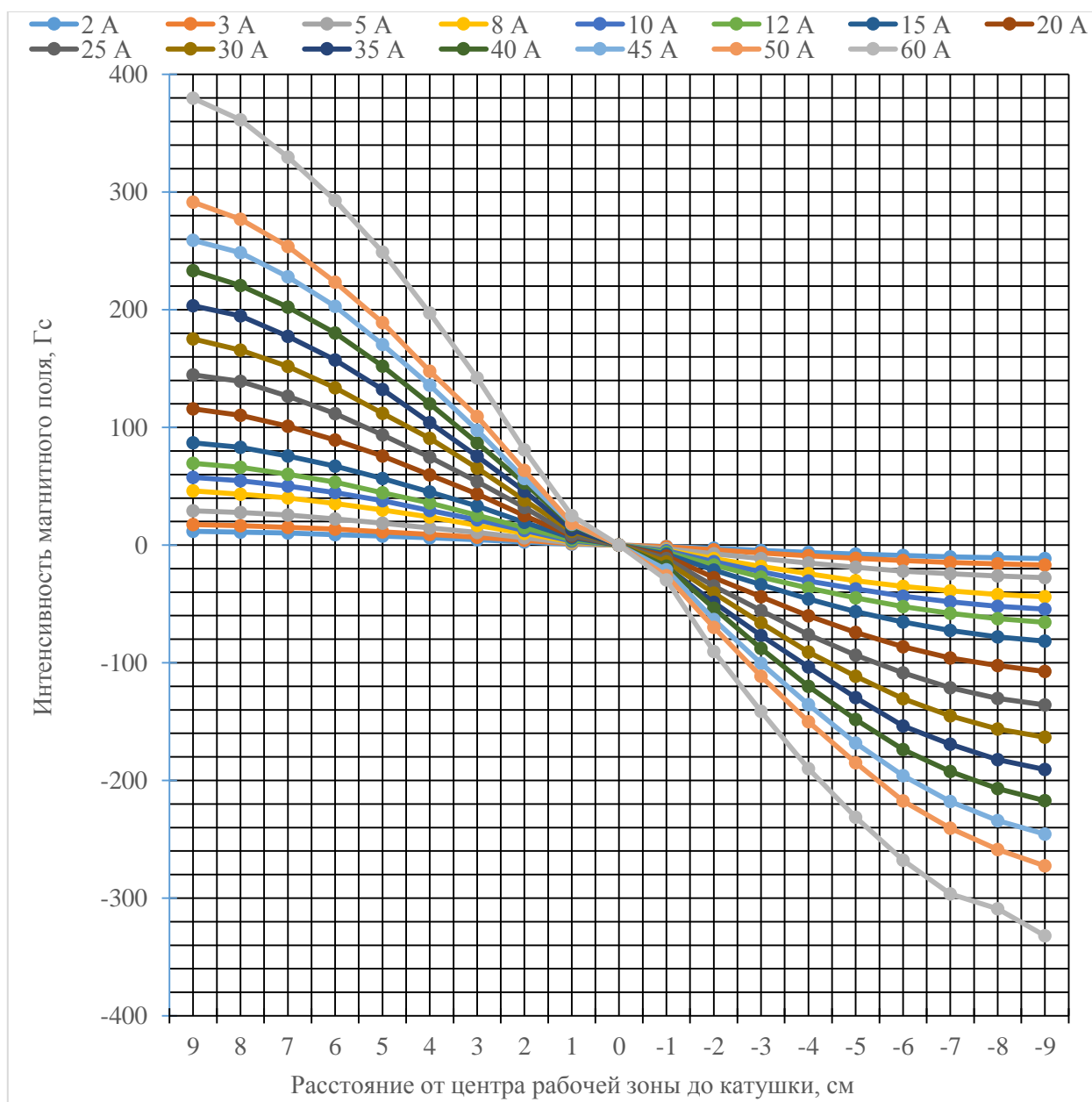


Рисунок 4.12. Зависимость интенсивности магнитного поля от расстояния от центра рабочей зоны при разных значениях тока.

Для измерения магнитного поля использовался магнитометр Foerster Magnetomat 1.782 с трехкоординатным датчиком измерения магнитного поля 1.782.01-3003. Для контроля достоверности измерений использовался

магнитометр Foerster Magnetoscop 1.070 с однокоординатным датчиком РН – 50 – АХ.

Ось катушек совпадает с осью Z трехкоординатного датчика. Данные по оси катушек взятые из этой программы были пересчитаны на расстояние, которое проходил датчик, с целью построения зависимости распределения интенсивности магнитного поля от расстояния от центра рабочей зоны. Результаты измерений для разных значений тока представлены на рисунке 4.12.

Как видно из полученной зависимости, экспериментальные данные находятся в согласии с данными, полученными путем расчета.

4.4 Собранный установка

Для экранирования рабочей зоны от паразитного светового излучения используется специальный экран.

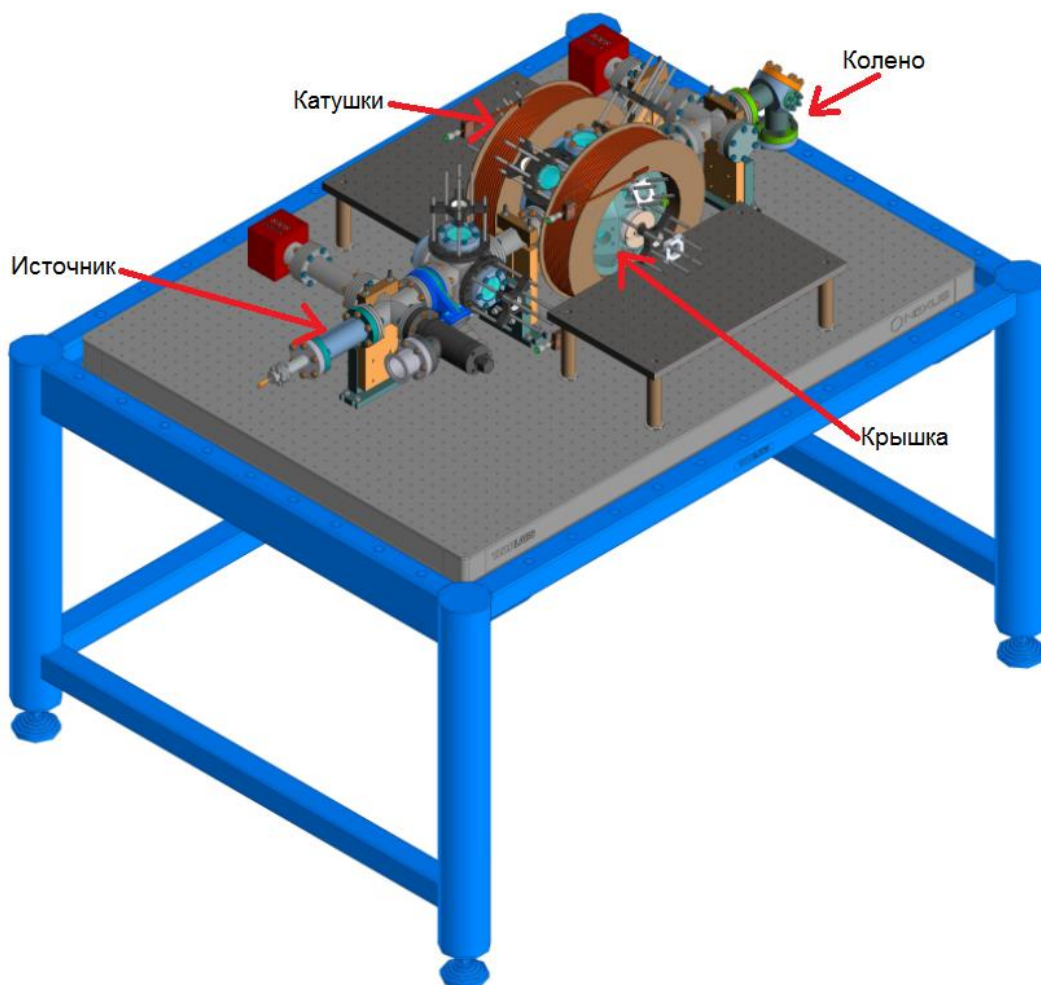


Рисунок 4.13. 3D модель оптического спектрометра.

В таком экране предусмотрены основное отверстие для лазерного охлаждения (по центру) и побочные отверстия в количестве четырех штук для дополнительного использования, такого как наблюдение облака захваченных атомов с помощью CCD камеры, подсчет атомов с помощью фотоэлектронного умножителя, заведение перекачивающего излучения. При необходимости, эти отверстия могут быть закрыты с помощью крышек с резьбовым креплением.

На рисунке 4.13 представлена модель макета оптического спектроскопа для создания перебазируемого ОСЧ на холодных атомах. На рисунке отображены все необходимые детали, включая опоры и оптический стол, на котором этот макет расположен.

По результату моделирования, был изготовлен и собран оптический спектроскоп. Результат сборки предоставлен на рисунке 4.14. При этом, в данной установке реализован уровень вакуума $10^{-9} - 10^{-10}$ мбар.

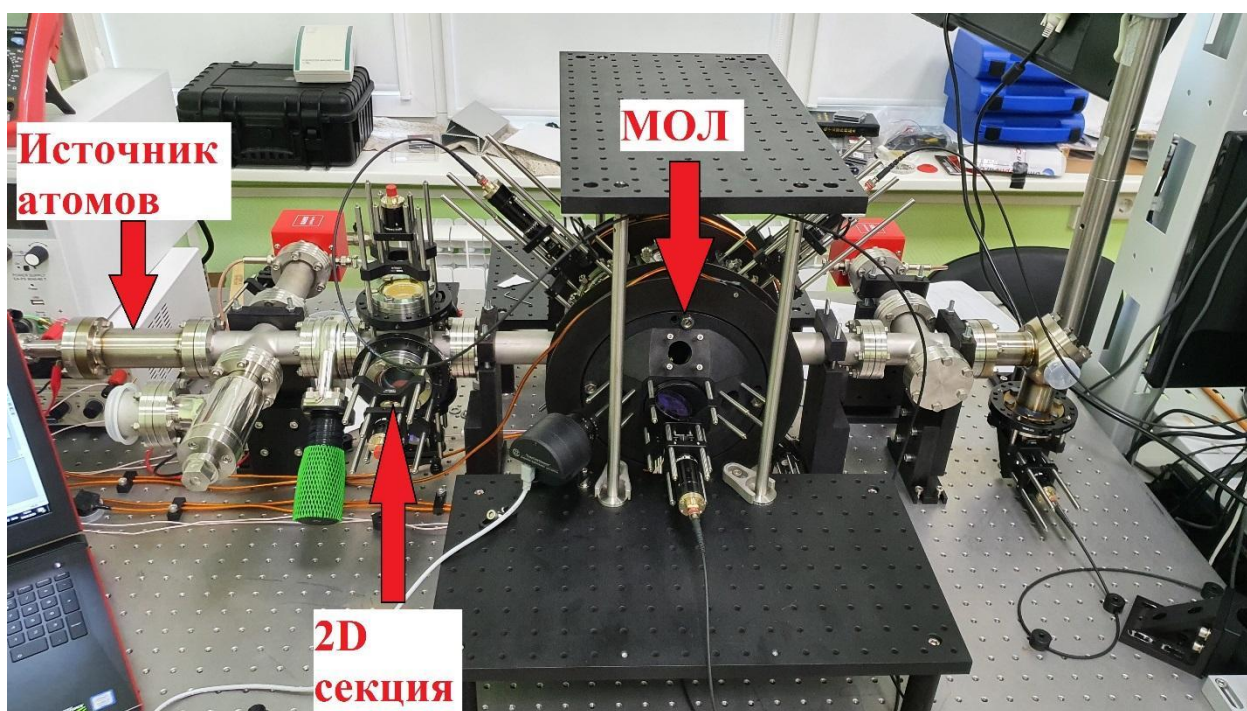


Рисунок 4.14. Собраный оптический спектроскоп.

При включении источника и его калибровки по отношению подаваемое напряжение – температура, было установлено, что при напряжении 9 В достигается температура 380 °С. При этом уровень вакуума в рабочей зоне устанавливается на уровне $10^{-7} - 10^{-8}$ мбар.

4.5 Система распределения лазерного излучения

Главной задачей комплекса является замедление и охлаждение атомов до температуры в несколько десятков микроКельвинов. Такая температура позволяет захватить атомы в оптическую решетку при использовании лазерного излучения всего в несколько ватт. Для достижения охлаждения атомов до таких температур необходимо использование метода захвата атомов в магнитооптическую ловушку. Таким образом, комплекс состоит из лазерных источников и системы формирования магнитного поля.

4.5.1 Частотные отстройки

В силу структуры энергетических уровней, оптимальным решением обычно является двух этапное охлаждение атомов: сначала в первичную МОЛ на переходе $^1S_0-^1P_1$ на длине волны 399 нм с достижением температуры атомов в несколько милликельвинов, а затем во вторичную МОЛ на переходе $^1S_0-^3P_1$ на длине волны 556 нм. Для формирования излучения на этих длинах волн, для компактности, предлагается использовать лазерные системы на основе диодных лазеров.

