

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук

На правах рукописи

**Заливако Илья Владимирович**

**ЛАЗЕРНО-ОХЛАЖДЕННЫЕ ИОНЫ МАГНИЯ И  
ИТТЕРБИЯ ДЛЯ ЗАДАЧ МЕТРОЛОГИИ И  
КВАНТОВЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ**

Специальность 1.3.19 – Лазерная физика

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
член-корреспондент РАН,  
доктор физико-математических наук  
Колачевский Николай Николаевич

Москва – 2022

## Оглавление

Введение.....	5
Глава 1. Удержание и охлаждение ионов.....	13
1.1. Ловушка Пауля .....	13
1.2. Доплеровское охлаждение ионов .....	18
Глава 2. Загрузка ионных ловушек методом электронной фотоэмиссии .....	22
2.1. Общие принципы загрузки ионных ловушек.....	22
2.1.1. Загрузка методом ударной ионизации электронным пучком .....	23
2.1.2. Загрузка путем фотоионизации атомного пучка .....	25
2.1.3. Загрузка методом лазерной абляции.....	27
2.2. Загрузка методом электронной фотоэмиссии .....	29
2.2.1. Принцип работы метода.....	30
2.2.2. Экспериментальная установка для демонстрации метода .....	34
2.2.3. Загрузка источниками ультрафиолетового диапазона.....	38
2.2.4. Исследование эффективности загрузки от спектра источника излучения .....	42
2.2.5. Прямое измерение потока фотоэмитированных электронов .....	46
2.2.6. Возможности дальнейшей модификации метода.....	47
2.3. Основные результаты Главы 2.....	50
Глава 3. Микроволновый репер частоты на лазерно-охлажденных ионах магния	51
3.1. Ионные микроволновые стандарты частоты.....	52
3.2. Схема работы репера частоты на ионах магния.....	53
3.2.1. Захват ионов .....	56
3.2.2. Загрузка ионов в ловушку.....	57

3.2.3.	Лазерное охлаждение ионов .....	58
3.2.4.	Подготовка квантового состояния .....	60
3.2.5.	Возбуждение часового перехода .....	63
3.2.6.	Контроль магнитного поля .....	64
3.2.7.	Считывание состояния ионов .....	65
3.2.8.	Предлагаемая конфигурация .....	65
3.3.	Оценка ожидаемых характеристик .....	67
3.3.1.	Стабильность репера .....	67
3.3.2.	Оценка точности репера .....	69
3.3.3.	Сравнение с аналогами .....	70
	Основные результаты главы 3 .....	71
Глава 4.	Исследование оптического кубита на квадрупольном переходе в ионе $^{171}\text{Yb}^+$ .....	72
4.1.	Основы квантовых вычислений .....	72
4.2.	Оптический кубит на квадрупольном переходе в ионе $^{171}\text{Yb}^+$ .....	80
4.3.	Экспериментальная установка для исследования оптического кубита в ионе иттербия .....	84
4.3.1.	Принципы управления оптическим кубитом .....	84
4.3.2.	Ионная ловушка .....	87
4.3.3.	Лазерные системы охлаждения, фотоионизации и перекачки .....	90
4.3.4.	Система считывания состояния иона .....	91
4.3.5.	Высокостабильная лазерная система для манипуляции оптическим кубитом в ионе иттербия .....	92
4.4.	Экспериментальное исследование оптического кубита .....	98
4.4.1.	Процедура загрузки ионов в ловушку и калибровки системы .....	98
4.4.2.	Исследование достоверности считывания квантового состояния ..	99

4.4.3. Спектроскопия квадрупольного перехода и оптимизация магнитного поля .....	103
4.4.4. Исследование достоверности однокубитной операции .....	106
Основные результаты главы 4 .....	111
Заключение .....	112
Список литературы .....	114

## Введение

Диссертация посвящена поиску и исследованию новых перспективных способов загрузки ионных ловушек Пауля, кодирования квантовой информации в энергетической структуре ионов, а также теоретическому исследованию характеристик нового микроволнового репера частоты на основе ионов магния.

### Актуальность работы

Прецизионная спектроскопия атомов и ионов уже много десятилетий является одним из важнейших инструментов для изучения фундаментальных законов природы. Изучение спектров различных элементов послужило важным шагом для формулирования базовых принципов квантовой механики, а экспериментальное обнаружение, например, лэмбовского сдвига в спектре водорода [1] легло в основу появления КЭД. Сегодня спектроскопия продолжает оставаться одним из мощных методов исследования фундаментальных теорий. Так, к примеру, прецизионная спектроскопия атомов мюонного водорода, направленная на уточнение значения радиуса протона, в 2013 году [2] обнаружила результаты, существенно противоречащие значению, полученному при исследовании обыкновенного водорода, а также экспериментов по рассеянию электронов, что получило в литературе название «загадка зарядового радиуса протона». Это привело к обширному обсуждению данного явления в научной литературе и проведению целого ряда новых уточняющих экспериментов [3–5]. Другим примером является исследование спектров многозарядных ионов, где вклад поправок квантовой электродинамики оказывается более существенным, чем в случае нейтральных атомов [6,7], а значит возможные отклонения от предсказанных теорией значений – более заметными. Эти и другие спектроскопические эксперименты позволяют подтвердить верность господствующих сегодня фундаментальных теорий на все более и более глубоком уровне [8–14].

Помимо фундаментальных научных приложений спектроскопические методы имеют широчайшее практическое применение. Это, например, высокочувствительные сенсоры [15–18] и стандарты частоты. Так, посредством цезиевых фонтанов [19] сейчас реализуется единица времени СИ – секунда, а создание в конце прошлого века фемтосекундной гребенки частот [20] позволило на несколько порядков улучшить характеристики атомных часов благодаря использованию в качестве опоры оптических переходов [21–24] вместо микроволновых. Компактные микроволновые стандарты частоты на нейтральных атомах уже давно используются на спутниках систем глобального позиционирования [25,26] и в датацентрах [27] для обеспечения синхронизации баз данных. Также активно ведутся работы над созданием компактных и коммерчески доступных ионных микроволновых стандартов частоты как для наземных [28], так и космических применений [29], обладающие более высокими показателями стабильности и точности. Оптические часы также начали превращаться из требовательных к внешним условиям лабораторных установок в транспортируемые автоматические устройства [30–32] (такие работы успешно ведутся и в ФИАН [33]).

Ещё одним из важнейших приложений методов атомной спектроскопии, получившим большое распространение в последние несколько десятилетий, являются квантовые вычисления [34]. Возможность захватить и локализовать атомы и ионы при помощи разного рода ловушек [35,36], их охлаждения до ультранизких температур [37], изоляции от внешней среды [38], их идентичность и другие свойства частиц делает их перспективной платформой для квантовых вычислений. Были продемонстрированы квантовые симуляторы на основе 256 нейтральных атомов в массиве оптических пинцетов [39], а также универсальные квантовые вычислители из более чем 11 ионных кубитов [40].

Ионы, захваченные в радиочастотные ловушки Пауля [41,42], имеют ряд преимуществ в некоторых областях перед нейтральными атомами. Во-первых, как уже было отмечено ранее, вклад некоторых поправок квантовой электродинамики

в структуру спектра ионов оказывается выше, нежели у нейтральных частиц, что делает ряд экспериментов более чувствительными. Во-вторых, наличие заряда позволяет удерживать и охлаждать частицы более простыми методами, требующими заметно меньшее количество лазерных пучков и накладывающих меньшие требования на их юстировку. Это делает системы на базе ультрахолодных ионов более надежными и подходящими для использования вне лабораторий, в том числе и в экстремальных условиях космоса [29,33]. В-третьих, ионы могут храниться в ловушках в течении длительного времени, достигающего нескольких месяцев [43], что в совокупности с их расположением в нуле электрического удерживающего поля и возможности эффективной изоляции от внешних полей, делает их идеальными кандидатами для реализации квантовой памяти [38]. Кулоновское взаимодействие между ионами, захваченными в одну ловушку, также обеспечивает эффективный метод квантового перепутывания частиц между собой. На сегодняшний день ионы в ловушках являются рекорсменами среди всех платформ для квантовых вычислений по времени когерентности, а также достоверности однокубитных и двухкубитных операций [44]. Таким образом, лазерно-охлажденные ионы в ловушках являются важным и перспективным направлением как в фундаментальных исследованиях, так и основой для нового поколения высокоточных прикладных устройств.

**Целью** данной работы является разработка и создание новых методов подготовки, считывания и управления квантовыми состояниями одиночных ионов при помощи оптических полей для улучшения характеристик стандартов частоты и квантовых вычислителей.

Для достижения этой цели было необходимо решить следующие научные **задачи**:

1. Разработать и экспериментально реализовать эффективную процедуру загрузки ионов в ловушку Пауля с использованием фотоэлектронной эмиссии.

2. Теоретически исследовать стабильность и точность нового микроволнового репера частоты на основе лазерно-охлажденных ионов  $^{25}\text{Mg}^+$ .
3. Провести спектроскопию квадрупольного перехода  $^2\text{S}_{1/2}(F = 0, m_F = 0) \rightarrow ^2\text{D}_{3/2}(F = 2, m_F = 0)$  в ионе иттербия-171 с естественной шириной 3.1 Гц на длине волны 435.5 нм для исследования характеристик нового оптического кубита. Разработать и создать компактную лазерную систему для манипуляции квантовым состоянием оптического кубита 435.5 нм в ионе иттербия-171.
4. Измерить достоверность (fidelity) считывания квантового состояния оптического кубита 435.5 нм в ионе иттербия-171.
5. Экспериментально исследовать достоверности однокубитных операций на оптическом кубите 435.5 нм в ионе иттербия-171.

#### **Научная новизна:**

1. Впервые был предложен и экспериментально реализован новый оптический метод загрузки ионных ловушек с использованием эффекта фотоэлектронной эмиссии с электродов ловушки.
2. Впервые теоретически исследованы характеристики нового микроволнового репера частоты на основе лазерно-охлажденных ионов магния на частоте 1.789 ГГц.
3. Предложен и впервые реализован оптический кубит на переходе  $^2\text{S}_{1/2}(F = 0, m_F = 0) \rightarrow ^2\text{D}_{3/2}(F = 2, m_F = 0)$  в ионе иттербия-171 на длине волны 435.5 нм, исследованы основные характеристики кубита.

#### **Практическая значимость**

Благодаря своей простоте, надежности и дешевизне реализации, предложенный новый метод загрузки ионных ловушек имеет широкие перспективы для применения в серийных образцах компактных устройств на основе ионов (например, в реперах частоты и квантовых вычислителях). Предложенный



микроволновый репер частоты может иметь широкую практическую применимость, например, в области телекоммуникации и космической навигации. Транспортируемая конфигурация разработанной и созданной в рамках этой работы ультрастабильной лазерной системы позволяет применять её в ионных квантовых вычислителях, а также компактных оптических часах для решения современных задач метрологии времени и частоты.

### **Методология и методы исследования**

Для проведения исследований использовались ловушки Пауля в различных конфигурациях. В них производился захват однозарядных ионов магния или иттербия. Были использованы методы доплеровского лазерного охлаждения, стабилизации частот лазерных источников относительно высокочастотных оптических резонаторов. Полученные в эксперименте данные были аппроксимированы теоретическими моделями с целью вычисления интересных характеристик.

### **Положения, выносимые на защиту:**

1. Облучение покрытых слоем оксида иттрия электродов ионной ловушки Пауля светодиодом, излучающим на длине волны 395 нм и обеспечивающим плотность мощности излучения на электродах  $50 \text{ Вт/м}^2$ , вызывает эмиссию фотоэлектронов, позволяющих реализовать ионизацию нейтральных атомов магния в области ловушки и их последующую загрузку.
2. Теоретически показано, что сверхтонкий переход  ${}^2S_{1/2}(F = 2, m_F = 0) \rightarrow {}^2S_{1/2}(F = 3, m_F = 0)$  с частотой 1.789 ГГц в ансамбле из  $10^6$  лазерно-охлажденных ионов магния-25 позволяет реализовать репер частоты с относительной нестабильностью  $1.3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ .
3. Переход  ${}^2S_{1/2}(F = 0, m_F = 0) \rightarrow {}^2D_{3/2}(F = 2, m_F = 0)$  в ионе иттербия-171 на длине волны 435.5 нм позволяет реализовать оптический кубит, удовлетворяющий критериям ДиВинченцо. Данный кубит позволяет обеспечить достоверность считывания квантового состояния не менее 98%

без учета нерезонансных процессов и достоверность однокубитных операций типа Паули-Х и Паули-У не менее 94 % (включая ошибки подготовки и считывания состояния), что подтверждается экспериментом. Достоверность однокубитной операции может быть улучшена путем более глубокого охлаждения иона.

**Достоверность** результатов работы подтверждается использованием апробированных и протестированных измерительных приборов, воспроизводимостью экспериментальных данных, а также согласием экспериментальных данных с выводами теоретических моделей.

### **Апробация работы**

Основные результаты диссертационной работы докладывались автором лично на 1 всероссийской и 3 международных научных конференциях:

1. I.V. Zalivako, I.A. Semerikov, A.S. Borisenko, M.D. Aksenov, P.A. Vishnyakov, P.L. Sidorov, N.V. Semenina, A.A. Golovizin, K.Yu. Khabarova, N.N. Kolachevsky «Characterization of a compact ultrastable laser system via optically referenced frequency comb», IV International Conference on Ultrafast Optical Science «UltrafastLight-2020», Москва, Россия, 2020 г.
2. И.В.Заливако, И.А. Семериков, А.С. Борисенко, М.Д.Аксенов, П.А.Вишняков, П.Л. Сидоров, К.Ю. Хабарова, Н.Н. Колачевский, «Спектроскопия квадрупольного  $^2S_{1/2} (F = 0) \rightarrow ^2D_{3/2}(F = 2)$  перехода в ионе  $^{171}\text{Yb}^+$ », Всероссийская конференция "Физика ультрахолодных атомов-2020", Новосибирск, Россия, 2020 г.
3. Zalivako I., Semerikov I., Borisenko A., Aksenov M., Korolkov A. Kolachevsky N., Khabarova K., «Towards ion quantum computer with five qubits/qudits», International Conference Modern Nanotechnologies And Nanophotonics For Science And Industry, Владимир, Россия, 2021 г.
4. Заливако И.В., Семериков И.А., Борисенко А.С., Хабарова К.Ю., Сорокин В.Н., Колачевский Н.Н., «Микроволновый стандарт частоты на основе ионов

$^{25}\text{Mg}^+$ », III Международная конференция "Лазерные, плазменные исследования и технологии", Москва, Россия, 2017 г.

### Публикации автора по теме диссертации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 4 статьях в рецензируемых научных изданиях, индексируемых Web of Science, и в двух материалах научных конференций.

Научные журналы, входящие в базы данных Web of Science и Scopus:

1. Zalivako I., Borisenko A., Semerikov I., Sidorov P., Vishnyakov P., Khabarova K., Kolachevsky N. Nonselective Paul ion trap loading with a light-emitting diode // Appl. Phys. Lett. AIP Publishing LLC. 2019. - Т. 115. - № 10. - С. 104102.
2. Заливако И.В., Семериков И.А., Борисенко А.С., Хабарова К.Ю., Сорокин В.Н., Колачевский Н.Н. Микроволновый стандарт частоты на ионах  $^{25}\text{Mg}^+$ : ожидаемые характеристики и перспективы // Квантовая электроника. 2017. - Т. 47. - № 5. - С. 426.
3. Заливако И.В., Семериков И.А., Борисенко А.С., Аксенов М.Д., Вишняков П.А., Сидоров П.Л., Семенин Н.В., Головизин А.А., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н. Компактная высокостабильная лазерная система для спектроскопии квадрупольного перехода  $^2\text{S}_{1/2} \rightarrow ^2\text{D}_{3/2}$  в ионе иттербия  $^{171}\text{Yb}^+$  // Квантовая электроника. 2020. - Т. 50. - № 9. - С. 850–854.
4. Заливако И.В., Семериков И.А., Борисенко А.С., Аксенов М.Д., Хабарова К.Ю., Колачевский Н.Н., Экспериментальное исследование оптического кубита на квадрупольном переходе 435 нм в ионе  $^{171}\text{Yb}^+$  // Письма в ЖЭТФ. 2021. - Т. 114. - № 2. - С. 53–29.

Публикации в материалах научных конференций:

1. I.V. Zalivako, I.A. Semerikov, A.S. Borisenko, M.D. Aksenov, P.A. Vishnyakov, P.L. Sidorov, N.V. Semenin, A.A. Golovizin, K.Yu. Khabarova, N.N. Kolachevsky «Characterization of a compact ultrastable laser system via optically referenced frequency

comb», IV International Conference on Ultrafast Optical Science «UltrafastLight-2020», Москва, Россия, 2020 г., С. 273

2. Заливако И.В., Семериков И.А., Борисенко А.С., Хабарова К.Ю., Сорокин В.Н., Колачевский Н.Н. «Микроволновый стандарт частоты на основе ионов  $^{25}\text{Mg}^+$ », III Международная конференция "Лазерные, плазменные исследования и технологии", Москва, Россия, 2017 г., С. 012113

### **Личный вклад**

Все изложенные в работе результаты получены лично автором, либо при его непосредственном участии.

## Глава 1. Удержание и охлаждение ионов

### 1.1. Ловушка Пауля

Ловушки Пауля, которые ещё называют радиочастотными ловушками, являются одним из наиболее распространенных методов для удержания ионов с целью проведения спектроскопических или квантовооптических экспериментов. Для локализации частиц в них используются комбинации постоянных и переменных электрических полей. Радиочастотные ловушки представляют собой систему электродов, которые создают в некоторой области пространства потенциал, близкий к квадрупольному:

$$\phi(x, y, z, t) = (U_{dc} + V_{ac} \cos \omega t) \frac{(ax^2 + by^2 + cz^2)}{r_0^2} \quad (1.1)$$

Здесь  $U_{dc}$  – постоянная составляющая потенциала на электродах,  $V_{ac}$  – амплитуда переменной части потенциала,  $\omega$  – угловая частота изменения потенциала,  $r_0$  – расстояние от центра ловушки до электродов,  $a, b, c$  – геометрические безразмерные коэффициенты, определяющие пространственное распределение потенциала. Из уравнения Лапласа следует, что в общем случае на коэффициенты накладывається ограничение  $a + b + c = 0$ . Наиболее распространенными являются два частных случая связи между этими коэффициентами: линейная ловушка Пауля ( $a = -b, c = 0$ ) и трехмерная ловушка Пауля ( $2a = 2b = -c$ ). В первом из этих случаев поле, описываемое потенциалом (1.1), не имеет составляющей вдоль оси ловушки  $z$ , в результате чего для удержания в этом направлении используются дополнительные электроды постоянного потенциала. Во втором случае потенциал (1.1) обеспечивает удержание ионов во всех направлениях.

Рассмотрим динамику движения одиночной частицы в ловушке Пауля. Для простоты изложения дальше будет рассматриваться только случай линейной

ловушки Пауля. Уравнение движения одиночной частицы в таком потенциале имеет вид уравнения Матье [45]:

$$\frac{d^2x(\tau)}{d\tau^2} + (a - 2q \cos 2\tau)x(\tau) = 0 \quad (1.2)$$

$$\frac{d^2y(\tau)}{d\tau^2} - (a - 2q \cos 2\tau)y(\tau) = 0 \quad (1.3)$$

Здесь введены обозначения

$$\tau \equiv \frac{\omega}{2} t, \quad a \equiv \frac{4QU_{dc}}{m\omega^2 r_0^2}, \quad q \equiv \frac{2QV_{ac}}{m\omega^2 r_0^2}, \quad (1.4)$$

где  $Q, m$  – заряд и масса иона, соответственно. Можно показать, что если параметры  $a$  и  $q$  лежат в так называемых областях устойчивости (пример одной из которых для линейной ловушки приведен на рисунке 1.1), то ион будет совершать финитное движение, а значит – оказывается захвачен ловушкой.

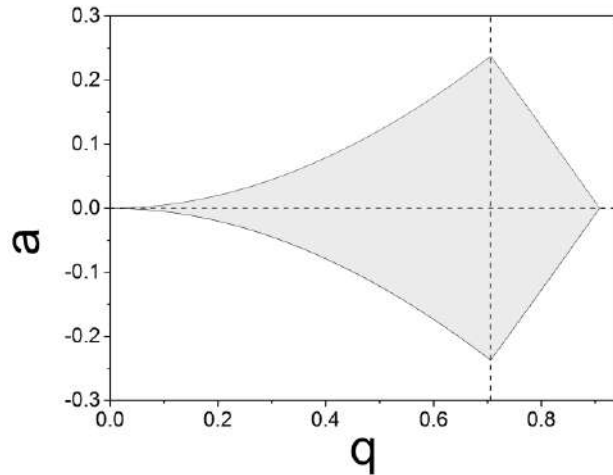


Рисунок 1.1 – Одна из областей стабильности линейной ловушки Пауля (закрашена серым).

На практике обычно используются параметры ловушки, удовлетворяющие условию  $(|a|, q^2) \ll 1$ . В этом пределе можно выписать аналитическую формулу, описывающую движение иона в ловушке:

$$x(t) = x_0 \cos\left(\beta \frac{\omega}{2} t + \theta\right) \left[1 - \frac{q}{2} \cos \omega t\right], \quad (1.5)$$

$$\beta \approx \sqrt{a + \frac{q^2}{2}}. \quad (1.6)$$

Параметры  $x_0$  и  $\theta$  определяются начальными условиями. Движение вдоль оси  $x$  задается аналогичной формулой. Из (1.5) видно, что движение иона можно представить как совокупность относительно медленных гармонических колебаний с частотой  $\omega_s = \frac{\beta\omega}{2}$  и быстрых низкоамплитудных колебаний с частотой ловушки  $\omega$ . Частота  $\omega_s$  называется секулярной частотой, а соответствующие ей колебания – секулярным движением. Видно, что секулярное движение эквивалентно динамике иона в некотором гармоническом псевдопотенциале  $\Psi(x, y) = \frac{m\omega_s^2(x^2 + y^2)}{2}$ . Колебания с частотой ловушки  $\omega$  называют микродвижением. В виду своей природы – вынужденных колебаний в радиочастотном поле ловушки –, амплитуда и фаза этих колебаний полностью определяются амплитудой и фазой поля ловушки в той точке, где сейчас находится ион в ходе своего секулярного движения. Амплитуда микродвижения в радиочастотной ловушке достигает своего минимума, когда частица находится в её центре (а в случае линейной ловушки – на её оси), где амплитуда удерживающего поля обращается в ноль. Однако полностью в ноль микродвижение не обращается никогда, так как волновая функция иона всегда имеет некоторый ненулевой интеграл перекрытия с областью, где поле ловушки отлично от нуля.

В большинстве экспериментов ионы охлаждаются до очень низких температур и оказываются локализованными вблизи центра ловушки. В связи с этим, наличием микродвижения зачастую можно пренебречь и использовать так называемое

секулярное приближение, когда динамика иона полностью описывается как движение в гармоническом псевдопотенциале. Это приближение особенно удобно при анализе динамики нескольких ионов в ловушке. Однако в некоторых исследованиях, например при осуществлении прецизионной спектроскопии или создании стандартов частоты, наличие микродвижения необходимо принимать во внимание. Так, при создании стандартов частоты необходимо учитывать сдвиг спектральной линии часового перехода, обусловленный доплеровским сдвигом второго порядка из-за микродвижения. Также необходимо принимать во внимание возможное увеличение амплитуды микродвижения по сравнению с указанным в формуле (1.5), которое может быть вызвано неидеальностью ловушки (например, возникновение разности фаз на электродах ловушки приводит к увеличению микродвижения) или наличием внешних полей, которые выталкивают частицы в область с большей амплитудой удерживающего поля [46]. Наличие такого увеличенного микродвижения приводит, во-первых, к усилению возмущения энергетической структуры ионов за счет удерживающего поля, а также может приводить к нагреву частиц [47].

Электроды, идеально воспроизводящие потенциал вида (1.1), должны иметь форму поверхности второго порядка (электроды должны повторять форму эквипотенциальных поверхностей). В реальности же такие системы электродов слишком неудобны для использования, так как не позволяют обеспечить оптический доступ к содержимому ловушки. Поэтому используются более удобные конфигурации, обеспечивающие близкий к (1.1) потенциал вблизи центра ловушки. Использование таких конфигураций оправдано тем, что обычно ионы перед проведением экспериментов охлаждаются до низких температур и локализуются в очень малой области пространства, где отличия потенциала от идеального оказываются пренебрежимо малы. Пример системы электродов линейной ловушки приведен на рисунке 1.2.



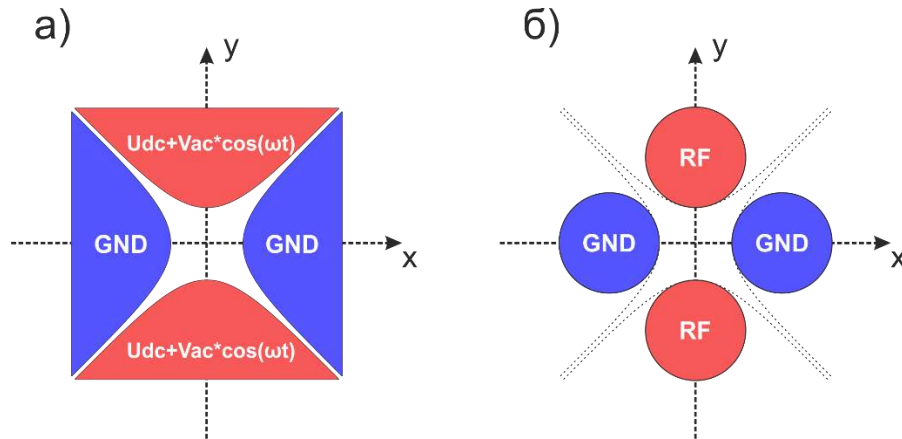


Рисунок 1.2 – а) Система электродов, идеально реализующая потенциал (1.1); б) Пример системы электродов, приближенно реализующей потенциал (1.1) в случае линейной ловушки. GND – заземленные электроды. К двум другим электродам приложен потенциал  $V_{trap} = U_{dc} + V_{ac} \cos \omega t$ . Наиболее близкий к (1.1) потенциал создается при соотношении радиуса электродов  $r$  к  $r_0$  равному  $\frac{r_0}{r} =$

1.15.

Помимо цилиндрических электродов можно использовать электроды в форме «лезвий», направленных к оси ловушки с четырех сторон. Характерные расстояния от оси ловушки до электродов  $r_0$  составляют от 100 мкм до 1 мм, амплитуда потенциала на электродах до 2 кВ, а частота потенциала – несколько десятков МГц. Такие системы обеспечивают радиальные секулярные частоты от нескольких сотен килогерц до нескольких мегагерц и глубины ловушек до нескольких электронвольт. Поэтому ионные ловушки способны удерживать ионы при комнатных температурах и выше. Для осевого удержания частиц в линейных ловушках используются вспомогательные электроды (рисунок 1.3).

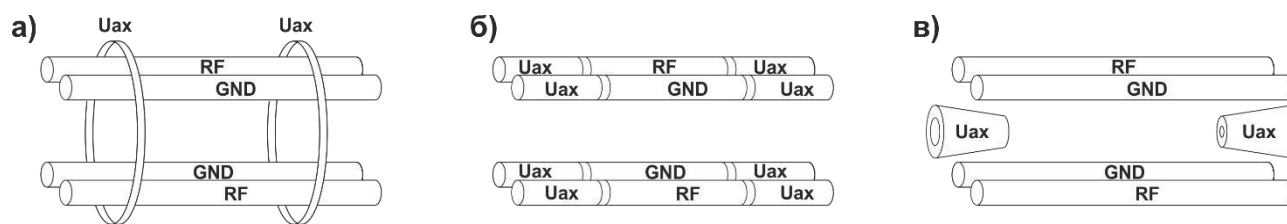


Рисунок 1.3 – Возможные конфигурации дополнительных электродов для обеспечения аксиального удержания ионов в линейных ловушках. Здесь RF и GND электроды обеспечивают радиальное удержание, в то время как  $U_{ax}$  обеспечивает осевое (аксиальное удержание).

Большинство выводов, сделанных здесь для линейных ловушек справедливы и для трехмерных конфигураций. Основные отличия заключаются в том, что в трехмерных ловушках существует лишь одна точка, в которой амплитуда радиочастотного поля обращается в ноль, в то время как в линейных конфигурациях поле обращается в ноль вдоль всей оси. Поэтому в приложениях, где важно удержание большого количества частиц, линейная конфигурация является более предпочтительной. В то же время трехмерные ловушки оказываются проще в изготовлении и обеспечивают лучший оптический доступ, поэтому являются оптимальным выбором при экспериментах с одиночной частицей.

## 1.2. Доплеровское охлаждение ионов

Доплеровское охлаждение является ещё одним из важнейших экспериментальных примитивов, необходимых для проведения экспериментов, которые будут описаны в данной работе. В основе метода лежит возбуждение некоторого циклического перехода в ионе при помощи лазерного источника, отстроенного в красную сторону от резонанса. Циклическим называется переход, связывающий уровни энергии, один из которых может спонтанно распасться только во второй. Таким образом, возбуждение циклического перехода не ведет к утечке населенности из подпространства, образованного линейной оболочкой этих двух состояний. Непрерывное возбуждение такого перехода приводит к постоянному процессу поглощения ионом фотонов лазерного излучения и их спонтанному переизлучению

(эффектами вынужденного излучения здесь можно пренебречь). При этом при поглощении фотона ион всегда приобретает импульс фотона, который направлен вдоль лазерного пучка. Пространственный профиль спонтанного излучения можно для простоты считать изотропным. Таким образом, при усреднении за большое количество актов спонтанного испускания фотонов импульс, приобретаемый в процессе испускания, обращается в ноль. Так, в ходе процесса рассеяния фотонов на циклическом переходе на ион начинает действовать сила вдоль пучка (рисунок 1.4а). Для осуществления доплеровского охлаждения далее используется тот факт, что вследствие эффекта Доплера вероятность поглощения ионом фотонов из лазерного пучка начинает зависеть от скорости частицы. Если отстроить лазер в красную область от перехода, то эффективное рассеяние ионом фотонов будет достигаться только в случае, когда ион движется навстречу лазерному пучку (рисунок 1.4б). Этот процесс будет приводить к торможению иона. Если же ион движется в сторону от лазера, рассеяние будет существенно подавлено, так как лазер будет не в резонансе с переходом.

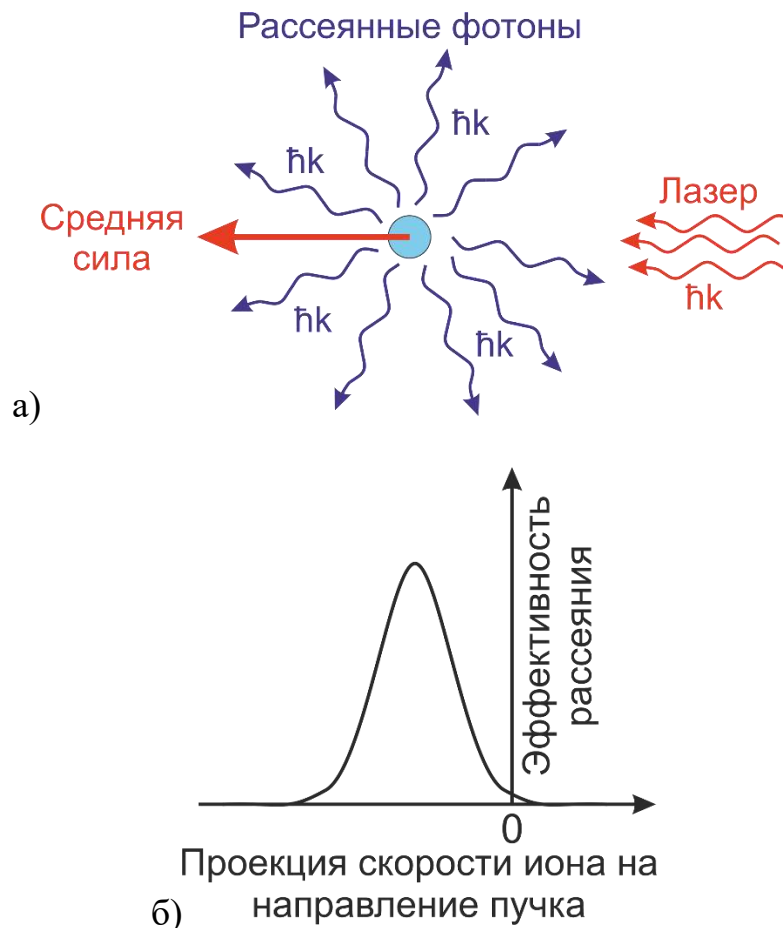


Рисунок 1.4 – Процесс доплеровского охлаждения. а) Ион поглощает фотоны из лазерного пучка, приобретая импульс в его направлении. Средний импульс, приобретаемый в процессе последующего переизлучения равен нулю из-за квазиизотропности излучения. Это приводит к возникновению средней силы, действующей на ион в направлении лазерного пучка; б) Характерная зависимость эффективности рассеяния фотонов ионом из пучка, отстроенного в красную область от резонанса, от проекции скорости частицы на направление лазера. Таким образом, сила эффективно действует на ион только когда он движется по направлению к пучку, что приводит к торможению частицы.

