

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

*На правах рукописи*

Купалов Дмитрий Сергеевич

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОСКОПА ДЛЯ АТОМНЫХ  
СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ ФОНТАННОГО ТИПА

Специальность: 05.11.15 – Метрология и метрологическое обеспечение

Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук

Научный руководитель: доктор технических наук,  
Блинов Игорь Юрьевич

Менделеево - 2018 г.

## Содержание

<b>Введение</b>	.....	4
<b>Список сокращений</b>	.....	13
<b>Глава 1 Принципы построения атомных стандартов частоты</b>	.....	14
1.1	Спектроскопия Рэмси .....	16
1.2	Цикл работы стандарта частоты фонтанного типа .....	22
1.3	Составные части стандарта частоты фонтанного типа .....	23
1.4	Выводы .....	26
<b>Глава 2 Конструкция атомного спектроскопа стандарта частоты фонтанного типа</b>	.....	27
2.1	Вспомогательная ловушка .....	28
2.2	Основная ловушка .....	34
2.3	Селектирующий резонатор .....	40
2.4.	Основной СВЧ резонатор.....	42
2.5	Секция детектирования .....	45
2.6	Секция вакуумной откачки .....	50
2.7	Система экранирования и подмагничивания .....	53
2.8	Контроль температуры .....	55
2.9	Выводы .....	56
<b>Глава 3 Экспериментальные исследования атомного спектроскопа</b>	.....	57
3.1	Оценка основных характеристик вспомогательной магнитооптической ловушки .....	57
3.2	Расчет геометрических размеров и экспериментальные исследования селектирующего резонатора .....	65
3.3	Перестраиваемый основной СВЧ резонатор и его характеристики .....	70
3.4	Оценка эффективной температуры атомов .....	79
3.5	Измерение карты магнитного поля пролетной области спектроскопа .....	80
3.6	Выводы .....	82

<b>Глава 4</b>	<b>Нестабильность стандарта частоты фонтанного типа .....</b>	<b>83</b>
4.1	Характеристики нестабильности генераторов.....	83
4.2	Оценка кратковременной нестабильности стандарта частоты фонтанного типа .....	90
4.3	Определение СКДО рубидиевого стандарта частоты фонтанного типа относительно водородного генератора .....	92
4.4	Определение СКДО рубидиевого стандарта частоты фонтанного типа Rb1 относительно Rb2 .....	93
4.5	Выводы .....	95
<b>Заключение .....</b>		<b>96</b>
<b>Библиография .....</b>		<b>98</b>
<b>Приложения .....</b>		<b>107</b>

## Введение

### Актуальность темы диссертации

Современный мир немислим без глобальных навигационных спутниковых систем. В основе спутниковой навигации лежит принцип определения псевдодальности: времени распространения сигнала от спутника на орбите до наземного приемника, умноженное на скорость света в вакууме. Очевидно, что точность навигационных измерений напрямую зависит от метрологических характеристик стандартов времени и частоты как космического, так и наземного сегментов. В настоящее время особое внимание в нашей стране уделяется развитию глобальной навигационной спутниковой системы ГЛОНАСС [1, 2] и ее функциональным дополнениям. В интересах достижения тактико-технических характеристик системы ГЛОНАСС на 2012-2020 годы в рамках реализации Федеральной целевой программы «Поддержание, развитие и использование системы ГЛОНАСС на 2012-2020 годы» [3] поставлена задача обеспечить согласование государственной шкалы времени UTC(SU) с международной шкалой времени UTC и системной шкалой с неопределенностью 3 нс и 4 нс соответственно. Для выполнения поставленной задачи необходимо, в частности, использовать высокостабильный хранитель единиц времени и частоты наземного базирования со средним квадратическим относительным двухвыборочным отклонением (СКДО) на уровне  $(1-2) \cdot 10^{-16}$ .

На сегодняшний день в Государственном первичном эталоне единиц времени, частоты и национальной шкалы времени ГЭТ 1-2012 для хранения единиц времени и частоты используются водородные генераторы [4]. Главным недостатком таких стандартов является медленное изменение (дрейф) выходной частоты (рисунок 1), которое ограничивает метрологические характеристики как водородных генераторов, так и эталона в целом. На 2017 год СКДО ГЭТ 1-2012 при интервалах времени измерения 10 - 30 сут составляло  $1,0 \cdot 10^{-15}$ .