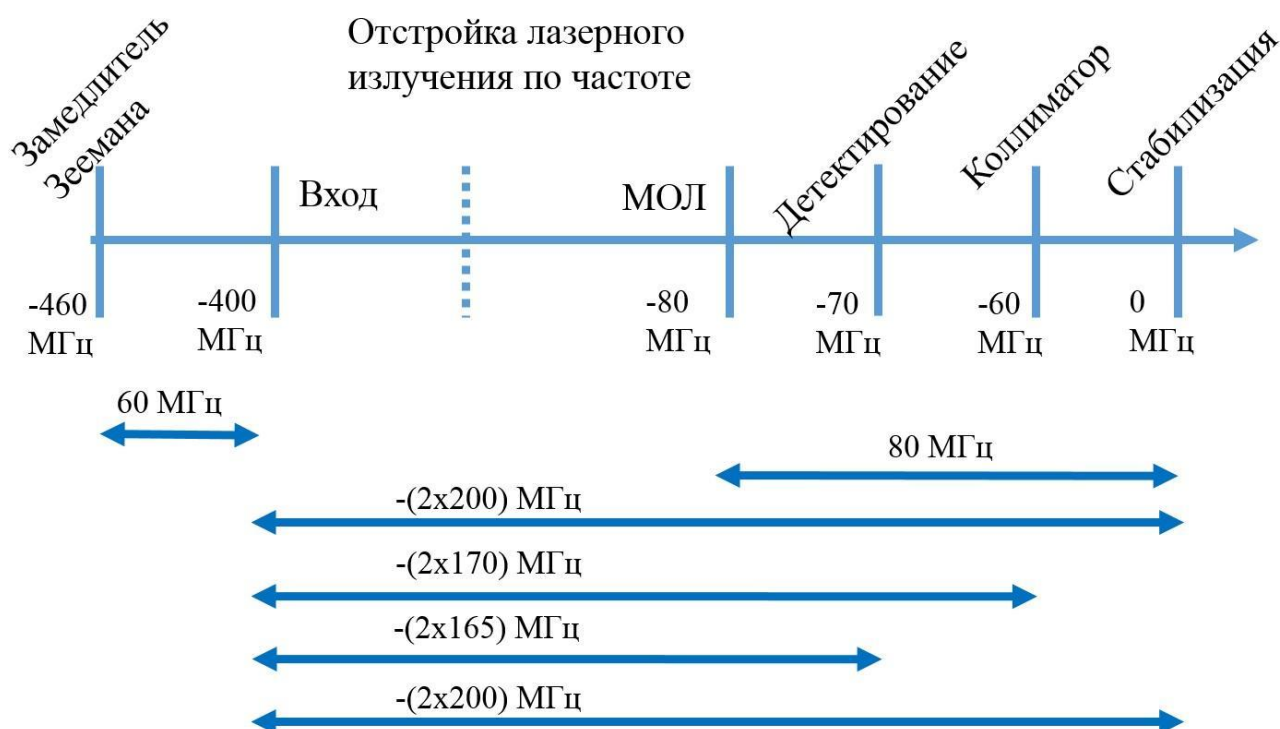


Рисунок 4.15. Вариант частотных отстроек для первичного лазерного охлаждения 399 нм.

Для снижения необходимого градиента магнитного поля и, соответственно, энергопотребления, предлагается использовать метод двухчастотного захвата атомов в первичную МОЛ. Суть метода, в том, что атомы, вылетающие из источника, замедляются и захватываются с помощью излучений на двух переходах одновременно: $1S_0-1P_1$ и $1S_0-3P_1$.

Формирование излучения на длине волны 399 нм необходимо на нескольких частотах разнесенных друг от друга на десятки и сотни мегагерц. Предлагается: использовать систему распределения излучения на основе акустооптических модуляторов.

Для реализации был произведен расчет необходимых частотных отстроек для такой распределительной схемы. (см. рисунок 4.15)

По результатам расчетов была предложена конфигурация необходимых акустооптических модуляторов для реализации такой схемы. Необходимое кол-во проходов через модуляторы представлены в нижней части Рисунка 4.15.

4.5.2 Макет системы распределения лазерного излучения

Первый вариант расположения акустооптических модуляторов, со всей необходимой оптикой для настройки АОМов и коллиматорами представлен на Рисунке 4.16. На схеме отображены все необходимые входные и выходные коллиматоры. С левого верхнего угла, против часовой стрелки:

- излучение из первого коллиматора используется для стабилизации частоты лазерного излучения вторичного охлаждения, с длиной волны 556 нм,
- излучение из второго коллиматора используется для стабилизации частоты лазерного излучения первичного охлаждения, с длиной волны 399 нм,
- третий коллиматор используется для ввода излучения вторичного охлаждения с длиной волны 556 нм на распределительную схему,
- четвертый коллиматор используется для ввода излучения первичного охлаждения с длиной волны 399 нм на распределительную схему,
- пятый, шестой и седьмой коллиматоры используются вывода излучения первичного и вторичного лазерного охлаждения с длиной волны 399 нм и 556 нм

и отправки с помощью оптических волокон в рабочую зону оптического спектроскопа,

- восьмой коллиматор может использоваться для тестирования однозеркальных магнитооптических ловушек,
- девятый и одиннадцатый коллиматоры используются для вывода излучения с длиной волны 399 нм для коллимирующей секции,
- десятый коллиматор используется для вывода излучения с длиной волны 399 нм для детектирования облака захваченных атомов,
- двенадцатый коллиматор используется для вывода излучения с длиной волны 399 нм для зеемановского замедления.

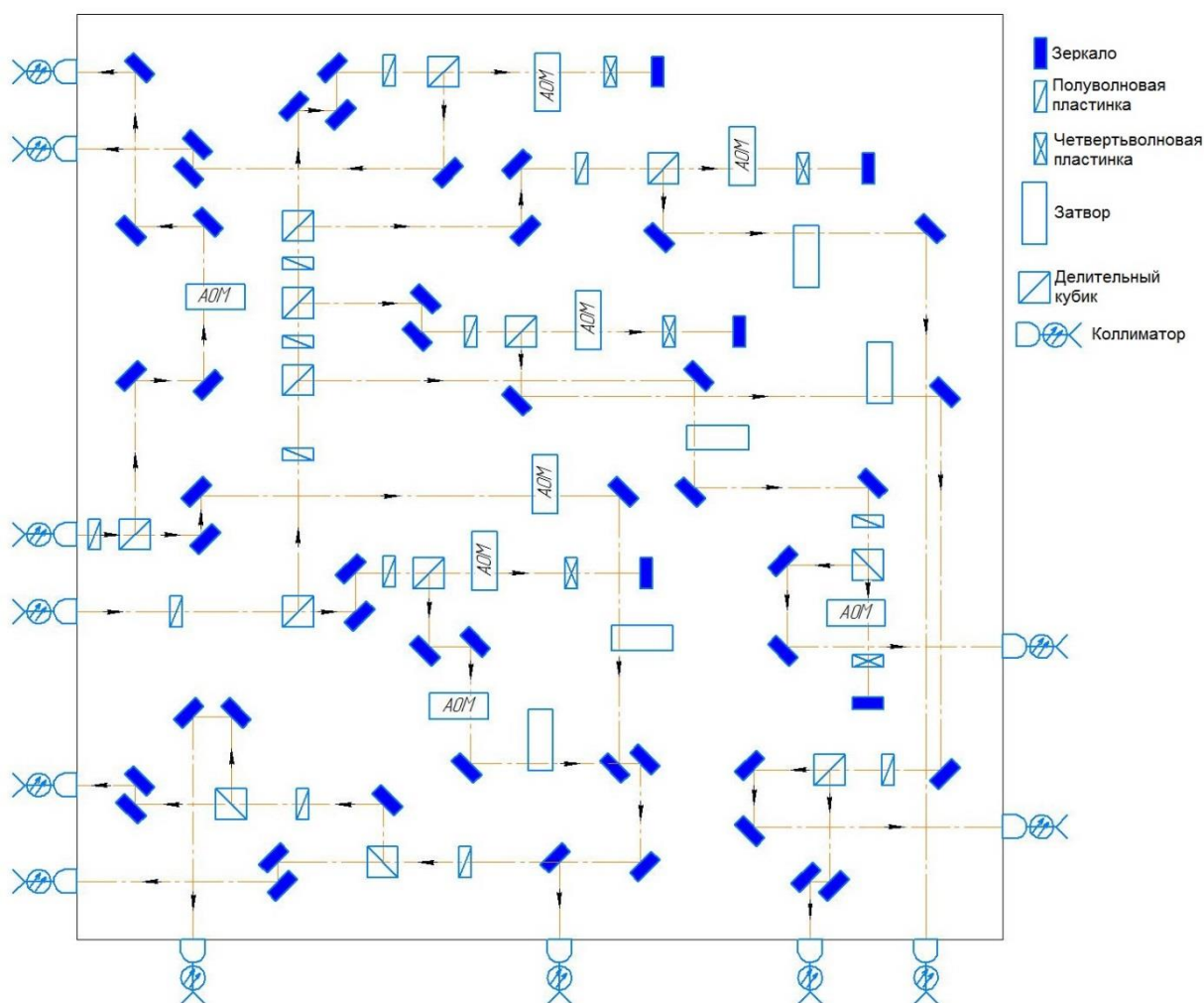


Рисунок 4.16. Схема оптическая принципиальная для осуществления первичного и вторичного лазерного охлаждения.

4.5.3 Система распределения лазерного излучения

Моделирование производилось на алюминиевой плите с размерами 60 см x 60 см. Зеркала использовались фирмы Thorlabs BB05-E01 для настройки излучения с длиной волны 399 нм и BB05-E02 для настройки излучения с длиной волны 556 нм и комбинации указанных длин волн. Зеркала крепились с помощью держателя для круглой оптики фирмы Thorlabs POLARIS-K05 имеющего три болта настройки. Настройка такого держателя производилась с помощью съемных ручек фирмы Thorlabs НКТС-5/64. Для распределения излучения по разным направлениям использовались поляризационные делительные кубики фирмы Thorlabs PBS121, закрепленные в специальные оправы фирмы Thorlabs KM05S и KM05SL, в зависимости от направления отклонения излучения. Регулировка распределения излучения по мощности осуществлялась с помощью полуволновых пластинок фирмы Thorlabs WPHSM05-405 и WPHSM05-546, закрепленных в поворотное крепление фирмы Thorlabs RSP05/M. Для организации двойного прохода через акустооптический модулятор использовалась четвертьволновая пластинка фирмы Thorlabs WPQSM05-405 закрепленная в поворотное крепление фирмы Thorlabs RSP05/M. Вся вышеперечисленная оптомеханика крепилась на специальные стойки фирмы Thorlabs MSP05, MSP05/M и TRP14/M, в зависимости от необходимой высоты лазерного пучка. Все стойки крепились к плите с помощью прижимного крепления фирмы Thorlabs MSC2, который закреплялся с помощью болта с резьбой М6.

Для организации проведения эксперимента требуется создать специальный цикл взаимодействия излучения с потоком атомов. Для этого, на предложенной схеме используются оптомеханические затворы фирмы Stanford Research Systems SR475 управляемый с помощью драйвера SR474.

Для формирования излучения на длине волны 399 нм используется лазерная система с задающим лазером с длиной волны 798 нм, усилителем лазерного излучения на этой длине волны и удвоителем частоты. Используемая лазерная система имеет устройства автоматической стабилизации мощности

излучения на двух этапах: выходной мощности из усилителя и выходной мощности из удвоителя.

Для формирования излучения на длине волны 556 нм используется лазерная система с задающим лазером с длиной волны 1112 нм, усилителем лазерного излучения на этой длине волны и удвоителем частоты. Используемая лазерная система имеет устройства автоматической стабилизации мощности излучения на трех этапах: выходной мощности из усилителя, выходной мощности из удвоителя и выходной мощности из оптического волокна.

Первый вариант распределительной системы лазерного излучения представлен на рисунке 4.17.

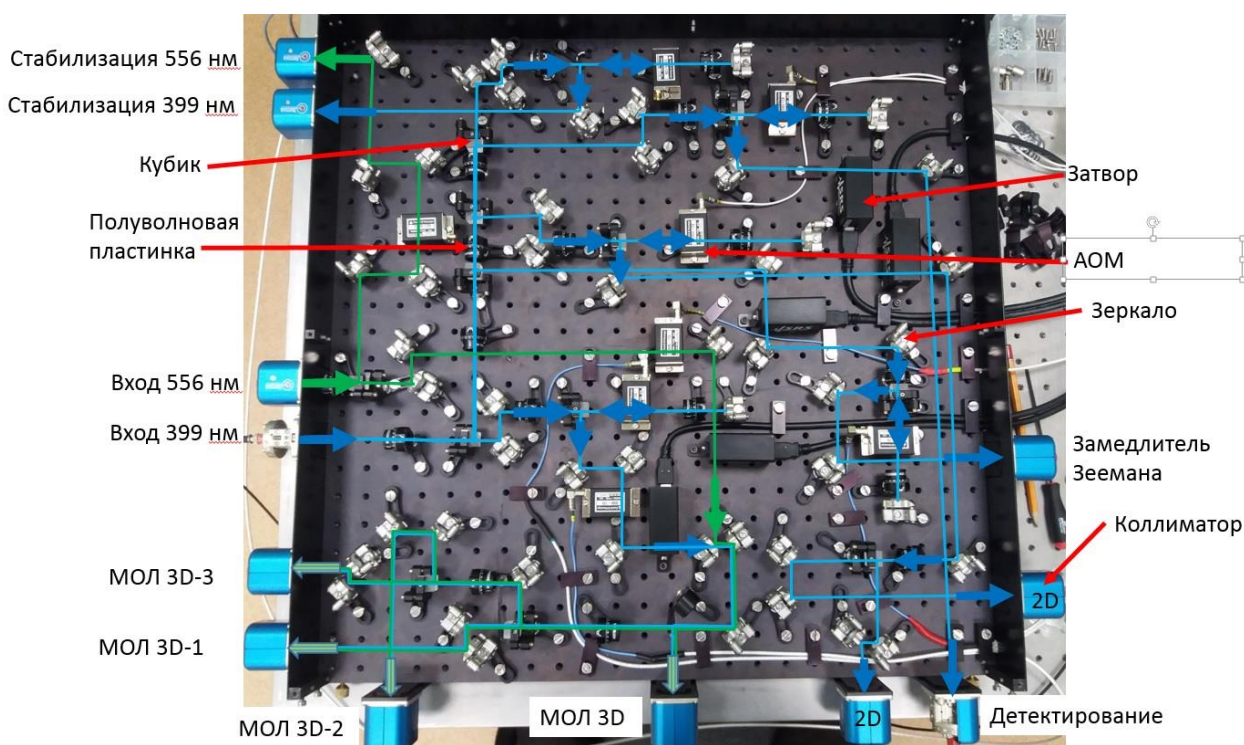


Рисунок 4.17. Собранная распределительная система лазерного излучения.

По результатам тестирования этой модели было выявлено несколько недостатков:

- полуволновая пластинка, расположенная на входе излучения 399 нм с помощью, которой осуществлялось распределение по мощностям, прогорала из-за высокой мощности этого излучения;
- совмещение лазерных пучков первичного и вторичного охлаждения снижает общую эффективность заведения излучения в оптическое волокно;

- использование поляризационных делительных кубиков вызывает некоторое непостоянство распределения мощностей, из-за слегка меняющейся входной поляризации.

Для устранения перечисленных выше недостатков, было произведено существенное упрощение и частичная переработка описанной схемы. Первым изменением стало использование делительных пластинок с заданным соотношением, вместо кубиков с полуволновыми пластинками. Такая замена убрала эффект прогорания на входе распределительной схемы. Вторым изменением стало разделение первичного и вторичного охлаждений на отдельные оптические пути. Результат модернизации представлен на рисунке 4.18. В данный момент указанная схема реализована без коллимирующей секции.