Так как ион в ловушке совершает колебания в псевдопотенциале, при любом направлении лазерного пучка ион будет попеременно двигаться то навстречу ему, то от него. Таким образом, каждую половину периода колебаний иона, когда он движется навстречу лазеру, ион тормозится, а вторую половину периода – практически не взаимодействует с лазером. Поэтому для осуществления лазерного охлаждения иона в ловушке достаточно одного лазерного пучка, отстроенного в красную область от некоторого циклического перехода и направленного так, чтобы волновой вектор излучения имел бы проекции на все оси ловушки.

Температура, до которой возможно охлаждение частицы, определяется шириной перехода и называется доплеровским пределом. Существование доплеровского предела связано с дискретностью и стохастичностью процесса спонтанного испускания фотонов в этом процессе (каждый спонтанный распад приводит к приобретению ионом энергии отдачи). Величина доплеровского предела в одномерном случае может быть вычислена по формуле [42]

$$T_{min} = \frac{7 \hbar \Gamma \sqrt{1+S}}{5 \cdot 4k_B}. \quad (1.7)$$

Здесь  $S$  – параметр насыщения перехода,  $\Gamma$  – ширина охлаждающего перехода,  $k_B$  – постоянная Больцмана. Данная температура достигается при отстройке лазера на

половину уширенной мощностью ширины линии ( $\Delta = -\frac{\Gamma\sqrt{1+S}}{2}$ ). Отсюда также видно, что при охлаждении ионов важно поддерживать низкий параметр насыщения перехода (обычно используется параметр насыщения порядка 1). В остальном, предел температуры определяется только шириной используемого перехода. Однако здесь необходимо отметить, что скорость охлаждения пропорциональна ширине перехода и использование слишком узких переходов (менее 100 кГц – 1 МГц) зачастую может привести к очень долгому охлаждению изначально горячих частиц. Также необходимость отстройки на половину ширины перехода накладывает значительно более жесткие требования на стабильность частоты лазера охлаждения при использовании узких переходов. Поэтому для первичного охлаждения ионов обычно используются достаточно сильные переходы с шириной в несколько десятков мегагерц. Также зачастую оказывается, что для интересующего исследователей иона не находится удобного циклического перехода, однако присутствует квазициклический. Это такой переход, возбужденный уровень которого имеет малую вероятность распада в некоторое третье состояние. В таком случае зачастую используется схема охлаждения со вспомогательным перекачивающим лазером [48], который быстро возвращает населенность обратно в цикл охлаждения.

## **Глава 2. Загрузка ионных ловушек методом электронной фотоэмиссии**

### **2.1. Общие принципы загрузки ионных ловушек**

Для загрузки иона в радиочастотную ловушку требуется, чтобы в области захвата появился ион, который в дальнейшем будет стабильно в ней удерживаться. Для того чтобы ион удерживался в ловушке он должен удовлетворять критериям устойчивости [42], а энергия его секулярных колебаний по всем осям должна быть не больше, чем глубина ионной ловушки вдоль наиболее слабой из её осей. Может показаться, что последнее условие является слишком жестким, так как колебания иона вдоль различных осей ловушки являются независимыми и достаточно чтобы энергия колебаний частицы вдоль каждой из осей не превышала глубину вдоль этой оси. Однако данная теория была выведена в приближении малости амплитуды колебаний ионов, где потенциал ловушки с высокой точностью может считаться квадрупольным, а также в пренебрежении взаимодействия с другими ионами, которые могут быть также захвачены в ловушку. В действительности столкновения ионов друг с другом будут изменять направление их движения, что будет приводить к обмену энергией между колебаниями вдоль разных осей. Кроме того, сразу же после загрузки ионов они чаще всего имеют достаточно высокую энергию колебаний и двигаются в области, где отклонение потенциала от квадрупольного уже начинает иметь значение и колебания вдоль разных осей уже перестают быть независимыми [49].

Из приведенных выше условий устойчивого удержания ионов можно сделать вывод, что в отсутствие высокоэффективного охлаждения ионов (например, буферным газом) или без динамического изменения параметров удерживающего потенциала в процессе загрузки захватить ионы, образованные вне ловушки и затем пролетающие сквозь неё – невозможно. Это связано с тем, что в этом случае сумма кинетической и потенциальной энергии частицы всегда будет больше нуля и её

движение, соответственно, не будет локализовано. По этой причине чаще всего загрузка ионных ловушек осуществляется путем ионизации нейтральных атомов требуемого элемента непосредственно внутри области захвата, что позволяет обойти данную проблему и существенно увеличить эффективность, а также упростить реализацию данной процедуры. Однако в ряде случаев, например при захвате ионов антиматерии [14], такой подход оказывается недоступен и возникает необходимость загрузить в ловушку именно созданные вне потенциала ионы за счет быстрого управления запирающими потенциалами.

### **2.1.1. Загрузка методом ударной ионизации электронным пучком**

Данный метод исторически появился одним из первых и часто применяется на практике за счет своей простоты и эффективности. Для его реализации в области захвата ловушки должны присутствовать атомы элемента, ионы которого требуется загрузить. В случае веществ с высоким давлением насыщенных паров при комнатной температуре, например ртути, этого можно достигнуть просто поместив пары этого вещества в вакуумную камеру при относительно высоком парциальном давлении [29]. Однако чаще всего для данной цели используются атомные испарители, расположенные вблизи ловушки. Они представляют собой емкость с необходимым веществом, снабженную электрическим нагревателем и системой диафрагм. При включении нагревателя за счет термоэмиссии такие испарители создают пучок нейтральных атомов, который направляется так, чтобы он проходил через область захвата ловушки.

Для ионизации пучка нейтральных атомов в данном методе применяется электронная пушка. Она представляет собой филамент из материала с низкой работой выхода, который под действием протекающего через него электрического тока нагревается и становится источником свободных электронов. Последние затем ускоряются и коллимируются при помощи системы электродов так, чтобы образованный электронный пучок пересекался с атомным в области захвата ловушки (рисунок 2.1). Потенциалы ускоряющих электродов также должны обеспечивать энергию электронов, обеспечивающую высокое сечение ударной

ионизации требуемых атомов, но при этом достаточно высокую, чтобы пучок не был существенно рассеян полем электродов ловушки.

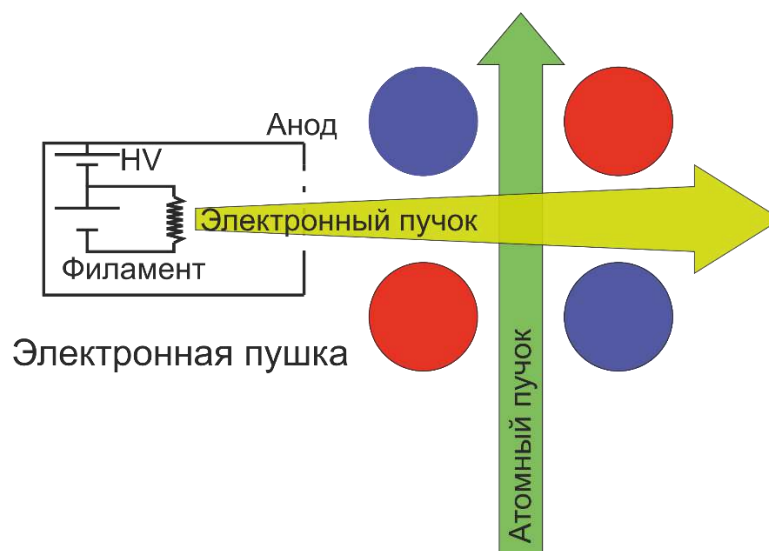


Рисунок 2.1 – Схема загрузки ионов методом электронного удара. Электронная пушка генерирует электронный пучок, пересекающийся с пучком атомов необходимого элемента внутри ловушки (красные и синие круги обозначают электроды ловушки). В пересечении двух пучков происходит ионизация и загрузка атомов.

Данный метод является неселективным, то есть ионизации подвергаются атомы любых элементов и изотопов, оказавшиеся в пересечении электронного пучка и области захвата, в том числе и атомы фоновых газов, оставшиеся после откачки вакуумной камеры. В ряде случаев, например для исследования состава остаточных газов в вакуумной камере, это является преимуществом, однако чаще всего для задач спектроскопии или квантовой логики требуется захват максимально чистых ионных кристаллов, с точностью до конкретных изотопов, что делает этот метод не столь привлекательным. Кроме того, в процессе загрузки происходит нагрев атомного испарителя и филамента электронной пушки, что ухудшает вакуум в камере, а также происходит зарядка диэлектрических поверхностей испущенными



электронами, что приводит к возникновению большого количества паразитных электрических полей в области захвата. Помимо этого, данный метод требует установки вблизи ловушки электронной пушки, что усложняет конструкцию вакуумной камеры и часто приводит к ухудшению оптического доступа к содержимому ловушки.

### **2.1.2. Загрузка путем фотоионизации атомного пучка**

Другим методом ионизации атомов в области захвата ионов является фотоионизация [50]. При этом метод создания атомов требуемого вещества в области захвата ловушки остается аналогичным описанному в предыдущем разделе.

Потенциалы ионизации наиболее часто используемых для квантовых вычислений и спектроскопии ионов приведены в Таблице 2.1. Из этих данных видно, что для прямой однофотонной ионизации большинства из этих ионов требуется излучение, лежащее в области ультрафиолетового диапазона, лазерные источники в которой на сегодняшний день редки и труднодоступны. По этой причине чаще всего используется двухстадийная схема, в которой на первом этапе атом резонансно возбуждается в некоторое промежуточное состояние, после чего излучение от того же или иного источника осуществляет фотоотрыв. Типичные схемы такого процесса также приведены в Таблице 2.1. Для таких схем подходят лазеры более длинноволнового диапазона, которые значительно более просты в изготовлении. При этом за счет резонансной природы первого этапа, данный процесс является селективным по химическим элементам, а при достаточно большом изотопическом сдвиге и подавлении эффекта Доплера путем направления ионизационного лазерного луча перпендикулярно атомному пучку, – и по изотопам.

Таблица 2.1 – Потенциалы ионизации [51], соответствующие им минимальные длины волн излучения для прямой фотоионизации, а также используемые на практике схемы двухэтапной фотоионизации.

Элемент	Потенциал ионизации, эВ	Минимальная длина волны, требуемая для фотоионизации, нм	Возможные схемы фотоионизации
Be	9.3	134	235 нм + 235 нм [52]
Mg	7.6	162	285 нм + 280 нм[50]
Al	6.0	207	397 нм [12]
Ca	6.1	203	423 нм + 389 нм [53]
Ba	5.2	238	553 нм + 413 нм [54]
Sr	5.7	218	461 нм + 406 нм [55]
Yb	6.3	198	399 нм + 369 нм [33]

Данный подход за счет своей высокой эффективности (высокое сечение резонансного возбуждения) и селективности стал одним из наиболее часто используемых в экспериментах, нацеленных на прецизионную спектроскопию и квантовые вычисления.

Помимо очевидных преимуществ данного метода, таких как селективность и высокая эффективность, важно также отметить, что при этом не происходит столь существенного ухудшения вакуума как при нагреве филамента электронной пушки. Также в процессе загрузки данным методом в значительно меньшей степени происходит зарядка диэлектрических поверхностей вблизи области захвата, так как для ионизации не используются заряженные частицы. Однако полностью данную проблему данный метод загрузки также не исключает, так как зарядка поверхностей может также происходить и под действием фотоионизационного лазера.

Основным недостатком данного подхода является необходимость в использовании одного или двух коротковолновых лазерных источников, а также необходимость поддержания их частоты в резонансе с используемыми переходами, что

значительно усложняет и удорожает экспериментальную установку. Для загрузки некоторых химических элементов систему можно частично упростить, используя для второй стадии (нерезонансной) некогерентные источники – светодиоды [56]. При этом их спектральная ширина оказывается слишком большой для эффективного возбуждения относительно узких (10-100 МГц) переходов первой стадии, что не дает полностью заменить ими фотоионизационные лазеры.

### **2.1.3. Загрузка методом лазерной абляции**

Метод загрузки лазерной абляцией был предложен в 1981 году [57] и в первую очередь позволяет преодолеть проблему ухудшения вакуума и загрязнения электродов ловушки в процессе работы атомных испарителей, а при некоторых параметрах системы и избавиться от необходимости вспомогательного источника ионизации (электронной пушки или фотоионизационного лазера).

В методах загрузки, описанных выше, атомы целевого элемента в области захвата генерировались путем нагрева макроскопической мишени резистивным методом. При этом разогревается вся мишень, значительно увеличивая давление вблизи нее, а также разогревая другие соединенные с ней элементы вакуумной камеры и ловушки. Последнее приводит к изменению геометрии системы из-за теплового расширения элементов, а также к дальнейшему ухудшению вакуума. Помимо этого, увеличение температуры приводит к возмущению электронной структуры захваченных ионов вследствие их взаимодействия с тепловым излучением. Кроме того, резистивное нагревание макроскопической мишени является очень инерционным процессом, который обычно занимает от 10 с до нескольких минут, после чего происходит остывание с аналогичными характерными временами. В добавок к этому изготовление испарителей для ряда химических элементов сопряжено с рядом трудностей, таких как высокая химическая активность элементов, приводящая к покрыванию мишени окислами в процессе изготовления, или высокая температура плавления, усложняющая конструкцию нагревателя и мишени.

Метод лазерной абляции позволяет преодолеть все описанные выше трудности. Для его реализации изготавливается мишень из целевого элемента (либо из чистого металла, либо помещенного в некоторую матрицу [58]), которая помещается вблизи области захвата ловушки. На мишень фокусируется мощный импульсный лазерный источник, который вызывает, в зависимости от параметров, абляцию вещества мишени и, соответственно, импульсный выброс как нейтральных атомов, составляющих мишень (и в основном, и в возбужденных состояниях), так и ионов разной степени ионизации. Типично используются лазеры с длительностью импульсов порядка нескольких наносекунд, т.е. время взаимодействия превышает характерные времена термализации электронов и фононов, приводя к быстрому локальному плавлению вещества вблизи места воздействия лазера. Данный процесс является пороговым и начинается с характерных энергий лазерных импульсов порядка  $0.1 \text{ Дж/см}^2$  (в ультрафиолетовом диапазоне, чаще всего на длинах волн 355 нм или 337 нм) [59]. Варьирование энергии импульсов позволяет изменять среднее количество испаренного вещества, а также относительную долю испаренных нейтральных атомов и ионов.

Данный метод позволяет получить кратковременные импульсы атомов и ионов требуемого вещества и приводит к значительно меньшему ухудшению вакуума, а также позволяет избежать заметного нагрева элементов вблизи. Кроме того, характерные времена описанных процессов не превышают нескольких миллисекунд и процесс загрузки ловушки может быть осуществлен за времена меньше секунды.

В простейшем варианте лазерная абляция используется лишь как замена атомного испарителя для генерации нейтральных атомов требуемого вещества, которые потом ионизируются методами, описанными в предыдущих разделах [60]. В этом случае данный метод может быть реализован в селективном варианте, если последующая ионизация осуществляется резонансным лазерным методом, а абляционный импульс низкоэнергетичен, что обеспечивает испарение малого количества ионизированных частиц.

Однако при использовании более высокоэнергетических импульсов образованная абляционным лазером плазма включает в себя также большое количество ионов различной степени ионизации, которые также можно захватить напрямую, не используя вспомогательные источники ионизации. Однако, как было отмечено в предыдущих разделах, так как поле ловушки является псевдоконсервативным, для эффективного захвата ионизованных вне ловушки частиц необходимо либо включать ловушку только в момент пролета через нее импульса ионов, либо каким-либо образом затормозить частицы пока они проходят область захвата. Оба способа активно применяются на практике. Синхронизированное включение ловушки и абляционного импульса продемонстрировано, например, в работе [61]. Быстрое торможение ионов во время пролета чаще всего достигается при помощи буферного газа [62], однако встречаются и более экзотичные схемы, например столкновение нескольких пересекающихся ионных пучков в ловушке, в результате чего в ряде столкновений один из ионов передает большую часть своего импульса другому [63].

Таким образом, загрузка методом лазерной абляции занимает промежуточное место между ударной ионизацией и фотоионизацией. С одной стороны, она требует специальной лазерной системы для своей реализации, что делает её более сложной, нежели ударная ионизация резистивно образованного атомного пучка, однако требования к лазерной системе с точки зрения стабильности и длины волны гораздо менее жесткие. При необходимости селективной реализации данного метода, требуется создание как абляционной лазерной системы, так и фотоионизационной, что нисколько не облегчает создание установки.

## **2.2. Загрузка методом электронной фотоэмиссии**

В рамках работы над данной диссертацией был предложен и экспериментально продемонстрирован новый метод загрузки ионов в ловушку, который представляет собой модификацию метода ионизации электронным ударом. Данный метод по-прежнему требует генерации в области захвата нейтральных атомов необходимого элемента при помощи атомной пушки или лазерной абляции, однако позволяет

значительно упростить процедуру их дальнейшей ионизации. Помимо этого, в конце главы будут приведены предложения, нацеленные на дальнейшее развитие данной технологии, и которые в перспективе могут позволить отказаться и от атомного испарителя.

### **2.2.1. Принцип работы метода**

В основе метода лежит образование электронов путем их фотоэмиссии из электродов ловушки (или специальной расположенной вблизи них мишени), их ускорение полем ловушки и последующая ударная ионизация атомов интересующего вещества в области захвата ловушки (рисунок 2.2). Фотоэмиссия является эффективным нерезонансным процессом, что накладывает очень слабые требования на используемый источник света. Это может быть как когерентный, так и некогерентный источник, единственным существенным требованием к которому является наличие в его спектре составляющей с энергией выше работы выхода материала электродов, что позволяет использовать для этой цели дешевые и широко распространенные светодиоды коротковолнового видимого или ультрафиолетового диапазона или, например, лазерный источник, используемый для лазерного охлаждения захваченных ионов, так как его длина волны обычно лежит в ультрафиолетовой области. Для увеличения эффективности метода электроды ловушки могут быть специально покрыты веществом с низкой работой выхода, что значительно увеличивает выбор доступных источников света.

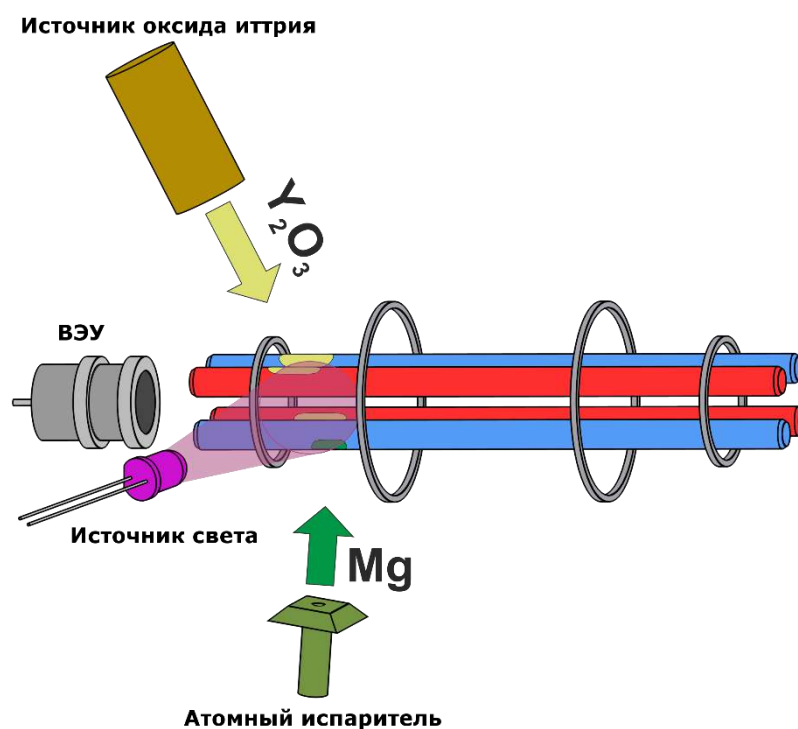


Рисунок 2.2 – Схема экспериментальной установки, использовавшейся для демонстрации метода. Электроды линейной ловушки Пауля покрыты оксидом иттрия ( $Y_2O_3$ , желтые пятна), обладающим низкой работой выхода. Источник света вызывает фотоэмиссию электронов с поверхности электродов, которые ионизуют атомы требуемого вещества (Mg), полученные при помощи атомного испарителя, внутри области захвата ловушки. Вторичный электронный умножитель (ВЭУ) может использоваться для непосредственной регистрации эмитированных электронов. Источником оксида иттрия выступала электронная пушка, катод которой изготовлен из этого вещества, которое испарялось в процессе работы установки.

Разберем подробно этапы загрузки ионов в ловушку данным методом. В начале требуется обеспечить наличие нейтральных атомов необходимого элемента в области захвата ловушки. Способы достижения этого, такие как использование атомного испарителя или лазерной абляции, были подробно рассмотрены в предыдущих разделах. После этого происходит фотоэмиссия электронов под действием источника света, содержащего в своем спектре компоненты с энергией фотонов, превышающей работу выхода материала электрода ловушки. Данный

процесс, теоретические основы которого были описаны ещё Эйнштейном, также является хорошо изученным. В приближении малых потоков эмитированных электронов, когда можно пренебречь полем объемного заряда электронного облака над поверхностью, поток эмитированных электронов пропорционален потоку фотонов, облучающих данную поверхность. Начальная кинетическая энергия электронов в этом случае определяется энергией фотонов и в первом приближении равна разнице энергии фотона и работе выхода материала мишени (электрода ловушки). Работы выхода большинства материалов, использующихся для изготовления ионных ловушек и вакуумной камеры составляют от 4 эВ до 8 эВ, в то время как энергии фотонов видимого диапазона лежат в диапазоне от 1.8 эВ до 2.8 эВ. Отсюда видно, что для работы данного метода необходимо покрывать мишени или электроды ловушки материалами с низкой работой выхода, либо использовать излучение ультрафиолетового диапазона. Кроме того, понятно, что характерные энергии эмитированных электронов не превышают несколько электронвольт, чего обычно недостаточно для эффективной ударной ионизации интересующих экспериментаторов атомов (потенциалы ионизации многих из них, например, перечислены в Таблице 2.1). Поэтому важную роль в загрузке ионов в ловушку данным методом играет поле самой ловушки, обеспечивающее ускорение электронов. Рассмотрим этот процесс подробнее.

Для исследования траектории фотоэмитированных электронов вместо точного решения уравнения Маттье воспользуемся приближением, в котором будем считать поле ловушки постоянным. В дальнейшем мы покажем допустимость такого упрощения. В качестве начальных условий примем, что электрон эмитировался без начальной скорости из заземленного электрода линейной ловушки (выбор электрода не влияет на результат) близко к плоскости, соединяющей центры заземленных электродов (см. рисунок 2.3а). При этом потенциал двух других электродов примем равным его максимальному значению, равному амплитуде напряжения, приложенного к ловушке.



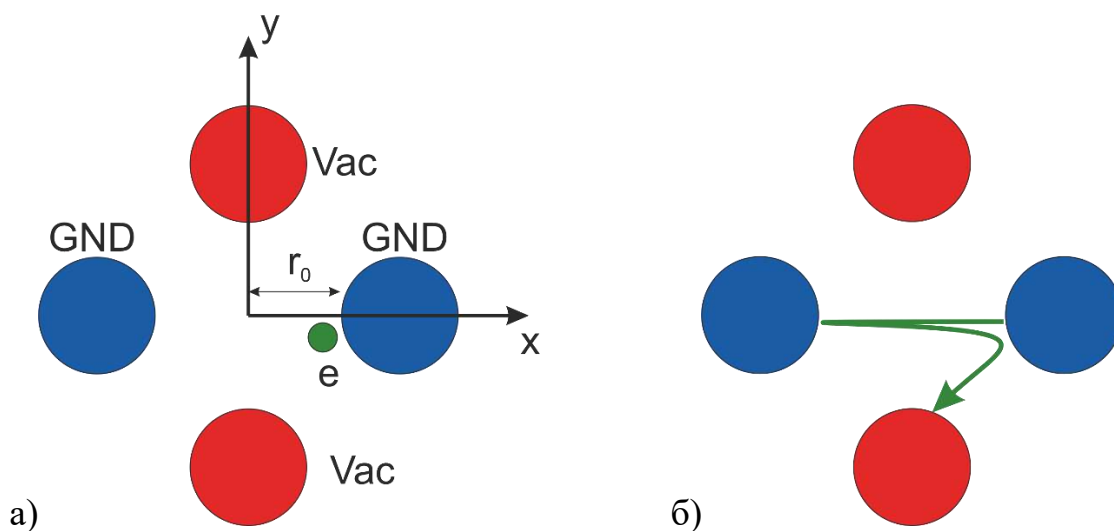


Рисунок 2.3 – а) Иллюстрация модели, используемой для исследования динамики фотоэмитированного электрона. GND – заземленные электроды ловушки, Vac – потенциал радиочастотных электродов, e – фотоэмитированный электрон. б) Результат численной симуляции траектории электрона

Уравнения движения электронов в таком случае представляют собой

$$\begin{aligned} \ddot{x} - \omega_0^2 x &= 0 \\ \ddot{y} + \omega_0^2 y &= 0 \end{aligned} \quad (2.1)$$

$$\omega_e^2 = \frac{eV_{ac}}{m_e r_0^2}.$$

Здесь  $r_0$  – расстояние от центра ловушки до поверхности электродов, а  $m_e$  – масса электрона. Они описывают гармонические колебания электронов вдоль одной из осей ловушки и экспоненциальное удаление от центра области захвата вдоль другой оси (Рисунок 2.3б). Время нахождения электрона в области захвата и конкретный вид траектории определяются начальными условиями, при которых произошел вылет электрона. Характерный период колебаний электрона, а также характерное время его нахождения внутри ловушки при испускании вблизи плоскости, соединяющей заземленные электроды, составляет  $\tau_e = \frac{2\pi}{\omega_e}$ . Для характерных значений параметров ловушек  $V_{ac} = 100$  В и  $r_0 = 1$  мм эта величина составляет  $\tau_e = 1.5$  нс. При этом период изменения потенциала ловушки

составляет порядка 100 нс (для частоты радиочастотного поля 10 МГц), что подтверждает применимость сделанного выше упрощения о постоянстве поля ловушки на протяжении времени нахождения электрона в ней.

В процессе своего движения электрон набирает вблизи центра ловушки кинетическую энергию порядка  $E_{kin} \approx eV_{ac} = 100$  эВ, что позволяет ему эффективно осуществлять ионизацию атомов, находящихся в области захвата ловушки. Тот факт, что электроны набирают требуемую энергию приближаясь к центру ловушки также положительно влияет на эффективность загрузки ионов, так как при этом ионизация будет преимущественно происходить в центре псевдопотенциальной ямы, что приводит к относительно низкой энергии захваченных частиц.

### 2.2.2. Экспериментальная установка для демонстрации метода

Предложенный метод был продемонстрирован нами на примере загрузки ионов магния в линейную ловушку Пауля. Подробное описание ловушки может быть найдено, например, в данной работе [64]. Данная ловушка (см. рисунки 2.2 и 2.4) представляет собой четыре цилиндрических вольфрамовых электрода, расстояние от которых до оси ловушки составляет  $r_0 = 1.475$  мм, а сами электроды имеют радиус  $R = 1$  мм. Вдоль оси ловушки также расположено четыре кольцевых электрода, которые осуществляют аксиальное удержание частиц, разделяя при этом ловушку на три сегмента. Потенциал на каждом из кольцевых электродов может задаваться независимо. Радиочастотные электроды ловушки окружены ещё четырьмя электродами, позволяющими компенсировать внешние паразитные электрические поля в области захвата. Питание радиочастотных электродов осуществляется при помощи генератора на частоте около 18 МГц, усилителя, а также резонансного трансформатора, позволяющего достигнуть высоких амплитуд напряжения и согласовать электрические импедансы усилителя и ловушки. Амплитуда напряжения на электродах ловушки может при этом достигать 1 кВ.

Ловушка располагается в вакуумной камере, давление в которой поддерживается на уровне менее  $10^{-10}$  мбар при помощи ион-геттерного насоса SAES GETTERS NEXTORR D-100. В вакуумной камере предусмотрен ряд электрических вводов для питания электродов ловушки и других устройств, кварцевые окошки, обеспечивающие оптический доступ для лазерных пучков, а также высокоапертурного объектива для сбора сигнала флуоресценции захваченных ионов под действием охлаждающего лазера. Объектив создает изображение захваченных ионов на матрицу высокочувствительной EMCCD камеры Raptor Photonics Falcon Blue. Данная система позволяет разрешать отдельные ионы в составе захваченных и охлажденных ионных кристаллов, что, в частности, дает возможность точно определить их точное количество.

Для загрузки ионов в вакуумной камере установлены два атомных испарителя (атомные пушки), представляющие собой металлические трубки, заполненные магниевой (правая пушка на рисунке 2.4) и иттербиевой (левая пушка) стружкой. Трубки снабжены электрическими нагревателями, а также системами диафрагм, предотвращающими напыление содержимого испарителей на окружающие элементы. Наличие в ловушке нескольких секций, а также её большой размер в продольном направлении, позволяет разделить области загрузки частиц (правая секция, куда и направлена магниевая атомная пушка) и спектроскопическую область в центральном сегменте, где производится большинство экспериментов. Такая архитектура позволяет избежать негативных эффектов, связанных с напылением макроскопического слоя магния на электроды ловушки вблизи области захвата частиц, что приводит к возникновению ряда паразитных эффектов, например, повышенным темпам нагрева ионов. Напыленный на электроды ловушки в области загрузки слой магния можно разглядеть на рисунке 2.4 чуть правее одного из кольцевых электродов.

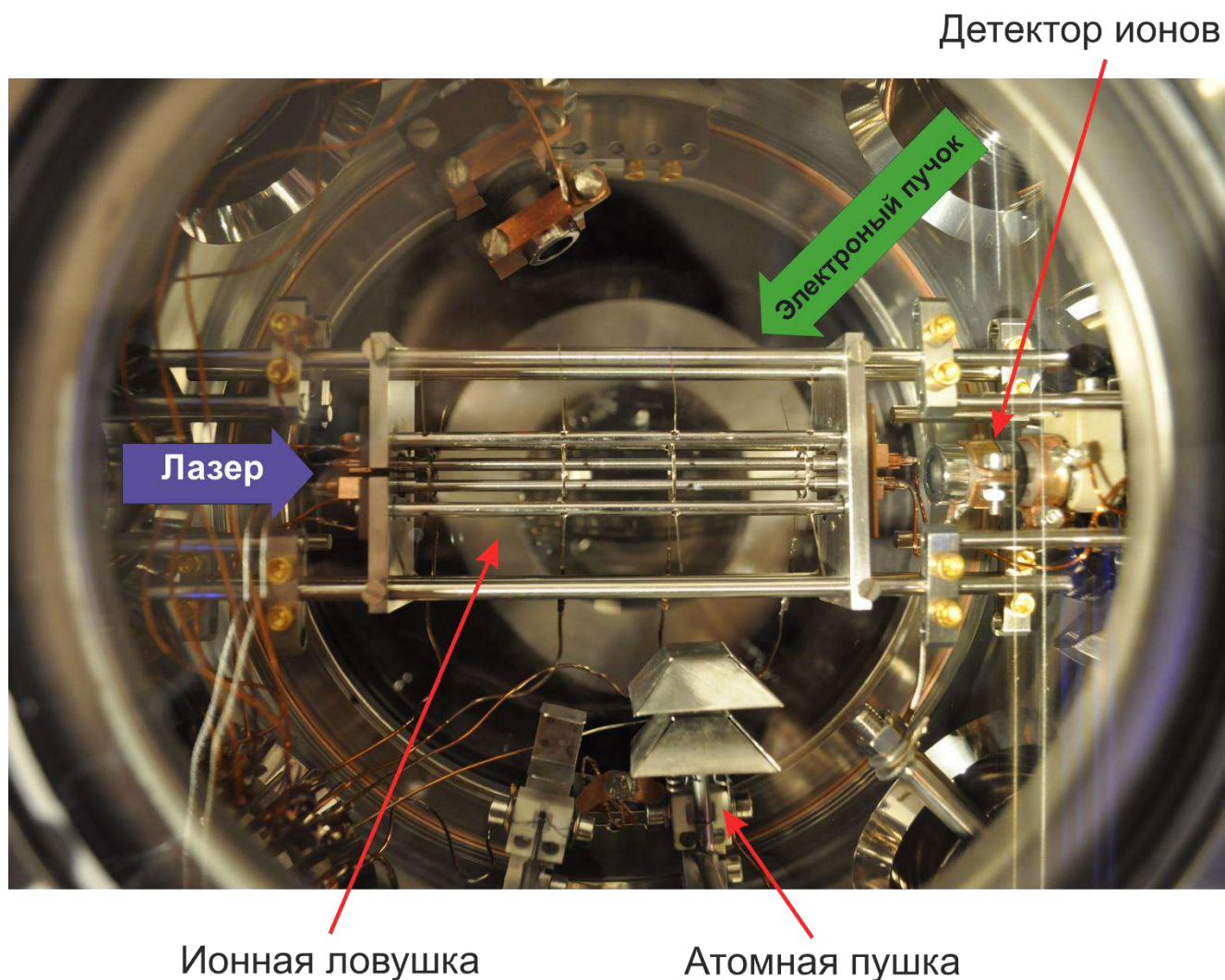


Рисунок 2.4 – Фотография экспериментальной установки для исследования предложенного метода загрузки ионов. В качестве детектора ионов используется ВЭУ.