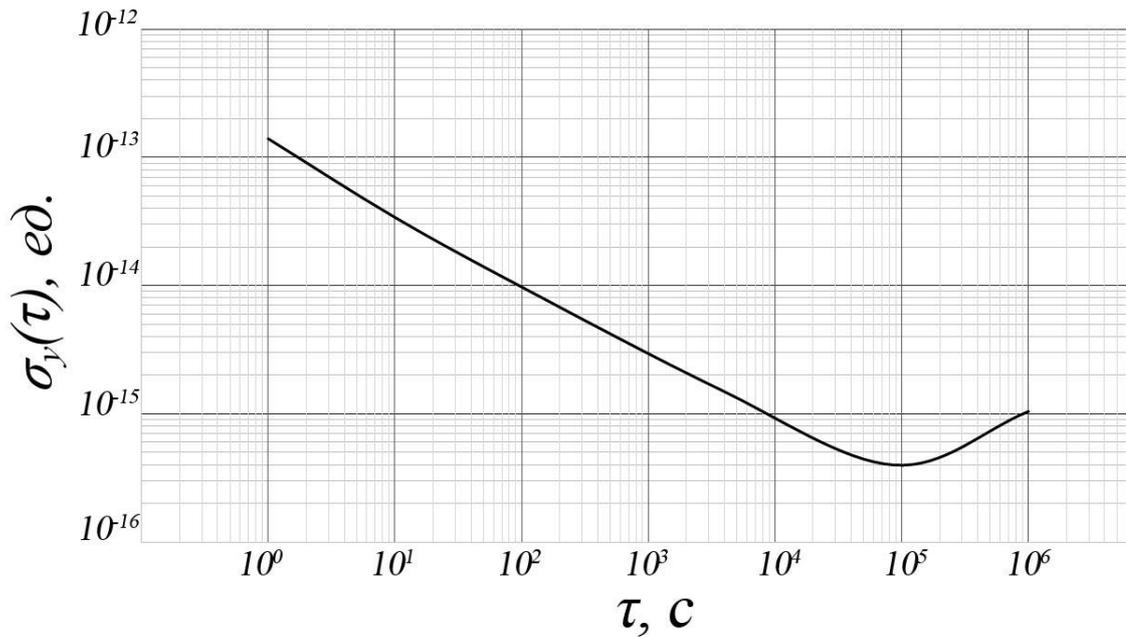


Рисунок 1 - СКДО типичного водородного стандарта частоты

Данный факт приводит к *противоречию* между актуальными требованиями навигационной системы и техническими возможностями ГЭТ 1 - 2012. Таким образом, возникает ощутимая потребность в разработке новых стандартов с более высокими метрологическими характеристиками.

На сегодняшний день в качестве стандартов времени и частоты используются водородные генераторы, атомные фонтаны и оптические стандарты на нейтральных атомах и ионах. Для решения поставленной задачи целесообразно использовать стандарты частоты фонтанного типа (таблица 1). По сравнению с водородным генератором, у атомного фонтана минимальный дрейф частоты. А применение в их составе волоконных лазеров делает их конструкцию надежной, способной месяцами работать без перезапуска, в отличие от сложных лазерных систем оптических стандартов, которые, в свою очередь, обладают уникальными характеристиками в области воспроизведения единицы частоты. Таким образом, фонтаны на холодных атомах наилучшим образом подходят для реализации хранения единиц времени и частоты в наземном сегменте.

Произведенный анализ существующих и функционирующих фонтанов в зарубежных метрологических лабораториях Германии, Франции, Италии, Китая, Индии, Великобритании, США [5 - 11] показывает, что их количество составляет

порядка 10. Однако около 5 регулярно предоставляют результаты измерений частоты в Международное бюро мер и весов. При этом неисключенная систематическая погрешность стандартов частоты фонтанного типа составляет порядка  $(2-15) \cdot 10^{-16}$ .