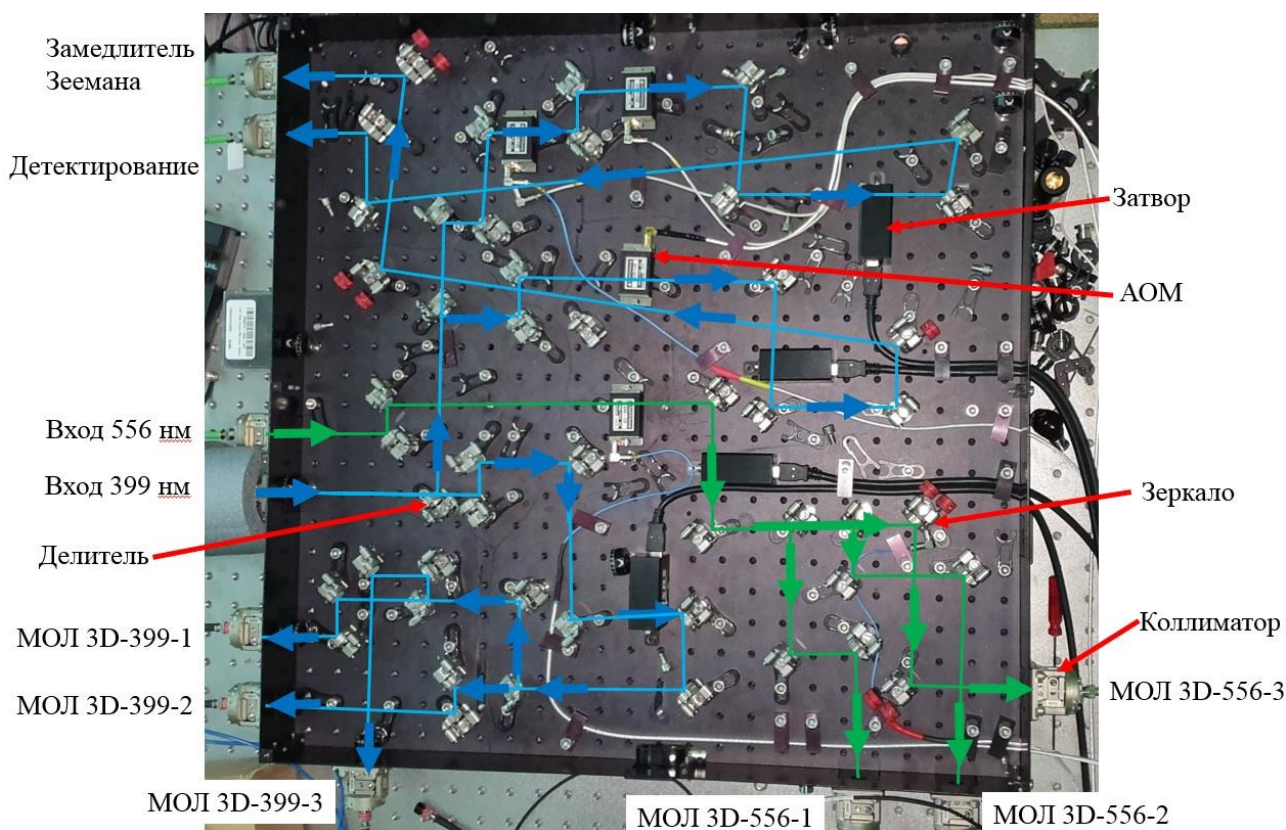


Рисунок 4.18. Собранная распределительная система лазерного излучения, оптимизированная версия.

4.5.4 Система доставки излучения в рабочую зону

Для дальнейшего взаимодействия лазерного излучения с потоком атомов предлагается использовать следующий вариант доставки излучения в рабочую

зону оптического спектроскопа (см. рисунок 4.19). Такой вариант предусматривает использование двух отдельных коллиматоров для заведения излучения первичного и вторичного охлаждения и их совмещение на дихроичном зеркале. В этом случае достижение необходимых размеров лазерных пучков достигается настройкой каждого отдельного коллиматора. Поляризация контролируется с помощью полуволновых и четвертьволновых пластинок. Реализация предложенной модели представлена на рисунке 4.20. В левой части отображена передняя часть системы заведения лазерного излучения, в правой его обратная часть.

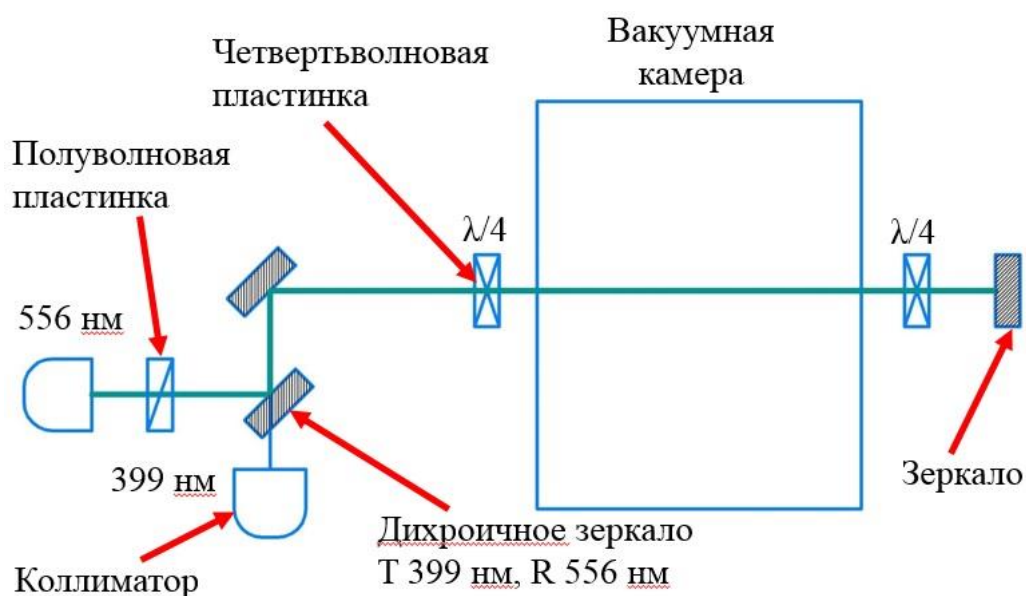


Рисунок 4.19. Вариант заведения излучения в рабочую зону с помощью оптических волокон.

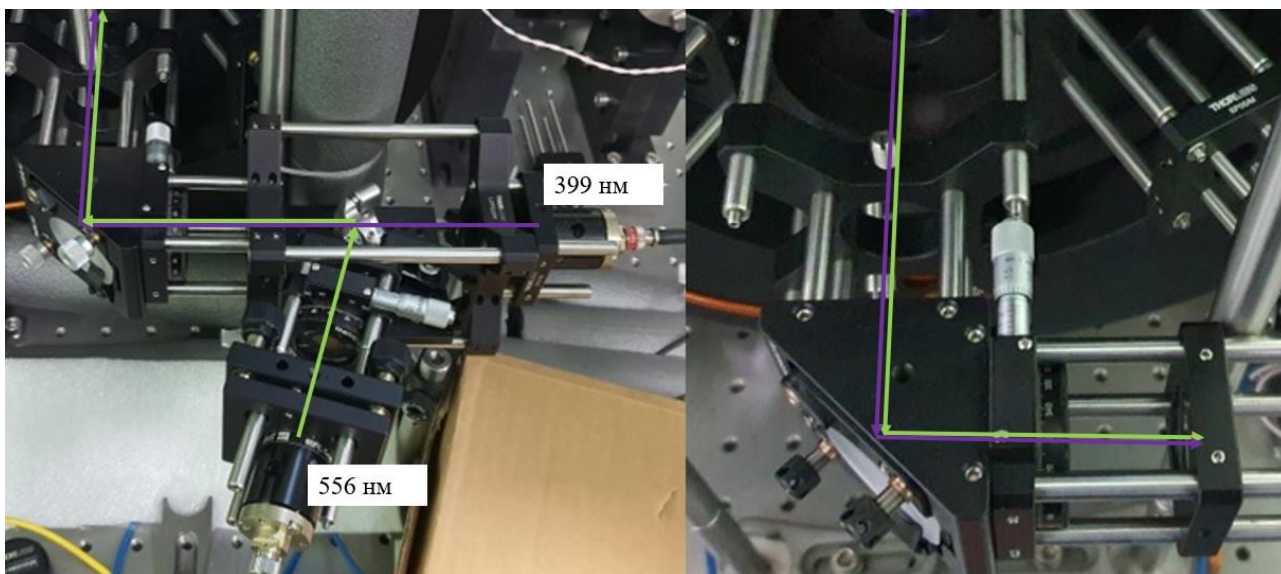


Рисунок 4.20. Реализация заведения излучения в рабочую зону с помощью оптических волокон.

4.6 Спектроскопия перехода $^1S_0-^1P_1$

Для проведения эксперимента по спектроскопии перехода первичного охлаждения использовалась вакуумная камера оптического спектрометра, описанная выше, диодная лазерная система с усилителем и удвоителем частоты и камера с ПЗС матрицей с прогрессивной разверткой для детектирования взаимодействия потока атомов со светом.

Лазерная система стабилизировалась по волномеру WS-U2 для более точного определения частоты переходов. При этом лазерный луч был направлен поперек потока атомов. Частота лазерной системы плавно смещалась с помощью изменения напряжения на пьезоэлементе дифракционной решетки, что позволяло произвести сканирование лазера по частоте в широком диапазоне.

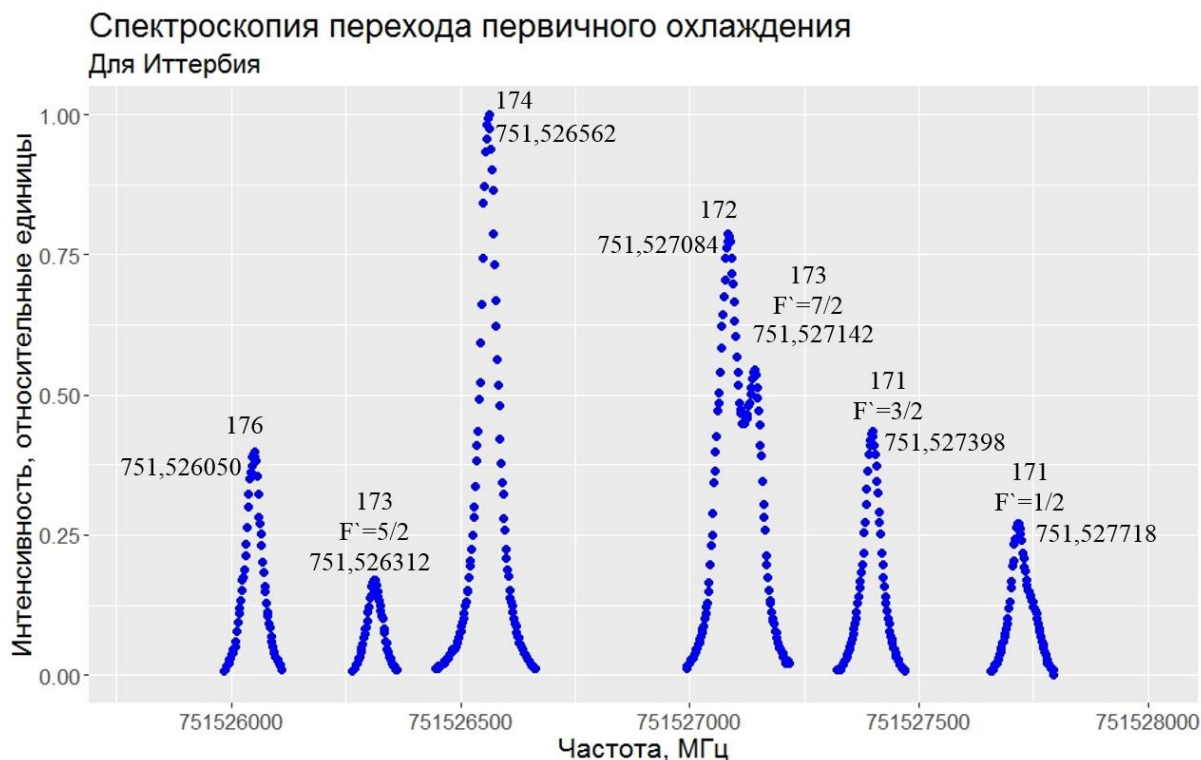


Рисунок 4.21. График зависимости интенсивности свечения от частоты отстройки от ^{174}Yb .

Из полученных данных, была найдена самая яркая интенсивность взаимодействия света с атомным потоком, на частоте 751.526560 ТГц, которая соответствует ^{174}Yb . Так же были найдены основные изотопы иттербия: 176 с частотой 751.526052 ТГц, 172 и 173(спин 3/2) (из-за близкого расположения не различаются) с частотой 751.527092 ТГц, 171(спин 3/2) с частотой 751.527390 ТГц и 171(спин $1/2$) с частотой 751.527706 ТГц.

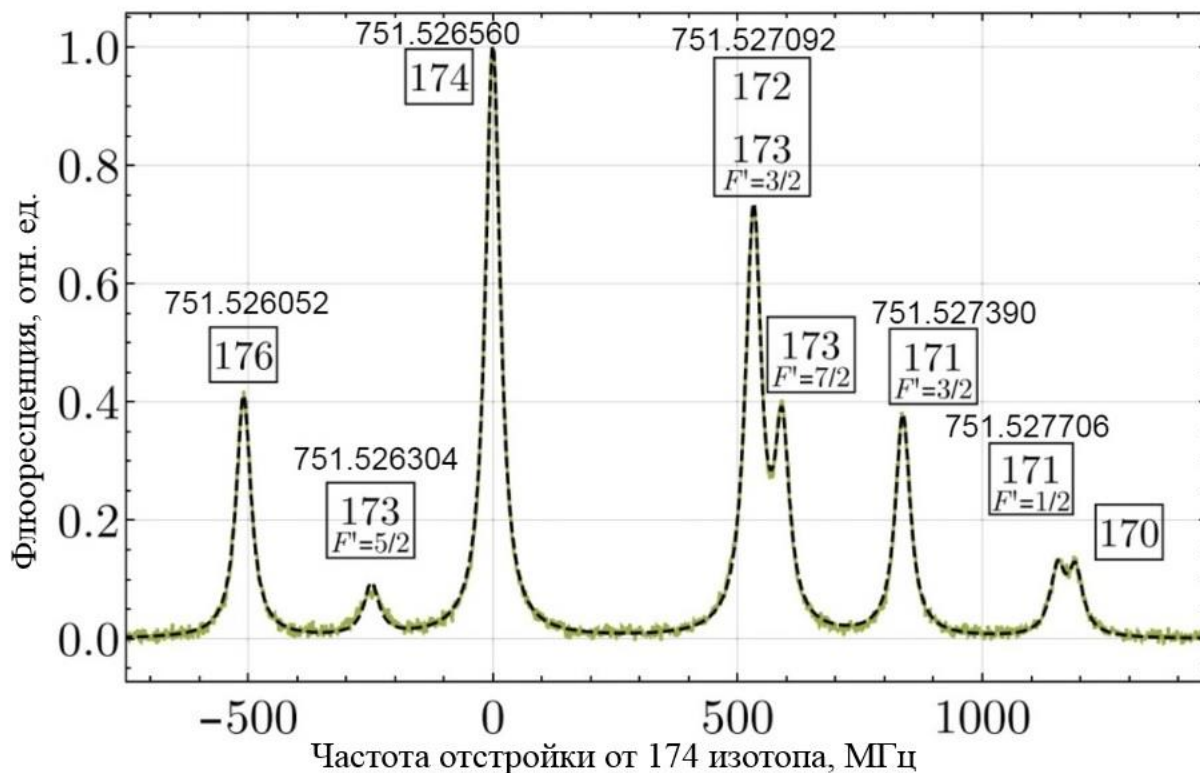


Рисунок 4.22. График зависимости интенсивности свечения от частоты отстройки от ^{174}Yb . График взят из [184], значения получены экспериментальным путем.