В предшествующих данной работе экспериментах ионизация атомного магниевого пучка, полученного при помощи испарителя и проходящего через область захвата, осуществлялась при помощи электронной пушки KIMBALL PHYSICS EGA-1012, установленной в одном из портов вакуумной камеры. Данная пушка позволяла получать пучки электронов с энергией до 1000 эВ. Её катод представляет собой диск, покрытый оксидом иттрия ( $Y_2O_3$ ), который отличается низкой работой выхода (2.4 эВ, согласно документации производителя). Во время работы пушки данный диск нагревается электрическим током, приводя к эмиссии электронов, которые далее коллимируются и ускоряются при помощи системы электродов. В

процессе эксплуатации данной экспериментальной установки нами была зарегистрирована деградация катода, связанная с его постепенным испарением, которая подтверждается изменением тока эмиссии и вольт-амперной характеристики. Это, в частности, привело к напылению слоя оксида иттрия на электроды ловушки. При этом за счет удаленности от ловушки напыленная область по нашим оценкам составляет около 3-4 см вблизи центра ловушки. Данный факт был нами использован для демонстрации предложенного метода загрузки ионов в ловушку.

Экспериментальная установка также включает в себя лазерную систему, позволяющую генерировать до 3 мВт излучения на длине волны 280 нм, которая позволяет осуществлять лазерное охлаждение ионов магния четных изотопов (у которых отсутствует сверхтонкое расщепление) вплоть до температур, близких к доплеровскому пределу [65]. Данная система позволяет получать в нашей ловушке ионные кристаллы размером от 1 до  $10^4$  ионов магния, а рассеиваемый ионами в процессе охлаждения свет позволяет наблюдать их при помощи EMCCD камеры (рисунок 2.5).

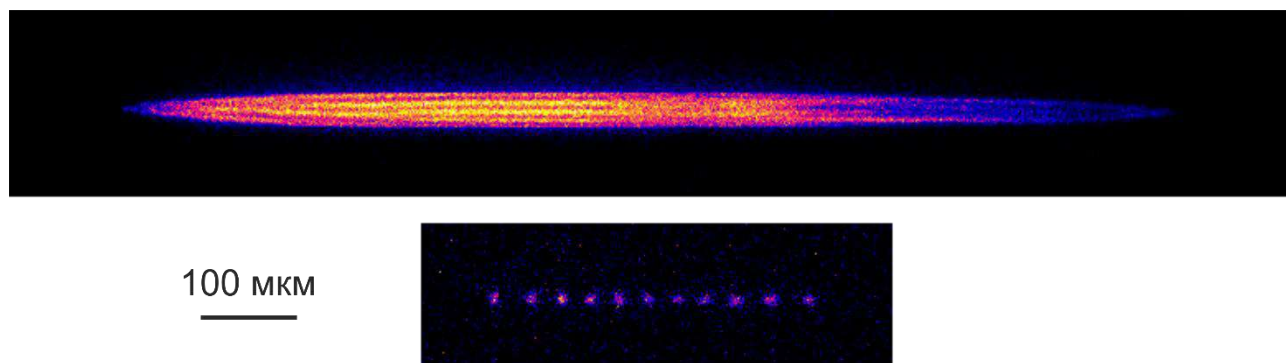


Рисунок 2.5 – Изображения кристаллов из приблизительно  $10^4$  (сверху) и 11 (снизу) ионов магния-24, полученные в нашей установке.

Помимо оптического метода установка позволяет регистрировать заряженные частицы при помощи канального вторично-электронного умножителя (ВЭУ) PHOTONIS CHANNELTRON Magnum 5901, установленного в торце ловушки.

Данный детектор позволяет регистрировать ионы, которые были захвачены в ловушку, путем их выбрасывания в сторону ВЭУ за счет заземления кольцевых электродов с правой стороны ловушки, а также другие заряженные частицы, образуемые вблизи него, например электроны. ВЭУ подключен в такой конфигурации, которая позволяет независимо устанавливать ускоряющее напряжение вторичных электронов, отвечающее за усиление сигнала, и потенциал входной апертуры. Таким образом, варьируя потенциал входной апертуры можно определять знак заряда регистрируемых частиц, создавая потенциальный барьер для частиц одноименного с потенциалом апертуры знака и ускоряя по направлению к детектору разноименные заряды. Также стоит отметить, что помимо заряженных частиц ВЭУ также чувствителен и к излучению, особенно ультрафиолетового диапазона. Однако варьирование потенциала входной апертуры также позволяет отличить такой сигнал от сигнала заряженных частиц, так как он не зависит от потенциала апертуры.

### **2.2.3. Загрузка источниками ультрафиолетового диапазона**

Первые эксперименты по исследованию предложенного метода загрузки ионных ловушек были осуществлены при помощи ультрафиолетового некогерентного излучения с центральной длиной волны 280 нм, полученного при помощи светодиода (LED280J Optan). Ширина спектра светодиода составляет 12 нм согласно документации производителя. Данный светодиод снабжен шаровой линзой, что облегчает коллимацию и фокусировку его излучения, а высокая энергия фотонов (4 эВ) позволяет использовать его для фотоэмиссии электронов даже из материалов с относительно большой работой выхода.

Излучение светодиода было сфокусировано при помощи линзы в область диаметром около 5 мм на электродах ловушки вблизи пятна магния, напыленного на электроды ловушки атомным испарителем, что обеспечивает хорошее перекрытие освещенной области и потока нейтральных атомов целевого элемента. На электродах ловушки оказалось сфокусирована приблизительно одна десятая часть оптической мощности светодиода (рисунок 2.2).

В первом эксперименте мы исследовали возможность загрузки ионов предложенным методом при помощи данного светодиода, а также зависимость количества загруженных ионов от мощности светодиода.

Схема эксперимента была следующей: на радиочастотные электроды ловушки подавалось напряжение, которое обеспечивало секулярную радиальную частоту одиночного иона магния равную 800 кГц. Затем включалась атомная пушка и выжидалось время порядка 30 минут, пока атомный поток не выйдет на стационарный режим. После этого начинался этап загрузки ловушки, для которого центральные кольцевые электроды аксиального удержания заземлялись, а к крайним прикладывался потенциал в 1 кВ. Таким образом, все три сегмента ловушки объединялись, что позволяло загружать ионы на всем протяжении ловушки, в том числе в крайнем сегменте, где проходил атомный пучок. Далее лазерный пучок охлаждения блокировался, чтобы его рассеянное излучение на длине волны 280 нм не искажало результатов измерений, и включался светодиод. Загрузка длилась 60 с, после чего светодиод выключался, открывался лазерный пучок охлаждения, а на центральные кольцевые электроды также подавался потенциал 1 кВ. Последнее, совместно с лазерным охлаждением, приводило к тому, что все загруженные на предыдущем этапе ионы локализовались в центре центрального сегмента, где их можно было наблюдать при помощи камеры. Характерное изображение линейного ионного кристалла из 38 ионов  $^{24}\text{Mg}^+$ , полученное в ходе данного эксперимента, приведено на рисунке 2.6.

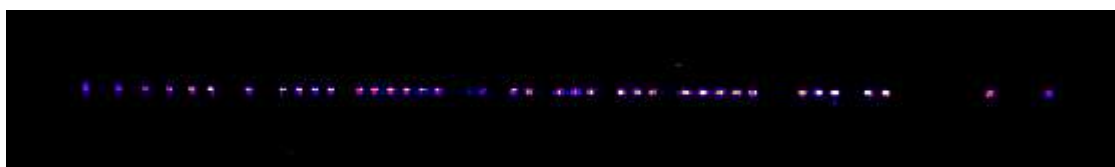


Рисунок 2.6 – Изображение линейного ионного кристалла из 38 ионов  $^{24}\text{Mg}^+$  и ряда других ионов другого элемента или изотопа (пропуски в цепочке), полученное в ходе эксперимента по загрузке ионов при помощи светодиода на длине волны 280 нм. Каждая светящаяся точка соответствует одному иону  $^{24}\text{Mg}^+$ .

Количество загруженных ионов  $^{24}\text{Mg}^+$  пересчитывалось и эксперимент повторялся снова с теми же параметрами, или при другой мощности светодиода. Так как данный метод не является селективным ни по химическим элементам, ни по изотопам, полученные кристаллы чаще всего являлись неоднородными и частично состоящими из других ионов, которые на изображении представлялись как пропуски в регулярной структуре кристалла. В ходе данного эксперимента считались только флуоресцирующие ионы  $^{24}\text{Mg}^+$ , а «темные» ионы – игнорировались.

На рисунке 2.7 представлен график зависимости количества загруженных в ловушку ионов от мощности излучения светодиода (измеряемой сразу после светодиода). Каждая точка на графике получена путем усреднения результатов 5 измерений. Кресты ошибок соответствуют среднеквадратичному отклонению полученных результатов от среднего. Погрешность измерения мощности составляет менее 1 % и не видна на графике.

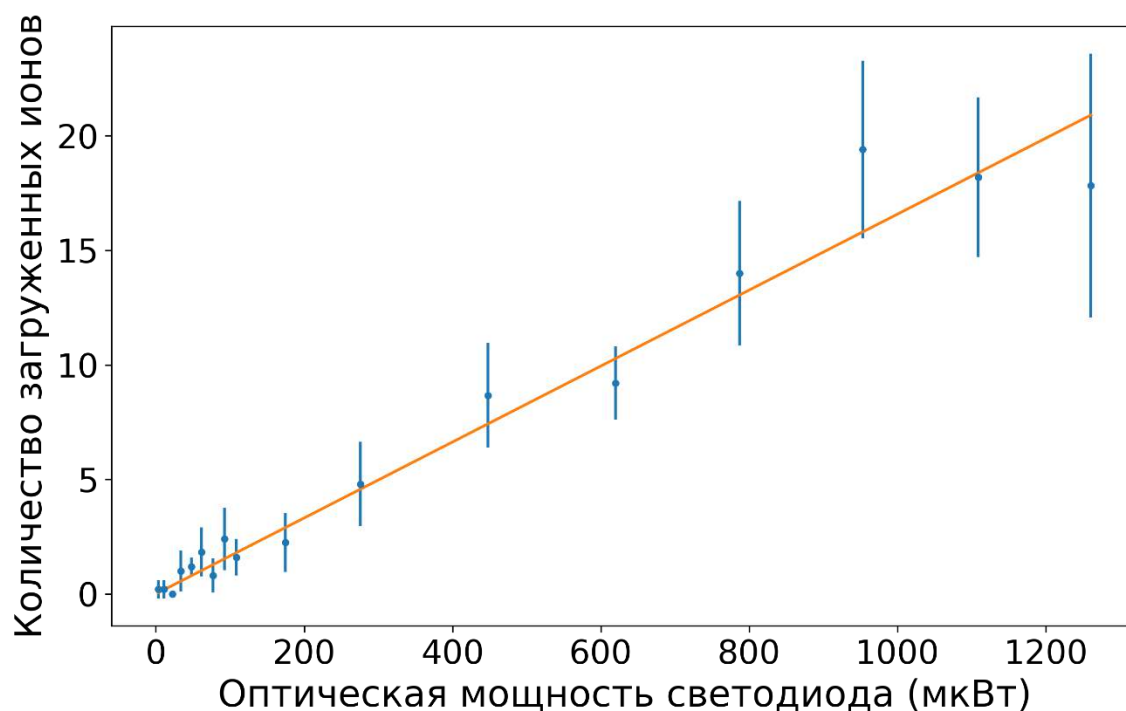


Рисунок 2.7 – Зависимость количества загруженных ионов магния-24 под действием излучения светодиода на 280 нм от выходной оптической мощности



светодиода. Каждая точка – усреднение результата 5 измерений. Линия – линейная аппроксимация полученных результатов.

Отсюда видна линейная зависимость количества загруженных ионов от мощности, что свидетельствует, что этот процесс действительно индуцирован излучением. Линейная зависимость также соответствует описанной выше теории работы метода, так как оптическая мощность пропорциональна количеству фотонов, облучающих электроды ловушки, покрытые слоем оксида иттрия и магния. Количество фотонов пропорционально количеству эмитированных электронов, а оно, в свою очередь, пропорционально вероятности ионизации атомов и их загрузки в ловушку.

Также была проверена возможность загрузки ионов в ловушку под действием охлаждающего лазерного излучения на длине волны 280 нм. Если в процессе загрузки не включать светодиод, но оставить незаблокированным охлаждающий пучок, то наблюдалась загрузка в среднем 1-2 ионов в минуту, что было вызвано рассеянным излучением. Также был проведен эксперимент по целенаправленной загрузке ионов при помощи охлаждающего лазерного излучения. В ходе него часть охлаждающего излучения отщеплялась перед заводом в вакуумную камеру и фокусировалась в ту же область электродов, куда ранее направлялось излучение светодиода, и эксперимент по исследованию эффективности загрузки от мощности излучения повторялся, но уже с когерентным источником. Полученные экспериментальные данные были аналогичны приведенным на рисунке 2.7.

Также была проверена гипотеза, связанная с возможностью десорбции уже ионизированных атомов магния с поверхности электродов под действием ультрафиолетового излучения [66] (наличие на электродах макроскопического количества магния видно невооруженным взглядом). Для этого эксперимент был повторен без включения атомного испарителя. Ни одного иона в ходе этого эксперимента загружено не было, что показывает, что в предыдущих измерениях данный механизм не давал сколько-нибудь заметного вклада.

Несмотря на то, что результаты проведенных экспериментов соответствовали предсказаниям, вытекающим из теории работы предложенного метода, они не позволяли в полной мере подтвердить конкретный механизм работы процесса загрузки. В частности, при сборке ловушки использовался ряд материалов с порогом фотоэмиссии, близким к длине волны используемого излучения (например, вольфрам – 272 нм [67], медь – 267 нм [68], нержавеющая сталь – 288 нм [69]). Все они могли давать вклад в процесс загрузки, особенно учитывая отклонения от номинальных значений работы выхода, которые могли быть вызваны малой толщиной слоев на поверхности других металлов, поверхностными эффектами, слоями оксидов и так далее. Поэтому для более глубокого исследования наблюдаемого процесса, а также для определения конкретного вещества, обеспечивающего фотоэмиссию, был проведен ряд экспериментов по исследованию зависимости эффективности процесса загрузки от спектра используемого источника.

#### **2.2.4. Исследование эффективности загрузки от спектра источника излучения**

На первом этапе данного исследования была качественно проверена возможность загрузки ионов при помощи когерентных лазерных источников на разные длины волн в ловушку. Было показано, что при использовании для загрузки лазерных источников на длинах волн 397 нм и 409 нм наблюдается эффективная загрузка ионов в ловушку, аналогичная предыдущим результатам на длине волны 280 нм. Однако использование лазерных источников на длинах волн 532 нм и 639 нм не привели к загрузке ни одной частицы. Это показывает, что данный процесс загрузки является пороговым и порог для нашей системы лежит в диапазоне от 409 нм до 532 нм. В виду отсутствия в доступности других лазерных источников в этом диапазоне, либо перестраиваемых источников, диапазон перестройки которых пересекался бы с этой областью, нами были использованы некогерентные источники света.

Для проведения этого эксперимента нами были взяты светодиоды с центральными длинами волн 395 нм, 460 нм, 470 нм и 502 нм. Спектры данных светодиодов были измерены при помощи портативного спектрометра OceanOptics USB4000. Диоды имели идентичные корпуса, в результате чего они имели сходный пространственный профиль излучения. Это позволило относительно легко обеспечить сходный профиль освещенности светодиодами электродов ловушки при помощи диафрагмы и линзы.

После этого был повторен эксперимент с загрузкой ионов в ловушку при помощи каждого из данных светодиодов. При этом мощность излучения светодиодов подстраивалась таким образом, чтобы обеспечить одинаковый средний поток фотонов в каждом случае.

Для того, чтобы определить из полученных данных порог фотоэмиссии, использовалась простая модель. Согласно ей количество загруженных ионов пропорционально количеству фотоэмитированных электронов, которое, в свою очередь, пропорционально потоку фотонов от источника, энергия которых выше порога фотоэмиссии:

$$N_{loaded} = A \int_0^{\lambda_c} F(\lambda) d\lambda \quad (2.2)$$

Здесь  $A$  – коэффициент пропорциональности,  $F(\lambda)$  – плотность потока фотонов от источника,  $\lambda_c$  – порог фотоэмиссии. При этом коэффициент пропорциональности между количеством загруженных ионов и потоком надпороговых фотонов не зависит от используемого источника света (что корректно в случае совпадения профилей освещенности электродов). В таком случае, имея спектры излучения светодиодов, среднее количество загружаемых с их помощью ионов будет функцией двух неизвестных параметров – порога фотоэмиссии и коэффициента пропорциональности. Эти параметры могут быть найдены из сравнения результатов модели с результатами эксперимента.

На рисунке 2.8 приведены графики зависимости спектральной плотности потока фотонов светодиодов. Пунктирной линией отмечена найденная в результате описанной выше процедуры величина порога фотоэмиссии:  $440 \pm 20$  нм. Цветом обозначена область спектра светодиодов, участвующая в загрузке ионов. В таблице 2.2 приведены экспериментальные результаты по загрузке ионов при помощи этих светодиодов и результаты теоретической модели при оптимизированных свободных параметрах.

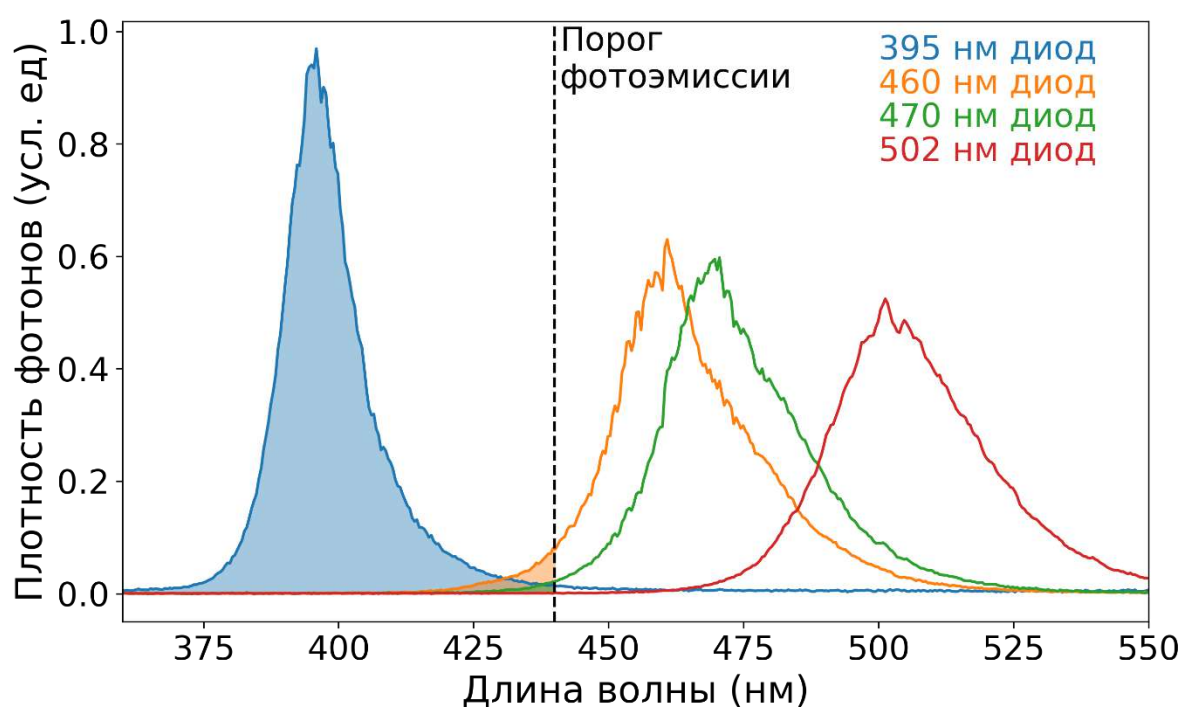


Рисунок 2.8 – Спектральная плотность потока фотонов светодиодов, использующихся в эксперименте. Пунктирной линией отмечена найденная из сравнения с экспериментальными данными граница фотоэмиссии. Закрашенная область под графиками спектров обозначает поток фотонов, участвующий в загрузке ионов.

Таблица 2.2 – Количество загруженных ионов за время 30 с при использовании светодиодов с различными центральными длинами волн, а также значения, предсказанные теоретической моделью при пороге фотоэмиссии  $440 \pm 20$  нм.

Центральная длина волны светодиода, нм	Количество загруженных частиц	Ожидаемое из теоретической модели количество частиц
395	$350 \pm 100$	345
460	$8 \pm 2$	8.2
470	$3 \pm 2$	1.7
502	0	0

Из приведенных данных видно, что экспериментальные данные с хорошей точностью соответствуют модели при пороговой длине волны фотоэмиссии  $440 \pm 20$  нм. Данное значение достаточно близко к порогу фотоэмиссии оксида иттрия, равному 477 нм, однако тем не менее отличается от него. Это отличие может быть связано с малой толщиной напыления и поверхностными эффектами. Однако при этом мы не можем полностью исключить вероятность вклада других материалов, например магниевого напыления (порог 339 нм [70]).

В работе [71] был упомянут экспериментально замеченный эффект, заключающийся в загрузке ионов кадмия в линейную ловушку Пауля при облучении электродов ловушки лазером доплеровского охлаждения, однако какого-либо исследования данного явления проведено не было. Авторами лишь было высказано предположение, что данный эффект происходит за счет туннельной фотоэмиссии из электродов ловушки в поле ловушки, так как энергия фотонов лазера была меньше чем работа выхода материала, из которого были изготовлены электроды. Однако данный механизм имеет совершенно другую зависимость эффективности загрузки от спектра излучения, по сравнению с наблюдаемой в проведенном эксперименте, что исключает возможность существенного вклада данного эффекта в наблюдаемые здесь экспериментальные результаты.

### 2.2.5. Прямое измерение потока фотоэмитированных электронов

Для окончательного подтверждения механизма наблюдаемого процесса загрузки ионов был проведен эксперимент по измерению потока фотоэмитированных электронов в зависимости от спектра облучающего электроды света. Для этого использовался ВЭУ, установленный в торце ионной ловушки. В ходе данного эксперимента ловушка и атомная пушка были выключены, электроды облучались светодиодами, применявшимися в исследованиях, описанных в предыдущем разделе, и измерялся сигнал ВЭУ. Регистрация сигнала ВЭУ, который работал в режиме счета частиц, осуществлялась при помощи счетчика фотонов Stanford Research Systems SR400. Аналогично экспериментам из предыдущего раздела был обеспечен схожий профиль освещенности электродов светодиодами, а их оптические мощности были подобраны таким образом, чтобы обеспечить одинаковый средний поток фотонов.

Первые эксперименты были проведены с целью качественного определения источника сигнала ВЭУ путем варьирования потенциала входной апертуры. При отрицательном потенциале входной апертуры ВЭУ, равном  $-100$  В, статистически значимого сигнала на детекторе не наблюдалось. В то же время при изменении потенциала апертуры на  $+100$  В появлялся сильный сигнал (порядка  $10^6$  отсчетов в секунду со светодиодом на  $395$  нм), что в явном виде свидетельствует о том, что сигнал генерируется отрицательно заряженными частицами – электронами.

На рисунке 2.9 показана зависимость зарегистрированного потока электронов от центральной длины волны излучения светодиода. На том же графике изображено количество загруженных этим же светодиодом ионов из предыдущего эксперимента. Обе величины представлены в относительных единицах для более наглядного сравнения двух величин. Как видно из этого графика – количество загруженных ионов пропорционально количеству электронов, фотоэмитированных из поверхности электродов под действием излучения светодиодов. Данный эксперимент окончательно подтверждает, что наблюдаемое явление загрузки ионов в ловушку в результате облучения электродов источниками света ближнего

видимого и ультрафиолетового диапазона описывается приведенным в предыдущих разделах механизмом и является экспериментальным подтверждением работы предложенного метода загрузки ионов в ловушку.

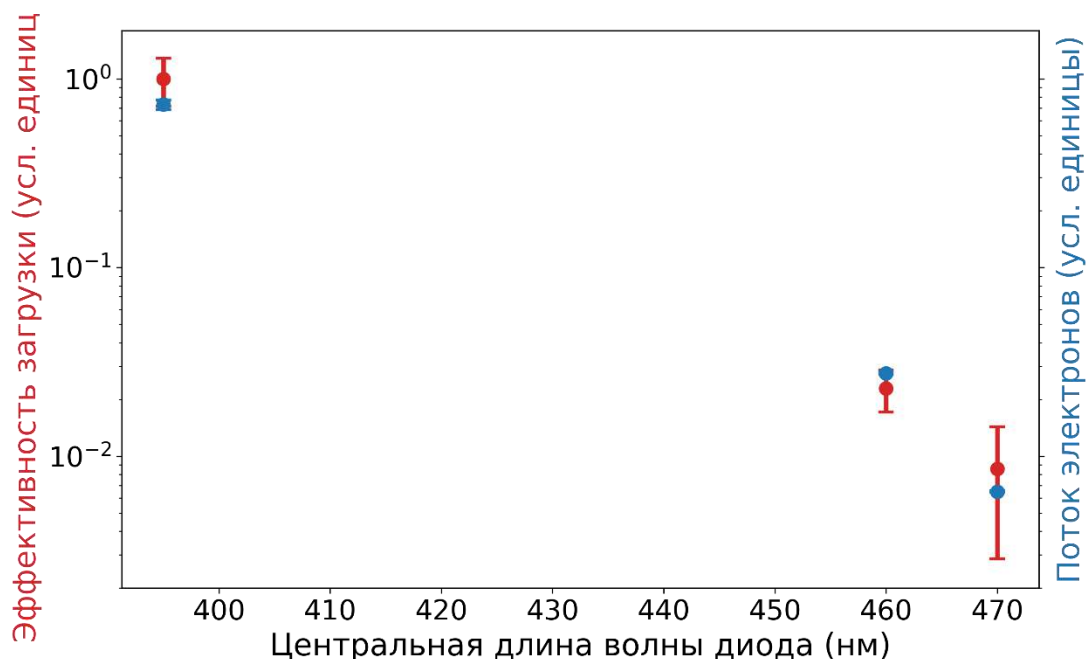


Рисунок 2.9 – Зависимость эффективности загрузки ионов в ловушку (красные точки) и поток фотоэмитированных электронов (синие точки), зарегистрированный при помощи ВЭУ, от центральной длины волны светодиода, облучающего электроды ловушки.

### 2.2.6. Возможности дальнейшей модификации метода

Предложенный и продемонстрированный нами метод загрузки ионов в ловушку отличается простотой и надежностью его реализации. Для его использования требуется лишь обеспечить наличие в вакуумной камере атомного испарителя, изготовление которого не представляет существенной сложности, а также покрыть электроды ловушки веществом с низкой работой выхода. Как показал наш эксперимент, для этого оказалось достаточно даже не видимого невооруженным взглядом слоя оксида иттрия, испарившегося с поверхности катода электронной пушки. Остальные элементы – источник излучения и оптическая схема для его фокусировки – могут устанавливаться вне вакуумной камеры, что и было сделано в эксперименте. В качестве самого источника света могут использоваться

простейшие светодиоды ближнего видимого диапазона, дешевые и широкодоступные, что также было продемонстрировано на практике. За счет своей простоты и надежности данный метод особенно актуален с точки зрения практического применения ионов в ловушках и превращения их из лабораторных прототипов в коммерчески-доступные устройства. Это, например, транспортируемые ионные стандарты частоты [29] или источники охлажденных одиночных ионов для задач литографии и микроскопии [72]. Однако в описанном здесь варианте метода существует и ряд недостатков. Это, в частности, неселективность метода, необходимость внешнего источника нейтральных атомов, а также возможное ухудшение качества ловушки за счет напыленных на ее электроды веществ. Далее мы опишем пути, которые могут позволить устранить эти недостатки.

С точки зрения селективности механизма загрузки чаще всего наибольшие трудности представляет селективность по изотопам интересующего химического элемента. Концентрация атомов интересующего элемента, создаваемая при помощи атомного испарителя или лазерной абляции, значительно превышает концентрации атомов других элементов в области захвата, поэтому преимущественно в ловушку захватываются различные изотопы ионов целевого вещества. Проблема изотопной селективности в этом случае может быть решена использованием изотопически чистых мишеней в источнике атомов, как это нередко делается при загрузке с помощью электронной пушки [73].

Проблема необходимости стороннего источника атомов также потенциально может быть преодолена путем использования эффекта светоиндуцированной атомной десорбции (Light-Induced Atomic Desorption – LIAD) [66], который активно используется для загрузки нейтральных атомов в магнито-оптические ловушки [66]. Данное явление представляет собой десорбцию осевшего на некоторую поверхность материала под воздействием излучения. Так, для загрузки атомов рубидия в магнито-оптические ловушки ряд экспериментаторов облучает стенки вакуумной камеры, покрытые небольшим количеством рубидия,



ультрафиолетовыми светодиодами, что резко увеличивает парциальное давление рубидия в камере, чего достаточно для эффективной загрузки этого элемента в оптическую ловушку. Тот же самый эффект может быть использован и для загрузки ионных ловушек. Учитывая, что для работы предложенного метода загрузки электроды ловушки уже освещаются коротковолновым излучением, достаточно покрыть их интересующим веществом или расположить в освещенной области отдельную мишень из этого материала. В нашем случае нам не удалось увидеть этот эффект экспериментально, несмотря на наличие слоя магния на электродах ловушки, однако подробно данная возможность не исследовалась.

Вопрос влияния покрытия электродов на характеристики ловушки, особенно в случае непроводящих материалов, широко изучался в ряде работ [74,75]. Основными эффектами, возникающими за счет загрязнения электродов, являются повышенный аномальный нагрев [75] и паразитные электрические поля, возникающие за счет скапливания заряда на диэлектриках. Наиболее эффективным способом борьбы с эффектами загрязнения поверхности электродов в процессе загрузки ловушки является пространственное разделение областей ловушки, предназначенных для загрузки и для прецизионных манипуляций с квантовыми состояниями частиц, как это, в частности, было сделано в нашем эксперименте. В этом случае данная проблема практически полностью устраняется. Альтернативой этому является отказ от использования покрытий электродов и использование для загрузки более коротковолновых источников света. Так, на сегодняшний день коммерчески доступны светодиоды с центральной длиной волны вплоть до 240 нм, в то время как порог фотоэмиссии для золота, которое является наиболее часто используемым материалом поверхности электродов, составляет 243 нм [68]. Титан, также часто используемый для изготовления электродов ловушек, также имеет более длинноволновую границу фотоэмиссии – 286 нм [68]. Таким образом, применение описанного здесь метода возможно и без покрытия электродов веществами с низкой работой выхода. Столь коротковолновые источники света, несомненно, являются более дорогостоящими, нежели светодиоды видимого

диапазона, однако при этом они все ещё значительно более доступны по сравнению с одночастотными лазерами, применяемыми для селективной фотоионизации.

### **2.3. Основные результаты Главы 2**

1. Предложен и реализован новый метод загрузки ионной ловушки Пауля путем электронной фотоэмиссии из электродов ловушки.
2. Путем прямого измерения количества эмитированных фотоэлектронов экспериментально подтверждено соответствие механизма наблюдаемой загрузки ионов в ловушку предложенному в работе методу.
3. Экспериментально продемонстрирована загрузка крупных ионных кристаллов (вплоть до 350 ионов магния) в линейную ловушку Пауля предложенным в работе методом под действием некогерентного излучения с центральной длиной волны 395 нм и облученностью электродов 50 Вт/м<sup>2</sup>.