Известно также, что в Военно-морской обсерватории США разработаны 4 рубидиевых фонтана, которые используются в режиме хранителей времени и частоты [12, 13] с нестабильностью менее  $2 \cdot 10^{-13} \sqrt{\tau}$  в приближении белого шума, при этом дрейф частоты между ними составляет порядка  $7,5 \cdot 10^{-19}/\text{сут}$ . Разрабатываются также еще 3 рубидиевых фонтана для их размещения в наземных сегментах GPS.

Работа атомного фонтана в режиме хранителя существенно отличается от работы в режиме первичного стандарта частоты. В хранителе частоты допускаются значительные отстройки частоты от номинала при условии их стабильного воспроизведения.

Таблица 1 – Основные современные квантовые стандарты времени и частоты

Стандарт	Частота «часового» перехода	Кратковременная нестабильность, СКДО ( $\tau = 1$ с)	Долговременная нестабильность, СКДО ( $\tau \geq 1$ сут)	Относительное среднее (систематическое) изменение частоты за 1 сут (дрейф)
Водородный генератор	1,42 ГГц	$(0,8 - 2) \times 10^{-13}$	$5 \times 10^{-16}$	$\pm 2 \times 10^{-16}$
Стандарт частоты фонтанного типа (Cs, Rb)	$^{133}\text{Cs}$ : 9,193 ГГц $^{87}\text{Rb}$ : 6,835 ГГц	$(0,2 - 3) \times 10^{-13}$	$\leq 1 \times 10^{-16}$	---
Оптические стандарты частоты ( $^{87}\text{Sr}$ , $\text{Al}^+$ , $\text{Hg}^+$ ...)	$^{87}\text{Sr}$ : 429 ТГц $\text{Al}^+$ : 1121 ТГц $\text{Hg}^+$ : 1065 ТГц	$(0,2 - 4) \times 10^{-15}$	---	---

Как и у любого другого квантового стандарта частоты нестабильность атомного фонтана, определяемая добротностью атомного перехода ( $Q_{\text{ат}}$ ), временем рабочего цикла ( $T_{\text{ц}}$ ), и отношением сигнал-шум (С/Ш), выражается как [14]:

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\pi Q_{\text{ат}}} \cdot \frac{1}{C/\text{Ш}} \cdot \sqrt{\frac{T_{\text{ц}}}{\tau}} \quad (1)$$

При этом шум можно разделить на две основные составляющие: шум детектируемых атомов и шум зондирующего сигнала. Первая часть вызвана флуктуациями при измерении числа рабочих атомов в искомом квантовом состоянии. Величина этих флуктуаций обратно пропорциональна квадратному корню из числа атомов. Вторую часть, связанную с зондирующим сигналом, будем считать постоянной и известной, и ее рассмотрение выходит за рамки данного диссертационного исследования.

Таким образом, для уменьшения нестабильности квантовых стандартов необходимо увеличивать число рабочих атомов. Однако, в стандартах частоты фонтанного типа, в частности цезиевого [15-16], увеличение числа атомов приводит к увеличению спин-обменного взаимодействия холодных атом, что приводит к сдвигу измеряемой частоты [17]. Этот сдвиг непостоянен во времени и требует выбора оптимального количества рабочих атомов, а также его непрерывного контроля и учета. Это накладывает ограничение на использование цезиевых фонтанов в качестве хранителей единиц времени и частоты.

Сложившееся противоречие разрешается использованием рубидия в качестве рабочего атома. Это связано с тем, что при одинаковом количестве рабочих атомов, столкновительный сдвиг у рубидиевых фонтанов на два порядка меньше, чем у цезиевых [17]. Данный факт делает рубидиевые стандарты теоретически более стабильными, чем цезиевые. То есть для них возможно увеличение числа рабочих атомов с незначительным увеличением спин-обменного сдвига частоты. Отметим, что количество рабочих атомов определяется главным образом конструкцией спектроскопа, в частности источником холодных атомов на основе магнитооптической ловушки.

Помимо ловушки, одной из главных частей спектроскопа является основной СВЧ резонатор. В нем происходит взаимодействие атомов с микроволновым полем. Из-за сдвига частоты, вызванного его отстройкой от атомного перехода, необходимо предельно точно настроить его частоту на атомный резонанс. При этом финальная настройка, как правило, происходит за счет изменения окружающей температуры. Это условие накладывает ограничение на использование нескольких

фонтанов в одном помещении. Для решения этой задачи требуется использование перестраиваемого СВЧ резонатора.