Основное внимание, для разработки ОСЧ на холодных атомах, уделяют 174 и 171(спин $\frac{1}{2}$) изотопам. Оба эти изотопа были успешно детектированы на переходе $^1\text{S}_0$ - $^1\text{P}_1$.

Как видно из рисунков 4.21 и 4.22 экспериментальные данные, полученные в ходе диссертационного исследования, находятся в хорошем согласии с данными, полученными в зарубежных лабораториях.

4.7 Спектроскопия перехода $^1\text{S}_0$ - $^3\text{P}_1$

Для проведения эксперимента по спектроскопии перехода вторичного охлаждения использовалась вакуумная камера оптического спектрометра, описанная выше, диодная лазерная система с усилителем и удвоителем частоты и камера с ПЗС матрицей с прогрессивной разверткой для детектирования взаимодействия потока атомов со светом.

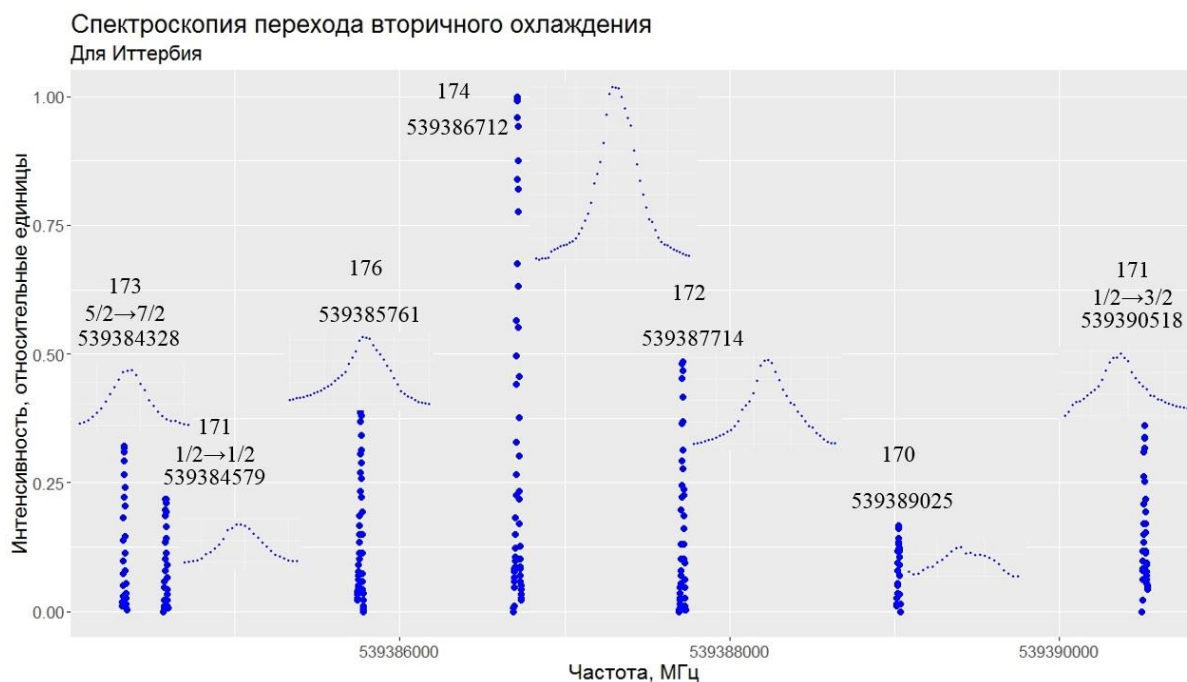


Рисунок 4.23: График зависимости интенсивности свечения от частоты отстройки от ^{174}Yb .

Лазерная система стабилизировалась по системе стабилизации частот FSU-1, которая позволяет перестраивать частоту излучения в необходимом диапазоне.

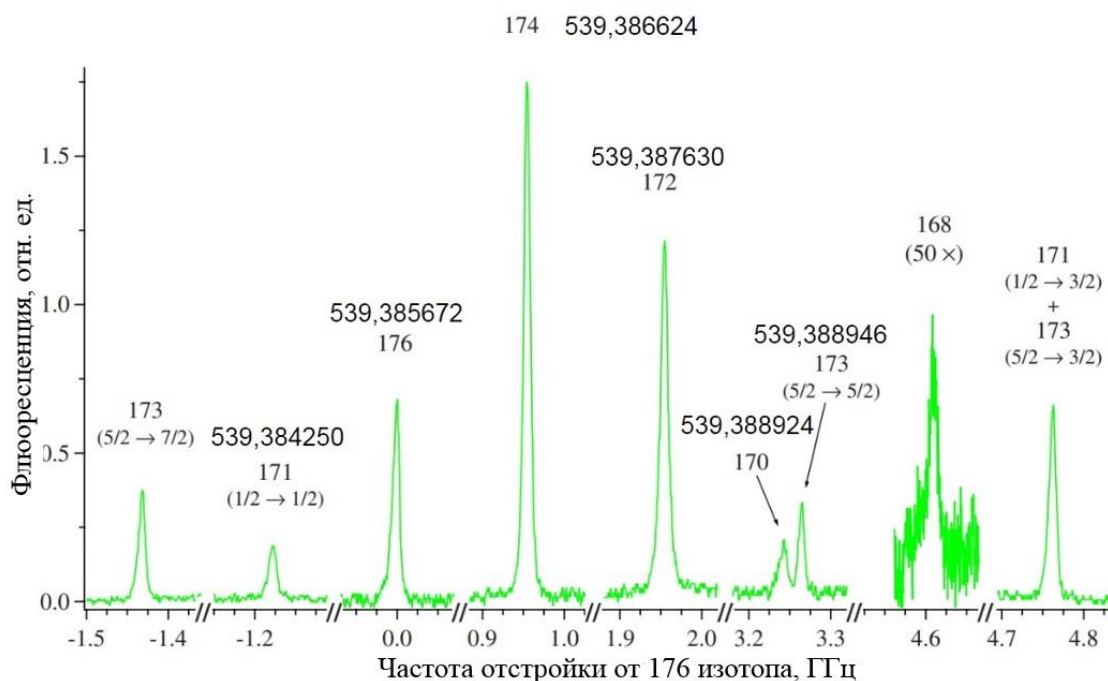


Рисунок 4.24: График зависимости интенсивности свечения от частоты отстройки от ^{174}Yb .
График взят из [185], значения получены экспериментальным путем.

Из полученных данных, была найдена самая яркая интенсивность взаимодействия света с атомным потоком, на частоте 539.386624 ТГц, которая соответствует ^{174}Yb . Так же были найдены основные изотопы иттербия: 176 с

частотой 539.385672 ТГц, 173 с частотой 539.388946 ТГц, 172 с частотой 539.387630 ТГц, 170 с частотой 539.388924 ТГц и 171 с частотой 539.384250 ТГц.

Основное внимание, для разработки ОСЧ на холодных атомах, уделяют 174 и 171 изотопам. Оба эти изотопа были успешно детектированы на переходе 1S_0 - 3P_1 .

Как видно из рисунков 4.23 и 4.24 экспериментальные данные, полученные в ходе диссертационного исследования, находятся в хорошем согласии с данными, полученными в зарубежных лабораториях.

По результатам проведения спектроскопии перехода 1S_0 - 1P_1 и перехода 1S_0 - 3P_1 были внесены поправки в частотные отстройки акустооптических модуляторов в распределительной системе лазерного излучения.

Отстройка лазерного
излучения по частоте

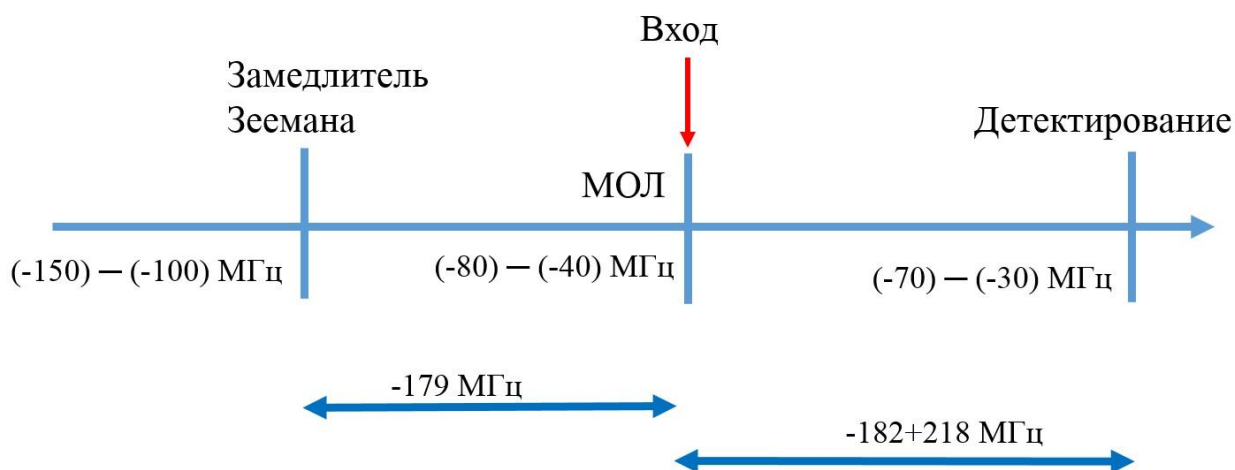


Рисунок 4.25. Отстройки частоты после проведения спектроскопии переходов первичного и вторичного охлаждения.

При этом было изменено общее кол-во необходимых акустооптических модуляторов в схеме лазерного охлаждения. В новой версии распределительной схемы лазерного охлаждения используются три АОМа для излучения с длиной волны 399 нм: один для зеемановского охлаждения, два для детектирования и один АОМ для вторичного охлаждения.

4.8 Результаты первичного охлаждения атомов иттербия

Первым произведённым исследованием была оценка количества атомов в потоке, создаваемом источником горячих атомов. Для этого ПЗС-камера с используемой линзой, помещалась на коллиматорную секцию (См. рисунок 4.14 2D-секция). Для оценки использовалось лазерное излучение коллиматорной секции. Количество атомов в потоке оценивалось по серии снимков, полученных с ПЗС-камеры (См. рисунок 4.26).



Рисунок 4.26. Фотография потока атомов стронция на коллиматорной секции.

В результате оценки количества атомов в потоке, с помощью формулы (2.39), была получена величина $(1,4 \pm 0,9) \cdot 10^{14}$ атомов в секунду.

После проведенных измерений и внесенных поправок в схему распределения лазерного излучения был проведен эксперимент по исследованию зависимости количества атомов в первичной магнитооптической ловушке в зависимости от изменения частотных отстроек от перехода первичного охлаждения и изменения градиента поля первичной магнитооптической ловушки. Оценка количества атомов в первичной магнитооптической ловушке проводилась по методу, описанному в главе 2 раздел 2.15.

Вначале строились две трехмерные модели по двум сериям проведенных экспериментов. Первая серия – фиксировалась частота отстройки от перехода первичного охлаждения, изменялся градиент магнитного поля, затем частота отстройки изменялась с шагом в 1 МГц. В каждой точке делалась серия снимков

для уменьшения влияния флуктуации мощности лазерного излучения. В результате получилась трехмерная зависимость количества атомов в первичной МОЛ от изменения градиента магнитного поля и частоты отстройки (См. Рисунок 4.27). Вторая серия – фиксировался градиент магнитного поля, изменялась частотная отстройка от перехода первичного охлаждения с шагом в 1 МГц. Также делалась серия снимков. В результате получилась трехмерная зависимость количества атомов в первичной МОЛ от изменения частоты отстройки и градиента магнитного поля (См. Рисунок 4.28).

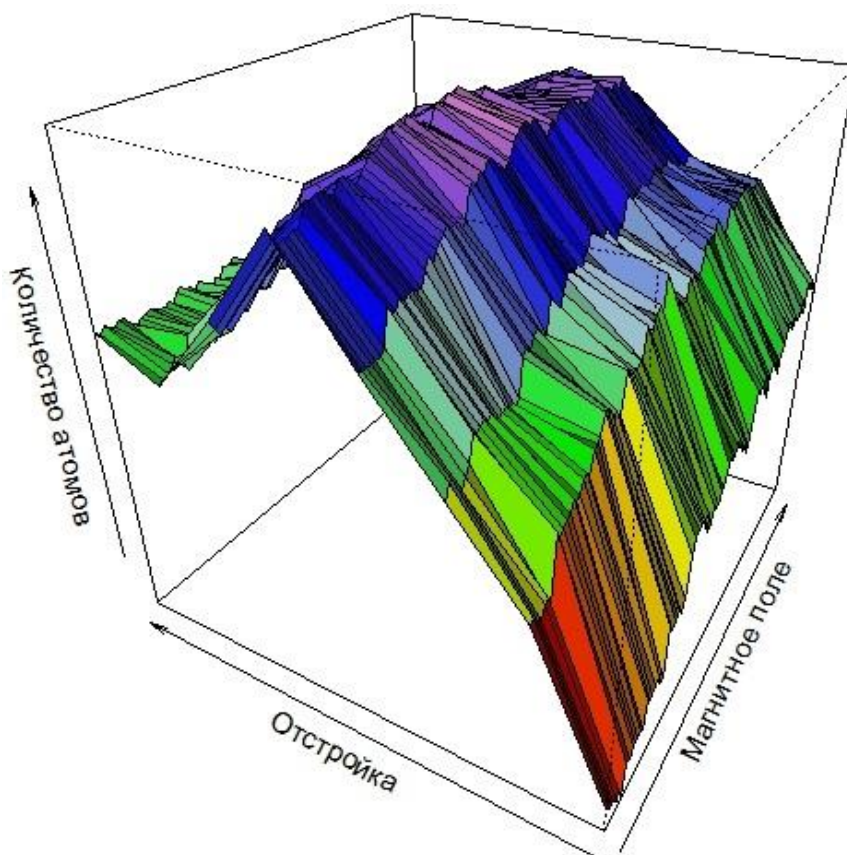


Рисунок 4.27. Трехмерная модель зависимости количества атомов в первичной МОЛ от изменения градиента магнитного поля и частоты отстройки

Следующим шагом был поиск максимума в каждой из трехмерных моделей и построение выбранной кривой. Из первой серии получился график на рисунке 4.29, из второй серии получился график на рисунке 4.30. В результате в первичную магнитооптическую ловушку может быть захвачено не менее $1.6 \cdot 10^7$ атомов иттербия при частотной отстройке – 38 МГц и градиенте магнитного поля 25 Гс/см.