Основные результаты данной главы опубликованы в [76].

### **Глава 3. Микроволновый репер частоты на лазерно-охлажденных ионах магния**

В предыдущей главе был предложен простой и эффективный метод загрузки ионов в ловушку Пауля, наиболее перспективная область применения которого – компактные прикладные устройства на базе ионов, такие как, например, стандарты частоты. Этот метод был нами экспериментально продемонстрирован на примере ионов магния. Ионы магния широко используются сегодня в области квантовых вычислений [77], а также в качестве спарринг-частиц [78] в оптических часах на базе ионов алюминия [79]. Это обусловлено их удобной электронной структурой (для их охлаждения требуется лишь один лазерный источник), а также близостью по массе к другим широко-используемым ионам, таким как алюминий или бериллий, что облегчает передачу квантовой информации между ними посредством механических колебаний. Однако, за счет своей электронной структуры (простое охлаждение и наличие микроволнового перехода между сверхтонкими компонентами основного состояния в  $^{25}\text{Mg}^+$ ) данный ион также допускает создание на его основе микроволнового репера частоты, что ранее не рассматривалось другими авторами. В данной Главе будут теоретически исследованы ожидаемые характеристики, а именно относительные точность и стабильность, микроволнового репера частоты на базе лазерно-охлажденных ионов  $^{25}\text{Mg}^+$ . При этом созданная нами экспериментальная установка, использованная в предыдущей Главе, позволяет путем сравнительно несложных усовершенствований реализовать и исследовать такой репер частоты экспериментально, а также напрямую проверить применимость описанного выше метода загрузки ионов в ловушку для создания атомных часов, что, однако, выходит за рамки данной работы.

### 3.1. Ионные микроволновые стандарты частоты

Несмотря на то, что современные оптические стандарты частоты на несколько порядков превосходят микроволновые по характеристикам стабильности и точности, последние по-прежнему играют важнейшую роль в различных областях техники за счет их надежности и компактности. Наиболее распространенными коммерчески доступными микроволновыми атомными стандартами сегодня являются устройства на базе газовых ячеек, заполненных рубидием или цезием. Установленные сейчас на борту космических аппаратов спутниковой навигации устройства имеют характерные значения относительной нестабильности около  $3 \times 10^{-12} \tau^{-1/2}$ , относительный дрейф частоты менее  $10^{-10}$  в год, массу 3.4 кг и объем 3.2 л [80]. Эти стандарты представляют собой компромиссный вариант между компактностью и метрологическими характеристиками. Существуют опорные цезиевые генераторы частоты размером всего 10 см<sup>3</sup>, обладающие однако заметно худшими характеристиками. Для достижения более высоких метрологических характеристик прибегают к использованию пучковых атомных стандартов [81] или даже атомных фонтанов, которые, однако, при этом обладают и заметно большими массогабаритными характеристиками. Однако, в конце прошлого века начало развиваться относительно новое направление микроволновых стандартов частоты – микроволновых часов на основе ионов.

Преимуществом ионных стандартов частоты является то, что за счет наличия электрического заряда их можно легко локализовать внутри вакуумной камеры при помощи системы электродов, благодаря чему оказываются существенно подавленными сдвиги из-за соударений со стенками камеры. Если не использовать буферный газ для охлаждения, то в камере можно создать достаточно глубокий вакуум, благодаря чему взаимодействием остаточным газом также можно пренебречь. Это позволяет перспективным ионным стандартам частоты превосходить свои аналоги на базе газовых ячеек с точки зрения точности и стабильности.

На сегодняшний день была продемонстрирована работа микроволновых стандартов частоты на основе ионов  $^{199}\text{Hg}^+$  [82],  $^{137}\text{Ba}^+$  [83],  $^{171}\text{Yb}^+$  [84],  $^{113}\text{Cd}^+$  [85]. Наиболее совершенным среди продемонстрированных устройств является микроволновый стандарт частоты на ионах ртути. Именно такие часы, за счет их высоких метрологических и массогабаритных характеристик, планируется устанавливать на спутники системы навигации в глубоком космосе (Deep Space Atomic Clock) [29], а также ведутся исследования по их интеграции в спутники навигационной системы Galileo.

В рамках данной работы будут представлены результаты по теоретическому исследованию перспективного микроволнового репера частоты на базе лазерно-охлажденных ионов  $^{25}\text{Mg}^+$ . Будут представлены возможные методы локализации, охлаждения, инициализации и опроса часового перехода в этом ионе, а также приведены оценки влияния различных факторов на стабильность и точность такого репера.

### **3.2. Схема работы репера частоты на ионах магния**

Хранителем сигнала частоты в ионных часах являются высокостабильные кварцевые генераторы, определяющие кратковременную стабильность результирующих часов. Их выходная частота постоянно сличается с частотой часового перехода в ионах и при необходимости корректируется, в результате чего долговременная стабильность часов начинает определяться ионами.

Для этого сначала в ионную ловушку Пауля загружается облако ионов необходимого элемента. Для данных целей обычно применяется линейная конфигурация ионной ловушки, так как она позволяет локализовать относительно большое число ионов в области с малой амплитудой удерживающего поля, что обеспечивает минимизацию нагрева ионов, а также сдвиги и уширения линии часового перехода в виду эффектов Доплера и Штарка. Далее ионы могут быть охлаждены, что также существенно повышает точность и стабильность репера. Для этого чаще всего используется либо охлаждение буферным газом, которое обеспечивает понижение температуры облака до температуры окружающей среды,

либо лазерное охлаждение. Второй из перечисленных методов является значительно более эффективным, однако требует более сложной экспериментальной установки. После этого производится периодически повторяемый цикл опроса часового перехода. Для этого ион сначала инициализируется в одно из состояний, связанных часовым переходом. Это осуществляется методом оптической накачки [48], который реализуется при помощи специально настроенного лазерного излучения или, в некоторых случаях, при помощи специальных ламп. Затем производится возбуждение часового перехода. Это можно сделать либо при помощи приложения к ионам микроволнового поля, либо путем рамановского вынужденного перехода под действием бихроматического лазерного излучения. Завершается цикл опроса перехода процедурой считывания населенности одного из уровней, входящих в часовой переход. Для этого применяется метод квантовых скачков [42].

Для стабилизации частоты выходного сигнала локального осциллятора (кварцевого генератора) относительно часового перехода необходимо сгенерировать так называемый сигнал ошибки. Этот сигнал должен в некотором диапазоне вблизи частоты перехода монотонно зависеть от разницы частот локального осциллятора и перехода. При наличии такого сигнала можно обеспечить привязку локального осциллятора к опорному переходу при помощи электронной петли обратной связи. Для генерации сигнала ошибки фактическое возбуждение перехода чаще всего производится не на самой частоте локального осциллятора, а на частоте, смещенной относительно нее на половину наблюдаемой ширины перехода  $\nu_{ex} = \nu \pm \frac{\Delta\nu}{2}$ . Знак этого смещения чередуется от цикла опроса к циклу. Сигнал ошибки в этом случае определяется как разность вероятности возбуждения перехода при положительном и отрицательном смещении (см. рисунок 3.1)

$$S = S^+ - S^- \quad (3.1)$$

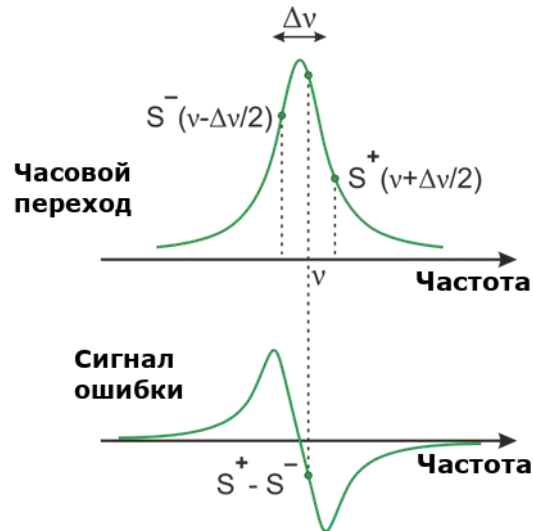


Рисунок 3.1– Схема генерации сигнала ошибки для стабилизации частоты локального осциллятора относительно атомного перехода. Сверху изображен контур перехода и частоты, на которых производится опрос, а снизу – сигнал ошибки, полученный при этом по формуле (3.1).

На рисунке 3.2 изображена схема уровней иона  $^{25}\text{Mg}^+$ , который в данной работе предлагается использовать в качестве основы для микроволнового репера частоты. Данный изотоп магния имеет спин ядра  $5/2$ , что приводит к наличию в его энергетическом спектре сверхтонкого расщепления. В качестве часового может использоваться магнитно-нечувствительный (в первом порядке) переход между сверхтонкими подуровнями основного состояния с нулевым магнитным числом  $^2S_{1/2}(F = 3, m_F = 0) \rightarrow ^2S_{1/2}(F = 2, m_F = 0)$ . Данный переход имеет частоту 1.789 ГГц и может быть возбужден при помощи микроволновой антенны. Охлаждение, оптическая накачка и считывание могут быть реализованы на переходе  $^2S_{1/2}(F = 3) \rightarrow ^2P_{3/2}(F = 4)$ , расположенном на длине волны 280 нм и имеющем естественную ширину 40 МГц.

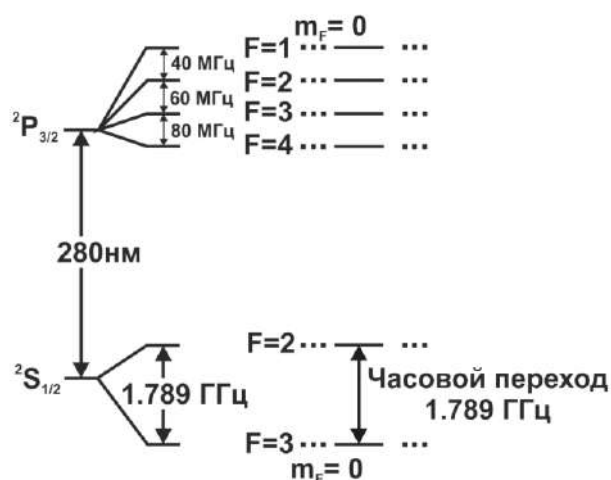


Рисунок 3.2 – Частичная схема уровней иона  $^{25}\text{Mg}^+$ .

К преимуществам данного иона относится то, что для работы с ним достаточно всего одного лазерного источника на длине волны 280 нм. Другие ионы, применяемые в микроволновых стандартах, чаще всего либо требуют значительно более коротковолновых источников для лазерного охлаждения (например, 194 нм для  $^{199}\text{Hg}^+$ ), которые на сегодняшний день труднодоступны, либо требуют нескольких лазерных источников, как например ион  $^{171}\text{Yb}^+$  (369 нм для охлаждения и 935 нм для перекачки) [86]. В свою очередь излучение на длине волны 280 нм может быть получено как четвертая гармоника инфракрасного диодного лазера на длине волны 1120 нм. Такая система является достаточно сложной, однако может быть реализована в достаточно компактной и надежной форме [87].

Далее будут описаны возможные реализации отдельных экспериментальных примитивов для создания микроволнового репера частоты и оценены его ожидаемые характеристики.

### 3.2.1. Захват ионов

Как уже было отмечено раньше, наиболее оптимальным способом захвата ионов для создания микроволновых реперов частоты является линейная ловушка Пауля. Линейная конфигурация, в свою очередь, позволяет минимизировать сдвиги и уширения спектральной линии часового перехода.



С удержанием ионов связано несколько существенных вкладов в неточность и нестабильность стандартов частоты. Во-первых, это сдвиг и уширение линии часового перехода из-за эффекта Доплера второго порядка. Колебания частиц, которые вызывают эти сдвиги, могут быть связаны как с секулярным движением, так и с микродвижением. Так как амплитуда микродвижения тем больше, чем расстояние от иона до оси ловушки, то с точки зрения минимизации этого вклада выгодно использовать ловушки со слабым осевым удержанием, когда кристалл вытягивается вдоль оси. То же справедливо и для минимизации вклада секулярного движения, так как в области слабых удерживающих радиочастотных полей вблизи оси ионы подвергаются меньшему нагреву из-за паразитного поглощения энергии поля ловушки и, соответственно, обладают меньшей кинетической энергией. Этим обуславливается выбор для создания стандартов частоты именно линейных ловушек. С другой стороны, слабое удержание приводит к увеличению области локализации ионов, что в свою очередь накладывает более строгие требования на однородность внешних полей в области ловушки (в частности – магнитного поля).

### **3.2.2. Загрузка ионов в ловушку**

Для эффективной работы репера частоты необходимо обеспечить поддержание необходимого количества ионов в ловушке. Неизбежно загрузка ионов должна производиться в самом начале работы репера, в то время как необходимость перезагрузки в процессе работы и частота этой процедуры существенно зависят от уровня вакуума в камере и от ряда других параметров. Так, согласно презентации разработчиков стандарта частоты на ионах ртути для космических применений [88], в их системе характерное время жизни облака ионов в ловушке достигало около одного месяца, что было достигнуто за счет ультравысокого вакуума.

Основными требованиями для данной процедуры являются её относительно высокая скорость (во избежание ухода частоты локального осциллятора за время перезагрузки частиц), а также изотопная селективность. Последнее связано с тем, что любые ионы, кроме магния-25 (доля данного изотопа в природе составляет 10%), не будут давать вклад в полезный сигнал, вызывая в то же время чрезмерный

нагрев облака. По этой причине для реализации предлагаемого репера необходимо использовать либо селективные методы загрузки, либо реализовывать процедуру фильтрации захваченных частиц уже после загрузки. Для реализации последнего, например, можно использовать тот факт, что устойчивость движения ионов в ловушке зависит от соотношения их заряда к массе (формула (1.4)), на чем основан принцип работы квадрупольных масс-спектрометров [89]. Если подобрать значения постоянной и переменной составляющих удерживающего потенциала так, чтобы для нужного изотопа магния параметры ловушки  $a$  и  $q$  оказались в «зубе» диаграммы устойчивости (рисунок 1.1), то можно добиться того, чтобы другие элементы и изотопы оказались бы вне диапазона устойчивости и выброшены из ловушки.

Подробный обзор методов загрузки ионных ловушек был приведен в Главе 2. Наиболее эффективным методом загрузки можно считать двухцветную фотоионизацию, которая, однако, требует излучения на длинах волн 285 нм и 280 нм, что однако представляет собой существенную технологическую сложность ввиду отсутствия прямых лазерных источников в этой области (требуется нелинейное преобразование частоты в этот диапазон, существенно усложняющее и удорожающее установку). Более подходящим здесь видится предложенный в Главе 2 метод светоиндуцированной загрузки, работоспособность которого для загрузки магния уже была продемонстрирована. Изотопная селективность может быть достигнута путем применения изотопно-обогащенных источников атомов или фильтрации изотопного состава содержания ловушки после процедуры загрузки.

### **3.2.3. Лазерное охлаждение ионов**

Схема лазерного охлаждения иона  $^{25}\text{Mg}^+$  приведена на рисунке 3.3.

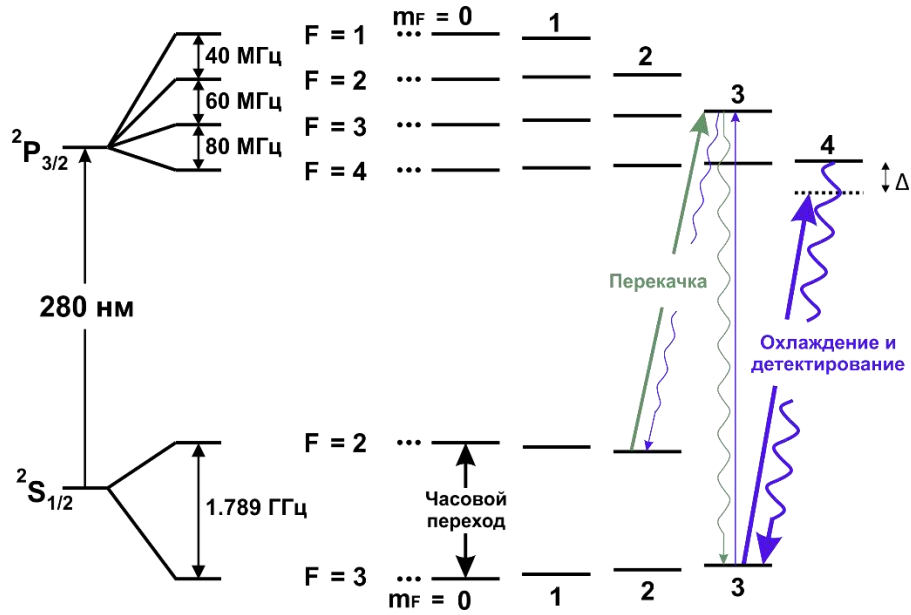


Рисунок 3.3 – Схема лазерного охлаждения ионов  $^{25}\text{Mg}^+$ . Толстыми сплошными стрелками показаны лазерные пучки охлаждения и перекачки. Тонкая синяя стрелка показывает паразитное нерезонансное население охлаждающим лазером уровня  $^2P_{\frac{3}{2}}(F = 3, m_F = 3)$ . Волнистыми линиями показаны спонтанные распады уровней. Символом  $\Delta$  обозначена отстройка охлаждающего излучения от перехода.

Само охлаждение производится путем облучения ионов лазером, отстроенным в красную сторону от перехода  $^2S_{\frac{1}{2}}(F = 3, m_F = 3) \rightarrow ^2P_{\frac{3}{2}}(F = 4, m_F = 4)$ . Этот переход сам по себе является циклическим, однако на практике использование только такого лазерного излучения является неэффективным, так как происходит население метастабильного уровня  $^2S_{\frac{1}{2}}(F = 2)$ . Это происходит в результате нерезонансного возбуждения перехода  $^2S_{\frac{1}{2}}(F = 3, m_F = 3) \rightarrow ^2P_{\frac{3}{2}}(F = 3, m_F = 3)$ , который имеет вероятность распада на метастабильный уровень  $^2S_{\frac{1}{2}}(F = 2)$ . Из схемы уровней видно, что данный эффект существенно подавляется при правильном подборе поляризации излучения (если пучок направлен строго вдоль оси квантования и имеет строго круговую поляризацию, то такое возбуждение невозможно), однако на практике обычно всегда остается

некоторая составляющая поляризации, возбуждающая этот переход. Поэтому, для осуществления эффективного охлаждения применяется ещё один перекачивающий лазерный пучок, возбуждающий переход  ${}^2S_{\frac{1}{2}}(F = 2, m_F = 2) \rightarrow {}^2P_{\frac{3}{2}}(F = 3, m_F = 3)$ , который позволяет эффективно вернуть населенность из метастабильного «темного» состояния в цикл охлаждения. Этот же пучок в дальнейшем используется для инициализации квантового состояния перед опросом. Отстройка пучка обычно выбирается равной половине ширины охлаждающего перехода (20 МГц), а параметр насыщения – порядка единицы. Это позволяет достигнуть температуры ионов близко к доплеровскому пределу, который в данном случае составляет около 2 мК.

Выше было отмечено, что для обеспечения эффективного охлаждения требуется использовать оптимальную поляризацию охлаждающего излучения. Здесь важно отметить, что ось квантования задается магнитным полем, которое также требуется приложить для реализации этого процесса.

#### 3.2.4. Подготовка квантового состояния

Для обеспечения наибольшей стабильности и точности репера, в качестве часового следует использовать переход между подуровнями с нулевым значением магнитного квантового числа. В этом случае частота перехода не будет подвержена изменениям за счет эффекта Зеемана первого порядка и будет сдвигаться магнитным полем только во втором порядке теории возмущений (квадратичный эффект Зеемана). Для достижения наибольшего соотношения сигнала к шуму, а значит и наибольшей стабильности репера, в этом случае необходимо уметь быстро подготавливать состояние  ${}^2S_{\frac{1}{2}}(F = 2, m_F = 0)$  или  ${}^2S_{\frac{1}{2}}(F = 3, m_F = 0)$ . Это можно осуществить методом оптической накачки. Предлагаемая схема этого процесса приведена на рисунке 3.4.

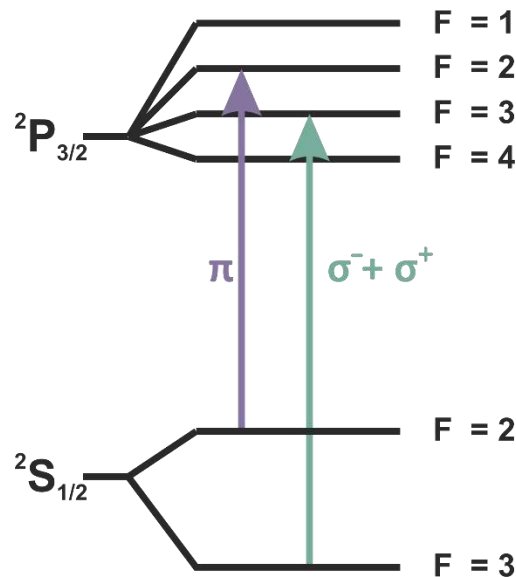


Рисунок 3.4 – Схема оптической накачки иона магния в состояние  ${}^2S_{\frac{1}{2}}(F = 2, m_F = 0)$ . Символами  $\pi, \sigma^+, \sigma^-$  обозначены поляризации соответствующих пучков.

Пучки, соединяющие уровни  ${}^2S_{\frac{1}{2}}(F = 3) \rightarrow {}^2P_{\frac{3}{2}}(F = 3)$ , обеспечивают перекачку населенности с уровня  ${}^2S_{\frac{1}{2}}(F = 3)$  в  ${}^2S_{\frac{1}{2}}(F = 2)$ . Накачку в состояние с нулевым магнитным квантовым числом обеспечивает пучок  ${}^2S_{\frac{1}{2}}(F = 2) \rightarrow {}^2P_{\frac{3}{2}}(F = 2)$ . Этот пучок будет вызывать рассеяние фотонов со всех магнитных подуровней  ${}^2S_{\frac{1}{2}}(F = 2)$ , кроме подуровня с нулевым магнитным квантовым числом (в виду правил отбора для  $\pi$ -поляризованного излучения). Здесь стоит отметить, то данная процедура накачки также требует наличия магнитного поля для дестабилизации «темных» состояний, возникающих за счет когерентного пленения населенностей [90]. На рисунке 3.5 приведен результат численного моделирования процесса накачки иона  ${}^{25}\text{Mg}^+$ . Видно, что при адекватных параметрах эксперимента достигается накачка в требуемое состояние за время, не превышающее 10 мкс. Симуляция производилась путем численного решения уравнения Линдблада для данной системы.

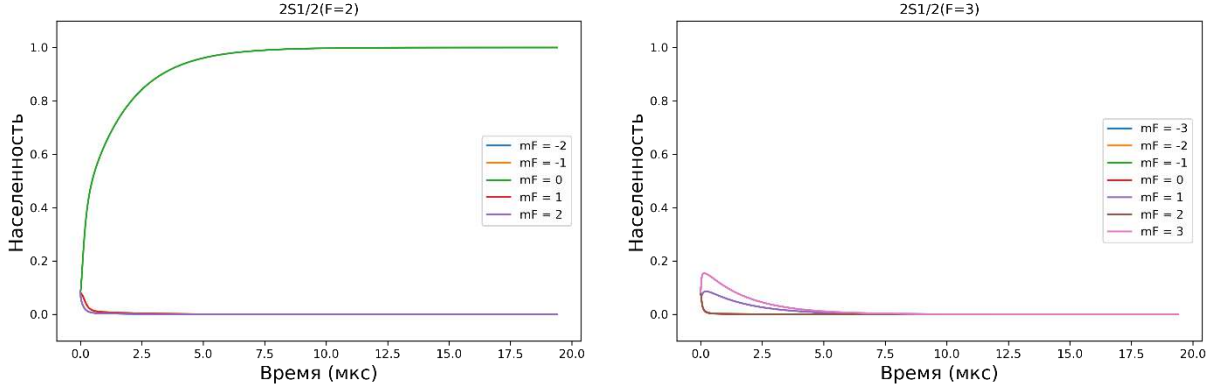


Рисунок 3.5 – Численная симуляция процесса оптической накачки иона магния в состояние  ${}^2S_{\frac{1}{2}}(F = 2, m_F = 0)$ . В начальный момент ион считался находящимся в основном состоянии  ${}^2S_{\frac{1}{2}}$ , а населенности всех его магнитных компонент – одинаковыми. Магнитное поле составляло 100 мГс, параметры насыщения всех трех оптических полей – равны 1.

Также, во время работы репера требуется регулярная калибровка магнитного поля в области локализации ионов, так как оно определяет зеемановский сдвиг линии. Для этого удобнее всего использовать сигнал самих ионов, измеряя разницу частот переходов  $\nu_2 - \nu_{-2}$  между магнитными подуровнями  $m_F = 2$  и  $m_F = -2$ , соответственно. Измерив эти величины, магнитное поле можно вычислить по формуле

$$B = \kappa(\nu_{-2} - \nu_2), \quad (3.2)$$

где  $\kappa = 0.267$  Гс/МГц. При выводе этого значения использовались значения электронного и ядерного g-факторов:  $g_J = 2.002254(3)$  [91],  $g_I = 3.419804(27)$  [92].

Для того, чтобы провести такое измерение магнитного поля, требуется накачать населенность, в состояния  ${}^2S_{\frac{1}{2}}(F = 2, m_F = \pm 2)$ . Для этого достаточно поменять поляризацию пучка  ${}^2S_{\frac{1}{2}}(F = 2) \rightarrow {}^2P_{\frac{3}{2}}(F = 2)$  на  $\sigma^+$  или  $\sigma^-$ , соответственно. Симуляция такой накачки приведена на рисунке 3.6.

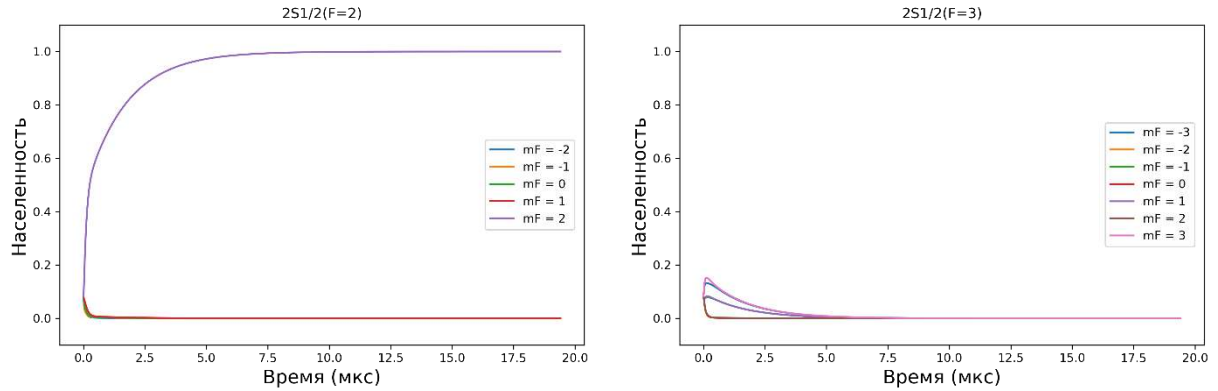


Рисунок 3.6 – Численная симуляция процесса оптической накачки иона магния в состоянии  $^2S_{1/2}(F = 2, m_F = 2)$  для измерения величины магнитного поля.

Начальные состояния, а также параметры магнитного поля и лазерных пучков аналогичны рис. 3.5.

Для упрощения экспериментальной схемы, можно обойтись измерением частоты лишь одной боковой частоты, например  $\nu_2$ , а также частоты часового перехода. Учитывая, что чувствительность частоты часового перехода  $\nu_0$  к магнитному полю значительно ниже, чем чувствительность боковой компоненты, первой можно пренебречь и оценить магнитное поле как

$$B = 2k(\nu_2 - \nu_0) \quad (3.3)$$

### 3.2.5. Возбуждение часового перехода

В стандартах частоты применяется несколько методов опроса часового перехода. Наиболее распространенными является прямое микроволновое возбуждение при помощи антенны [29], а также использование эффекта когерентного пленения населенности (КПН) [93]. Второй способ позволяет сделать установку более компактной, однако требует более сложных лазерных систем. Поэтому в данной работе предполагается использование микроволновой антенны.

Простейшая конструкция антенны представлена на рисунке 3.7. Методология расчета таких антенн может быть найдена в [94]. В данном источнике показано, что

размер  $a$  должен составлять не менее  $0.6 \lambda = 107$  мм, где  $\lambda$  – длина волны микроволнового излучения в вакууме. Такой размер и предлагается использовать для минимизации габаритов системы. Размер  $b$  обычно выбирается равным  $b = a/2$ . Выбор размера  $c$  определяет коэффициент отражения испускаемой волны от открытого конца антенны, а также характер затухания старших поперечных мод. Оптимальным значением, согласно теории из [94], в нашем случае является  $c = 154$  мм. Расстояние  $l_1$  от закрытой стенки до радиочастотного ввода обычно выбирается равным  $l_1 \approx \lambda_w/4$ , где  $\lambda_w$  – длина волны излучения в волноводе.

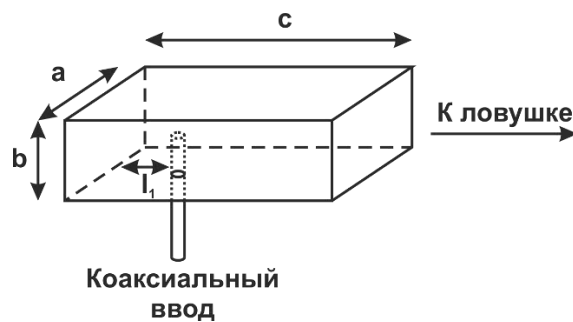


Рисунок 3.7 – Простейший вариант антенны для возбуждения часового перехода.

Такая антенна позволит производить радиочастотное возбуждение часового перехода, а также переходов с отличными от нуля магнитными компонентами для калибровки магнитного поля.

Опрос предлагается реализовывать по схеме Рэмси [95], когда к атомам прикладывается два микроволновых  $\pi/2$  импульса, разделенных промежутком времени  $\Delta t_R$ . Вероятность возбуждения перехода в зависимости от частоты при этом будет осциллировать (одна из таких осцилляций и образует линию перехода) с периодом  $1/(2\Delta t_R)$ .

### 3.2.6. Контроль магнитного поля

Для корректной работы репера частоты требуется поддержание необходимой величины и направления магнитного поля. Измерение параметров магнитного поля может осуществляться путем спектроскопии, как уже было отмечены выше. Для контроля же магнитного поля требуется использование системы катушек,



расположенных в Гельмгольцевской конфигурации по всем трем осям с активным контролем токов по ним. Это позволяет, во-первых, обеспечить компенсацию внешних магнитных полей, а также изменение величины поля внутри цикла опроса перехода, например для обеспечения различных параметров поля в процессе накачки и охлаждения и самой спектроскопии.

### 3.2.7. Считывание состояния ионов

Для считывания состояния ионов обычно используется метод квантовых скачков (в английской литературе он более точно обозначается как «electron shelving») [42]. Для его реализации к ионам прикладывается охлаждающее  $\sigma^+$  (или  $\sigma^-$ ) излучение, однако без перекачивающего пучка, так как цель данной процедуры именно в различении состояний  ${}^2S_{\frac{1}{2}}(F=2)$  и  ${}^2S_{\frac{1}{2}}(F=3)$  ионов. По этой причине здесь, в отличие от охлаждения, где поляризация лазерного пучка была все же не столь важна из-за наличия перекачки, правильная ориентация лазерного поля относительно магнитного поля оказывается критичной. Также в отличие от процедуры охлаждения, здесь излучение может быть резонансным с переходом, т.е. не быть отстроенным в красную область от него. Сбор сигнала флуоресценции может осуществляться либо при помощи высокочувствительной камеры, либо при помощи фотоэлектронного умножителя (ФЭУ). В этом случае уровень сигнала флуоресценции будет пропорционален населенности состояния  ${}^2S_{\frac{1}{2}}(F=3)$  и, соответственно, вероятности успешного возбуждения перехода. Коэффициент пропорциональности может быть установлен путем калибровки, для чего следует провести процедуру считывания без предварительной инициализации состояния и возбуждения перехода. В этом случае все ионы должны на момент считывания флуоресцировать.