Также следует отметить, что Международным Консультативным Комитетом по времени и частоте значение частоты атомного перехода рубидия рекомендовано для вторичного определения единицы времени – секунды в системе единиц СИ [18]. Кроме того, частотные измерения рубидиевого фонтана уже вносят вклад в формирование Международного атомного времени [19].

В настоящей работе исследуются метрологические характеристики хранителя единиц времени и частоты на основе холодных атомов рубидия, в состав которого входит спектроскоп со вспомогательной магнитооптической ловушкой и перестраиваемым СВЧ резонатором. В диссертации проведен анализ зависимости отношения сигнал-шум от режима работы источника атомов, а также представлена уникальная конструкция перестраиваемого СВЧ резонатора.

### **Цель работы**

Уменьшение нестабильности хранения единиц времени и частоты на основе фонтанов атомов рубидия.

### **Объект исследований**

Хранитель единиц времени и частоты фонтанного типа на основе охлажденных атомов рубидия.

### **Предмет исследований**

Методы определения метрологических характеристик рубидиевых стандартов частоты фонтанного типа.

Разработке и исследованию стандартов частоты фонтанного типа посвящены труды Ю.С. Домнина, Г.А. Елкина, А.В. Новоселова, В.Н. Барышева, А. И. Бойко,

В.Г. Пальчикова и др. За рубежом данным вопросом занимались A. Clairon, S. Chu, A. Bauch, K. Gibble, S. Bize, S. Weyer и др. Проблеме источников холодных атомов посвящены труды K. Dieckmann, Z. T. Lu, K. L. Corwin, Y. Ovchinnikov и др. Идея разработки перестраиваемого СВЧ резонатора для атомного «фонтана» впервые предложена Г.А. Елкиным и А.И. Бойко. Однако, в проведенных до настоящего момента исследованиях не изучены вопросы увеличения числа рабочих атомов за счет импульсной магнитооптической ловушки и применения перестраиваемого СВЧ резонатора в рубидиевом «фонтане».

### **Основная научная задача**

Разработка и исследование спектроскопа стандартов частоты фонтанного типа, обеспечивающего достижение нестабильности  $(1-2) \cdot 10^{-16}$  на интервале времени измерения 16 суток.

### **Частные научные задачи**

1. Оценка необходимого числа рабочих атомов и значения отношения сигнал-шум для достижения рубидиевым фонтаном заданной нестабильности.
2. Разработка магнитооптической ловушки, используемой как источник холодных атомов рубидия-87 и исследование импульсного режима ее работы.
3. Разработка перестраиваемого СВЧ резонатора.

### **Научные положения, выносимые на защиту**

1. Применение разработанного атомного спектроскопа обеспечивает нестабильность рубидиевого хранителя единиц времени и частоты фонтанного типа не более  $2 \cdot 10^{-16}$  за время измерения 16 суток.

2. Импульсный режим работы вспомогательной магнитооптической ловушки увеличивает на 20 % число детектируемых атомов по сравнению с непрерывным режимом работы.

3. Применение перестраиваемого СВЧ резонатора в конструкции спектроскопа позволяет адаптировать атомный «фонтан» к эксплуатации в помещениях с температурой воздуха от 21 до 28 °С.

### **Научная новизна**

1. *Впервые* предложен и реализован импульсный режим работы вспомогательной магнитооптической ловушки, увеличивающий на 20 % число детектируемых атомов по сравнению с непрерывным режимом работы.

2. *Впервые* разработан и применен перестраиваемый СВЧ резонатор, позволивший адаптировать атомный «фонтан» к эксплуатации в помещениях с температурой воздуха от 21 до 28 °С.

### **Практическая значимость и внедрение**

Созданы два атомных спектроскопа со вспомогательными магнитооптическими ловушками и перестраиваемыми СВЧ резонаторами входящие в состав Хранителя единиц времени и частоты на основе «фонтана» атомов рубидия (Rb1 и Rb2) из состава ГЭТ1-2018.