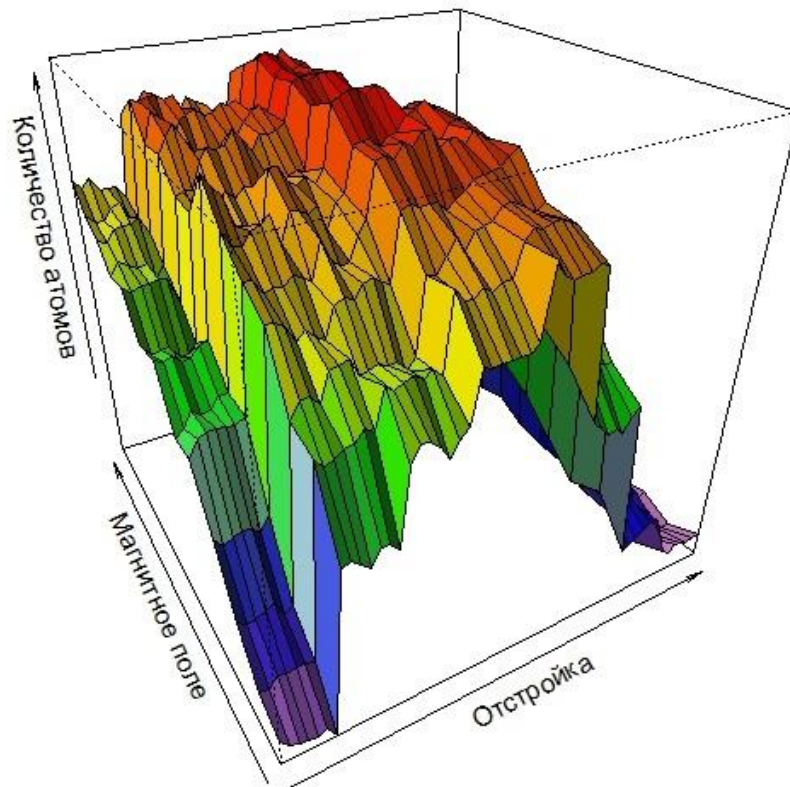


Рисунок 4.28. Трехмерная модель зависимости количества атомов в первичной МОЛ от изменения частоты отстройки и градиента магнитного поля

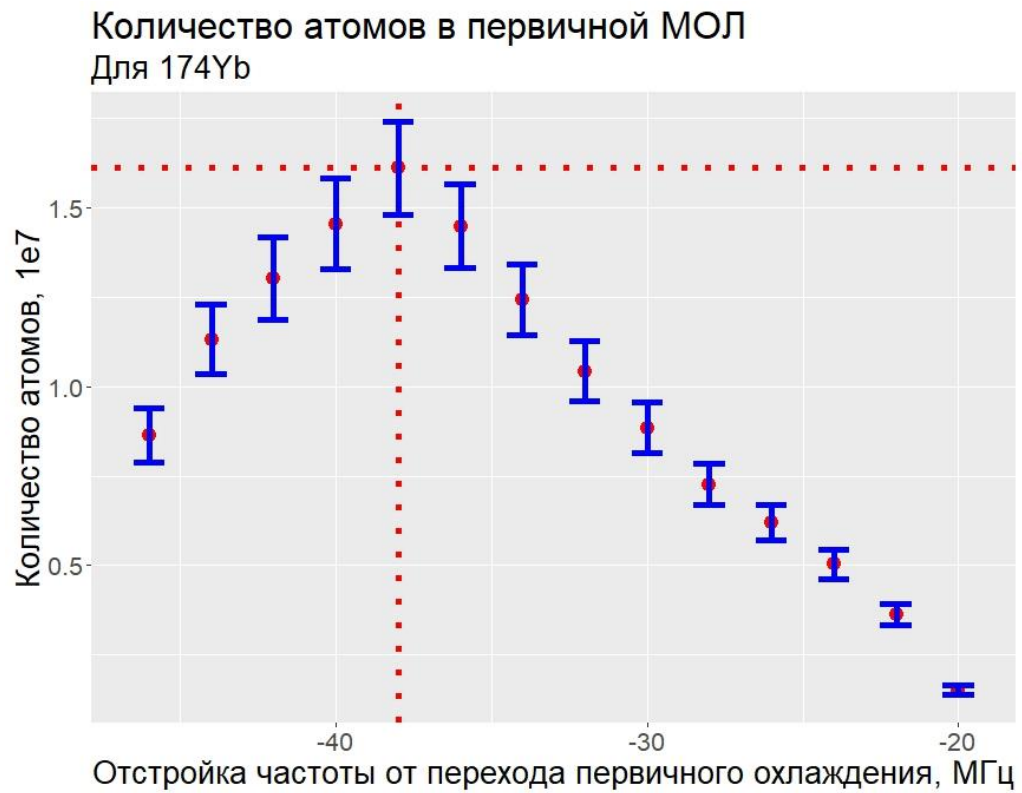


Рисунок 4.29. Зависимость количества атомов в первичной МОЛ от изменения частоты отстройки

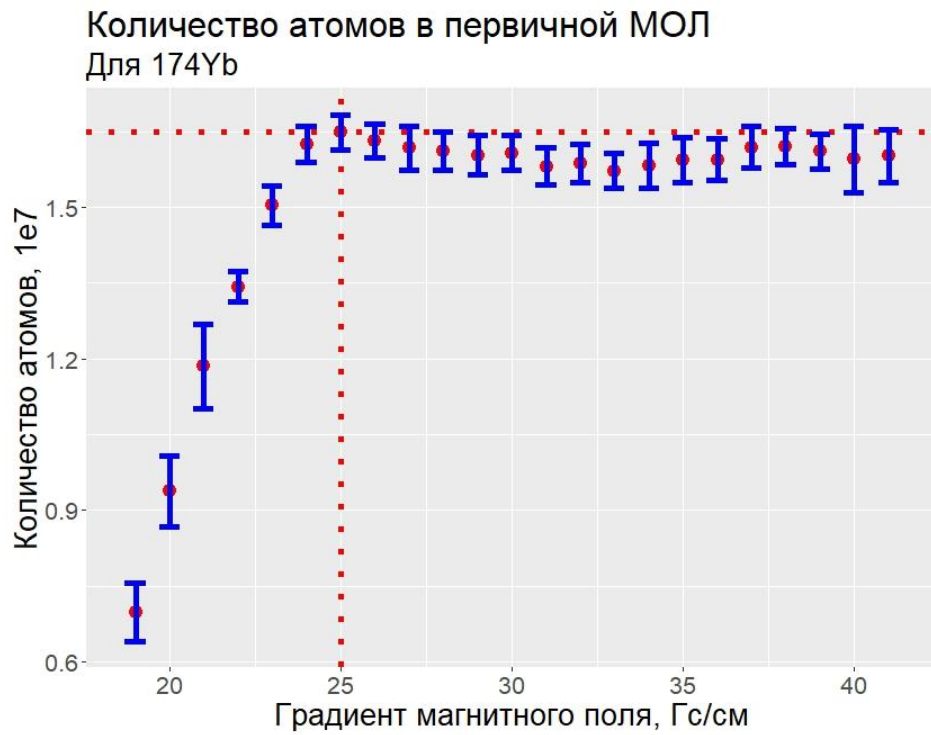


Рисунок 4.30. Зависимость количества атомов в первичной МОЛ от изменения градиента магнитного поля

Дополнительным экспериментом стала проверка работоспособности всей системы при настройке на частоту охлаждения ^{171}Yb изотопа иттербия.

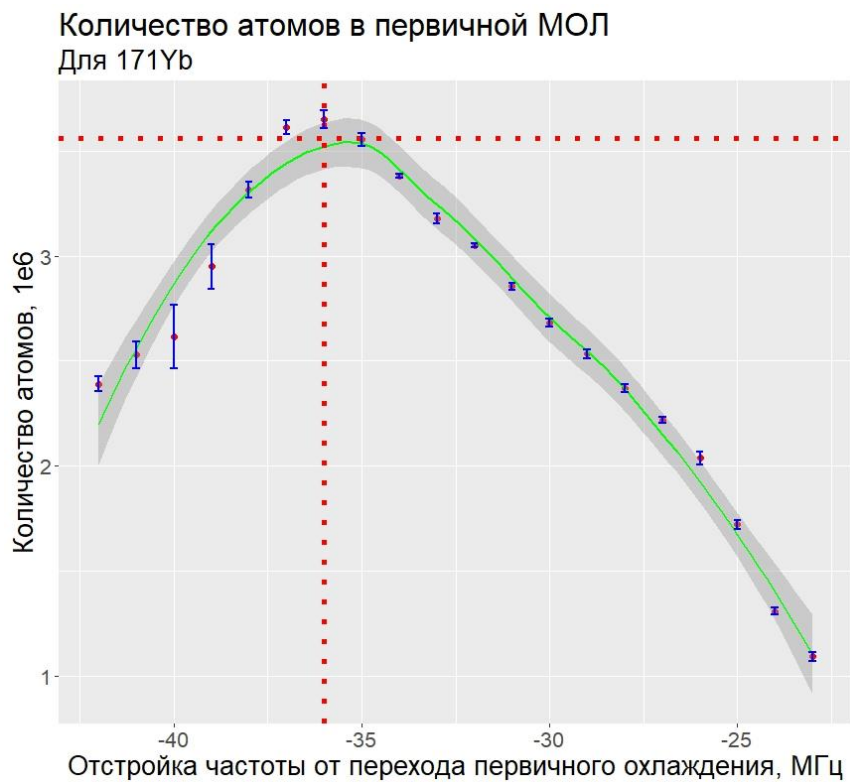


Рисунок 4.31. Зависимость количества атомов в первичной МОЛ от изменения частоты отстройки

Было произведено исследование количества атомов в первичной МОЛ в зависимости от тех же частотных отстроек и градиентов магнитного поля. Результаты измерений представлены на рисунках 4.31 и 4.32. Как показал эксперимент, созданная вакуумная камера оптического спектроскопа и система распределения лазерного излучения подходит для работы как с бозонным, так и с фермионным изотопом иттербия.

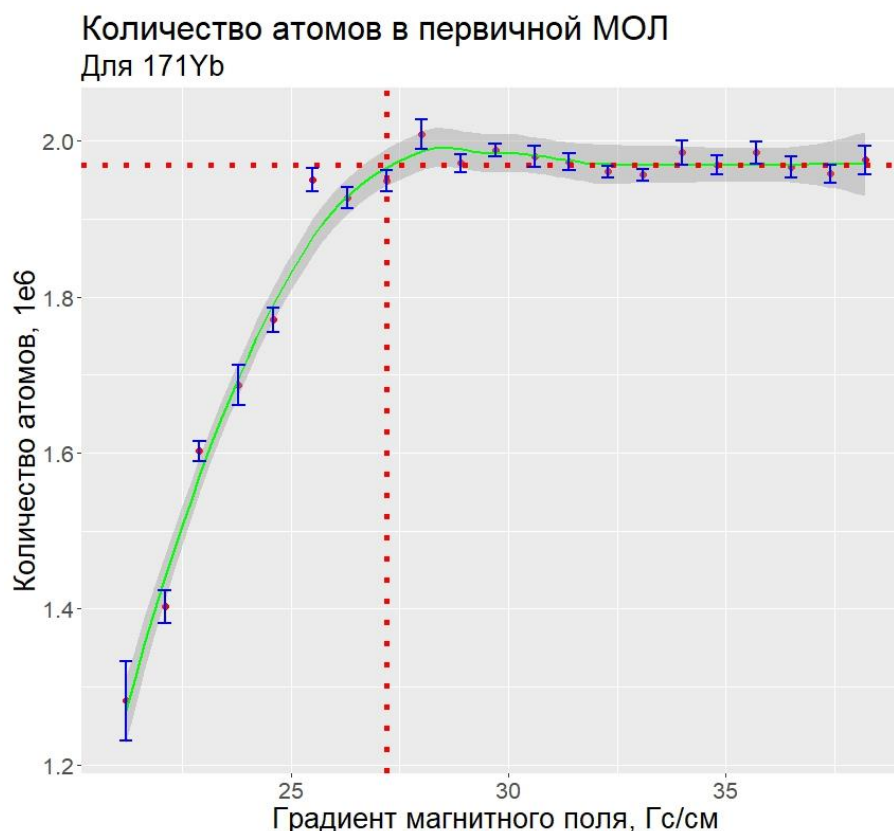


Рисунок 4.32. Зависимость количества атомов в первичной МОЛ от изменения градиента магнитного поля

4.9 Оценка неопределенности предложенных методов для атомов иттербия

Аналогично методу, изложенному в разделе 2.17 по формуле (2.40), производилась оценка неопределенности методов оценки количества атомов в потоке и в магнитооптической ловушке.

Таким образом, неопределенность количества атомов в МОЛ была определена как $3,99 \cdot 10^{-2}$ (См. таблицу 4.2).