### 3.2.8. Предлагаемая конфигурация

Предполагаемая общая схема установки изображена на рисунке 3.8. Захват ионов производится в линейную ловушку Пауля. Рядом с ней расположена антенна для возбуждения часового перехода, а также высокоапертурный объектив,

собирающий сигнал флуоресценции ионов на детектор (ФЭУ). Магнитное поле направляется вдоль оси ловушки. Управление ионами производится при помощи лазерных пучков, которые заводятся в ловушку с двух сторон: один из них направлен вдоль оси (и, соответственно, магнитного поля), а второй – перпендикулярно ей.

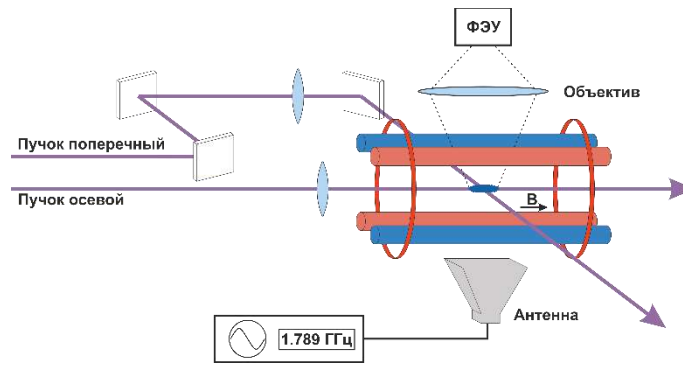


Рисунок 3.8 – Базовая схема установки.

Возможная схема лазерной системы, близкая к использовавшейся в данной работе в Главе 2, представлена на рисунке 3.9. Как и в использованной в Главе 2 лазерной системы предлагается использовать один лазерный источник на длине волны 1120 нм, который затем претерпевает учетверение частоты, обеспечивая излучение на 280 нм. Частота лазера может быть стабилизирована при помощи измерителя длин волн, либо относительно какой-либо оптической опоры (гребенки частот, оптического резонатора). Затем этот пучок может быть поделен на две части, которые сдвигаются по частоте в разные стороны при помощи двух двухпроходных акустооптических модуляторов (АОМов) в первом и минус первом порядках. При частоте АОМов, равной  $\frac{1789}{4} = 447$  МГц, такая система обеспечивает расстройку пучков по частоте, соответствующую сверхтонкому расщеплению основного состояния. Меняя частоту АОМов в небольшом диапазоне можно добиваться всех требуемых для работы репера частот пучков. Пучок с большей частотой после этого (охлаждающий пучок) проходит через какой-либо контроллер поляризации, позволяющий менять поляризацию с линейной на круговую. Это может быть моторизованная волновая пластинка (скорость переключения в данном случае не

играет роли, пока переключение занимает менее  $\sim 10$  мс) или ячейка Поккельса. Этот элемент позволит переключать поляризацию пучка между режимами «охлаждение/считывание» и «накачка». Вторая часть пучка проходит через какой-либо оптический переключатель, направляющий пучок по одному или другому оптическому пути. Это может быть два АОМа, после делителя пучка, включающиеся попеременно, или ещё одна ячейка Поккельса и поляризационный делитель. Этот элемент позволит переключать второй пучок между режимами «накачка в  $m_F = 0$ », «накачка в  $m_F = 2$ /охлаждение». Оба пучка могут независимо включаться и выключаться при помощи АОМов в начале схемы.

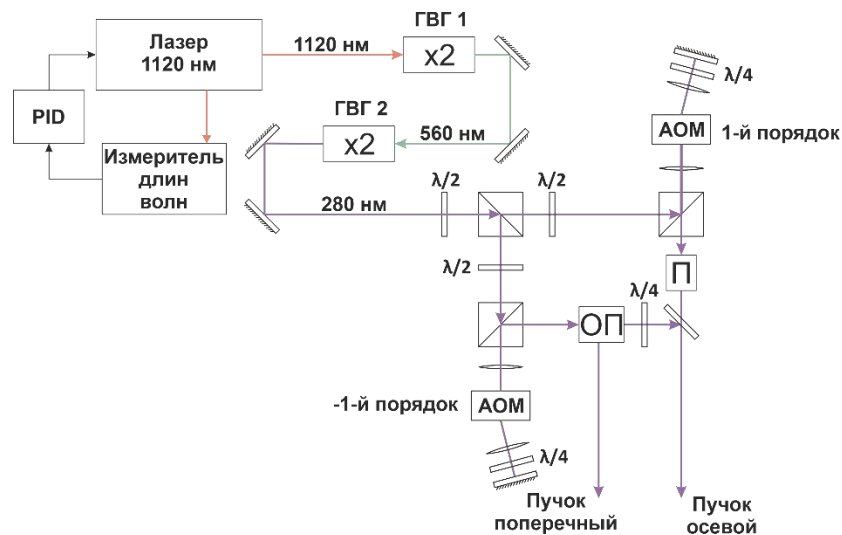


Рисунок 3.9 – Возможная реализация лазерной системы для реализации репера. Элемент П обозначает контроллер поляризации (например, ячейку Поккельса), а ОП – оптический переключатель (например, ячейку Поккельса и поляризационный делитель). ГВГ – генератор второй гармоники.

Такая система позволяет реализовать все необходимые экспериментальные примитивы, необходимые для работы репера и описанные выше.

### 3.3. Оценка ожидаемых характеристик

#### 3.3.1. Стабильность репера

Существуют различные факторы, приводящие к флуктуациям выходного сигнала реперов частоты. Эти факторы могут быть техническими и фундаментальными. В рамках данной работы оценка технических шумов не имеет смысла, так как они

сильно зависят от конкретной реализации системы, поэтому далее приводится оценка так называемого стандартного квантового предела нестабильности. Эта величина показывает предельно достижимую нестабильность репера, определяемую квантовым проекционным шумом. Последний возникает из-за того, что в ходе каждого измерения каждая частица проецируется в одно из двух своих состояний ( $^2S_{\frac{1}{2}}(F = 2)$  или  $^2S_{\frac{1}{2}}(F = 3)$ ) с вероятностями, пропорциональными квадратам проекций состояний частиц на эти базисные состояния. Это приводит к тому, что даже при постоянном значении частоты локального осциллятора, измеренное в ходе каждого цикла количество возбужденных атомов будет флуктуировать, внося шум в выходной сигнал репера. Оценить нестабильность (девиацию Аллана [96]) из-за квантового проекционного шума можно по формуле [97]:

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{2\pi\nu_{HFS}\Delta t_R SNR} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}}, \quad \tau \geq T_c \geq 2\Delta t_R \quad (3.4)$$

Здесь  $\tau$  – время усреднения,  $\nu_{HFS} = 1.789$  ГГц – номинальная частота часового перехода,  $\Delta t_R$  – промежуток времени между импульсами в схеме Рэмси,  $SNR$  – соотношение сигнала к шуму,  $T_c$  – полное время цикла опроса перехода. При учете только квантового проекционного шума  $SNR = \sqrt{N_{ions}}$ .

Выбор времени  $\Delta t_R$  определяется несколькими факторами. С одной стороны, чем больше время  $\Delta t_R$ , тем больше добротность резонанса, и, согласно формуле (3.4), выше стабильность. Однако при этом возрастает чувствительность кратковременной стабильности к качеству локального осциллятора, так как петля обратной связи оказывается очень медленной, а также все больший вклад начинает вносить нагрев ионов за время опроса. Как мы видим, выбор оптимального времени опроса существенно зависит от характеристик экспериментальной установки, поэтому здесь будет сделана консервативная оценка с  $\Delta t_R = 1$  с (обычно в подобных стандартах эта величина принимает значение от 1 до 10 с). Необходимое

для считывания, повторного охлаждения и инициализации ионов «мертвое» время внутри одного цикла опроса составляет всего несколько миллисекунд и им в данном случае можно пренебречь, приняв  $T_c = 2\Delta t_R = 2$  с. Величина  $N_{ions}$  для оценки была выбрана равной  $10^6$  частиц в качестве компромисса между максимизацией стабильности и точности репера (оценка точности приведена далее). Из этих данных получаем оценку снизу девиации Аллана такого репера, равную  $\sigma_y(\tau) = 1.3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ .

### 3.3.2. Оценка точности репера

Наибольший вклад в погрешность ионных реперов частоты вносят эффекты Доплера и Зеемана. Вклады остальных факторов обычно оказываются существенно меньше.

Так как область локализации ионов оказывается существенно меньше, чем длина волны возбуждающего микроволнового излучения, ионы находятся в режиме Лэмба-Дике. Ввиду этого эффект Доплера первого порядка оказывается подавлен и им можно пренебречь. Однако остается эффект Доплера второго порядка. Его вклад погрешность частоты перехода можно оценить по формуле [98]:

$$\frac{\delta\nu_{Doppler}}{\nu} = -\frac{3\kappa_B\Delta T}{2mc^2} \left(1 + \frac{2}{3}N_d^k\right), \quad (3.5)$$

где  $\kappa_B$  – постоянная Больцмана,  $\Delta T$  – погрешность оценки температуры ионного кристалла,  $m$  – масса иона. Первое слагаемое связано с секулярным движением ионов и зависит только от температуры облака. Второе же слагаемое, пропорциональное безразмерному коэффициенту  $N_d^k$ , представляет собой доплеровский сдвиг из-за микродвижения, усредненный по всему облаку. Данный коэффициент зависит от количества ионов, геометрии облака, а также от его температуры. В подобных предлагаемой конфигурациях ловушек этот коэффициент составляет порядка  $N_d^k \approx 3$  [99]. Тогда, консервативно оценивая неопределенность температуры величиной  $\Delta T = 1$  К, можно оценить вклад в неточность частоты стандарта эффекта Доплера:  $\sigma_{Doppler} \approx 2 \times 10^{-14}$ .

Предлагаемый часовой переход зависит от магнитного поля только во втором порядке. Погрешность его частоты можно оценить по формуле:

$$\sigma_{Zeeman} = \frac{2\eta B \delta B}{\nu_{HFS}}, \quad (3.6)$$

где  $B \approx 1$  мГс – средняя величина магнитного поля во время опроса,  $\delta B \approx 10$  мкГс – характерная погрешность измерения величины поля,  $\eta = 2.199$  кГц/Гс<sup>2</sup>. Отсюда можно оценить характерную неточность из-за эффекта Зеемана величиной  $\sigma_{Zeeman} \approx 3 \times 10^{-14}$ . Суммарная неточность репера может быть в таком случае оценена как  $3.6 \times 10^{-14}$ .

### 3.3.3. Сравнение с аналогами

В таблице 3.1 приведены характеристики микроволновых стандартов частоты, созданных на сегодняшний день на других ионах.

Таблица 3.1 – Основные характеристики микроволновых стандартов частоты на основе различных ионов

Ион [ссылка]	Охлаждение	Относительная неточность	Относительная нестабильность	Примечания
<sup>137</sup> Ba <sup>+</sup> [83]	Буферный газ	$2 \times 10^{-13}$	$1 \times 10^{-12}$ при $\tau > 2 \times 10^3$ с	Точность огр. эффектом Доплера. Стабильность – измерительной опорой
<sup>171</sup> Yb <sup>+</sup> [100]	Буферный газ	$2 \times 10^{-13}$	$6 \times 10^{-14} \tau^{-\frac{1}{2}}$	Точность огр. эффектом Доплера.
<sup>113</sup> Cd <sup>+</sup> [101]	Лазерное охлаждение	$1.8 \times 10^{-14}$	$4.2 \times 10^{-13} \tau^{-\frac{1}{2}}$	Точность огр. эффектами

				Доплера и Зеемана.
$^{199}\text{Hg}^+$ [82]	Буферный газ	–	$5 \times 10^{-14} \tau^{-\frac{1}{2}}$	Существует в компактном исполнении (используется в космической миссии NASA) [29]
$^{25}\text{Mg}^+$ (эта работа)	Лазерное охлаждение	$3.6 \times 10^{-14}$	$1.3 \times 10^{-13} \tau^{-\frac{1}{2}}$	Характеристики на основе теоретической оценки.

Из приведенных данных можно видеть, что ожидаемые характеристики предложенного репера являются сравнимыми с характеристиками подобных устройств на основе других ионов.

### Основные результаты главы 3

1. Предложена схема микроволнового репера частоты на лазерно-охлажденных ионах  $^{25}\text{Mg}^+$ .
2. Предложена схема оптической накачки ионов  $^{25}\text{Mg}^+$  в состояние  $^2S_{\frac{1}{2}}(F = 2, m_F = 0)$  для последующего возбуждения магнито-нечувствительного часового перехода. Произведена численная симуляция процесса накачки. Показана возможность проведения накачки за время менее 10 мкс.
3. Проведены теоретические оценки достижимых относительных нестабильности и неточности предлагаемого репера, которые составили  $1.3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$  и  $3.6 \times 10^{-14}$ , соответственно.

Основные результаты данной главы опубликованы в [102].

## Глава 4. Исследование оптического кубита на квадрупольном переходе в ионе $^{171}\text{Yb}^+$

### 4.1. Основы квантовых вычислений

В отличие от классических вычислителей, текущее состояние квантового компьютера представляет собой не одно значение из некоторого дискретного набора, а вектор в непрерывном гильбертовом пространстве. Размерность этого пространства равна

$$D = \prod_i q_i \quad (4.1)$$

где  $q_i$  – количество энергетических уровней в  $i$ -ом элементе квантового регистра, используемых для кодирования информации. Под элементом квантового регистра здесь понимается некоторый квантовый объект, состояние которого может быть представлено как суперпозиция из его  $q_i$  базисных состояний, и который может быть контролируемо перепутан с другими элементами квантового регистра. Наиболее простым для экспериментальной реализации элементом квантового регистра является кубит – квантовый объект, в котором для кодирования информации используется всего два уровня. Если квантовый регистр состоит из  $n$  кубитов, то размерность пространства состояний, согласно формуле (4.1), становится равна  $D = 2^n$ . Таким образом, для описания состояния квантовой системы из  $n$  кубитов требуется  $2^n$  комплексных чисел. Легко показать, что уже для  $n = 500$  количество комплексных чисел, требуемое для описания состояния системы, превышает число атомов во вселенной, а значит – эволюция состояния квантовых регистров такой размерности не может быть точно просимулирована на классическом вычислителе (только с использованием каких-либо предположений или упрощений, позволяющих избежать хранения полной информации о состоянии). В этом состоит одно из важнейших отличий квантовых вычислителей от классических.



В классических вычислениях в процессе выполнения алгоритма над битами осуществляются операции (называемые вентилями), которые затрагивают один или несколько битов. Это, например: НЕ, ИЛИ, И. В квантовых вычислениях, аналогично классическому случаю, над кубитами производятся квантовые операции. Они могут затрагивать как одиночные кубиты, так и воздействовать сразу на несколько, что позволяет перепутывать их состояния между собой.

Во избежание потери или искажения квантовой информации в процессе вычислений степени свободы квантового регистра, используемые для кодирования, должны быть изолированы от всех остальных (за исключением процедур подготовки и считывания квантового состояния). По этой причине эволюция состояния квантового регистра в идеальном случае может быть описана при помощи гамильтоновой механики. Действие каждого квантового вентиля на систему тогда может быть представлено оператором эволюции  $U$ , связывающим состояние системы перед проведением операции  $|\psi_0\rangle$  и конечное состояние  $|\psi_1\rangle$ :

$$|\psi_1\rangle = U|\psi_0\rangle \quad (4.2)$$

Так как этот оператор должен сохранять нормировку состояния, операторы квантовых операций должны быть унитарными, то есть для них должно выполняться условие:

$$UU^\dagger = I \quad (4.3)$$

Любая унитарная матрица допустимой размерности соответствует некоторому корректному квантовому вентилю.

Если данный квантовый вентиль воздействует на степени свободы только одного кубита, то такая операция называется однокубитной. В случае регистра из одного кубита её матрица  $U_s$  будет иметь размерность  $2 \times 2$ . Если же в регистре  $N$  кубитов, то оператор аналогичной однокубитной операции будет иметь вид тензорного произведения тождественных операторов, действующих в пространствах всех остальных кубитов и оператора  $U_s$  в пространстве данного кубита:

$$U = I^{\otimes(N-1)} \otimes U_s \quad (4.4)$$

По аналогии с однокубитными операциями можно определить двухкубитные операции, либо операции с произвольным количеством кубитов.

В классических вычислениях существуют такие наборы вентиляей, называемые универсальными, которые позволяют реализовать с их помощью любые другие возможные операции над входными данными. Выбор таких универсальных наборов вентиляей не является уникальным. Это, например, набор из единственного вентиля И-НЕ, или набор из двух вентиляей ИЛИ и НЕ. Несмотря на то, что в отличие от классического случая множество допустимых квантовых гейтов над квантовым регистром некоторой размерности является несчетным, можно показать, что можно найти такие конечные универсальные наборы квантовых гейтов, комбинация которых позволяет приблизить произвольный квантовый оператор с любой наперед заданной точностью. Более того, согласно теореме Соловая-Китаева [103] длина цепочек, требуемая для этого, растет логарифмическим образом с увеличением требуемой точности, то есть это можно сделать эффективно. Примером такого универсального набора гейтов является:

$$P = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix}, \quad (4.5)$$

$$R_{\frac{\pi}{8}} = \begin{pmatrix} \cos \frac{\pi}{8} & -\sin \frac{\pi}{8} \\ \sin \frac{\pi}{8} & \cos \frac{\pi}{8} \end{pmatrix}, \quad (4.6)$$

$$CNOT = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

Вентиль  $P$  называется фазовым,  $R_{\frac{\pi}{8}}$  – не имеет особенного названия, а  $CNOT$  – контролируемое отрицание. Видно, что два из них – однокубитные, а последний – двухкубитный.

Сам квантовый алгоритм представляет собой последовательные приготовление квантового регистра в некоторое определенное исходное состояние, проведение цепочки из квантовых операций и считывание конечного состояния регистра. Ряд алгоритмов подразумевает также считывание состояния части кубитов в середине алгоритма [104,105]. В процессе измерения каждый из кубитов приходит в одно из своих базисных состояний, 0 или 1, в результате чего результат измерения состояния регистра из  $N$  кубитов представляет собой  $N$  битов информации.

В 2000 году Давид ДиВинченцо сформулировал основные требования, которые должны быть выполнены в некоторой квантовой системе, чтобы она могла служить физической основой для квантового вычислителя, которые сегодня хорошо известны как критерии ДиВинченцо. Они звучат следующим образом:

1. Это должна быть масштабируемая система с хорошо определенными кубитами;
2. Должна быть возможность инициализации кубитов в некоторое начальное состояние;
3. Кубиты должны иметь достаточно большое время когерентности;
4. Она должна позволять реализовывать некоторый универсальный набор квантовых вентиляей;
5. Должна быть обеспечена возможность измерения состояния каждого из кубитов.

Эти критерии логично вытекают из описанных выше принципов работы квантового компьютера. Однако создание такой системы на практике связано с большим количеством технических трудностей в виду антогоничности ряда представленных требований. Так, с одной стороны, квантовый регистр должен быть максимально изолирован от окружающей среды во избежание его декогеренции и потери квантовой информации. С другой стороны, требуется возможность контроля извне динамики квантовой системы для инициализации состояния, проведения операций и считывания. Эти требования зачастую трудно реализовать в одной системе. Однако на сегодняшний день не известно ни одной фундаментальной причины,

запрещающей создание масштабируемого высокоточного квантового компьютера, а исследования последних лет показывают большой прогресс в этой области [39,40,106–110].

В мире сегодня существует несколько конкурирующих между собой подходов к экспериментальной реализации квантового компьютера. Наиболее успешными сейчас являются квантовые вычислители на сверхпроводящих цепях, на нейтральных атомах и ионах в ловушках. Сверхпроводящие квантовые вычислители [108,110] для хранения квантовой информации используют небольшие электрические колебательные контуры, в которые также добавляется джозефсоновский контакт. Джозефсоновский переход вносит нелинейность в уравнения, описывающие эту систему, что приводит к нарушению эквидистантности между её энергетическими уровнями и позволяет выделить из них некоторую пару, в которой и будет закодирован кубит. Система охлаждается до температур порядка 100 мК при помощи криостатов растворения для обеспечения сверхпроводимого режима, а также для подавления тепловой заселенности энергетических уровней. Контроль системы осуществляется при помощи внешних радиочастотных полей. Такие системы выгодно отличаются от конкурентов схожестью технологических ступеней с традиционным электронным производством, что в перспективе обещает эффективное масштабирование (увеличение размера квантового регистра) сверхпроводящих квантовых вычислителей. К недостаткам данной платформы можно отнести небольшое время когерентности, достигнутое в эксперименте, возможность проведения двухкубитных операций только между ближайшими соседями (кубиты при этом расположены на чипах в виде двумерной структуры), а также трудности с крупномасштабным увеличением квантовых регистров из-за необходимости подвода большой мощности и большого количества линий управляющих сигналов внутрь криостатов. Тем не менее, компанией Google при помощи данной технологии впервые удалось провести эксперимент [108] по демонстрации «квантового превосходства» – была за 3 минуты решена задача гауссового

бозонного сэмплинга [111], при том что по оценкам компании даже самым мощным классическим суперкомпьютерам на это потребовалось бы порядка 10000 лет.

Вторая перспективная физическая платформа – нейтральные атомы в оптических пинцетах [39,112–114]. В этом подходе квантовая информация кодируется в паре энергетических уровней некоторого атома, чаще всего рубидия из-за его удобной энергетической структуры и доступности требуемых лазерных источников. Атомы, выполняющие роль кубитов, лазерно-охлаждаются до температур порядка нескольких мК, после чего захватываются в оптические пинцеты [115], которые формируют из них одномерные, двухмерные или трехмерные структуры. Однокубитные операции при этом производятся путем воздействия на атомы лазерными пучками, резонансными с кубитными переходами. Для проведения двухкубитных операций используется эффект, называемый ридберговской блокадой [116]. Главным преимуществом данной платформы является естественная гибкость с точки зрения масштабирования – на сегодняшний день не представляет особенного труда захватывать в массивы оптических пинцетов тысячи атомов, и эта технология легко масштабируется. Время когерентности таких систем, при условии кодирования кубитов в сверхтонких компонентах основного состояния, также может достигать нескольких секунд. Однако основным препятствием для дальнейшего развития этой платформы является сложность проведения двухкубитных операций из-за их большой чувствительности к внешним полям, параметрам используемых лазерных источников и других.

В данной работе пойдет речь о третьей физической платформе для квантовых вычислений – ионах в ловушках [40,106,109,117]. Кубиты в ионах кодируются аналогично нейтральным атомам – при помощи пары их электронных подуровней. Регистр при этом представляет собой цепочку ионов в линейной ловушке Пауля. Благодаря тому, что ионы могут удерживаться в ловушках в течение очень долгого времени, вплоть до нескольких месяцев [43], время когерентности кубитов не ограничено временем существования ловушки, в отличие от нейтральных атомов. При корректной компенсации внешних паразитных электрических полей [46],

ионы содержатся в нуле радиочастотного и электростатического поля, в результате чего существенно подавляется влияние удерживающего поля на когерентность кубитов и наиболее существенными факторами декогеренции становятся магнитное поле и параметры управляющих лазерных полей. Таким образом, на ионах с применением техник активного подавления декогеренции были продемонстрированы рекордные времена когерентности среди всех конкурирующих платформ, достигающие одного часа [38]. Однокубитные операции на ионах также производятся аналогично нейтральным атомам – путем приложения резонансных с кубитным переходом электромагнитных полей. Были продемонстрированы рекордные значения достоверностей однокубитных операций, достигающие 99.996% [118]. Главной же особенностью ионной платформы является высокая достоверность двухкубитных операций, а также – полная связность кубитов. То есть двухкубитная операция может быть проведена за один раз между любой парой ионов в цепочке. Это достигается благодаря тому, что цепочка ионов, взаимодействующих друг с другом посредством силы Кулона, представляет собой систему связанных механических осцилляторов, имеющих общие колебательные степени свободы. Эти обобщенные степени свободы и используются в качестве шины для осуществления многокубитных операций. Простейший пример двухкубитной операции на цепочке ионов был предложен Сираком и Цоллером в 1994 году [119]. Этот вентиль состоит из трех частей, предваряемых охлаждением некоторой моды колебаний до основного состояния. На первом этапе при помощи лазерного импульса в зависимости от электронного состояния одного из ионов в этой моде либо возбуждаются колебания, либо нет. Таким образом, электронное состояние иона спроецировано на общую колебательную степень свободы всей цепочки частиц. После этого при помощи другого лазерного импульса над вторым ионом производится фазовый вентиль, но только в том случае, если в моде перед этим были возбуждены колебания. Затем первый этап обращается и колебательное состояние возвращается в свое исходное состояние. Таким образом, реализуется фазовый гейт над вторым ионом, контролируемый состоянием первой частицы. Этот пример дает общее

представление о том, как реализуются многокубитные операции с ионами и почему возможно перепутывание за один раз любой пары кубитов в цепочке. Однако на практике сегодня применяется более совершенный, однако и более сложный алгоритм, предложенный Мельмером и Зоренсенем в 1999 году [120], который значительно менее чувствителен к температуре иона. Сегодня были продемонстрированы двухкубитные операции с достоверностью, достигающей 99.92% [118] (что также является рекордом среди платформ), а также прототип универсального программируемого ионного квантового компьютера с 11 кубитами [40]. Этот вычислитель доступен для использования сторонними пользователями посредством облачного доступа. В этом году было также заявлено о создании 20-кубитной версии универсального ионного вычислителя, однако в рецензируемых журналах ещё не было опубликовано подробных результатов тестирования этого прототипа. Эти результаты были показаны компанией IonQ, базирующейся на результатах исследований, проведенных в Университете Мэриленда. Другой перспективный подход к созданию ионных квантовых вычислителей, основанный на физическом транспорте ионов между различными сегментами ловушки, сейчас активно исследуется и продвигается компанией Honeywell. Ими уже был достигнут квантовый объем [121] – одна из метрик вычислительной мощности квантовых вычислителей – превышающий таковые у сверхпроводящих компьютеров даже с гораздо большим количеством кубитов [106]. В описанных выше прототипах кубиты кодировались в компонентах сверхтонкого расщепления основного состояния в ионах  $^{171}\text{Yb}^+$ . Также недавно был продемонстрирован ещё один прототип программируемого квантового ионного вычислителя на основе оптических кубитов в ионах  $^{40}\text{Ca}^+$  группой исследователей из Австрии [117].

Таким образом, ионные квантовые вычислители на сегодняшний день демонстрируют рекордные показатели достоверности квантовых операций и времени когерентности, а также позволяют эффективно перепутывать произвольные кубиты из состава квантового регистра. Для дальнейшего развития ионных квантовых вычислений должна быть решена ещё одна задача –

эффективное масштабирование этих систем. Описанный выше подход с использованием линейных цепочек ионов хорошо работает при размере квантового регистра до, приблизительно, 50 частиц. Дальнейшее увеличение квантового регистра приводит к существенному падению достоверности и скорости квантовых операций, а также спонтанным нарушениям линейной конфигурации ионного кристалла. Было предложено несколько путей преодоления этих затруднений, чаще всего сводящихся к созданию квантового регистра из нескольких ионных цепочек в различных ловушках путем перепутывания состояний этих цепочек между собой. Для перепутывания ионов из разных ловушек можно, к примеру, использовать фотоны [122,123], либо перемещать ионы между ловушками [106,124,125]. Также перспективным направлением в этой области является использование неадиабатических квантовых вентилях, выполняемых за промежутки времени менее одного периода колебаний иона в ловушке [126–128]. При выполнении таких вентилях значительно уменьшаются эффекты паразитного влияния на состояния других кубитов, так как все воздействия оказываются локально и не возбуждают колебания всей цепочки, а также позволяют перепутывать даже достаточно слабо связанные ионы, к примеру расположенные в близлежащих ловушках [129]. Многие из этих подходов уже были продемонстрированы экспериментально и результаты позволяют рассчитывать на скорое преодоление проблемы масштабирования ионных вычислителей.

#### 4.2. Оптический кубит на квадрупольном переходе в ионе $^{171}\text{Yb}^+$

В основном, для квантовых вычислений на ионах используются два вида кубитов: микроволновые и оптические. Основным преимуществом микроволновых кубитов является высокое время когерентности, которое не ограничено временем жизни возбужденного состояния. Однако для управления ими обычно требуется несколько несонаправленных лазерных пучков, что затрудняет их оптическую адресацию и, соответственно, масштабирование таких вычислителей. С другой



стороны, оптические кубиты требуют оптической адресации лишь одним пучком, тем более что длины волн оптических переходов обычно лежат в более длинноволновом диапазоне, нежели переходы, используемые для контроля микроволновых кубитов посредством вынужденных рамановских процессов. Поэтому масштабирование оптических ионных вычислителей ещё более упрощается за счет более эффективных оптических компонентов в этом диапазоне (например, акустооптических модуляторов из теллурида). На сегодняшний день ионы иттербия являются одной из лидирующих платформ в области ионных квантовых вычислений, однако во всех предыдущих работах применялось лишь микроволновое кодирование кубитов.

В данной главе представлены результаты исследования предложенного нами нового способа кодирования квантовой информации в ионе  $^{171}\text{Yb}^+$ . В отличие от традиционного использования компонент сверхтонкой структуры основного состояния, отстоящих друг от друга на 12.6 ГГц (см. рис. 4.1), мы предлагаем использовать уровни  $^2S_{\frac{1}{2}}(F = 0, m_F = 0)$  и  $^2D_{\frac{3}{2}}(F = 2, m_F = 0)$ , связанные электрическим квадрупольным оптическим переходом на длине волны 435.5 нм [130] и имеющим естественную ширину 3.1 Гц. Удобная для лазерного охлаждения и считывания состояния энергетическая структура уже сделала этот ион одним из наиболее распространенных в области квантовых вычислений. Для охлаждения и перекачки могут быть использованы диодные лазеры без нелинейного преобразования частоты на длинах волн 369 нм и 935 нм. Так как данный изотоп обладает спином ядра  $I = \frac{1}{2}$ , его энергетические уровни подвержены сверхтонкому расщеплению, которое, с одной стороны, позволяет закодировать в нем микроволновый кубит ( $^2S_{\frac{1}{2}}(F = 0, m_F = 0) \leftrightarrow ^2S_{\frac{1}{2}}(F = 1, m_F = 0)$  на частоте 12.6 ГГц), но с другой усложняет процедуру охлаждения частицы. Так, для охлаждения этого изотопа, в отличие от четных, требуется модулировать излучение на длине волны 369 нм с частотой 14.7 ГГц, а на длине волны 935 нм – с частотой 3.07 ГГц во избежание пленения населенности на сверхтонких подуровнях, не участвующих

в этом процессе. На рисунке 4.1 спектральные компоненты лазеров, полученные путем модуляции, обозначены пунктирными линиями. Помимо этого, для охлаждения этого изотопа необходимо приложение магнитного поля с индукцией около 5 Гс для подавления эффекта когерентного пленения населенностей в магнитных подуровнях [90,131], блокирующего процесс рассеяния фотонов и, соответственно, доплеровское охлаждение.

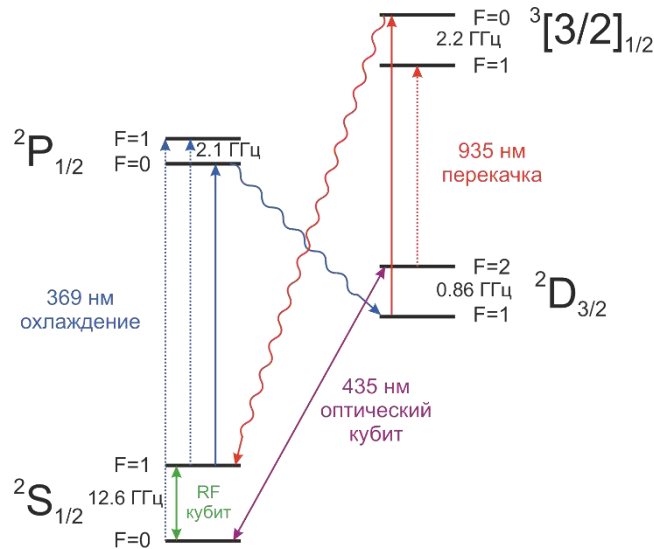


Рисунок 4.1 – Частичная схема уровней иона  $^{171}\text{Yb}^+$ . Стрелками обозначены лазеры, необходимые для работы ионного вычислителя. Пунктирными линиями отмечены переходы, возбуждаемые модуляционными боковыми частотами соответствующих лазерных источников при включении необходимых электрооптических модуляторов (ЭОМов).