### **Личный вклад автора**

Все экспериментальные и теоретические результаты, представленные в настоящей работе, получены автором лично. Автор принимал активное участие в разработке и исследовании атомного спектроскопа, его сборке и отладке, в частности, вспомогательной ловушки, используемой как источник медленных атомов и перестраиваемого СВЧ резонатора.

### **Степень достоверности результатов работы**

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

### **Апробация работы**

Материалы диссертации докладывались на Европейском время-частотном форуме (2014 г. Невшатель, 2017 г. Безансон), на Международном симпозиуме «Метрология времени и пространства» (2014 г. Суздаль, 2016 г. Санкт-Петербург), на научно-практической конференции молодых ученых, аспирантов и специалистов «Метрология в XXI веке» (2014 г., 2015 г., 2016 г., 2017 г. Менделеево), на научно-технической конференции молодых ученых и специалистов военных метрологов «Актуальные задачи военной метрологии» (2014 г. Мытищи).

Основные положения работы отражены в журнале «Измерительная техника», «Альманах современной метрологии», «Мир измерений». Материалы диссертации были представлены на соискание премии им. С.А. Христиановича по направлению «исследование параметров времени и частоты», проводимой среди молодых ученых ФГУП «ВНИИФТРИ», в 2017 г. Результаты диссертационного исследования содержатся в 9 публикациях, среди них 3 публикации входят в список реферируемых журналов, рекомендованных ВАК.

Искренне благодарю свою семью, родителей за оказанную поддержку при написании диссертации. Выражаю особую благодарность своему научному руководителю д.т.н. Блинову И.Ю. за многочисленные консультации и помощь в подготовке диссертации. Отдельно благодарю Домнина Ю.С. и Бойко А.И. за многочисленные консультации и бесценный передаваемый ими опыт, а также Новоселова А.В. за обучение нестандартным решениям нетривиальных физико-математических задач. Благодарю Алейникова М.С. за продуктивные обсуждения вопросов по проблематике диссертационного исследования.

Выражаю признательность руководству предприятия ФГУП «ВНИИФТРИ» в лице д.т.н. Донченко С.И. за предоставляемые возможности, помощь и доверие к молодым специалистам.

От души благодарю весь коллектив отдела 74 за отзывчивость, дружелюбие и оказанную помощь.

.

**Список сокращений**

TAI	Международное атомное время
UTC	Всемирное координированное время
UTC(SU)	Российская реализация шкалы времени UTC
ГЛОНАСС	Глобальная навигационная спутниковая система
ГМЦ ГСВЧ	главный метрологический центр - Государственная служба времени и частоты
ГЭТ 1-2012	Государственный первичный эталон единиц времени, частоты и национальной шкалы времени
МБМВ	Международное бюро мер и весов
МОЛ	магнитооптическая ловушка
ОЛ	оптическая ловушка
СВЧ	сверхвысокие частоты
СКДО	среднее квадратическое относительное двухвыборочное отклонение
СКО	среднее квадратическое относительное отклонение

## Глава 1 Принципы построения атомных стандартов частоты

Измерение интервала времени построено на принципе его сравнения с периодическим сигналом известной частоты. Данный метод требует решения двух основных задач: во-первых, необходимо генерировать высокостабильный периодический сигнал с фиксированной известной частотой. Во-вторых, используя этот сигнал в качестве опорного, следует произвести подсчет количества его периодов. В данной работе уделяется внимание решению первой задачи, а именно: созданию атомного стандарта единиц времени и частоты. В основе атомных стандартов лежит переход между основным  $|0\rangle$  и возбужденным  $|1\rangle$  квантовыми состояниями, разделенными энергий  $\hbar\omega_{\text{ат}}$ .