Таблица 4.2. Расчет неопределенности метода оценки количества атомов в МОЛ

N_{at}, Sr	λ, nm	$S_0, Вт$	$\delta, МГц$	$K_{Grad}, Вт$	$T_{grad}, сек$	$f, мм$	$D_L, мм$	$T_0, Вт$	$S_0, Вт$	$t, сек$
u_i	$5,77 \cdot 10^{-6}$	$2,10 \cdot 10^{-4}$	1,15	$1,25 \cdot 10^{-8}$	$1,00 \cdot 10^{-08}$	$5,77 \cdot 10^{-2}$	$5,77 \cdot 10^{-2}$	$2,10 \cdot 10^{-4}$	$2,10 \cdot 10^{-4}$	$1,00 \cdot 10^{-8}$
U_i	$4,00 \cdot 10^2$	$3,50 \cdot 10^{-2}$	30	$2,00 \cdot 10^{-4}$	$2,50 \cdot 10^{-05}$	$1,95 \cdot 10^2$	35	$1,55 \cdot 10^{-2}$	$1,55 \cdot 10^{-2}$	$1,00 \cdot 10^{-2}$
u_i/U_i	$1,44 \cdot 10^{-8}$	$6,00 \cdot 10^{-3}$	$3,85 \cdot 10^{-2}$	$6,25 \cdot 10^{-5}$	$4,00 \cdot 10^{-4}$	$2,96 \cdot 10^{-4}$	$1,65 \cdot 10^{-3}$	$1,35 \cdot 10^{-2}$	$1,35 \cdot 10^{-2}$	$1,00 \cdot 10^{-6}$
$(u_i/U_i)^2$	$2,09 \cdot 10^{-16}$	$3,60 \cdot 10^{-5}$	$1,48 \cdot 10^{-3}$	$3,91 \cdot 10^{-9}$	$1,60 \cdot 10^{-7}$	$8,77 \cdot 10^{-8}$	$2,72 \cdot 10^{-6}$	$1,83 \cdot 10^{-4}$	$1,83 \cdot 10^{-4}$	$1,00 \cdot 10^{-12}$
u_B	$3,99 \cdot 10^{-2}$									

Для оценки неопределенности метода оценки количества атомов в потоке, к предыдущей оценке добавлялись члены из таблицы 4.3 и неопределенность составила $4,31 \cdot 10^{-2}$

Таблица 4.3. Расчет неопределенности метода оценки количества атомов

N, Sr	$R_{beam}, мм$	$L_{beam}, мм$	$\Gamma, мм$	$d, мм$	$P_{max}, Вт$
u_i	0,05773502692	0,05773502692	0,05773502692	0,05773502692	$2,10 \cdot 10^{-04}$
U_i	8,5	36,6	155	12,7	$1,5 \cdot 10^{-02}$
u_i/U_i	$6,79 \cdot 10^{-03}$	$1,58 \cdot 10^{-03}$	$3,72 \cdot 10^{-04}$	$4,55 \cdot 10^{-03}$	$1,40 \cdot 10^{-02}$
$(u_i/U_i)^2$	$4,61 \cdot 10^{-05}$	$2,49 \cdot 10^{-06}$	$1,39 \cdot 10^{-07}$	$2,07 \cdot 10^{-05}$	$1,96 \cdot 10^{-04}$
u_B	$4,31 \cdot 10^{-02}$				

4.10 Анализ возможности разработки перебазируемого ОСЧ на холодных атомах иттербия.

В качестве завершения исследований и выполнения основной цели диссертационной работы был произведен сравнительный анализ разработанных систем стационарного ОСЧ на холодных атомах стронция и разрабатываемого перебазируемого ОСЧ на холодных атомах иттербия. Сравнение проводилось по количеству используемых лазерных систем, габаритных размеров основных составных частей и общей энергоэффективности установки. Как показатель улучшения, производился расчет, на сколько раз улучшена та или иная составная часть. Сравнение описанных выше составных частей представлено в таблице 4.4.

Таблица 4.4. Сравнение стационарного и перебазированного ОСЧ

Характеристика	Стационарный Sr	Перебазированный Yb	Изменение
Кол-во лазерных систем	7	5	Уменьшено на 2
Площадь всей установки, м ²	20	8	Уменьшено в 2,5 раза
Занимаемый объем, м ³	40	20	Уменьшено в 2 раза
Объем основной вакуумной камеры, м ³	0,035	0,011	Уменьшено \approx в 3 раза
Линейный размер источника атомов, м	0,32	0,18	Уменьшено \approx в 2 раза
Размеры системы оптического охлаждения, м · м · м	3 · 1,5 · 0,2	0,6 · 0,6 · 0,12	Уменьшено \approx в 20 раз
Энергопотребление, кВт	12	5	Уменьшено \approx в 2,5 раза

Соответственно, габариты элементов перебазированного ОСЧ уменьшаются от 2 до 20 раз по сравнению с ОСЧ на атомах Sr, количество используемых лазерных систем снижено на 2 и общая энергоэффективность снижена приблизительно в 2,5 раза (прогноз). Установка с такими улучшениями может быть размещена на подвижной платформе. В качестве такой платформы может рассматриваться фургон, с жестким кузовом и утепленными стенками. Внутреннюю часть такого фургона делят на 2-3 отсека для отделения самых критичных частей установки в отдельный отсек и отделения оператора от установки.

Как продолжение анализа, по сравнению с ОСЧ на холодных атомах стронция, были выдвинуты оценки эффективности дальнейшего охлаждения атомов иттербия и, как результат, предельно достижимой нестабильности (См. таблицу 4.5).

По представленной таблице, можно сделать вывод, что разрабатываемый перебазируемый ОСЧ на атомах иттербия будет обладать характеристикой нестабильности на уровне существующего ОСЧ на атомах стронция.

Таблица 4.5. Оценка охлаждения атомов иттербия.

	Стационарный Sr	Перебазируемый Yb
Поток атомов	$1,2 \cdot 10^{12}$ атомов в секунду	$1,4 \cdot 10^{14}$ атомов в секунду (реализовано)
Количество атомов в первичной МОЛ	$4 \cdot 10^7$ атомов	$1,6 \cdot 10^7$ атомов (реализовано)
Количество атомов во вторичной МОЛ	$5 \cdot 10^6$ атомов	$\approx 1 \cdot 10^6$ атомов (оценка)
Оптическая решетка	$1,2 \cdot 10^4$ атомов	$\approx 1,2 \cdot 10^4$ атомов (оценка)
Предельно достижимая нестабильность ОСЧ	$\approx 4,91 \cdot 10^{-15}/\tau^{1/2}$	$\approx 9,65 \cdot 10^{-15}/\tau^{1/2}$ (оценка)

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках выполнения диссертационной работы были проведены эксперименты по первичному и вторичному охлаждению атомов стронция и первичному охлаждению атомов иттербия. Так же был проведен краткий сравнительный анализ возможности разработки перебазируемого ОСЧ на холодных атомах иттербия. Соответственно выполнена основная цель диссертационного исследования, заключающаяся в разработке и исследовании систем первичного и вторичного лазерного охлаждения атомов стронция и иттербия и анализе возможности создания перебазируемого ОСЧ на холодных атомах иттербия.

Было изложено необходимое доказательство каждого положения, выносимого на защиту. Соответственно все научные положения, выносимые на защиту, а именно:

1. Разработанная система первичного лазерного охлаждения обеспечивает захват не менее $4 \cdot 10^7$ атомов стронция в первичную магнитооптическую ловушку из потока $1,2 \cdot 10^{12}$ атомов в секунду за счет оптимизации магнитного поля и частотной отстройки.
2. Разработанная система вторичного лазерного охлаждения обеспечивает захват не менее $5 \cdot 10^6$ атомов стронция во вторичную магнитооптическую ловушку из облака первичной магнитооптической ловушки с $4 \cdot 10^7$ атомов с помощью перемешивающего излучения.
3. Разработанная компактная система распределения лазерного излучения обеспечивает захват в первичную магнитооптическую ловушку не менее $1,6 \cdot 10^7$ атомов иттербия из потока $1,4 \cdot 10^{14}$ атомов в секунду за счет оптимального магнитного поля и частотной отстройки.

доказаны.

Для доказательства положений, в ходе диссертационного исследования, были решены следующие частные научные задачи:

- разработана вакуумная камера оптического спектроскопа, в которой проводятся эксперименты по охлаждению и захвату атомов стронция и

охарактеризован уровень потока атомов, создаваемый источником горячих атомов стронция;

- разработана и охарактеризована система первичного охлаждения атомов стронция;
- разработана и охарактеризована система вторичного охлаждения атомов стронция;
- разработана вакуумная камера оптического спектроскопа, в которой проводятся эксперименты по охлаждению и захвату атомов иттербия охарактеризован уровень потока атомов, создаваемый источником горячих атомов иттербия;
- разработана и охарактеризована система распределения лазерного излучения, осуществляющая распределение излучения по мощностям, частотным отстройкам и необходимым направлениям для охлаждения атомов иттербия.

Таким образом, проведены все необходимые исследования и выполнены все поставленные задачи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Prestage, J. D. et al. Mercury-ion clock based on linear multi-pole ion trap // Proceedings of the 2000 IEEE/EIA International Frequency Control Symposium and Exhibition, June 2000. pp. 706-710.
2. Katori, H. et al. Laser cooling of strontium atoms toward quantum degeneracy. // AIP Conference Proceedings, Vol. 551, January 2001. pp. 382-396.
3. Chen J. S. Ticking near the Zero-Point Energy: towards 1×10^{-18} Accuracy in Al^+ Optical Clocks // дис. – University of Colorado at Boulder, 2017.
4. Huang Y. et al. Liquid-Nitrogen-Cooled Ca^+ Optical Clock with Systematic Uncertainty of 3×10^{-18} // Physical Review Applied, 2022. pp. Т. 17. – №. 3. – С. 034041.
5. Huntemann N. et al. High-accuracy optical clock based on the octupole transition in Yb^+ 171 // Physical Review Letters, 2012. pp. Т. 108. – №. 9. – С. 090801.
6. Bothwell T. et al. JILA SrI optical lattice clock with uncertainty of 2.0×10^{-18} // Metrologia, 2019. pp. Т. 56. – №. 6. – С. 065004.
7. Nardelli N. V. et al.. 10^{-18} Optical Atomic Clock Comparisons within the Boulder Atomic Clock Network // 2020 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO). – IEEE, 2020. pp. 1-2.
8. Kobayashi T. et al. Demonstration of the nearly continuous operation of an 171Yb optical lattice clock for half a year // Metrologia, 2020. pp. Т. 57. – №. 6. – С. 065021.
9. Akamatsu D. et al. Dual-mode operation of an optical lattice clock using strontium and ytterbium atoms // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, 2018. pp. Т. 65. – №. 6. – С. 1069-1075.
10. Dimarcq N. et al. Roadmap towards the redefinition of the second // //arXiv preprint , No. arXiv:2307.14141., 2023.
11. 27 Резолюция ГКМВ [Электронный ресурс] [2022]. URL: <https://www.bipm.org/documents/20126/64811223/Resolutions-2022.pdf/281f3160-fc56-3e63-dbf7-77b76500990f> (дата обращения: 1.10.2023).
12. Huang Y. et al. Geopotential measurement with a robust, transportable Ca^+ optical clock // Physical Review A, 2020. pp. Т. 102. – №. 5. – С. 050802.
13. Koller S. B. et al. Transportable optical lattice clock with 7×10^{-17} uncertainty // Physical Review Letters, 2017. pp. Т. 118. – №. 7. – С. 073601.
14. Mura G. Optimierung und Charakterisierung einer transportablen optischen Gitteruhr mit Ytterbium // дис. – Düsseldorf, Heinrich-Heine-Universität, 2015.
15. Takamoto M. et al. Test of general relativity by a pair of transportable optical lattice clocks // Nature Photonics, 2020. pp. Т. 14. – №. 7. – С. 411-415.
16. Szymaniec, K. et al. First accuracy evaluation of the NPL- CsF_2 primary frequency standard. // Metrologia , 2010. P. 363.

17. Li, R. et al. Improved accuracy of the NPL-CsF2 primary frequency standard: evaluation of distributed cavity phase and microwave lensing frequency shifts // *Metrologia* , 2011. P. 283.
18. Heavner, T. P. et al. NIST-F1: recent improvements and accuracy evaluations // *Metrologia* , 2005. pp. 411–422.
19. Heavner, T. P. et al.. NIST F1 and F2 // *Conference proceedings 2010*, 2010. pp. 457–463.
20. Heavner, T. P. et al.. First Accuracy Evaluation of NIST-F2 // *Metrologia* , Vol. 51, 2014. pp. 174–182.
21. Levi, F. et al. Cryogenic fountain development at NIST and INRIM: preliminary characterization // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control* 57, 2010. pp. 600–605.
22. Gerginov, V. et al.. Uncertainty evaluation of the caesium fountain clock PTB-CSF2 // *Metrologia*, Vol. 47, 2010. P. 65.
23. Chu, S. Nobel Lecture: The manipulation of neutral particles // *Reviews of Modern Physics* 70 , 1998. P. 685.
24. Cohen-Tannoudji, C. N. Nobel Lecture: Manipulating atoms with photons // *Reviews of Modern Physics* 70 , 1998. P. 707.
25. Phillips, W. D. Nobel Lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms // *Reviews of Modern Physics* 70 , 1998. P. 721.
26. Sesko, D. W. et al. Observation of the cesium clock transition in laser-cooled atoms // *Optics Letters* , 1989. pp. 269–271.
27. Monroe, C. et al. Observation of the cesium clock transition using laser-cooled atoms in a vapor cell // *Optics Letters* 16, 1991. pp. 50-52.
28. Gibble, K. et al. Laser-cooled Cs frequency standard and a measurement of the frequency shift due to ultracold collisions // *Physical Review Letters* 70 , 1993. P. 1771.
29. Wynands, R. et al. Atomic fountain clocks // *Metrologia* 42, 2005. P. 64.
30. Diddams, S. A. et al. Standards of Time and Frequency at the Outset of the 21st Century // *Science* , 2004. pp. 1318–1324.
31. Gill, P. Optical frequency standards // *Metrologia* , 2005. P. 125.
32. Poli, N. et al. Optical atomic clocks // *arXiv* , 2014. P. 1401.2378.
33. Ludlow, A. D. et al. Optical Atomic Clocks // *arXiv* , 2015. P. 1407.3493.
34. Barwood, G. P. et al. Subkilohertz comparison of the single-ion optical-clock $2S_{1/2} - 2 D_{5/2}$ transition in two 88Sr^+ traps // *Physical Review A* , 1999. P. 3178.
35. Stenger, J. et al. Absolute frequency measurement of the 435.5-nm 171Yb^{+-} clock transition with a Kerr-lens mode-locked femtosecond laser // *Optics Letters* , 2001. pp. 1589–1591.
36. Diddams, S. A. et al. An Optical Clock Based on a Single Trapped 199Hg^+ Ion // *Science* , 2001. pp. 825–828.