Несмотря на все преимущества микроволнового кубита в данном ионе, он обладает одним существенным недостатком – необходимостью пары несонаправленных лазерных пучков, сфокусированных на ионы, для проведения двухкубитных операций. Эти пучки используются для возбуждения вынужденных рамановских переходов между кубитными подуровнями. Требования на их несонаправленность возникает потому, что иначе параметр Лэмба-Дике для этих пучков будет слишком мал и перепутывание электронного и колебательного состояний ионов, а значит и проведение двухкубитных операций, не будет представляться возможным. Поэтому использование микроволновых кубитов требует большего оптического

доступа к ионам, а также более сложных оптических схем адресации, что затрудняет процедуру масштабирования. Оптические же кубиты могут адресовываться лишь с одной стороны. Помимо этого, проведение неадиабатических двухкубитных операций на оптических кубитах требует приложения меньшего количества импульсов для достижения той же целевой достоверности [132,133], что уменьшает время операции и снижает требования на стабильность источника лазерных импульсов.

Помимо достоверности операций, оптические кубиты имеют преимущество в детектировании и подготовке квантовых состояний. Эти процедуры в случае ионных квантовых вычислителей реализуются методами квантовых скачков (а точнее, «electron shelving») [42] и оптической накачки [48]. Достоверность этих процедур в случае микроволновых кубитов зачастую страдает за счет процессов нерезонансной накачки [134]. В случае оптических кубитов эти процессы обычно оказываются существенно менее выражены или отсутствуют полностью, так как кубитные уровни разнесены друг от друга на значительно большие частоты и нерезонансные процессы оказываются подавлены.

Таким образом, оптический кубит на ионе иттербия по сравнению с микроволновым имеет ряд преимуществ с точки зрения масштабирования, а также достоверности процессов подготовки и считывания. Однако к его недостаткам можно отнести время когерентности, ограниченное временем жизни возбужденного состояния, равняющегося 53 мс, а также необходимость в высокостабильном лазерном источнике для манипуляции кубитом (с шириной линии порядка ширины перехода). Так как в реальном эксперименте время когерентности кубита чаще всего ограничено другими факторами, а также с учетом возможностей реализации алгоритмов квантовой коррекции ошибок [105], первый фактор может быть компенсирован, в то время как ультрастабильные лазеры с шириной линии менее одного герца уже широко доступны коммерчески.

На сегодняшний день оптические ионные кубиты были реализованы на базе ионов  $^{40}\text{Ca}^+$  [117] и  $^{88}\text{Sr}^+$  [135]. Наибольшее распространение среди них получил ион

кальция. По сравнению с кальциевым оптическим кубитом, предложенный кубит на ионе иттербия имеет существенно меньшую чувствительность к магнитному полю, так как составляющие его подуровни имеют нулевые магнитные квантовые числа и, соответственно, подвержены эффекту Зеемана только во втором порядке. Так, частота кубитного перехода в ионе кальция имеет чувствительность к магнитному полю 5600 Гц/мкТл, в то время как оптический кубит в иттербии при величине поля сдвига в 500 мкТл (необходимого для охлаждения, детектирования и снятия вырождения с магнитных компонент) имеет чувствительность 52 Гц/мкТл. Также ион иттербия имеет большую массу, по сравнению с ионом кальция, что делает его менее чувствительным к нагреву в ловушке из-за флуктуаций электрического поля. К недостаткам иттербиевого кубита снова можно отнести меньшее время жизни возбужденного уровня (53 мс против 1.2 с в кальции), однако этот же фактор позволяет использовать лазерные источники меньшей мощности для манипуляции кубитом, а также облегчает проведение неадиабатических вентилей. Помимо этого, проблема времени когерентности предложенного кубита может быть впоследствии решена его перекодированием в микроволновый в случаях, когда информация требуется хранить долгое время без изменения, и обратно перед дальнейшим использованием.

### **4.3. Экспериментальная установка для исследования оптического кубита в ионе иттербия**

#### **4.3.1. Принципы управления оптическим кубитом**

Далее опишем возможные алгоритмы проведения необходимых экспериментальных процедур для подготовки иона, инициализации квантового состояния, проведения квантовых операций и считывания состояния оптического кубита на ионе иттербия. Захват, доплеровское охлаждение, а также инициализация состояния иона в случае оптического кодирования ничем не отличается от широко распространенного случая микроволнового ионного кубита.

Ион захватывается в ловушку Пауля. Создание иона нужного изотопа в области захвата можно реализовать при помощи фотоионизации из теплового пучка, либо

методом лазерной абляции из изотопно-обогащенной мишени. Подробно эти методы были изложены в предыдущих главах. Фотоионизация иона иттербия является двухстадийной: сначала нейтральный атом селективно переводится в промежуточное энергетическое состояние лазером на длине волны 399 нм, а затем охлаждающее излучение на длине волны 369 нм осуществляет ионизацию. Чтобы осуществить доплеровское охлаждение иона необходимо приложить магнитное поле порядка 5 Гс, а также осветить ион лазерными источниками на длинах волн 369 нм и 935 нм для охлаждения и перекачки, соответственно (см. рис. 4.2а). При этом эти лазеры должны модулироваться на частотах 14.7 ГГц и 3.07 ГГц, соответственно, во избежание пленение населенности на сверхтонких компонентах. Подходящие лазерные источники и модуляторы широко доступны коммерчески.

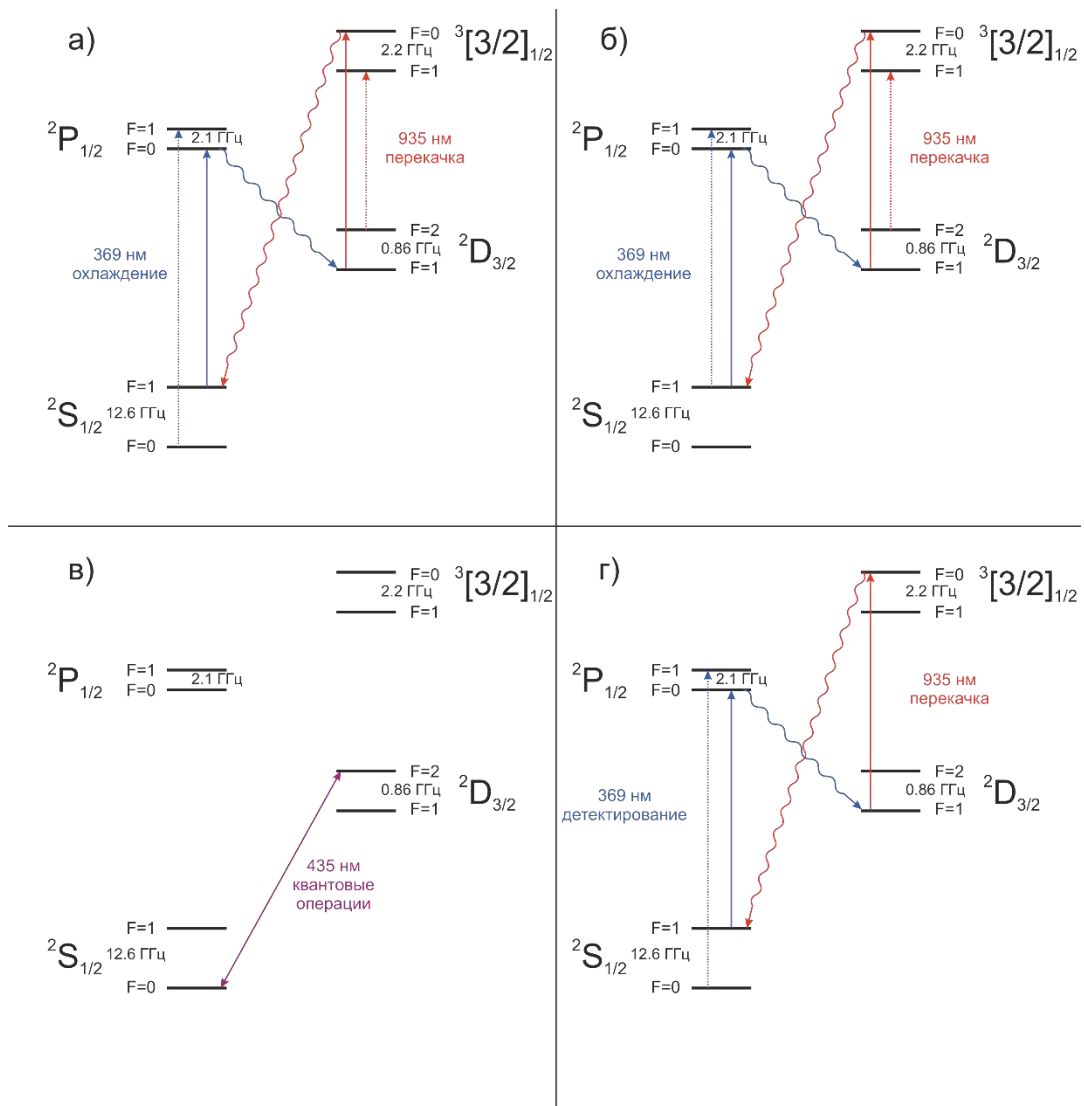


Рисунок 4.2 – а) процедура доплеровского охлаждения ионов; б) процедура инициализации кубита; в) проведение квантовых операций; г) считывание состояния кубита

После доплеровского охлаждения может следовать глубокое охлаждение ионов до основного колебательного состояния, которое также может быть выполнено на оптическом кубите, однако эта процедура выходит за рамки данной работы. После этого идет этап инициализации состояния кубита. Для этого выключается модуляция с частотой 14.7 ГГц, и включается модуляция на частоте 2.1 ГГц в том же пучке, что приводит к оптической накачке в состояние  $^2S_{1/2}(F = 0, m_F = 0)$ .

После этого все лазерные пучки выключаются и проводятся квантовые операции на оптическом кубите. Для этого должен использоваться высокостабильный лазерный источник на длине волны 435.5 нм. Сейчас доступны такие лазерные источники на базе диодных лазеров с нелинейным удвоением частоты с выходной мощностью до 1.5 Вт, чего достаточно как для адиабатических, так и неадиабатических квантовых операций. Стабилизация частоты при этом может быть осуществлена при помощи оптических резонаторов [136]. Однокубитные операции могут осуществляться путем приложения резонансных с переходом лазерных импульсов определенной длительности и фазы, что будет приводить к вращению состояния кубита на сфере Блоха вокруг некоторой оси в экваториальной плоскости сферы [137]:

$$R_{\phi}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \frac{\theta}{2} & ie^{i\phi} \sin \frac{\theta}{2} \\ ie^{-i\phi} \sin \frac{\theta}{2} & \cos \frac{\theta}{2} \end{pmatrix}, \quad (4.8)$$

где направление оси вращения  $\phi$  – относительная фаза прикладываемого лазерного поля, относительно фазы кубита, а угол поворота  $\theta = \Omega t$  – произведение частоты Раби взаимодействия лазера с переходом на время импульса. Таким образом, подбирая длительность и фазу лазерного импульса можно реализовывать произвольные квантовые вентили такого вида, причем такие операции образуют

универсальный набор однокубитных вентиляей. Двухкубитные операции могут быть реализованы по схеме, предложенной Мельмером и Зоренсом и реализованной в оптических кубитах на кальции [138].

Для считывания состояния кубита после проведения операции можно использовать метод квантовых скачков (рис. 4.2г). Для этого снова включаются лазеры 369 нм и 935 нм, но при этом модуляция осуществляется только на охлаждающем пучке на частоте 14.7 ГГц. Пучок перекачки при этом не должен модулироваться, а его интенсивность должна поддерживаться на минимальном достаточном уровне во избежание нерезонансной перекачки населенности из верхнего кубитного состояния в основное электронное состояние. Высокий уровень флуоресценции иона при этом говорит, что ион был в состоянии  $^2S_{1/2}(F = 0, m_F = 0)$ , а низкий – в состоянии  $^2D_{3/2}(F = 2, m_F = 0)$ .

#### 4.3.2. Ионная ловушка

Большая часть экспериментов по исследованию оптического кубита осуществлялась в трехмерной ионной ловушке Пауля [139], изготовленной в нашей лаборатории [140]. Схема ловушки и её фотография приведены на рисунке 4.3.

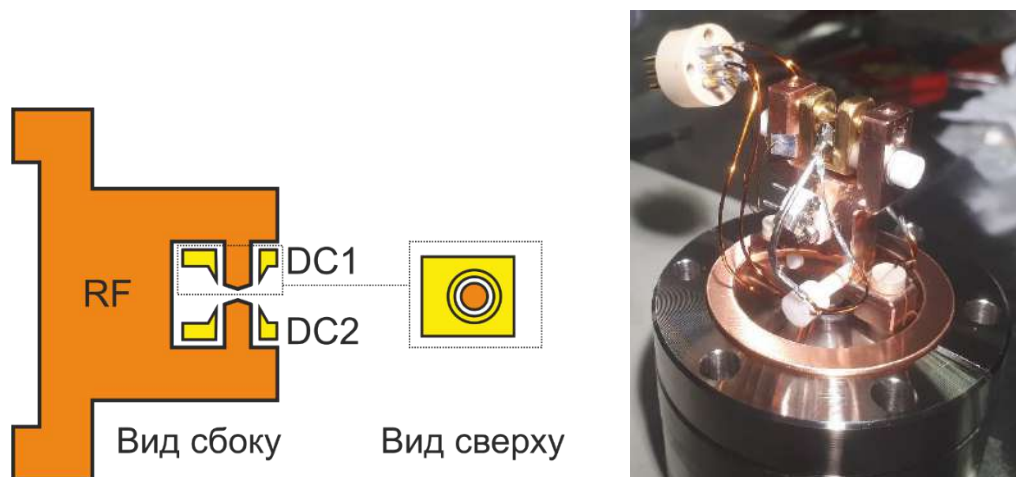


Рисунок 4.3 – (слева) схема ловушки. К массивному медному держателю, к которому подсоединяются два игольчатых электрода, между которыми удерживается ион, подводится радиочастотный (RF) потенциал. Вокруг игольчатых электродов concentрически располагаются электроды постоянного

потенциала (DC1 и DC2). (справа) фотография ловушки, собранной на фланце CF40. Сбоку от держателя, вблизи ловушки, можно видеть атомные испарители.

Ловушка представляет собой массивный медный держатель, снабженный парой игольчатых электродов, изготовленных из титана и покрытых слоем золота толщиной порядка 10 мкм. К электродам, через держатель, подводится радиочастотный удерживающий потенциал. Такая конструкция держателя позволяет уменьшить электрическое сопротивление между источником и электродами, обеспечить эффективный теплоотвод от электродов ловушки, а также обеспечить малую разность фаз между потенциалами на двух электродах, которая может приводить к дополнительному микродвижению [46]. Вокруг игольчатых электродов расположено ещё по одному электроду, к которым независимо друг от друга может быть приложен постоянный потенциал. Эти электроды также изготовлены из титана и покрыты золотом. Золотое покрытие электродов призвано снизить темпы аномального нагрева ионов в ловушке, которые сегодня исследователи связывают с флуктуациями заряда на поверхности электродов [75,141,142]. Возможность независимого приложения потенциалов к этим электродам также позволяет скомпенсировать паразитные электрические поля вдоль оси ловушки. Компенсация паразитных полей в направлении, перпендикулярном оси ловушки, осуществляется путем приложения потенциала смещения к атомным испарителям, смонтированным вблизи области захвата ионов и содержащим металлический иттербий в естественной изотопной смеси.

Ловушка смонтирована на фланце CF40, на котором также расположен радиочастотный электрический MHV разъем для подвода удерживающего напряжения к электродам. Для согласования емкостной нагрузки ловушки с выходным импедансом каскада из генератора и усилителя, питающего электроды, а также для повышения напряжения на них, был изготовлен резонансный трансформатор [143]. Все остальные электроды ловушки, а также атомных испарителей, подсоединены к внутривакуумной части многопинового вакуумного разъема. Такая конструкция позволяет собрать ловушку и все соединения вне



вакуумной камеры, после чего вставить фланец в камеру и подсоединить вакуумный электрический разъем.

Ловушка установлена в вакуумной камере, снабженной четырьмя портами CF40, а также восемью портами CF16 (см. рисунок 4.4). Все порты CF16 закрыты оптическими окошками для завода лазерного излучения. Один порт CF40 занят фланцем с ловушкой, в то время как ещё один порт CF40 используется для многопинового электрического разъема. Оставшиеся два порта CF40 используются для сбора излучения флуоресценции иона через большое окошко, а также для откачки вакуумной камеры. Давление в вакуумной камере поддерживается на уровне лучше  $10^{-10}$  мбар при помощи ион-геттерного насоса SAES Getters NextTorr Z-100.

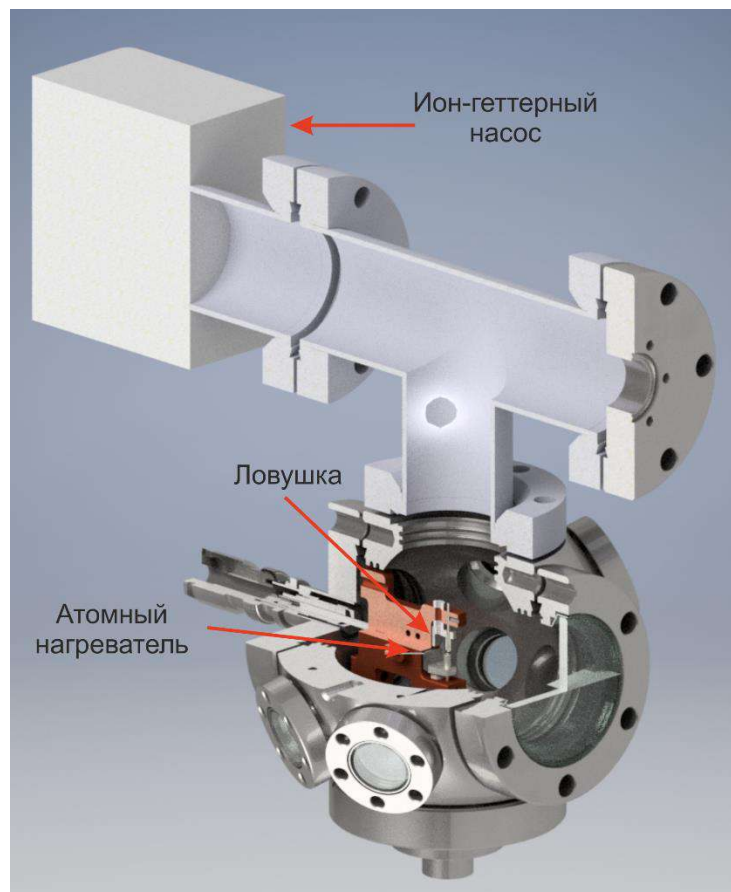


Рисунок 4.4 – Модель вакуумной камеры с установленной ловушкой.

Эксперименты показали, что данная ловушка позволяет достигать секулярных частот одиночного иона вплоть до 4 МГц вдоль оси и 2 МГц поперек нее. В ходе

большинства экспериментов частота колебаний поддерживалась равной 2 МГц вдоль оси ловушки и 1 МГц – поперек.

Вокруг вакуумной камеры расположено три пары катушек в гельмгольцевской конфигурации для управления магнитным полем в области локализации частиц.

В нескольких экспериментах также использовалась ещё одна ионная ловушка, изготовленная в линейной конфигурации (см. рисунок 4.5). Эта ловушка имеет несколько меньшие секулярные частоты ( $\{\omega_x, \omega_y, \omega_z\} = 2\pi \times \{970, 950, 300\}$  кГц), однако более высокий уровень вакуума и, соответственно, время жизни частиц в ловушке. В остальном, эксперименты с этой ловушкой не имели других существенных отличий по сравнению с описанной выше.

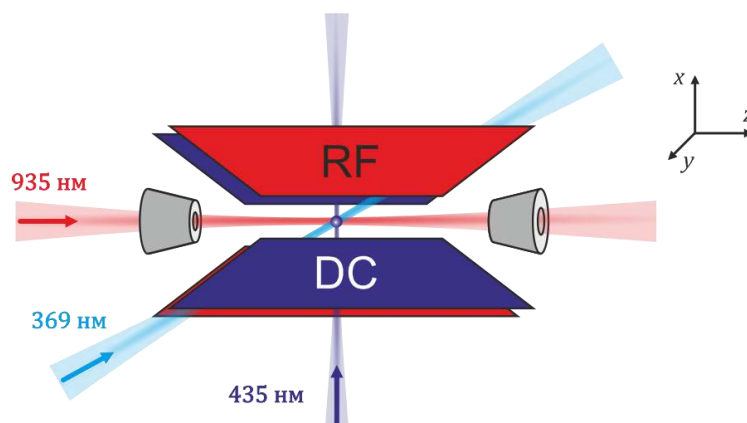


Рисунок 4.5 – Схема линейной ловушки и завода лазерных пучков в нее. К красным электродам, отмеченным символами RF, подводится переменный потенциал, в то время как к синим электродам (DC) подводится постоянный потенциал.

#### 4.3.3. Лазерные системы охлаждения, фотоионизации и перекачки

Для лазерного охлаждения использовался диодный лазер с внешним резонатором, собранный по схеме Литтрова, излучающий на длине волны 369 нм. Часть излучения лазера отводилась на многоканальный измеритель длин волн Angstrom WS8-2, позволяющий не только измерять длины волн с точностью лучше 10 МГц, но и активно их стабилизировать относительно установленных значений. После ответвления на измеритель длин волн излучение проходит два электрооптических

фазовых модулятора (ЭОМ), работающих на частотах 14.7 ГГц и 2.1 ГГц, включение и выключение которых контролируется управляющей системой на основе одноплатного компьютера Red Pitaya. Далее пучок проходит через акустооптический модулятор (АОМ), который позволяет быстро включать и выключать излучение, поступающее на ион. Затем это излучение заводится в оптическое волокно и подводится к ионной ловушке, где оно фокусируется на частицу таким образом, чтобы направление пучка имело бы угол ко всем трем осям ловушки, а поляризация – под оптимальным углом к магнитному полю [131]. Оптическая мощность лазерной системы, фокусируемая на ион, составляет приблизительно 50 мкВт. Сама лазерная система позволяет генерировать большую мощность, однако интенсивность специально ослабляется обеспечения оптимального параметра насыщения перехода.

Лазерная система перекачки на длине волны 935 нм подобна лазерной системе охлаждения, за исключением того, что в ее основе лежит диодный лазер с распределенной обратной связью, а единственный электрооптический модулятор работает на частоте 3.07 ГГц. На ион фокусируется приблизительно 1 мВт излучения.

Лазерная система фотоионизации также основана на диодном лазере с внешним резонатором на длине волны 399 нм. Данная лазерная система не включает в себя каких-либо оптических модуляторов света, а включение/выключение излучения осуществляется при помощи механического прерывателя пучка. Данный лазер направлен в ловушке таким образом, чтобы тепловой поток атомов из испарителя был бы перпендикулярен ему с целью подавления перекрытия спектральных линий отдельных изотопов из-за эффекта Доплера. Для фотоионизации используется около 300 мкВт излучения.

#### **4.3.4. Система считывания состояния иона**

Излучение флуоресценции иона на длине волны 369 нм, возникающее в результате облучения частицы охлаждающим лазером, собирается через большое окошко вакуумной камеры и фокусируется на детектор при помощи одной асферической

линзы. Такая оптическая система позволяет эффективно разрешить несколько ионов, захваченных в ловушку и удерживаемых на расстоянии порядка 5 мкм. В экспериментах использовалось два детектора: высокочувствительная EMCCD камера Raptor Photonics Falcon Blue, а также фотоэлектронный умножитель с каскадом формирования выходного сигнала. Последний формирует на выходе прямоугольный импульс амплитудой 2.2 В на каждый регистрируемый фотон. Переключение между детекторами осуществляется при помощи перекидывающегося зеркала.

Сигнал с камеры поступает на персональный компьютер и используется для настройки параметров эксперимента, к примеру для компенсации микродвижения [46]. Для проведения квантоволгодических экспериментов используется ФЭУ за счет большей чувствительности, меньшего мертвого времени, а также возможности регистрировать время прихода отдельных фотонов. Регистрация импульсов, генерируемых ФЭУ, осуществляется при помощи того же одноплатного компьютера, который управляет включением и выключением отдельных устройств в процессе измерений. Это оказывается возможным благодаря наличию встроенного в одноплатный компьютер RedPitaya ПЛИС. В рамках данной работы было разработано программное обеспечение для генерации управляющих сигналов при помощи ПЛИС, а также высокоскоростной (мертвое время составляет менее 8 нс) регистрации импульсов, с возможностью фиксации времени прихода отдельных отсчетов. Последнее позволяет реализовывать методы компенсации микродвижения на основе кросскорреляционной регистрации флуоресценции. Результаты измерений поступают на персональный компьютер, где происходит автоматическая обработка результатов измерений при помощи специально разработанного программного обеспечения.

#### **4.3.5. Высокостабильная лазерная система для манипуляции оптическим кубитом в ионе иттербия**

Как уже было сказано выше, для проведения квантовых вентилях с высокой достоверностью над оптическими кубитами требуется лазерная система, ширина



резкости, является то, что его центральная часть изготовлена из стекла со сверхнизким коэффициентом теплового расширения (Corning Ultra Low Expansion glass – ULE). В диапазоне от 0 до 30 градусов Цельсия это стекло имеет так называемую «нулевую точку», в которой линейный коэффициент теплового расширения обращается в ноль и зависимость длины тела резонатора от температуры становится квадратичной. При термостатировании резонатора в этой точке удается достигнуть крайне высокой стабильности длины резонатора, которая становится ограничена тепловыми флуктуациями зеркал [145]. К телу на оптический контакт прикреплены высокоотражающие зеркала с подложками из плавленого кварца.

Для обеспечения эффективной термостабилизации, а также исключения влияния флуктуаций показателя преломления среды внутри резонатора, он был помещен в вакуумную камеру, снабженную несколькими тепловыми экранами, а также датчиком температуры и элементом Пельтье, для активного поддержания температуры резонатора. Схема вакуумной камеры представлена на рисунке 4.7. Вакуум поддерживается при помощи двух ионных насосов с номинальной скоростью откачки 3 л/с производства компании «Время-Ч».

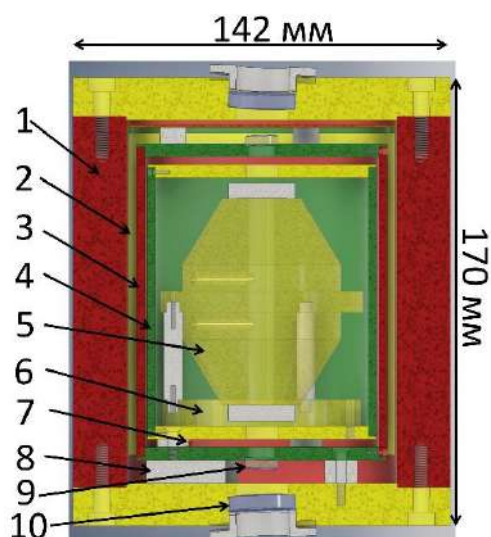


Рисунок 4.7 – Схема вакуумной камеры с высокодобротным оптическим резонатором. 1 – внешний корпус камеры; 2 – первый тепловой экран; 3 – второй тепловой экран; 4 – третий тепловой экран; 5 – высокодобротный оптический

резонатор; 6 – церодуровое кольцо; 7 – датчик температуры, закреплённый в алюминиевой ножке; 8 – элемент Пельтье; 9, 10 – просветлённые оптические окошки.

Данная вакуумная камера подобна предыдущим разработанным в нашей лаборатории высокодобротным оптическим опорам, однако имеет ряд отличительных особенностей. Во-первых, размеры и масса вакуумной камеры были существенно уменьшены по сравнению с предыдущими разработанными в нашей лаборатории образцами: 7 кг и 3.5 л в этой системе против 20 кг и 10 л ранее. При этом, как будет показано далее, метрологические характеристики системы не ухудшились. Во-вторых, здесь были использованы зеркала из плавленого кварца, в то время как в предыдущих зеркалах использовались подложки из того же стекла, что и тело резонатора. Плавленый кварц имеет большую механическую добротность материала, что приводит к меньшему уровню тепловых флуктуаций подложки, а значит большей предельной стабильности системы [145]. Платой за это является снижение температуры нулевой точки относительно «нулевой точки» самого ULE на 10-20 градусов Цельсия [146] из-за возникновения механических напряжений на границе тела и подложек. В нашем случае эффективная температура «нулевой точки» составила  $10.8 \pm 0.2^\circ\text{C}$ , что было измерено путем сканирования температуры резонатора и измерением изменения частоты резонатора относительно водородного мазера (мазер использовался для стабилизации частот повторения и смещения фемтосекундной гребенки частот, в то время как частота моды определялась по сигналу биений спектральной компоненты гребенки и излучения лазера).

Привязка частоты лазера к частоте моды резонатора осуществляется методом Паунда-Древера-Холла [147], для чего излучение лазера модулируется по фазе при помощи ЭОМа, направляется в резонатор, а затем отраженное от входного зеркала излучение детектируется при помощи фотодиода. Путем смещения сигнала с фотодиода с локальным осциллятором модулятора генерируется сигнал ошибки, используемый в петле обратной связи. Этот сигнал подается на вход

пропорционально-интегрально-дифференциального регулятора (ПИД) Torica FALC 110, который генерирует корректирующее воздействие на ток лазера, что приводит к стабилизации. Ряд мер также принят для подавления различных факторов, приводящих к деградации эффективности стабилизации частоты. Это, например, подавление обратных оптических отражений от различных элементов схемы, которые образуют паразитные интерферометры, приводящие к паразитному сдвигу сигнала ошибки и, соответственно, флуктуациям частоты лазера. Для этого часть оптических элементов намеренно установлена под небольшим углом к пучку, а в схеме предусмотрен АОМ, сдвиг частоты в котором разрушает паразитную интерференцию. Также АОМ используется для активной стабилизации интенсивности излучения, заводимого в резонатор.

Для характеристики стабильности частоты используемой лазерной системы было проведено сравнение её выходного сигнала с излучением другой высокостабильной лазерной системы на длине волны 1140 нм, используемой для спектроскопии атомов тулия. Так как длины волн систем сильно отличаются, для этого была использована фемтосекундная оптическая гребенка частот [20], разработанная компанией Авеста. Для этого излучение от обеих лазерных систем было сбито с излучением гребенки частот, имеющий выходы с достаточной яркостью в этих диапазонах спектра. Для генерации сигнала биений применялись блоки балансного гетеродинамирования [148]. Сигнал биений оптической гребенки с опорной лазерной системой на длине волны 1140 нм использовался для стабилизации относительно нее частоты повторений и смещения гребенки. При этом относительная стабильность частоты спектральных компонент гребенки становится порядка стабильности опоры. Сигнал биений гребенки с исследуемой лазерной системы на длине волны 871 нм подавался на счетчик частоты без мертвого времени K+K FXE80, работающий в  $\Lambda$ -режиме. Опорой для счетчика служил пассивный водородный мазер. При таком измерении модифицированная девиация Аллана полученного сигнала биений, будучи поделенной на номинальную оптическую частоту исследуемой лазерной системы, будет показывать относительную



нестабильность двух лазерных систем в сравнении друг с другом. Результат такого измерения показан на рисунке 4.8. Из результатов видно, что нестабильность лазерной системы не превышает  $3 \times 10^{-15}$  на интервале усреднения от 0.5 до 50 с, если вычесть из сигнала биений линейный дрейф частоты резонатора. Последний на момент измерений составил  $340 \pm 2$  мГц/с. Дрейф частоты моды резонатора связан с процессами старения материала тела резонатора и уменьшается со временем. Измерение дрейфа частоты данного резонатора было произведено несколько раз с промежутком времени приблизительно равным одному году. Вскоре после сборки резонатора эта величина составляла порядка 800 мГц/с. Затем было измерено значение 340 мГц/с. На момент написания данной работы текущее значение дрейфа равно  $110 \pm 5$  мГц/с.

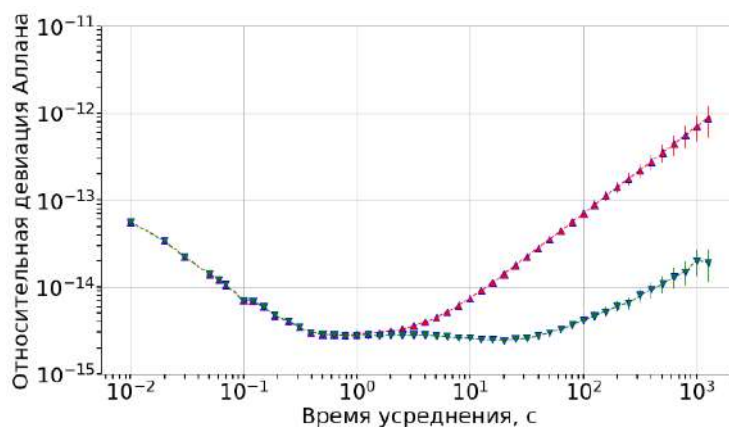


Рисунок 4.8 – Зависимость модифицированной девиации Аллана исследуемой лазерной системы на длине волны 871 нм относительно опорного ультрастабильного лазерного источника на длине волны 1140 нм.