Атомные стандарты частоты можно разделить на два больших класса: активные и пассивные. В активных стандартах времени и частоты, такие как водородный генератор (Н-мазер) и рубидиевый мазер, выходной сигнал формируется за счет энергии квантовой системы в резонансной полости при выполнении условия генерации. В пассивных стандартах (рисунок 2), таких как цезиевый пучковый стандарт,

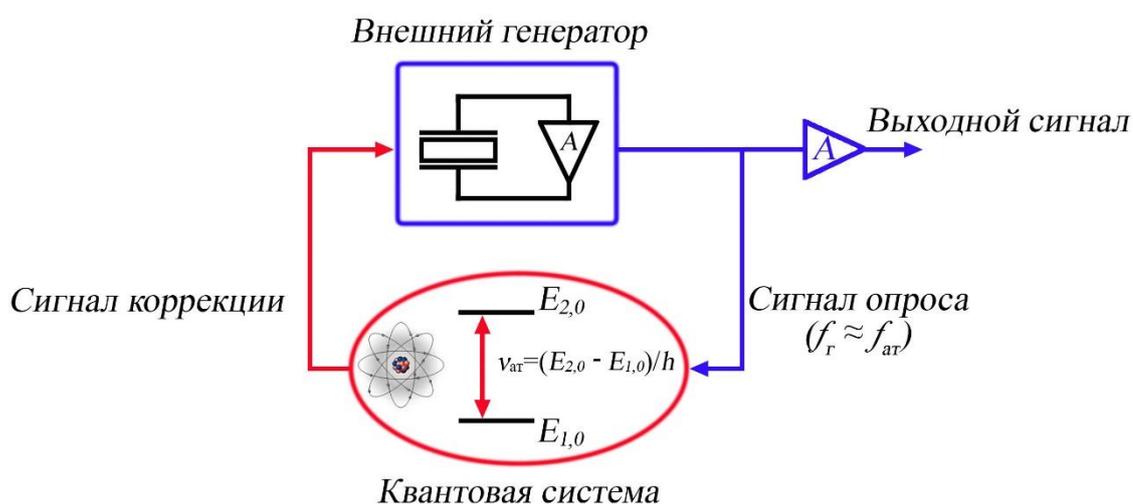


Рисунок 2 – Принцип построения пассивных стандартов частоты

стандарт частоты фонтанного типа или пассивный водородный генератор, частота внешнего источника сравнивается с частотой квантового перехода, определяемой

методом атомной спектроскопии. При этом в атомных стандартах частоты спектроскопия может быть выполнена разными способами:

а). Непрерывная спектроскопия. Особенность этой техники спектроскопии заключается в том, что взаимодействие атом с внешним сигналом опроса происходит постоянно и непрерывно. Стабилизация частоты внешнего генератора происходит за счет обратной связи, которая формируется при отслеживании формы сигнала поглощения резонансного излучения атомами. Техника непрерывной спектроскопии применяется в стандартах частоты на основе рубидиевой ячейки и в стандартах на эффекте когерентного пленения населенности [20].

б). Спектроскопия Раби. В этом методе спектроскопии атомы, предварительно переведенные в состояние  $|0\rangle$ , взаимодействуют с импульсным сигналом от внешнего генератора. Во время этого импульса наблюдаются колебания Раби, то есть гармоническое изменение населенностей уровней квантового перехода с частотой  $\Omega$ . Другими словами импульс переводит атомную систему в состояние  $\cos(\Omega t)|0\rangle + \sin(\Omega t)|1\rangle$ . Длительность импульса внешнего генератора, а также его мощность экспериментально подбираются таким образом, чтобы величина  $\Omega t$  представляла собой меру отстройки внешнего генератора от атомного резонанса. Преимущество данного метода заключается в том, что этап перевода атомов во состояние  $|0\rangle$  может осуществляться между импульсами. Таким образом, появляется возможность контролировать начальное состояние атомов. В частности, становится возможным применение техники лазерного охлаждения, которая применяется между импульсами и необходима для оценки некоторых систематических эффектов. Метод спектроскопии Раби находит свое применение в некоторых оптических стандартах частоты [21].