37. Oskay, W. H. et al. Measurement of the $^{199}\text{Hg}^+ 5d96s22d5/2$ electric quadrupole moment and a constraint on the quadrupole shift // *Physical Review Letters* , 2005. P. 163001.
38. Schmidt, P. O. et al. Spectroscopy Using Quantum Logic // *Science* , 2005. pp. 749–752.
39. Rosenband, T. et al. Frequency Ratio of Al^+ and Hg^+ Single-Ion Optical Clocks; Metrology at the 17th Decimal Place // *Science* , 2008. pp. 1808–1812.
40. Chou, C. W. et al. Frequency Comparison of Two High-Accuracy Al^+ Optical Clocks // *Physical Review Letters*, 2010. P. 070802.
41. Rafac, R. J. et al. Sub-dekahertz ultraviolet spectroscopy of $^{199}\text{Hg}^+$ // *Physical Review Letters* , 2000. pp. 2462–2465.
42. Rosenband, T. et al. Observation of the $1S_0 \rightarrow 3P_0$ clock transition in $^{27}\text{Al}^+$ // *Physical Review Letters* , 2007. P. 220801.
43. Salomon C., et al. Laser stabilization at the millihertz level // *JOSA B*, Vol. 5, No. 8, 1988. pp. 1576-1587.
44. Drever R.W.P., et al. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator // *Applied Physics B Photophysics and Laser Chemistry*, No. 2 (31), 1983. pp. 97–105.
45. Young B. C. et al.. Visible lasers with subhertz linewidths // *Physical Review Letters*, Vol. 82, No. 19, 1999. P. 3799.
46. Tamm C., et al. Spectroscopy of the electric-quadrupole transition $2S_{1/2} (F=0) \rightarrow 2D_{3/2} (F=2)$ in trapped $^{171}\text{Yb}^+$ // *Physical Review A*, Vol. 61, No. 5, 2000. P. 053405.
47. Gill P. et al. An optical frequency chain for absolute frequency measurement of the 445 THz strontium trapped ion frequency standard // *Conference on Precision Electromagnetic Measurements. Conference Digest*, 2000.
48. Margolis H. S. et al.. Trapped ion optical clocks at NPL // *AIP Conference Proceedings*. – American Institute of Physics, Vol. 869, No. 1, 2006. pp. 92-99.
49. Chen J. S. et al.. Sympathetic ground state cooling and time-dilation shifts in an $^{27}\text{Al}^+$ optical clock // *Physical Review Letters*, Vol. 118, No. 5, 2017. P. 053002.
50. Abou Jaoudeh C.. Setup of a Transportable Yb Optical Lattice Clock // *дис.* – Universitäts-und Landesbibliothek der Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2016.
51. Porsev, S. G. et al. Possibility of an optical clock using $61S_0 \rightarrow 63P_0$ transition in $^{171,173}\text{Yb}$ atoms held in an optical lattice // *Physical Review A*, 2004. P. 021403.
52. Katori, H. et al. Ultrastable optical clock with neutral atoms in an engineered light shift trap // *Physical Review Letters* , 2003. P. 173005.
53. Takamoto, M. et al. An optical lattice clock // *Nature* , 2005. pp. 321–324.

54. Ludlow, A. D. et al. Sr lattice clock at 1×10^{-16} fractional uncertainty by remote optical evaluation with a Ca clock // *Science* , 2008. P. 1805.
55. Lemke, N. D. et al. Spin-1/2 Optical Lattice Clock // *Physical Review Letters*, 2009. P. 063001.
56. Ye, J. et al. Quantum state engineering and precision metrology using state-insensitive light traps // *Science* , 2008. P. 1734.
57. Barber, Z. W. et al. Optical Lattice Induced Light Shifts in an Yb Atomic Clock // *Physical Review Letters* , 2008. P. 103002.
58. Belotelov G.S. et al. Lattice light shift in strontium optical clock // *Laser Physics*, Vol. 30, No. 4, 2020. P. 045501.
59. А. В. Семенко et al. Анализ неопределенностей стандарта частоты на холодных атомах иттербия с использованием операционных параметров оптической решетки // *Квантовая электроника*, Vol. 51, No. 6, 2021. pp. 484–489.
60. Ludlow, A. D. et al. Compact, thermal-noise-limited optical cavity for diode laser stabilization at 1×10^{-15} // *Optics Letters* , 2007. pp. 641–643.
61. Jiang, Y. Y. et al. Making optical atomic clocks more stable with 10–16-level laser stabilization // *Nature Photonics*, 2011. pp. 158–161.
62. Yamaguchi, A. et al. Narrow-line cooling and determination of the magic wavelength of Cd // *Physical review letters*, Vol. 123(11), Sep 2019.
63. Yasuda, M. et al. Improved Absolute Frequency Measurement of the 171Yb Optical Lattice Clock towards a Candidate for the Redefinition of the Second // *Applied Physics Express* , 2012. P. 102401.
64. Courtillot, I. et al. Clock transition for a future optical frequency standard with trapped atoms // *Physical Review A*, 2003. P. 030501.
65. Ludlow, A. D. et al. Systematic Study of the 87Sr Clock Transition in an Optical Lattice // *Physical Review Letters*, 2006. P. 033003.
66. Targat, R. L. et al. Accurate optical lattice clock with 87Sr atoms // *Physical Review Letters* , 2006. P. 130801.
67. Takamoto, M. et al. Improved frequency measurement of a one-dimensional optical lattice clock with a spin-polarized fermionic 87Sr isotope // *Journal of the Japanese Society of Japan*, 2006. P. 104302.
68. Boyd, M. M. et al. 87Sr lattice clock with inaccuracy below 10^{-15} // *Physical Review Letters* , 2007. P. 083002.
69. Hong, F.-L. et al. Measuring the frequency of a Sr optical lattice clock using a 120 km coherent optical transfer // *Optics Letters* , 2009. pp. 692–694.
70. Falke, S. et al. The 87Sr optical frequency standard at PTB // *Metrologia* , 2011. P. 399.
71. Hoyt, C. W. et al. Observation and absolute frequency measurement of the $1\text{S}0 - 3\text{P}0$ optical clock transition in neutral ytterbium // *Physical Review Letters* , 2005. P. 083003.

72. Kohno, T. et al. One-Dimensional Optical Lattice Clock with a Fermionic ^{171}Yb Isotope // *Applied Physics Express*, 2009. P. 072501.
73. Park, C. Y. et al. Absolute frequency measurement of $1S_0(F = 1/2) - 3P_0(F = 1/2)$ transition of ^{171}Yb atoms in a one-dimensional optical lattice at KRISS // *Metrologia* , 2013. P. 119.
74. Poli, N. et al. Frequency evaluation of the double forbidden $1S_0 \rightarrow 3P_0$ transition in bosonic ^{174}Yb // *Physical Review A* , 2008. P. 050501.
75. McFerran, J. J. et al. Neutral Atom Frequency Reference in the Deep Ultraviolet with Fractional Uncertainty= 5.7×10^{-15} // *Physical Review Letters* , 2012. P. 183004.
76. Takamoto, M. et al. Frequency ratios of Sr, Yb, and Hg based optical lattice clocks and their applications // *Comptes Rendus Physique* , 2015. pp. 489–498.
77. Sterr U. et al.. The optical calcium frequency standards of PTB and NIST // *Comptes Rendus Physique*, Vol. 5, No. 8, 2004. pp. 845-855.
78. Lombardi, M. A. et al. Characterizing the performance of GPS disciplined oscillators with respect to UTC(NIST) // *Proc. Joint Mtg. IEEE Intl. Freq. Cont. Symp. and PTTI Mtg*, 2005. pp. 677–684.
79. Marciano, W. J. Time Variation of the Fundamental "Constantsänd Kaluza-Klein Theories" // *Physical Review Letters* , 1984. P. 489.
80. Barrow, J. D. Observational limits on the time evolution of extra spatial dimensions // *Physical Review D* , 1987. P. 1805.
81. Berengut, J. C. et al. Astronomical and laboratory searches for space-time variation of fundamental constants // *Journal of Physics: Conference Series*, 2011. P. 012010.
82. Derevianko, A. et al. Hunting for topological dark matter with atomic clocks // *Nature Physics* , 2014. pp. 933–936.
83. Fortier, T. M. et al. Precision atomic spectroscopy for improved limits of variation of the fine structure constant and local position invariance // *Physical Review Letters* , 2007. P. 070801.
84. Blatt, S. et al. Rabi spectroscopy and excitation inhomogeneity in a onedimensional optical lattice clock // *Physical Review A*, 2009. P. 052703.
85. Huntemann, N. et al. Improved Limit on a Temporal Variation of m_p/m_e from Comparisons of Yb^+ and Cs Atomic Clocks // *Physical Review Letters* , 2014. P. 210802.
86. Müller, H. et al. A precision measurement of the gravitational redshift by the interference of matter waves // *Nature* , 2010. pp. 926–929.
87. Bauch, A. et al. New experimental limit on the validity of local position invariance // *Physical Review D*, 2002. P. 081101.
88. Tobar, M. E. et al. Testing local Lorentz and position invariance and variation of fundamental constants by searching the derivative of the comparison

- frequency between a cryogenic sapphire oscillator and hydrogen maser // *Physical Review D* , 2010. P. 022003.
89. Schiller, S. et al. Optical Clocks in Space // *Nuclear Physics B*, 2007. pp. 300–302.
 90. Schiller, S. et al. Precision tests of General Relativity and of the Equivalence Principle using ultrastable optical clocks: a mission proposal // 39TH ESLAB Symposium on Trends in Space Science and Cosmic Vision, 2005. pp. 39–42.
 91. Hohensee, M. A. et al. Equivalence Principle and Gravitational Redshift // *Physical Review Letters*, 2011. P. 151102.
 92. Proceedings of the 26th meeting of the General Conference on Weights and Measures [Электронный ресурс] // <https://www.bipm.org/>: [сайт]. [2018]. URL: <https://www.bipm.org/documents/20126/35655029/CGPM26.pdf/f1d8d7e6-2570-9479-9ee9-bb8d86138fe9> (дата обращения: 08.07.2022).
 93. Radecki, K. Perspective for Using the Optical Frequency Standards in Realization of the Second // *Journal of Telecommunications and Information Technology*, 2009. P. 2.
 94. Bober, M. et al. Strontium optical lattice clocks for practical realization of the metre and secondary representation of the second // *Measurement Science and Technology* , 2015. P. 075201.
 95. Predehl, K. et al. A 920-Kilometer Optical Fiber Link for Frequency Metrology at the 19th Decimal Place // *Science* , 2012. pp. 441–444.
 96. Nachisu, H. et al. Direct comparison of optical lattice clocks with an intercontinental baseline of 9000 km // *Optics Letters*, 2014. pp. 4072–4075.
 97. Вялых А. П. et al. Комплекс микрогравитационных испытаний для мобильных и портативных оптических стандартов частоты // *Измерительная техника*, Vol. 3, 2022. pp. 45-52.
 98. Семенко А. В. et al. Перспективный оптический стандарт частоты // *Радиотехника*, No. 12, 2022. pp. 147-151.
 99. Hafele, J. C. et al. Around-the-World Atomic Clocks: Predicted Relativistic Time Gains // *Science* , 1972. pp. 166–168.
 100. Chou, C. W. et al. Optical Clocks and Relativity // *Science* , 2010. pp. 1630–1633.
 101. Brewer S. M. et al. Al⁺ 27 quantum-logic clock with a systematic uncertainty below 10^{–18} // *Physical review letters*, Vol. 123, No. 3, 2019. P. 033201.
 102. Huntemann N. et al. Single-ion atomic clock with 3 × 10^{–18} systematic uncertainty // *Physical review letters*, Vol. 116, No. 6, 2016. P. 063001.
 103. Ohtsubo N. et al.. Optical clock based on a sympathetically-cooled indium ion // *Hyperfine Interactions*, 2019. pp. T. 240. – №. 1. – С. 1-8.
 104. Zipfel K. H. Hochauflösende Spektroskopie und Stabilitätsanalyse eines Magnesium-Frequenzstandards // дис. – Hannover: Institutionelles Repositorium der Leibniz Universität Hannover, 2019.

105. Kawasaki A. et al. Towards spin squeezed ^{171}Yb atomic clock beyond the standard quantum limit // дис. – Massachusetts Institute of Technology, 2017.
106. Gribov, A.Y. et al. Optical Frequency Standard Based on Strontium Cold Atoms // Measurement Techniques, 2021. pp. 959–965.
107. Бердасов О. И. et al. Оптические стандарты частоты на холодных атомах стронция // Альманах современной метрологии, No. 1, 2014. pp. 13-36.
108. Бердасов О. И. et al. Оптический стандарт частоты на холодных атомах стронция // Труды Института прикладной астрономии РАН., No. 36, 2016. pp. 75-8.
109. Бердасов О. И. et al. О продолжительности непрерывной работы оптического стандарта частоты на атомах стронция // Квантовая электроника, Vol. 48, No. 5, 2018. pp. 431-437.
110. Грибов А. Ю. et al. Оптический стандарт частоты на холодных атомах стронция // Измерительная техника., No. 12, 2020. pp. 22-27.
111. Хабарова К. Ю. et al. Спектроскопия интеркомбинационного перехода $1\text{S } 0-3\text{P } 1$ для вторичного охлаждения атомов стронция // Квантовая электроника, Vol. 45, No. 2, 2015. pp. 166-170.
112. Хабарова К. Ю. et al. Лазерная система для вторичного охлаждения атомов стронция-87 // Квантовая электроника, Vol. 42, No. 11, 2012. pp. 1021-1026.
113. Белотелов Г. С. et al.. Текущее состояние разработки компактных оптических реперов частоты на холодных атомах иттербия // Альманах современной метрологии, No. 4(28), 2021. pp. 100-108.
114. Белотелов Г.С. et al. На пути к мобильному оптическому стандарту частоты на нейтральных атомах иттербия // Ракетно-космическое приборостроение и информационные системы, Vol. 6, No. 1, 2019. pp. 24-31.
115. Tassy, Sven. Sympathetische Kühlung von Ytterbium mit Rubidium // Diss. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2007.
116. Metcalf, Harold J. et al. Laser Cooling and Trapping // Springer-Verlag, 1999.
117. Kock, B. O. Magneto-optical trapping of strontium for use as a mobile frequency reference // Doctoral dissertation, University of Birmingham, 2013.
118. Ludlow, A. D. The strontium optical lattice clock: optical spectroscopy with sub-Hertz accuracy // Doctoral dissertation, University of Colorado at Boulder, 2008.
119. Barber, Zeb. Ytterbium Optical Lattice Clock // Diss. University of Colorado, 2007.
120. Lemke, N. D. Optical Lattice Clock with Spin-1/2 Ytterbium Atoms // Diss. University of Colorado, 2012.
121. Udem, T. et al. Accurate measurement of large optical frequency differences with a mode-locked laser // Optics Letters , Vol. 24, 1999. pp. 881–883.