Треугольниками вверх показана нестабильность сигнала без вычета линейного дрейфа, треугольниками вниз – с вычетом дрейфа.

Данная оценка стабильности частоты системы является оценкой сверху, так как в нее дают вклад как шумы исследуемой системы, так и шумы опорной системы и гребенки частот. Измеренный уровень стабильности, в частности, может определяться шумами опорной системы, так как предел тепловых шумов для резонатора с подложками из стекла ULE, каковым является опорный резонатор, составляет порядка  $1 \times 10^{-15}$ , что близко к наблюдаемым значениям. Также в

нестабильность разработанной системы дает вклад относительно большое поглощение отражающей поверхности зеркал, о чем говорит относительно небольшое пропускание резонатора (около 0.3 %). Из-за этого контраст сигнала ошибки недостаточно большой и вклад целого ряда шумов, например влияния паразитной амплитудной модуляции, в нестабильность лазера существенно возрастает. Однако полученные данные позволяют сделать вывод о пригодности лазера для проведения квантовых операций с оптическим кубитом на ионе иттербия.

Также данная лазерная система используется для регулярной калибровки измерителя длин волн, что позволяет пренебречь необходимостью периодической подстройки частот излучения систем охлаждения и перекачки по флуоресценции иона.

#### **4.4. Экспериментальное исследование оптического кубита**

##### **4.4.1. Процедура загрузки ионов в ловушку и калибровки системы**

В начале каждого эксперимента производилась процедура загрузки иона в ловушку. Для этого использовалась техника фотоионизации. В начале подавалось питание на все необходимые для удержания ионов электроды ловушки, включались лазерные пучки охлаждения, перекачки и фотоионизации. Стабилизация частот всех этих лазерных систем производилась при помощи измерителя длин волн. После этого включался атомный испаритель на 40 с. Затем пучок фотоионизации отключался и производилось сканирование частоты охлаждающего излучения, начиная с отстройки приблизительно в 500 МГц в красную сторону от резонанса с переходом и подходя к оптимальной для непрерывного охлаждения отстройке в 10 МГц [42] в красную область от перехода. Такое сканирование частоты позволяет более эффективно кристаллизовать захваченные ионы, так как сразу после захвата частицы чаще всего имеют высокую энергию и излучение с малой отстройкой не столь эффективно для охлаждения. После нескольких циклов такой процедуры кристаллизации при помощи высокочувствительной камеры наблюдалось количество захваченных ионов. Если

был пойман один ион, происходил переход к следующим калибровочным процедурам. Если не было поймано ни одного иона, либо несколько частиц, то ионы выбрасывались из ловушки путем отключения ее радиочастотного поля и процедура повторялось. При правильно подобранных параметрах, вероятность успеха процедуры загрузки одиночного иона составляет около 70%.

После загрузки иона происходит компенсация внешних паразитных электрических полей. Для компенсации используется EMCCD камера. Путем периодического повышения и понижения амплитуды радиочастотного поля ловушки изменяется глубина псевдопотенциала. Из-за этого при понижении амплитуды ион сдвигается в сторону внешнего паразитного поля. Напряжение на электродах ловушки и компенсирующих электродах подстраивается таким образом, чтобы вне зависимости от амплитуды радиочастотного поля ион бы не смещался. В случае линейной ловушки помимо уже упомянутой EMCCD камеры используется вторая, смотрящая на ион с другого направления и позволяющая лучше увидеть смещение иона вдоль оптической оси основной системы сбора флуоресценции и повысить таким образом точность метода.

#### 4.4.2. Исследование достоверности считывания квантового состояния

Для корректного исследования достоверности однокубитных операций, необходимо оптимизировать параметры и изучить достоверность процедуры считывания квантового состояния. Для этого было проведено несколько экспериментов. Во-первых, в процессе считывания для обеспечения необходимого сигнала флуоресценции должен быть включен перекачивающий лазер на длине волны 935 нм. Несмотря на то, что в процессе процедуры считывания отключается ЭОМ на частоте 3.07 ГГц, который приводит к перекачке населенности из нефлуоресцирующего состояния  $|1\rangle = {}^2D_{\frac{3}{2}}(F = 2, m_F = 0)$  в флуоресцирующее и вносит ошибку в измерение, этот процесс все ещё может происходить за счет нерезонансного возбуждения перехода  ${}^2D_{\frac{3}{2}}(F = 2) \rightarrow {}^3[3/2]_{\frac{1}{2}}(F = 1)$ . По этой

причине важно держать параметр насыщения излучения лазера на длине волны 935 нм меньшим либо равным единицы. Для измерения этой величины используется метод наблюдения квантовых скачков [149].

Для наблюдения скачков в процессе охлаждения ионов выключается ЭОМ на частоте 3.07 ГГц, препятствующий накоплению населенности в состоянии  ${}^2D_{\frac{3}{2}}(F = 2)$  из-за нерезонансных процессов, и наблюдается динамика сигнала флуоресценции иона при помощи ФЭУ. Так как нерезонансные процессы и явления спонтанного излучения постоянно переводят ион из светлого (флуоресцирующего) состояния в темное и обратно, сигнал флуоресценции иона хаотически перескакивает между двумя величинами. Поэтому данный процесс и называется квантовыми скачками. Полученная в ходе эксперимента зависимость сигнала флуоресценции изображена на рисунке 4.9. Видно, что при большой мощности перекачивающего лазера (мощность лазера 935 нм составила 190 мкВт), интервалы времени, когда ион находится в темном состоянии, очень короткие. Это показывает, что нерезонансные процессы в этом случае быстро опустошают темное состояние. При уменьшении мощности лазера до 4 мкВт (рисунок 4.9б) интервалы пребывания иона в темном состоянии стали сравнимы с длительностью участков эффективной флуоресценции частицы.

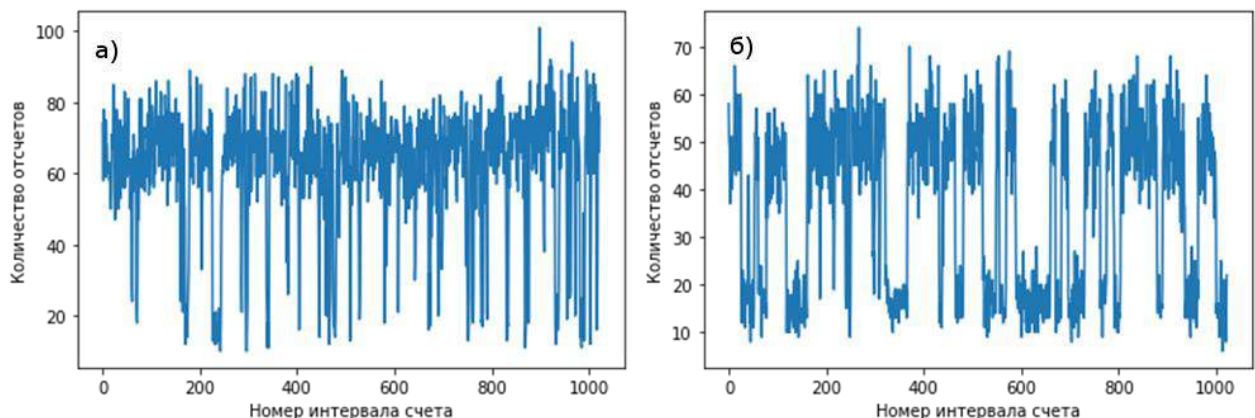


Рисунок 4.9 – Зависимость сигнала флуоресценции на ФЭУ при отключенном ЭОМе на 3.07 ГГц от времени (номера интервала счета длительностью 3 мс, которые следуют друг за другом с промежутком в 8 нс). а) Мощность лазера на

длине волны 935 нм соответствует 190 мкВт; б) Мощность лазера на длине волны 935 нм равна 4 мкВт.

На рисунке 4.10 представлен результат анализа средней продолжительности темных периодов в зависимости от мощности лазера перекачки. На графике по вертикальной оси отложены обратные значения средних длительностей темных периодов, соответствующие характерной скорости депопуляции состояния [1]. Можно показать, что в присутствии перекачивающего лазера эта скорость может быть вычислена по формуле

$$\Gamma = \Gamma_{D_{\frac{3}{2}}} + \frac{1}{3} S_{935} \Gamma_{935} \left( \frac{\Gamma_{935}}{2 \left( \Delta_{D_{\frac{3}{2}}} + \Delta_{\left[ \frac{3}{2} \right]} \right)} \right)^2, \quad (4.9)$$

где  $\Gamma_{D_{\frac{3}{2}}} = 2\pi \times 3.1$  Гц – естественная ширина кубитного перехода,  $S_{935}$  – параметр насыщения лазера перекачки,  $\Gamma_{935} = 2\pi \times 4.2$  МГц – ширина перекачивающего перехода,  $\Delta_{D_{\frac{3}{2}}} = 2\pi \times 0.86$  ГГц – величина сверхтонкого расщепления уровня  ${}^2D_{\frac{3}{2}}$ ,  $\Delta_{\left[ \frac{3}{2} \right]} = 2\pi \times 2.21$  ГГц – величина сверхтонкого расщепления уровня  ${}^3\left[ \frac{3}{2} \right]_{\frac{1}{2}}$ .

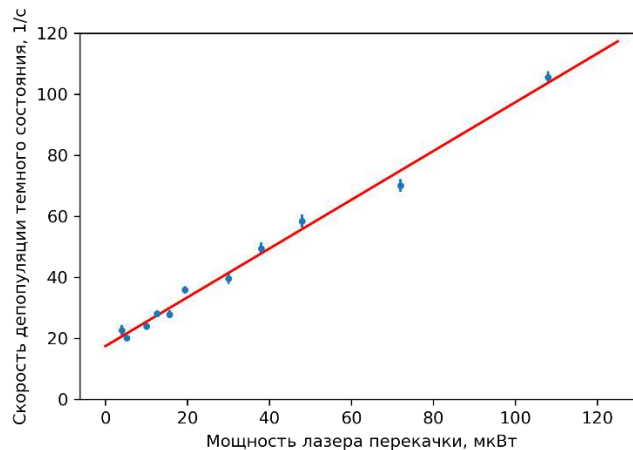


Рисунок 4.10 – Скорость депопуляции темного состояния в зависимости от мощности лазера перекачки. Красной линией показана аппроксимация данных линейной зависимостью.

Сравнение полученного графика с теоретической зависимостью позволяет легко вычислить параметр насыщения для различных мощностей без знания параметров фокусировки пучка на ион. В нашем случае параметр насыщения был оптимизирован таким образом, чтобы параметр насыщения был около единицы, что соответствует скорости депопуляции состояния  $|1\rangle$ , равной  $\Gamma = 1.2 \times \Gamma_{D_3} / 2$  и позволяет избежать существенного падения достоверности операций из-за нерезонансных процессов (не более нескольких процентов) и пренебречь ими.

Для дальнейшей характеристики достоверности процедуры считывания была исследована статистика регистрации фотонов при нахождении иона в темном и светлом состояниях, соответственно. Для этого сначала была произведена серия из 2000 последовательных измерений сигнала на ФЭУ во время охлаждения иона, что соответствует нахождению иона в светлом состоянии, после чего эксперимент был повторен при заблокированном перекачивающем лазерном пучке. При этом флуоресценция иона оказывается практически полностью подавленной и сигнал на ФЭУ вызывается преимущественно засветкой (ФЭУ нечувствителен к излучению на длине волны 935 нм, поэтому вкладом этого лазера в засветку можно пренебречь). Второе измерение симулирует случай, когда ион находится в темном состоянии (так как все доступные процедуры подготовки состояния  $|1\rangle$  имеют сравнимую с процессом считывания достоверность, результат прямого измерения для состояния  $|1\rangle$  был бы слишком сильно искажен процессом подготовки). На рисунке 4.11а приведена гистограмма распределения количества отсчетов, зарегистрированных ФЭУ в этом эксперименте. На основании этой гистограммы были вычислены достоверности регистрации темного и светлого состояний в зависимости от дискриминатора – величины, с которой сравнивается сигнал с ФЭУ для определения в каком состоянии ион. Из рисунка 4.11б видно, что при значении дискриминатора, равном 5, удается достигнуть средней достоверности считывания вплоть до 98%, в пренебрежении нерезонансными эффектами.

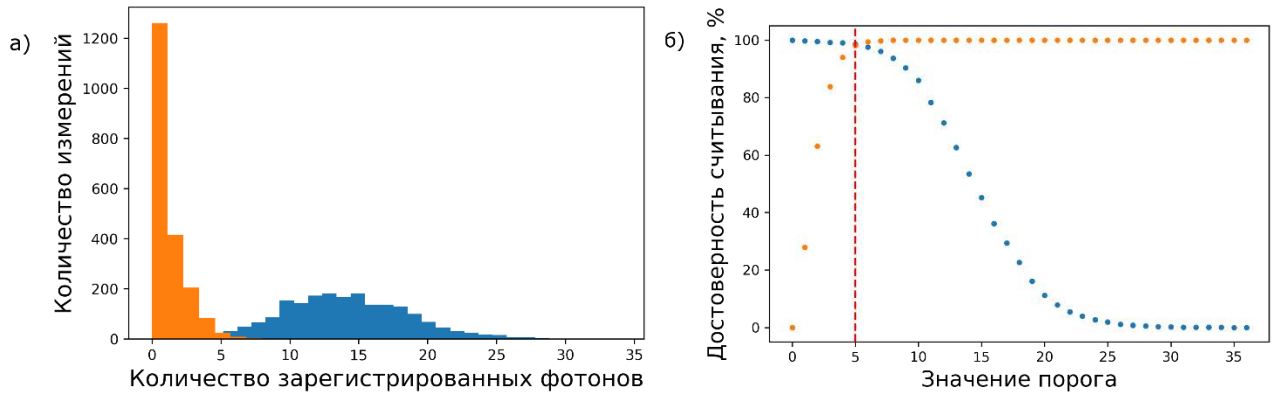


Рисунок 4.11 – а) Гистограмма отсчетов, зарегистрированная ФЭУ когда ион в светлом состоянии (синие столбцы) и когда флуоресценция иона подавлена (оранжевые столбцы, симуляция иона в темном состоянии). б) Зависимость достоверности детектирования темного (оранжевые точки) и светлого (синие точки) состояний в зависимости от порогового значения дискриминатора. Пунктирной линией отмечено оптимальное значение, равное 5.

#### 4.4.3. Спектроскопия квадрупольного перехода и оптимизация магнитного поля

На первом этапе исследований была проведена спектроскопия кубитного перехода  ${}^2S_{\frac{1}{2}}(F = 0, m_F = 0) \rightarrow {}^2D_{\frac{3}{2}}(F = 2, m_F = 0)$ . Для этого использовалась экспериментальная последовательность, изображенная на рисунке 4.12. Сначала в течение промежутка времени 6 мс происходит доплеровское охлаждение иона, для чего включены лазеры на длинах волн 369 нм, 935 нм, а также ЭОМы на частотах 14.7 ГГц и 3.07 ГГц. Затем происходит инициализация (накачка) состояния кубита. Для этого выключается ЭОМ на 14.7 ГГц и включается ЭОМ на частоте 2.1 ГГц. Это приводит к накачке иона в состояние  ${}^2S_{\frac{1}{2}}(F = 0, m_F = 0)$ . Этот этап длится 5 мкс. Затем лазерные пучки на длинах волн 369 нм и 935 нм выключаются при помощи АОМов и происходит возбуждение кубитного перехода лазерным импульсом длине волны 435 нм. Длительность этого лазерного импульса зависит

от конкретного эксперимента. После этого происходит считывание состояния кубита, для чего включаются лазерные пучки на 369 нм и 935 нм, а также ЭОМ на 14.7 ГГц на 5 мс. В этом временном окне ФЭУ регистрирует фотоны, количество которых используется для определения состояния кубита путем сравнения его с заранее установленным значением – дискриминатором.

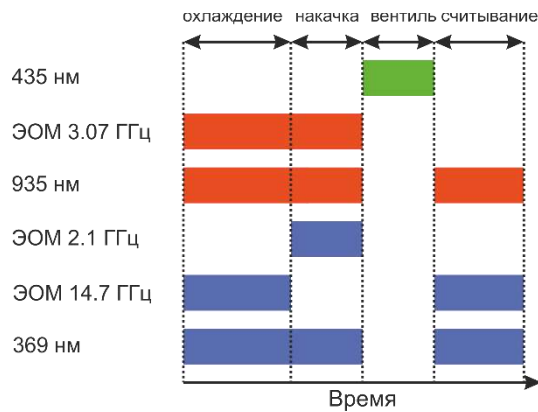


Рисунок 4.12 – Схема эксперимента по исследованию однокубитных операций на оптическом кубите.

На первых этапах, пока не были оптимизированы параметры возбуждения и магнитного поля, наблюдались линии перехода подобные изображенной на рисунке 4.13 слева. Легко видеть, что контраст линии был достаточно мал и ширина контура значительно превышала фурье-ограниченную (при длительности импульса 30 мс ширина контура должна была соответствовать приблизительно 30 Гц).

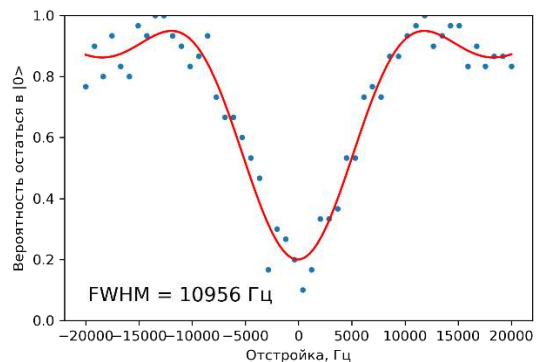
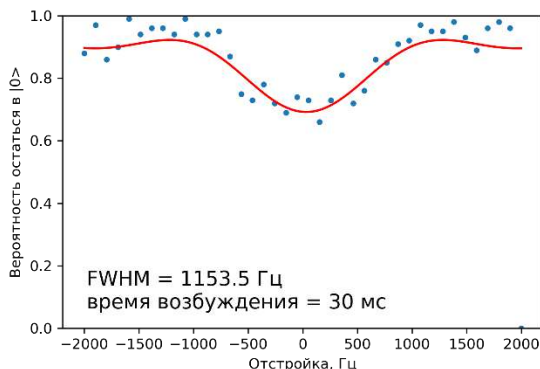




Рисунок 4.13 – Контур кубитного перехода при неоптимизированных параметрах (слева) и после оптимизации (справа). Красной линией показана аппроксимация контура функцией sinc. Время возбуждения на правом рисунке составило 100 мкс.

После оптимизации ряда параметров и, главным образом, подбора оптимальной длительности импульса и интенсивности, соответствующие генерации  $\pi$ -импульса, были зарегистрированы значительно более контрастные переходы. Более того, полученные переходы являлись Фурье-ограниченными (рисунок 4.12 справа).

После этого были оптимизированы параметры магнитного поля. Для этого измерялся сдвиг частоты перехода  ${}^2S_{\frac{1}{2}}(F = 0, m_F = 0) \rightarrow {}^2D_{\frac{3}{2}}(F = 2, m_F = 1)$  относительно частоты магнитонечувствительного в первом порядке кубитного перехода в зависимости от тока через катушки системы поддержания магнитного поля (всего использовалось три пары из последовательно соединенных катушек в конфигурации Гельмгольца). Ток через остальные катушки при этом равнялся нулю. Данные значения магнитного поля устанавливались непосредственно перед возбуждением перехода, после чего сразу возвращались к значениям, оптимизированным для охлаждения и считывания. Результаты измерения представлены на рисунке 4.14.

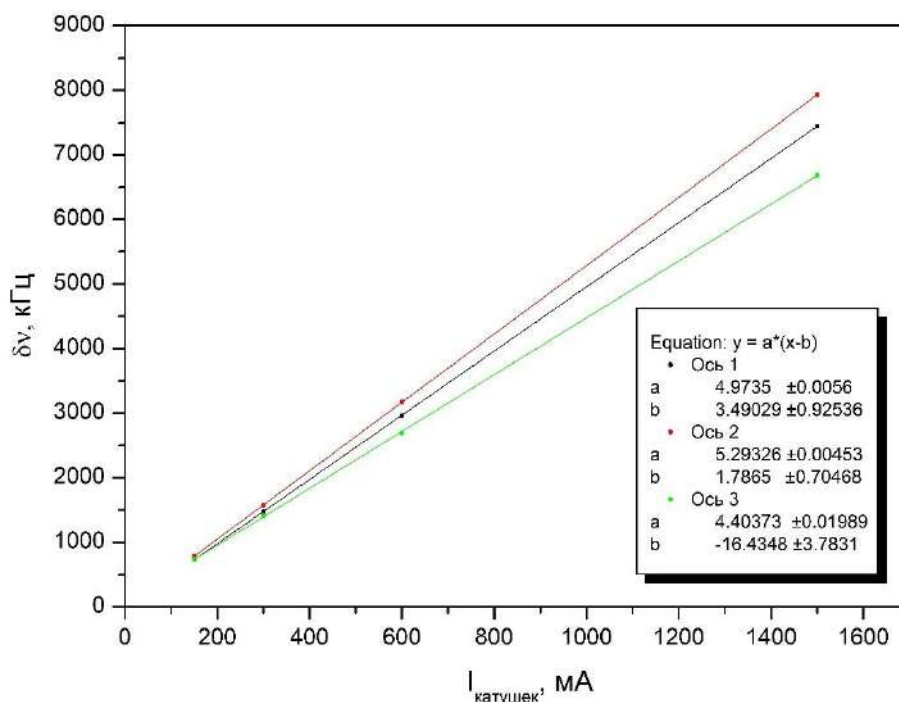


Рисунок 4.14 – Зависимость зеемановского расщепления квадрупольного перехода в иттербии в зависимости от тока через катушки генерации магнитного поля. Разными цветами отмечены значения для трех пар катушек, расположенных вдоль ортогональных осей. Линии соответствуют линейной аппроксимации полученных данных.

Учитывая чувствительность зеемановского расщепления от магнитного поля (840 кГц/Гс), данный эксперимент позволил подобрать такие токи через катушки, которые обеспечивали значение величины магнитного поля, равного 5 Гс, а направление – составляющее примерно 50 градусов к направлению поляризации лазера охлаждения (что обеспечивает эффективное считывание и охлаждение). Также найденное направление магнитного поля составляет приблизительно 45 градусов с направлением пучка с длиной волны 435 нм, что подавляет возбуждение первых магнитных боковых частот и, соответственно, уменьшает влияние нерезонансных эффектов на состояние кубита.

#### 4.4.4. Исследование достоверности однокубитной операции

Как уже было отмечено выше, в случае одиночных ионов однокубитные операции могут реализовываться путем воздействия на частицу излучения, резонансного с переходом, связывающим кубитные состояния. Оператор эволюции  $R_\phi(\theta)$  получающегося вентиля задается формулой (4.8). Эта операция представляет собой вращение вектора состояния на сфере Блоха на угол  $\theta = \int_0^t \Omega(\tau) d\tau$ , где  $\Omega(\tau)$  – частота Раби взаимодействия излучения с ионом в момент времени  $\tau$ . Ось вращения  $\phi$  задается фазой лазерного источника относительно фазы кубита.

На первом этапе эксперимента по исследованию достоверности однокубитной операции к иону прикладывались лазерные импульсы переменной длительности, интенсивность лазера внутри которых оставалась постоянной. Частота лазера при этом была настроена на центр перехода. На рисунке 4.15 представлены полученные в ходе эксперимента осцилляции Раби.

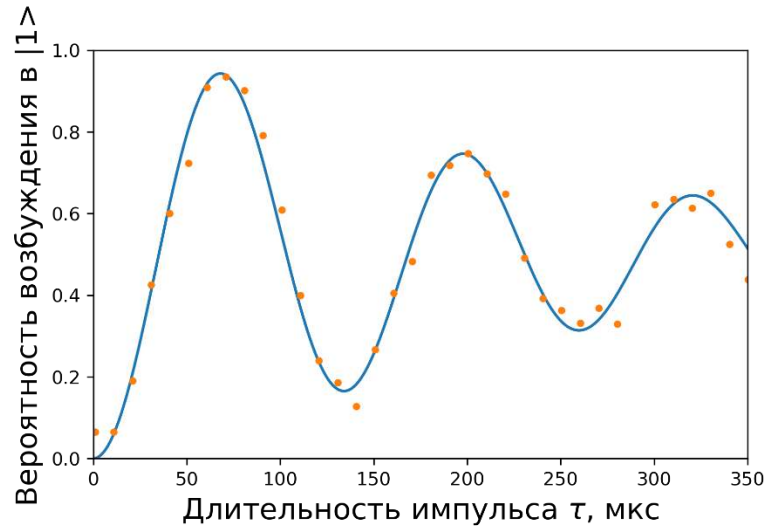


Рисунок 4.15 – Осцилляции Раби на кубитном квадрупольном переходе в иттербии. Синяя линия соответствует результату теоретической симуляции при параметрах Лэмба-Дике для осей ловушки  $\eta_x = \eta_y = 0.056$ ,  $\eta_z = 0$ , тепловом распределении фононов в радиальных модах и среднем количестве фононов  $\bar{n}_x = \bar{n}_y = 25$ .

Эксперимент был повторен при различных значениях интенсивности лазера для определения ключевых факторов, определяющих затухание осцилляций. Было показано, что на временах менее 2 мс константа затухания не зависит от частоты Раби. Это показывает, что затухание на коротких временах не может быть связано с шумами каких-либо внешних полей, так как в этом случае характерное время дефазировки было бы постоянным, а не изменялось бы с интенсивностью лазера. Кроме того, была обнаружена сильная зависимость константы затухания от параметров охлаждения иона. Эти наблюдения позволяют сделать вывод о том, что данная дефазировка определяется температурой иона.

Для проверки данной гипотезы и характеристики параметров охлаждения иона была проведена численная симуляция ожидаемых осцилляций Раби с учетом конечной температуры иона. Так как пучок возбуждения часового перехода был направлен перпендикулярно оси ловушки  $z$  и под углом  $\alpha = 45^\circ$  к осям  $x$  и  $y$ , в

симуляции учитывалось только влияние конечной температуры по этим осям. Пучок доплеровского охлаждения также имел равные проекции на оси  $x$  и  $y$ , поэтому в дальнейших вычислениях температуры вдоль этих осей считались одинаковыми. Коэффициент Лэмба-Дике для этих осей вычисляется по формуле

$$\eta_{x,y} = \frac{2\pi}{\lambda} \cos \alpha \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_{x,y}}} \approx 0.056, \quad (4.10)$$

где  $\lambda = 435$  нм,  $m = 171$  а.е.м.,  $\omega_x = 2\pi \times 970$  кГц,  $\omega_y = 2\pi \times 950$  кГц.

Дефазировка из-за конечной температуры возникает за счет того, что лазерный пучок одновременно возбуждает резонансные переходы между уровнями с разным количеством колебательных квантов  $n$  (рисунок 4.16). Частота Раби этих переходов  $\Omega_{n,n}$  при этом отличается от частоты Раби перехода без учета колебательных состояний  $\Omega_0$  в так называемый фактор Дебая-Уоллера  $D_{n,n'}$ , который зависит от начального колебательного состояния  $n$  и конечного  $n'$  [42], что и приводит к затуханию результирующих осцилляций.

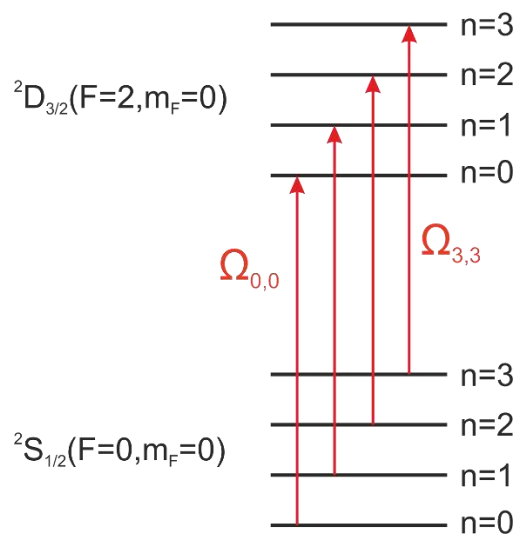


Рисунок 4.16 – Схема уровней иона, представляющая собой тензорное произведение двух электронных состояний, кодирующих кубит, а также колебательных подуровней. Так как колебательные уровни эквидистантны, одновременно возбуждается множество переходов с различными частотами Раби

$$\Omega_{n,n}.$$

Фактор Дебая-Уоллера можно вычислить по формуле

$$D_{n,n'}(\eta) = e^{-\frac{\eta^2}{2}} \eta^{|s|} \sqrt{\frac{n_{<}!}{n_{>}!}} L_{n_{<}}^{|s|}(\eta^2), \quad (4.11)$$

где  $s = n' - n$ ,  $n_{<}$  – меньшее из чисел  $n$  и  $n'$ , а  $n_{>}$  – большее.  $L_n^\alpha(X)$  – обобщенный полином Лагерра. Учитывая, что в нашем случае необходимо принять во внимание две радиальные моды колебаний, а также что мы будем рассматривать резонансные переходы, при которых  $n = n'$ , частоты Раби между подуровнями с числом фононов в модах  $n_x$  и  $n_y$  могут быть вычислены по формуле

$$\Omega(n_x, n_y) = \Omega_0 D_{n_x, n_x}(\eta_x) D_{n_y, n_y}(\eta_y). \quad (4.12)$$

Пренебрегая нерезонансным возбуждением переходов, результирующие осцилляции Раби с учетом конечной температуры можно вычислить по формуле

$$P_{|1\rangle}(t) = \sum_{n_x=0}^{\infty} \sum_{n_y=0}^{\infty} \frac{\bar{n}_x^{n_x}}{(\bar{n}_x + 1)^{n_x+1}} \frac{\bar{n}_y^{n_y}}{(\bar{n}_y + 1)^{n_y+1}} \frac{1}{2} (1 - \cos \Omega(n_x, n_y)t) \quad (4.13)$$

Коэффициенты перед осциллирующим членом соответствуют тепловому распределению ионов по колебательным подуровням при среднем количестве фононов  $\bar{n}_x$  и  $\bar{n}_y$ . На практике при оптимизированных параметрах охлаждения при значениях  $n$  около 200 населенность уже практически равна нулю, поэтому суммирование на этих значениях можно обрезать.

Формула (4.13) была использована для аппроксимации полученных в эксперименте осцилляций Раби, в предположении что  $\bar{n}_x = \bar{n}_y$ . В качестве свободных параметров

были взяты среднее число фононов в модах и невозмущенная частота Раби  $\Omega_0$ . Результат аппроксимации изображен на рисунке 4.15 в виде сплошной линии и соответствует среднему количеству фононов в радиальных модах равному  $\overline{n_x} = \overline{n_y} = 25$ , что близко к доплеровскому пределу. Данный канал возникновения дефазировки может быть эффективно подавлен путем дальнейшего охлаждения ионов до основного колебательного состояния [37] и не является существенным ограничением на применение оптического кубита на этом переходе.

Наиболее вероятной причиной дефазировки с постоянной времени 2 мс является влияние магнитного поля. В обеих используемых установках не было реализовано экранирование от внешних магнитных полей или каких-либо других методик подавления флуктуаций зеемановского сдвига второго порядка. Однако данный канал дефазировки требует дальнейшего более подробного исследования после реализации глубокого охлаждения ионов.

Измеренные осцилляции Раби позволяют нам грубо оценить достоверность однокубитных операций, реализуемых сейчас в установке. Из рисунка 4.15 видно, что комбинированная вероятность перевода иона из состояния  $|0\rangle$  в  $|1\rangle$ , что соответствует однокубитному вентилю Паули-Х или Паули-У, и достоверность процедур подготовки и считывания составила 94 %. Учитывая измеренную ранее достоверность считывания состояний 98%, достоверность однокубитной операции можно оценить как 96 %. Также были проведены первые эксперименты по последовательному приложению нескольких различных однокубитных операций, включая последовательные повороты на сфере Блоха относительно различных осей, которые пока подтверждают сделанные выше выводы о достоверности. Однако для более детального исследования достоверности в будущем планируется проведение экспериментов по квантовой томографии однокубитных вентилях и использования методов рандомизированного бенчмаркинга [121].

Как уже было показано выше, полученная достоверность операций в данном эксперименте главным образом ограничивалась температурой иона и может быть

существенно увеличена путем более глубокого охлаждения частиц, как это делается во всех других существующих сегодня ионных квантовых вычислителях.