122. Reichert, J. et al. Measuring the frequency of light with mode-locked lasers // Optics Communications, Vol. 172, 1999. pp. 59–68.
123. Diddams, S. A. et al. Direct link between microwave and optical frequencies with a 300 THz femtosecond laser comb // Physical Review Letters , 2000. pp. 5102–5105.
124. Holzwarth, R. et al. Optical Frequency Synthesizer for Precision Spectroscopy // Physical Review Letters , 2000. P. 2264.
125. Hänsch, T. W. Nobel Lecture: Passion for precision // Reviews of Modern Physics , 2006. pp. 1297–1309.
126. Hall, J. L. Nobel Lecture: Defining and measuring optical frequencies // Reviews of Modern Physics , 2006. pp. 1279–1295.
127. Adams, C. S. et al. Laser cooling and trapping of neutral atoms // Prog. Quant. Electr., 1997. pp. 1–79.
128. Batär, A. Erzeugung und Charakterisierung ultrakalter Rubidium- und Ytterbiumatome - Auf dem Weg zu einem gemischten Quantengas // Diss. Heinrich-Heine-Universität Düsseldorf, 2005.
129. Kroboth, S. Laserkühlung von Ytterbiumatomen // Diplomarbeit Universität Stuttgart, 2002.
130. Lett, P. D. et al. Optical molasses // Journal of the Optical Society of America B, 1989. pp. 2084–2107.
131. Unger, P. J. et al. Optical molasses and multilevel atoms: theory // Journal of the Optical Society of America B, 1989. pp. 2058–2071.
132. Weiss, D. S. et al. Optical molasses and multilevel atoms: experiment // Journal of the Optical Society of America B, 1989. pp. 2072–2083.
133. Летохов В. С. et al. Резонансные явления при насыщении поглощения лазерным излучением // Успехи физических наук, 1974. pp. 385-434.
134. Metcalf H. J. et al. Laser cooling and trapping of neutral atoms // The Optics Encyclopedia: Basic Foundations and Practical Applications, 2007.
135. Townsend, C. G. et al. Phase-space density in the magneto-optical trap. // Physical Review A, 1995. P. 1423.
136. Raab, E. L. et al. Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure // Physical Review Letters , 1987. P. 2631.
137. Cooper, C. J. et al. The Temperature of Atoms in a Magneto-optical Trap // Europhysics Letters, 1994. P. 397.
138. Santra, R. et al. Properties of metastable alkaline earth- metal atoms calculated using an accurate effective core potential // Physical Review A, 2004. P. 042510.
139. Porsev, S. G. et al. Hyperfine quenching of the metastable $3P_{0,1}$ states in divalent atoms // Physical Review A , 2004. P. 042506.
140. Ovsyannikov, V. D. et al. Polarisation and dispersion properties of light shifts in ultrastable optical frequency standards // Quantum Electronics, 2006. P. 3.

141. Sansonetti, J. E. et al. Handbook of Basic Atomic Spectroscopic Data // <http://physics.nist.gov/Handbook> , 2009.
142. Бердасов О. И. et al.. Ультростабильная лазерная система для спектроскопии часового перехода $1\text{S } 0-3\text{P } 0$ в атомах Sr // Квантовая электроника, Vol. 47, No. 5, 2017. pp. 400-405.
143. Taichenachev, A. V. et al. Magnetic field-induced spectroscopy of forbidden optical transitions with application to lattice-based optical atomic clocks // Physical Review Letters, 2006. P. 083001.
144. Barber, Z. W. et al. Direct excitation of the forbidden clock transition in neutral 174Yb atoms confined to an optical lattice // Physical Review Letters, 2006. P. 083002.
145. Breit, G. et al. Hyperfine Structure in Intermediate Coupling // Physical Review , 1933. P. 470.
146. Lurio, A. et al. Second-Order Hyperfine and Zeeman Corrections for an (sI) Configuration // Physical Review, 1962. P. 1758.
147. Boyd, M. M. et al. Nuclear spin effects in optical lattice clocks // Physical Review A , 2007. P. 022510.
148. Peik E., et al. Laser cooling and quantum jumps of a single indium ion // Physical Review A, Vol. 49, No. 1, 1994. P. 402.
149. Friebe, J. et al. Absolute frequency measurement of the magnesium intercombination transition $1\text{S}0 \rightarrow 3\text{P}1$ // Physical Review A, 2008. P. 033830.
150. Hachisu, H. et al. Trapping of Neutral Mercury Atoms and Prospects for Optical Lattice Clocks // Physical Review Letters , 2008. P. 053001.
151. Ralchenko, Y. et al. NIST atomic spectra database // <http://physics.nist.gov/asd3>, 2021.
152. Grimm, R. et al. Optical dipole traps for neutral atoms // Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics, 2000. pp. 95–170.
153. Cohen-Tannoudji, C. et al. Atom - Photon Interactions: Basic Process and Applications // Wiley VCH GmbH & Co. KGaA, 2008.
154. Meystre, P. Atom Optics // Springer-Verlag, 2001.
155. Dicke, R. H. The effect of collisions upon the doppler width of spectral lines // Physical Review, 1953. pp. 472–473.
156. Meiser, D. et al. Spin squeezing in optical lattice clocks via lattice-based QND measurements // New Journal of Physics, 2008. P. 073014.
157. Hall, J. L. et al. Optical heterodyne saturation spectroscopy // Applied Physics Letters , 1981. pp. 680–682.
158. Wineland, D. J. et al. Laser cooling of atoms // Physical Review A, 1979. pp. 1521–1540.
159. Derevianko, A. et al. Colloquium: Physics of optical lattice clocks // Reviews of Modern Physics , 2011. pp. 331–347.

160. Nicholson, T. L. et al. Systematic evaluation of an atomic clock at 2×10^{-18} total uncertainty // *Nature Communications*, 2015. P. 6896.
161. Itano, W. M. et al. Shift of $2S_{1/2}$ hyperfine splittings due to blackbody radiation // *Physical Review A*, 1982. pp. 1233–1235.
162. Dzuba, V. A. et al. Dynamic polarizabilities and related properties of clock states of the ytterbium atom // *Journal Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 2010. P. 074011.
163. Porsev, S. G. et al. Determination of Sr properties for a high-accuracy optical clock // *Physical Review A*, 2008. P. 032508.
164. Porsev, S. G. et al. Multipolar theory of blackbody radiation shift of atomic energy levels and its implications for optical lattice clocks // *Physical Review A*, 2006. P. 020502.
165. Akatsuka, T. et al. Optical lattice clocks with noninteracting bosons and fermions // *Nature Physics*, 2008. P. 954.
166. Lemke, N. et al. p-Wave Cold Collisions in an Optical Lattice Clock // *Physical Review Letters*, 2011. P. 103902.
167. Ludlow, A. D. et al. Cold-collision-shift cancellation and inelastic scattering in a Yb optical lattice clock // *Physical Review A*, 2011. P. 052724.
168. Swallows, M. D. et al. Suppression of Collisional Shifts in a Strongly Interacting Lattice Clock // *Science*, 2011. pp. 1043–1046.
169. Hu Z., et al. Observation of a single atom in a magneto-optical trap // *Opt. Lett. Optical Society of America*, Vol. 19, No. 22, 1994. pp. 1888–1890.
170. Инструкция к камере SDU-R285 [Электронный ресурс] URL: <http://www.sptt.ru/sptt/pdf/SDU285.pdf> (дата обращения: 15.09.2023).
171. Инструкция к матрице камеры SDU-R285 [Электронный ресурс] URL: <http://www.sptt.ru/sptt/pdf/ICX285AL.pdf> (дата обращения: 15.09.2023).
172. Schioppo M. et al. A compact and efficient strontium oven for laser-cooling experiments // *Review of Scientific Instruments*, Vol. 83, No. 10, 2012.
173. Griffin A.. Bose-Einstein condensation // Cambridge University Press, 1996.
174. Mukaiyama T., et al. Recoil-Limited Laser Cooling of 87Sr Atoms near the Fermi Temperature // *Physical Review Letters*, No. 11(90), 2003.
175. Alnis J., et al. Subhertz linewidth diode lasers by stabilization to vibrationally and thermally compensated ultralow-expansion glass Fabry-Pérot cavities // *Physical Review A*, No. 5 (77), 2008.
176. Матвеев А.Н., et al. Спектральные характеристики лазеров с электронной стабилизацией по опорному резонатору // *Квантовая Электроника*, No. 38:4 (391), 2008.
177. Матвеев, А.Н., et al. Полупроводниковый лазер с субгерцевой спектральной шириной линии // *Квантовая Электроника*, No. 38:10 (895), 2008.

178. Maruyama R. Optical trapping of ytterbium atoms // University of Washington, 2003.
179. Villwock P., et al. Magneto-optical trapping of neutral mercury // Eur. Phys. J. D., Vol. 65, 2011. pp. 251–255.
180. Kostylev, N. et al. Sub-Doppler cooling of ytterbium with the $1S_0 - 1P_1$ transition including ^{171}Yb ($I=1/2$) // Journal of the Optical Society of America B, 2014. pp. 1614–1620.
181. Cho, J. W. et al. Optical repumping of triplet-P states enhances magneto-optical trapping of ytterbium atoms // Physical Review A, 2012. P. 035401.
182. Porsev, S. G. et al. Electric-dipole amplitudes, lifetimes, and polarizabilities of the low-lying levels of atomic ytterbium // Physical Review A, 1999. P. 2781.
183. Xu, X. et al. Cooling and trapping of atomic strontium // Journal of the Optical Society of America B, 2003. P. 968.
184. Lauprêtre T. et al. Absolute frequency measurements of the $1S_0 \rightarrow 1P_1$ transition in ytterbium // OSA Continuum, 2020. pp. 50-57.
185. Pandey K. et al. Isotope shifts and hyperfine structure in the 555.8-nm $S_1 0 \rightarrow P_3 1$ line of Yb // Physical Review A. , 2009. P. 022518.

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Список работ, опубликованных в журналах, рекомендованных ВАК:

1. Семенко А. В. и др. Перспективный оптический стандарт частоты //Радиотехника. – 2022. №. 12. – С. 147-151. (ВАК)
2. Вялых А. П. и др. Комплекс микрогравитационных испытаний для мобильных и портативных оптических стандартов частоты //Измерительная техника. – 2022. – №. 3. – С. 45-52. (ВАК, Scopus)
3. Gribov A. Y. et al. Optical Frequency Standard Based on Strontium Cold Atoms //Measurement Techniques. – 2021. – Т. 63. – С. 959-965. (ВАК, Scopus)
4. Семенко А. В. и др. Анализ неопределенностей стандарта частоты на холодных атомах иттербия с использованием операционных параметров оптической решетки //Квантовая электроника. – 2021. – Т. 51. – №. 6. – С. 484-489. (ВАК, Scopus)
5. Белотелов Г. С., Сутырин Д. В., Слюсарев С. Н. Текущее состояние разработки компактных оптических реперов частоты на холодных атомах иттербия //Альманах современной метрологии. – 2021. – №. 4(28). – С. 100-108. (ВАК)
6. Грибов А. Ю. и др. Оптический стандарт частоты на холодных атомах стронция //Измерительная техника. – 2020. – №. 12. – С. 22-27. (ВАК)
7. Belotelov G. S. et al. Lattice light shift in strontium optical clock //Laser physics. – 2020. – Т. 30. – №. 4. – С. 045501. (ВАК, Scopus)
8. Белотелов Г. С., Сутырин Д. В., Слюсарев С. Н. На пути к мобильному оптическому стандарту частоты на нейтральных атомах иттербия //Ракетно-космическое приборостроение и информационные системы. – 2019. – Т. 6. – №. 1. – С. 24-31. (ВАК)
9. Бердасов О. И. и др. О продолжительности непрерывной работы оптического стандарта частоты на атомах стронция //Квантовая электроника. – 2018. – Т. 48. – №. 5. – С. 431-437. (ВАК, Scopus)
10. Бердасов О. И. и др. Ультростабильная лазерная система для спектроскопии часового перехода $1\ S\ 0-3\ P\ 0$ в атомах Sr //Квантовая электроника. – 2017. – Т. 47. – №. 5. – С. 400-405. (ВАК, Scopus)
11. Бердасов О. И. и др. Оптический стандарт частоты на холодных атомах стронция //Труды Института прикладной астрономии РАН. – 2016. – №. 36. – С. 75-82. (ВАК)
12. Хабарова К. Ю. и др. Спектроскопия интеркомбинационного перехода $1\ S\ 0-3\ P\ 1$ для вторичного охлаждения атомов стронция //Квантовая электроника. – 2015. – Т. 45. – №. 2. – С. 166-170. (ВАК, Scopus)
13. Бердасов О. И. и др. Оптические стандарты частоты на холодных атомах стронция //Альманах современной метрологии. – 2014. – №. 1. – С. 13-36. (ВАК)
14. Хабарова К. Ю. и др. Лазерная система для вторичного охлаждения атомов стронция-87 //Квантовая электроника. – 2012. – Т. 42. – №. 11. – С. 1021-1026. (ВАК, Scopus)

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Утверждаю
Генеральный директор
ФГУП «ВНИИФТРИ»
доктор технических наук, профессор

С.И. Донченко
М.П.



Акт

о внедрении результатов кандидатской диссертационной работы

Белотелова Глеба Сергеевича

Комиссия в составе: председатель О.В. Денисенко, члены комиссии: В.Н. Федотов, М.Н. Хромов, С.Н. Слюсарев составили настоящий акт о том, что результаты диссертационной работы «Разработка систем лазерного охлаждения атомов стронция и иттербия в оптических стандартах частоты» представляют практический интерес и были использованы во ФГУП «ВНИИФТРИ»:

1) при разработке оптического репера частоты наземного базирования на холодных атомах стронция в рамках выполнения ОКР «Создание репера частоты на основе использования технологии получения холодных атомов в интересах достижения тактико-технических характеристик системы ГЛОНАСС на 2016 г.» (шифр ОКР «Оптика»);

2) при разработке опытного и экспериментального образцов оптического репера частоты в рамках выполнения ОКР «Совершенствование средств воспроизведения и хранения единиц времени и частоты в интересах достижения тактико-технических характеристик системы ГЛОНАСС на 2020 г.» (шифр ОКР «Свеча»).

Председатель _____ О.В. Денисенко
комиссии

Члены комиссии _____ В.Н. Федотов

_____ М.Н. Хромов

_____ С.Н. Слюсарев