#### Основные результаты главы 4

1. Создана и охарактеризована высокостабильная лазерная система для управления состоянием оптического кубита в ионе иттербия на длине волны 435.5 нм. Относительная нестабильность частоты системы на временах от 0.5 с до 50 с составила не более  $3 \times 10^{-15}$ .
2. Измерена достоверность считывания квантового состояния оптического кубита в ионе иттербия, составившая 98% без учета нерезонансных эффектов.
3. Экспериментально исследована достоверность однокубитных операций типа Паули-Х, Паули-У на оптическом кубите в ионе иттербия, составившая 94%, включая ошибки подготовки и считывания.
4. Основным фактором, ограничивающим достоверность однокубитных операций в данной конфигурации, является конечная температура иона. Измеренные значения среднего количества колебательных квантов в радиальных модах составили  $\overline{n_x} = \overline{n_y} = 25$ .

Основные результаты данной главы опубликованы в [150] и [151].

## Заключение

В работе получены следующие основные результаты:

1. Предложен и реализован новый метод загрузки ионной ловушки Пауля путем электронной фотоэмиссии из электродов ловушки.
2. Путем прямого измерения количества эмитированных фотоэлектронов экспериментально подтверждено соответствие механизма наблюдаемой загрузки ионов в ловушку предложенному в работе методу.
3. Экспериментально продемонстрирована загрузка крупных ионных кристаллов (вплоть до 350 ионов магния) в линейную ловушку Пауля предложенным в работе методом под действием некогерентного излучения с центральной длиной волны 395 нм и облученностью электродов 50 Вт/м<sup>2</sup>.
4. Предложена схема микроволнового репера частоты на лазерно-охлажденных ионах  $^{25}\text{Mg}^+$  с оцененными характеристиками относительной нестабильности и неточности  $1.3 \times 10^{-13} / \sqrt{\tau}$  и  $3.6 \times 10^{-14}$ , соответственно.
5. Создана и охарактеризована высокостабильная лазерная система для управления состоянием оптического кубита в ионе иттербия на длине волны 435.5 нм. Относительная нестабильность частоты системы на временах от 0.5 с до 50 с составила не более  $3 \times 10^{-15}$ .
6. Предложен и экспериментально реализован новый оптический кубит на квадрупольном переходе  $^2S_{1/2} (F = 0, m_F = 0) \rightarrow ^2D_{3/2} (F = 2, m_F = 0)$  в ионе иттербия-171, удовлетворяющий критериям ДиВинченцо.
7. Измерена достоверность считывания квантового состояния оптического кубита в ионе иттербия, составившая 98% без учета нерезонансных эффектов.



8. Экспериментально исследована достоверность однокубитных операций типа Паули-Х, Паули-У на оптическом кубите в ионе иттербия, составившая 94%, включая ошибки подготовки и считывания.

## Благодарности

В заключение, я хотел бы поблагодарить людей, без помощи которых написание этой диссертации не было бы возможным. Это, во-первых, мой научный руководитель, Николай Николаевич Колачевский. За эти годы я очень многому у него научился, как в научной области, так и во многих других. Также, именно его заслугой является то, что в рамках ФИАН молодые ученые могут работать в лабораториях действительно международного уровня. Также я хотел бы поблагодарить Хабарову Ксению Юрьевну, под чьим руководством мне посчастливилось участвовать уже в нескольких крупных и интереснейших проектах. Кроме того, я выражаю свою признательность Вадиму Николаевичу Сорокину за поддержку и советы на протяжении всех этих лет и помощь в подготовке диссертации, а также кафедре квантовой радиофизики МФТИ за учебные курсы, позволившие мне быстро влиться в работу в лаборатории.

Не менее важную роль сыграли и мои коллеги по лаборатории. Именно атмосфера, царящая в лаборатории, и огонь в глазах людей определили мой выбор научной группы восемь лет назад. Особенно я благодарен ионной команде: Илье Семерикову, Александру Борисенко и Михаилу Аксенову, с которыми мы рука об руку прошли длинный научный путь, на которых всегда можно положиться и совместными усилиями с которыми даже самые сложные задачи оказываются выполнимыми.

И, конечно же, я хотел бы поблагодарить своих родителей, которые поддерживали меня на протяжении всей моей жизни и подготовка данной диссертации – не исключение.

## Список литературы

1. Lamb W.E., Retherford R.C. Fine structure of the hydrogen atom by a microwave method // *Phys. Rev.* 1947. - Т. 72. - № 3. - С. 241–243.
2. Antognini A. и др. Proton Structure from the Measurement of 2S-2P Transition Frequencies of Muonic Hydrogen // *Science.* 2013. - Т. 339. - № 6118. - С. 417–420.
3. Beyer A. и др. The Rydberg constant and proton size from atomic hydrogen // *Science.* 2017. - Т. 358. - № 11. - С. 79–85.
4. Pacetti S., Tomasi-Gustafsson E. The origin of the proton radius puzzle // *Eur. Phys. J. A.* 2021. - Т. 57. - № 2. - С. 72.
5. Thomas S. и др. High-Resolution Hydrogen Spectroscopy and The Proton Radius Puzzle // *Ann. Phys.* 2019. - Т. 531. - № 5. - С. 1800363.
6. Micke P. и др. Coherent laser spectroscopy of highly charged ions using quantum logic // *Nature.* 2020. - Т. 578. - № 7793. - С. 60–65.
7. Herrmann M. и др. Feasibility of coherent xuv spectroscopy on the 1S-2S transition in singly ionized helium // *Phys. Rev. A.* 2009. - Т. 79. - № 5. - С. 1–15.
8. Peik E. и др. Limit on the present temporal variation of the fine structure constant // *Phys. Rev. Lett.* 2004. - Т. 93. - № 17. - С. 15–18.
9. Lange R. и др. Improved Limits for Violations of Local Position Invariance from Atomic Clock Comparisons // *Phys. Rev. Lett.* 2021. - Т. 126. - № 1. - С. 11102.
10. Uzan J.P. Varying constants, gravitation and cosmology // *Living Rev. Relativ.* 2011. - Т. 14. - № 1. - С. 2.
11. Cacciapuoti L., Salomon C. Space clocks and fundamental tests: The ACES experiment // *Eur. Phys. J. Spec. Top.* 2009. - Т. 172. - № 1. - С. 57–68.

12. Rosenband T. и др. Frequency Ratio of Al<sup>+</sup> and Hg<sup>+</sup> Single-Ion Optical Clocks; Metrology at the 17th Decimal Place // *Science*. 2008. - Т. 319. - № 5871. - С. 1808–1812.
13. Dzuba V.A. и др. Strongly enhanced effects of Lorentz symmetry violation in entangled Yb<sup>+</sup> ions // *Nat. Phys.* 2016. - Т. 12. - № 1. - С. 465–468.
14. Pérez P. и др. The GBAR antimatter gravity experiment // *Hyperfine Interact.* 2015. - Т. 233. - № 1–3. - С. 21–27.
15. Nishi K., Ito Y., Kobayashi T. High-sensitivity multi-channel probe beam detector towards MEG measurements of small animals with an optically pumped K-Rb hybrid magnetometer // *Opt. Express*. 2018. - Т. 26. - № 2. - С. 1988–1996.
16. Patton B. и др. A remotely interrogated all-optical <sup>87</sup>Rb magnetometer // *Appl. Phys. Lett.* 2012. - Т. 101. - № 8. - С. 83502.
17. Adler F. и др. Mid-infrared Fourier transform spectroscopy with a broadband frequency comb // *Opt. Express*. 2010. - Т. 18. - № 21. - С. 21861–21872.
18. Cooper J.J., Hallwood D.W., Dunningham J.A. Entanglement-enhanced atomic gyroscope // *Phys. Rev. A*. 2010. - Т. 81. - № 4. - С. 43624.
19. Guena J. и др. Progress in atomic fountains at LNE-SYRTE // *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*. 2012. - Т. 59. - № 3. - С. 391–410.
20. Reichert J. и др. Measuring the Frequency of Light with Mode-Locked Lasers // *Opt. Commun.* 1999. - Т. 172. - С. 59–68.
21. McGrew W.F. и др. Atomic clock performance beyond the geodetic limit // *Nature*. 2018.
22. Ludlow A.D. и др. Optical atomic clocks // *Rev. Mod. Phys.* 2015. - Т. 87. - № 2. - С. 637–701.
23. Huntemann N. и др. Single-Ion Atomic Clock with  $3 \times 10^{-18}$  Systematic Uncertainty // *Phys. Rev. Lett.* 2016. - Т. 116. - № 6. - С. 063001.

24. Sukachev D. и др. Inner-shell magnetic dipole transition in Tm atoms: A candidate for optical lattice clocks // *Phys. Rev. A*. 2016. - Т. 94. - № 2. - С. 1–13.
25. Steigenberger P., Montenbruck O. Galileo status: orbits, clocks, and positioning // *GPS Solut.* 2017. - Т. 21. - № 2. - С. 319–331.
26. Hofmann-Wellenhof B., Lichtenegger H., Wasle E. GNSS – Global Navigation Satellite Systems - GPS, GLONASS, Galileo, and more // *Applied Sciences*. 2008. 516 С.
27. Corbett J.C. и др. Spanner: Google’s Globally Distributed Database // *ACM Trans. Comput. Syst.* 2013. - Т. 31. - № 3. - С. 8:1-8:22.
28. Schwindt P.D.D. и др. A highly miniaturized vacuum package for a trapped ion atomic clock // *Rev. Sci. Instrum.* 2016. - Т. 87. - № 5. - С. 053112.
29. Tjoelker R.L. и др. Mercury ion clock for a NASA technology demonstration mission // *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*. 2016. - Т. 63. - С. 1034–1043.
30. Opticlock [Electronic resource]. URL: <https://www.opticlock.de/>.
31. Cao J. и др. A compact, transportable single-ion optical clock with  $7.8 \times 10^{-17}$  systematic uncertainty // *Appl. Phys. B*. 2017. - Т. 123. - № 4. - С. 1–9.
32. Koller S.B. и др. Transportable Optical Lattice Clock with  $7 \times 10^{-17}$  Uncertainty // *Phys. Rev. Lett.* 2017. - Т. 118. - № 7. - С. 73601.
33. Semerikov I.A. и др. Compact Transportable Optical Standard Based on a Single  $^{171}\text{Yb}^+$  Ion (“YBIS” Project) // *Bull. Lebedev Phys. Inst.* 2018. - Т. 45. - № 11. - С. 337–340.
34. Nielsen M.A., Chuang I. Quantum Computation and Quantum Information // *Am. J. Phys.* 2002. - Т. 70. - № 5. - С. 558–559.
35. Saffman M. Quantum computing with atomic qubits and Rydberg interactions: Progress and challenges // *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical*

- Physics. 2016. - Т. 49. - № 20. - С. 202001.
36. Bruzewicz C.D. и др. Trapped-ion quantum computing: Progress and challenges // *Appl. Phys. Rev.* 2019. - Т. 6. - № 2. - С. 021314.
  37. Chen J.-S. и др. Efficient-sideband-cooling protocol for long trapped-ion chains // *Phys. Rev. A.* 2020. - Т. 102. - № 4. - С. 43110.
  38. Wang P. и др. Single ion qubit with estimated coherence time exceeding one hour // *Nat. Commun.* 2021. - Т. 12. - № 1. - С. 1–8.
  39. Ebadi S. и др. Quantum phases of matter on a 256-atom programmable quantum simulator // *Nature.* 2021. - Т. 595. - № 7866. - С. 227–232.
  40. Wright K. и др. Benchmarking an 11-qubit quantum computer // *Nat. Commun.* 2019. - Т. 10. - № 1. - С. 1–6.
  41. Paul W., Osberghaus O., Fischer E. Ein Ionenkafig // *Forschungsberichte des Wirtschafts-und Verkehrsministeriums Nord.* 1958. - Т. 415. - С. 1238.
  42. Leibfried D. и др. Quantum dynamics of single trapped ions // *Rev. Mod. Phys.* 2003. - Т. 75. - № 1. - С. 281–324.
  43. Hua G. и др. Precision spectroscopy with a single Ca-40(+) ion in a Paul trap // *Chinese Phys. B.* 2015. - Т. 24. - № 5. - С. 14.
  44. Gaebler J.P. и др. High-Fidelity Universal Gate Set for Be 9 + Ion Qubits // *Phys. Rev. Lett.* 2016. - Т. 117. - № 6. - С. 1–5.
  45. Abramowitz M., Irene A. Stegun. Handbook of mathematical functions // *Handbook of Mathematical.* Washington, D.C.: U.S. Government Printing Office, 1964.
  46. Berkeland D.J. и др. Minimization of ion micromotion in a Paul trap // *J. Appl. Phys.* 1998. - Т. 83. - № 10. - С. 5025–5033.
  47. Blumel R. и др. Chaos and order of laser-cooled ions in a Paul trap // *Phys. Rev. A.* 1989. - Т. 40. - № 2. - С. 808–823.

48. Happer W. Optical Pumping // *Rev. Mod. Phys.* 1972. - Т. 44. - № 2. - С. 169–250.
49. Риле Ф. Стандарты частоты. Принципы и приложения. Москва: Физматлит, 2009.
50. Kjærgaard N. и др. Isotope selective loading of an ion trap using resonance-enhanced two-photon ionization // *Appl. Phys. B.* 2000. - Т. 71. - № 2. - С. 207–210.
51. NIST Atomic Spectra Database [Electronic resource]. URL: <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database>.
52. Lo H.-Y. и др. All-solid-state continuous-wave laser systems for ionization, cooling and quantum state manipulation of beryllium ions // *Appl. Phys. B.* 2014. - Т. 114. - № 1. - С. 17–25.
53. Lucas D.M. и др. Isotope-selective photoionization for calcium ion trapping // *Phys. Rev. A.* 2004. - Т. 69. - № 1. - С. 13.
54. Leschhorn G., Hasegawa T., Schaetz T. Efficient photo-ionization for barium ion trapping using a dipole-allowed resonant two-photon transition // *Appl. Phys. B.* 2012. - Т. 108. - № 1. - С. 159–165.
55. Brownnutt M. и др. Controlled photoionization loading of  $^{88}\text{Sr}^+$  for precision ion-trap experiments // *Appl. Phys. B.* 2007. - Т. 87. - № 3. - С. 411–415.
56. Tanaka U. и др. Isotope-selective trapping of rare calcium ions using high-power incoherent light sources for the second step of photo-ionization // *Appl. Phys. B.* 2005. - Т. 81. - № 6. - С. 795–799.
57. Knight R.D. Storage of ions from laser-produced plasmas // *Appl. Phys. Lett.* 1981. - Т. 38. - № 4. - С. 221–223.
58. Leibbrandt D.R. и др. Laser ablation loading of a surface-electrode ion trap // *Phys. Rev. A.* 2007. - Т. 76. - № 5. - С. 1–4.
59. Willmott P.R., Huber J.R. Pulsed laser vaporization and deposition // *Rev. Mod.*

- Phys. 2000. - Т. 72. - № 1. - С. 315–328.
60. Hendricks R.J. и др. An all-optical ion-loading technique for scalable microtrap architectures // *Appl. Phys. B Lasers Opt.* 2007. - Т. 88. - № 4. - С. 507–513.
  61. Olmschenk S., Becker P. Laser ablation production of Ba, Ca, Dy, Er, La, Lu, and Yb ions // *Appl. Phys. B.* 2017. - Т. 123. - № 4. - С. 1–6.
  62. Matsuo Y., Maeda H., Takami M. High resolution laser spectroscopy of metallic atoms and molecules: Storage of singly and doubly charged ions transferred from externally generated laser plasmas // *Hyperfine Interact.* 1992. - Т. 74. - № 1. - С. 269–276.
  63. Victor H. Production and storage of low-energy highly charged ions by laser ablation and an ion trap // *Phys. Rev. A.* 1989. - Т. 39. - № 9. - С. 4451–4454.
  64. Semerikov I.A. и др. Multiparticle losses in a linear quadrupole Paul trap // *Quantum Electron.* 2016. - Т. 46. - № 10. - С. 935.
  65. Zalivako I. V и др. Doppler laser cooling and vibrational spectrum of  $^{24}\text{Mg}^+$  ions in a linear Paul trap // *Quantum Electron.* 2018. - Т. 48. - № 5. - С. 448.
  66. Atutov S.N. и др. Fast and efficient loading of a Rb magneto-optical trap using light-induced atomic desorption // *Phys. Rev. A.* 2003. - Т. 67. - № 5. - С. 6.
  67. Vida G. и др. Characterization of tungsten surfaces by simultaneous work function and secondary electron emission measurements // *Microsc. Microanal.* 2003. - Т. 9. - № 4. - С. 337–342.
  68. Eastman D.E. Photoelectric work functions of transition, rare-earth, and noble metals // *Phys. Rev. B.* 1970. - Т. 2. - № 1. - С. 1–2.
  69. Wilson R.G. Vacuum Thermionic Work Functions of Polycrystalline Be, Ti, Cr, Fe, Ni, Cu, Pt, and Type 304 Stainless Steel // *J. Appl. Phys.* 1966. - Т. 37. - № 6. - С. 2261–2267.
  70. Hölzl J., Schulte F.K. Work function of metals // *Solid Surface Physics.* Springer,

1979. - С. 1–150.
71. Lee P.J. Quantum information processing with two trapped cadmium ions. PhD thesis, University of Michigan, 2016.
  72. Groot-Berning K. и др. Deterministic single-ion implantation of rare-earth ions for nanometer-resolution color-center generation // *Phys. Rev. Lett.* 2019. - Т. 123. - № 10. - С. 1–9.
  73. Tamm C., Engelke D., Bühner V. Spectroscopy of the electric-quadrupole transition  $2S_{1/2}(F=0)-2D_{3/2}(F=2)$  in trapped  $171\text{Yb}^+$  // *Phys. Rev. A.* 2000. - Т. 61. - № 5. - С. 534051–534059.
  74. Brownnutt M. и др. Ion-trap measurements of electric-field noise near surfaces // *Rev. Mod. Phys.* 2015. - Т. 87. - № 4.
  75. Hughes M.D. и др. Microfabricated Ion Traps // *Contemp. Phys.* 2011. - Т. 52. - № 6. - С. 505–529.
  76. Zalivako I. и др. Nonselective Paul ion trap loading with a light-emitting diode // *Appl. Phys. Lett.* 2019. - Т. 115. - № 10. - С. 104102.
  77. Tan T.R. и др. Multi-element logic gates for trapped-ion qubits // *Nature.* 2015. - Т. 528. - № 7582. - С. 380–383.
  78. Schmidt P.O. и др. Spectroscopy using quantum logic. // *Science.* 2005. - Т. 309. - № July. - С. 749–752.
  79. Chou C.W. и др. Frequency comparison of two high-accuracy  $\text{Al}^+$  optical clocks // *Phys. Rev. Lett.* 2010. - Т. 104. - № 7. - С. 8–11.
  80. Rochat P. и др. Atomic clocks and timing systems in global navigation satellite systems // *Proceedings of 2012 European Navigation Conference.* 2012. - С. 25–27.
  81. Makdissi A., Clercq E. De. Evaluation of the accuracy of the optically pumped caesium beam primary frequency standard of BNM-LPTF // *Metrologia.* 2001. - Т.



38. - С. 409–425.
82. Burt E.A., Diener W.A., Tjoelker R.L. A compensated multi-pole linear ion trap mercury frequency standard for ultra-stable timekeeping // Proc. IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 2008. - Т. 55. - № 12. - С. 2586–2595.
83. Knab H., Niebling K.D., Werth G. Ion Trap as a Frequency Standard Measurement of Ba<sup>+</sup> HFS Frequency Fluctuations // IEEE Trans. Instrum. Meas. 1985. - Т. 34. - № 2. - С. 242–245.
84. Warrington R.B. и др. Temperature of laser-cooled 171Yb<sup>+</sup> ions and application to a microwave frequency standard // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 2002. - Т. 49. - № 8. - С. 1166–1174.
85. Miao K. и др. High accuracy measurement of the ground-state hyperfine splitting in a 113Cd<sup>+</sup> microwave clock // Opt. Lett. 2015. - Т. 40. - № 18. - С. 4249–4252.
86. Zalivako I. и др. Improved Wavelength Measurement of 2 S 1/2 → 2 P 1/2 and 2 D 3/2 → 3[3/2]1/2 Transitions in Yb<sup>+</sup> // J. Russ. Laser Res. 2019. - Т. 40. - № 4. - С. 375–381.
87. Shpakovsky T. V и др. A Compact Second-Harmonic Generator for Tasks of Precision Spectroscopy Within the Range of 240-600 nm // J. Russ. Laser Res. 2016. - Т. 37. - № 5. - С. 440–447.
88. Prestage J.D. Hg Microwave Ion Clock Technologies for Fundamental Physics in Space [Electronic resource]. 2008. URL: <https://slideplayer.com/slide/5214025/>.
89. Mathieson E., Harris T.J. The Quadrupole Mass Spectrometer // Am. J. Phys. 1969. - Т. 37. - № 10. - С. 1054–1059.
90. Berkeland D.J., Boshier M.G. Destabilization of dark states and optical spectroscopy in Zeeman-degenerate atomic systems // Phys. Rev. A. 2002. - Т. 65. - № 3. - С. 13.
91. Bollinger J.J. и др. Precise Measurements of the g<sub>J</sub>-Factor of Mg<sup>+</sup> // Bull. Am.

- Phys. Soc. 1992. - Т. 37. - № 3. - С. 1117.
92. Itano W.M., Wineland D.J. Precision measurement of the ground-state hyperfine constant of  $^{25}\text{Mg}^+$  // Phys. Rev. A. 1981. - Т. 24. - № 3. - С. 1364–1373.
  93. Lutwak R. и др. The chip-scale atomic clock-coherent population trapping vs. conventional interrogation // Proceedings of the 34th Annual Precise Time and Time Interval Systems and Applications Meeting. 2002. - С. 539–550.
  94. Воскресенский Д.И. и др. Антенны и устройства СВЧ. Расчет и проектирование антенных решеток и их излучающих элементов. Москва: Советское радио, 1972. 149–197 С.
  95. Ramsey N.F. A molecular beam resonance method with separated oscillating fields // Phys. Rev. 1950. - Т. 78. - № 6. - С. 695.
  96. Allan D.W. Time and frequency(time-domain) characterization, estimation, and prediction of precision clocks and oscillators // IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control. 1987. - Т. 34. - № 6. - С. 647–654.
  97. Fisk P.T.H. Trapped-ion and trapped-atom microwave frequency standards // Reports Prog. Phys. 1997. - Т. 60. - № 8. - С. 761–817.
  98. Prestage J.D., Tjoelker R.L., Maleki L. Higher Pole linear traps for atomic clock applications // Proc. 1999 Jt. Meet. Eur. Freq. Time Forum IEEE Int. Freq. Control Symp. 1999. - С. 121.
  99. Wang S.G. и др. High-accuracy measurement of the  $^{113}\text{Cd}^+$  ground-state hyperfine splitting at the milli-Hertz level // Opt. Express. 2013. - Т. 21. - № 10. - С. 12434.
  100. Fisk P.T.H. и др. Accurate measurement of the 12.6 GHz clock transition in trapped  $^{171}\text{Yb}^+$  ions // IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control. 1997. - Т. 44. - № 2. - С. 344–354.
  101. Miao S.N. и др. Precision determination of the ground-state hyperfine splitting of

- trapped  $^{113}\text{Cd}^+$  ions // *Opt. Lett.* 2021. - Т. 46. - № 23. - С. 5882.
102. Заливако И.В. и др. Микроволновый стандарт частоты на ионах  $^{25}\text{Mg}^+$ : ожидаемые характеристики и перспективы // *Квантовая электроника.* 2017. - Т. 47. - № 5. - С. 426–430.
103. Kitaev A.Y. Quantum computations: algorithms and error correction // *Russ. Math. Surv.* 1997. - Т. 52. - № 6. - С. 1191–1249.
104. Bennett C.H. и др. Teleporting an unknown quantum state via dual classical and Einstein-Podolsky-Rosen channels // *Phys. Rev. Lett.* 1993. - Т. 70. - № 13. - С. 1895–1899.
105. Shor P.W. Scheme for reducing decoherence in quantum computer memory // *Phys. Rev. A.* 1995. - Т. 52. - № 4. - С. R2493--R2496.
106. Pino J.M. и др. Demonstration of the trapped-ion quantum CCD computer architecture // *Nature.* 2021. - Т. 592. - № 7853. - С. 209–213.
107. Debnath S. и др. Demonstration of a small programmable quantum computer with atomic qubits // *Nature.* 2016. - Т. 536. - № 7614. - С. 63–66.
108. Arute F. и др. Quantum supremacy using a programmable superconducting processor // *Nature.* 2019. - Т. 574. - № 7779. - С. 505–510.
109. Zhang J. и др. Observation of a many-body dynamical phase transition with a 53-qubit quantum simulator // *Nature.* 2017. - Т. 551. - С. 601.
110. Jurcevic P. и др. Demonstration of quantum volume 64 on a superconducting quantum computing system // *Quantum Sci. Technol.* 2021. - Т. 6. - № 2. - С. 25020.
111. Hamilton C.S. и др. Gaussian Boson Sampling // *Phys. Rev. Lett.* 2017. - Т. 119. - № 17. - С. 1–5.
112. Bernien H. и др. Probing many-body dynamics on a 51-atom quantum simulator // *Nature.* 2017. - Т. 551. - № 7682. - С. 579–584.
113. Levine H. и др. Parallel implementation of high-fidelity multi-qubit gates with

- neutral atoms. 2019. - С. 1–16.
114. Saffman M. Quantum computing with neutral atoms // *Natl. Sci. Rev.* 2019. - Т. 6. - № 1. - С. 24–25.
115. Ashkin A. Acceleration and Trapping of Particles by Radiation Pressure // *Phys. Rev. Lett.* 1970. - Т. 24. - № 4. - С. 156–159.
116. Urban E. и др. Observation of Rydberg blockade between two atoms // *Nat. Phys.* 2009. - Т. 5. - № 2. - С. 110–114.
117. Pogorelov I. и др. Compact Ion-Trap Quantum Computing Demonstrator // *PRX Quantum*. 2021. - Т. 2. - № 2. - С. 1–22.
118. Gaebler J.P. и др. High-Fidelity Universal Gate Set for Be 9 + Ion Qubits // *Phys. Rev. Lett.* 2016. - Т. 117. - № 6. - С. 1–12.
119. Cirac J.I., Zoller P. Quantum Computations with Cold Trapped Ions // *Phys. Rev. Lett.* 1995. - Т. 74. - № 20. - С. 4091–4094.
120. Sørensen A., Mølmer K. Quantum computation with ions in thermal motion // *Phys. Rev. Lett.* 1999. - Т. 82. - № 9. - С. 1971–1974.
121. Cross A.W. и др. Validating quantum computers using randomized model circuits // *Phys. Rev. A*. 2019. - Т. 100. - № 3. - С. 032328.
122. Bock M. и др. High-fidelity entanglement between a trapped ion and a telecom photon via quantum frequency conversion // *Nat. Commun.* 2018. - Т. 9. - № 1. - С. 1998.
123. Monroe C., Kim J. Scaling the Ion Trap Quantum Processor // *Science*. 2013. - Т. 339. - № 6124. - С. 1164–1169.
124. Moehring D.L. и др. Design, fabrication and experimental demonstration of junction surface ion traps // *New J. Phys.* 2011. - Т. 13.
125. Walther A. и др. Controlling fast transport of cold trapped ions // *Phys. Rev. Lett.* 2012. - Т. 109. - № 8. - С. 1–5.

126. Taylor R.L. и др. A Study on Fast Gates for Large-Scale Quantum Simulation with Trapped Ions // *Sci. Rep.* 2017. - Т. 7. - С. 46197.
127. Bentley C.D.B., Carvalho A.R.R., Hope J.J. Trapped ion scaling with pulsed fast gates // *New J. Phys.* 2015. - Т. 17. - № 10.
128. Schäfer V.M. и др. Fast quantum logic gates with trapped-ion qubits // *Nature.* 2018. - Т. 555. - № 7694. - С. 75–78.
129. Ratcliffe A.K. и др. Scaling Trapped Ion Quantum Computers Using Fast Gates and Microtraps // *Phys. Rev. Lett.* 2018. - Т. 120. - № 22. - С. 1–9.
130. Tamm С. и др. Stray-field-induced quadrupole shift and absolute frequency of the 688-THz  $^{171}\text{Yb}^+$  single-ion optical frequency standard // *Phys. Rev. A.* 2009. - Т. 80. - № 4. - С. 1–7.
131. Ejtemaee S., Thomas R., Haljan P.C. Optimization of  $\text{Yb}^+$  fluorescence and hyperfine-qubit detection // *Phys. Rev. A.* 2010. - Т. 82. - № 6. - С. 1–18.
132. Campbell W.C. и др. Ultrafast gates for single atomic qubits // *Phys. Rev. Lett.* 2010. - Т. 105. - № 9. - С. 1–4.
133. Mizrahi J. и др. Quantum control of qubits and atomic motion using ultrafast laser pulses // *Appl. Phys. B Lasers Opt.* 2014. - Т. 114. - № 1–2. - С. 45–61.
134. Harty T.P. и др. High-fidelity preparation, gates, memory, and readout of a trapped-ion quantum bit // *Phys. Rev. Lett.* 2014. - Т. 113. - № 22. - С. 2–6.
135. Akerman N. и др. Universal gate-set for trapped-ion qubits using a narrow linewidth diode laser // *New J. Phys.* 2015. - Т. 17. - № 11. - С. 113060.
136. Zalivako I. V и др. Compact ultrastable laser system for spectroscopy of  $2\text{S } 1/2 \rightarrow 2\text{D } 3/2$  quadrupole transition in  $^{171}\text{Yb}^+$  ion // *Quantum Electron.* 2020. - Т. 50. - № 9. - С. 850–854.
137. Häffner H., Roos C.F., Blatt R. Quantum computing with trapped ions // *Phys. Rep.* 2008. - Т. 469. - № 4. - С. 155–203.

138. Benhelm J. и др. Towards fault-tolerant quantum computing with trapped ions // *Nat. Phys.* 2008. - Т. 4. - № 6. - С. 463–466.
139. Schrama C.A. и др. Novel miniature ion traps // *Opt. Commun.* 1993. - Т. 101. - № 1–2. - С. 32–36.
140. Semerikov I.A. и др. Three-Dimensional Paul Trap with High Secular Frequency for Compact Optical Clock // *Bull. Lebedev Phys. Inst.* 2019. - Т. 46. - № 9. - С. 297–300.
141. Turchette Q.A. и др. Heating of trapped ions from the quantum ground state // *Phys. Rev. A.* 2000. - Т. 61. - № 6. - С. 063418.
142. Lakhmanskiy K. и др. Observation of superconductivity and surface noise using a single trapped ion as a field probe // *Phys. Rev. A.* 2019. - Т. 99. - № 2. - С. 1–7.
143. Siverns J.D. и др. On the application of radio frequency voltages to ion traps via helical resonators // *Appl. Phys. B.* 2012. - Т. 107. - № 4. - С. 921–934.
144. Rempe G. и др. Measurement of ultralow losses in an optical interferometer // *Opt. Lett.* 1992. - Т. 17. - № 5. - С. 363.
145. Numata K., Kemery A., Camp J. Thermal-noise limit in the frequency stabilization of lasers with rigid cavities // *Phys. Rev. Lett.* 2004. - Т. 93. - № 25. - С. 1–4.
146. Legero T., Kessler T., Sterr U. Tuning the Thermal Expansion Properties of Optical Reference Cavities with Fused Silica Mirrors // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2010. - Т. 27. - № 5. - С. 914.
147. Drever R.W.P. и др. Laser phase and frequency stabilization using an optical resonator // *Appl. Phys. B.* 1983. - Т. 31. - № 2. - С. 97–105.
148. Carleton H.R., Maloney W.T. A Balanced Optical Heterodyne Detector // *Appl. Opt.* 1968. - Т. 7. - № 6. - С. 1241.
149. Engelke D., Tamm C. Dark times in the resonance fluorescence of trapped  $^{171}\text{Yb}$  ions caused by spontaneous quantum jumps to the  $2D_{3/2}$  ( $F=2$ ) state // *Europhys.*

Lett. 1996. - Т. 33. - № 5. - С. 347–352.

150. Заливако И.В. и др. Экспериментальное исследование оптического кубита на квадрупольном переходе 435 нм в ионе  $171\text{Yb}^+$  // Письма в ЖЭТФ. 2021. - Т. 114. - № 2. - С. 53–59.
151. Заливако И.В. и др. Компактная высокостабильная лазерная система для спектроскопии квадрупольного перехода  $2S_{1/2} \rightarrow 2D_{3/2}$  в ионе иттербия  $171\text{Yb}^+$  // Квантовая электроника. 2020. - Т. 50. - № 9. - С. 850–854.