в). Спектроскопия Рэмси. Как и спектроскопия Раби, спектроскопия Рэмси является импульсной. Однако, данный метод отличается тем, что атомы дважды взаимодействуют с электромагнитным полем [22]. Первый импульс переводит квантовую систему в состояние  $(|0\rangle + i|1\rangle)/\sqrt{2}$ . Затем следует интервал времени  $T_R$ , в течение которого квантовое состояние свободно эволюционирует. За это время фазовый множитель вектора состояния изменяется на  $\varphi = (\omega_r - \omega_{ат})T_R$  или, другими

словами,  $(|0\rangle + ie^{i\varphi}|1\rangle)/\sqrt{2}$ . После второго импульса набравшая фаза приводит к нарушению равномерного распределения населённости квантовых состояний. Таким образом, после двух импульсов вектор состояния запишется как  $(\varphi/2|0\rangle + \cos(\varphi/2)|1\rangle)$ . Как и в методе Раби, разность населенностей уровней позволяет определить отстройку внешнего генератора от атомного резонанса. Преимущество этого метода по сравнению со спектроскопией Раби состоит в том, что в период свободной квантовой эволюции можно обеспечить минимальное воздействие внешних возмущений на атомы. В частности, это значительно упрощает контроль фазовых сдвигов, играющих важную роль в стандартах частоты, так как поддерживать постоянную фазу поля в малом объеме пространства, достаточном для метода Рэмси, гораздо легче, чем в большом.

## 1.1 Спектроскопия Рэмси

Далее более подробно рассмотрим физические принципы, лежащие в основе спектроскопии по методу Рэмси, так как именно она реализуется в стандарте частоты фонтанного типа, которому посвящено диссертационное исследование.

### 1.1.1 Гамильтониан взаимодействия атома с магнитным полем

Как уже отмечалось ранее, спектроскопия по методу Рэмси представляет собой результат двойного взаимодействия квантовой системы с импульсами возбуждения длительностью  $\tau$  и разделенные интервалом времени  $T$ . Для вычисления результирующей резонансной кривой необходимо в рамках квантовой механики решить задачу о взаимодействии между атомной системой, которая в дальнейшем будет считаться двухуровневой, и электромагнитным полем.

Обозначим через  $|0\rangle$  и  $|1\rangle$  основное и возбужденное состояние «часового» атомного перехода. Гамильтониан для атома в полости резонатора запишем как:

$$H = H_0 + H_I = \frac{\hbar\omega_{ат}}{2} (|1\rangle\langle 1| - |0\rangle\langle 0|) - \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}(t), t) \quad (2)$$

где  $\boldsymbol{\mu}$  представляет собой оператор магнитного дипольного взаимодействия атома:

$$\boldsymbol{\mu} = \mu_B (|1\rangle\langle 0| - |0\rangle\langle 1|) \mathbf{z} \quad (3)$$

При «часовом» переходе  $m_F = 0 \rightarrow m_F = 0$ , магнитный диполь коллинеарен вертикальной оси квантования  $\mathbf{z}$ , определяемой внешним магнитным полем.  $\mathbf{V}(\mathbf{r}(t), t)$  в уравнении (1) представляет осциллирующее магнитное поле вдоль атомной траектории  $\mathbf{r}(t)$ . Для простоты будем считать, что поле в резонаторе - стоячая электромагнитная волна. Тогда компонента  $z$  поля в резонаторе запишется как:

$$B_z(\mathbf{r}, t) = \text{Re}\{B_0 H_{cz}(\mathbf{r}) e^{-i\omega t}\} \quad (4)$$

$H_{cz}(\mathbf{r})$  - это действительная нормированная функция, характеризующая собственную моду резонатора и равная единицы в максимуме напряженности поля.  $B_0$  - амплитуда поля в резонаторе, определяемая мощностью подаваемого СВЧ сигнала опроса. Обозначим через  $f(t) = H_{cz}(\mathbf{r}(t))$  поле вдоль рассматриваемой атомной траектории.

С учетом уравнений (3) и (4) уравнение (2) принимает вид:

$$\begin{aligned} H(t) &= \frac{\hbar\omega_{\text{ат}}}{2} (|1\rangle\langle 1| - |0\rangle\langle 0|) - \hbar\Omega_0 f(t) \cos(\omega t) (|1\rangle\langle 0| - |0\rangle\langle 1|) = \\ &= \frac{\hbar\omega_{\text{ат}}}{2} (|1\rangle\langle 1| - |0\rangle\langle 0|) - \frac{\hbar\Omega_0}{2} f(t) \left( (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}) |1\rangle\langle 0| + \text{к. с.} \right) \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\Omega_0 = \mu_B B_0 / \hbar$  - частота осцилляций Раби. Для более удобного рассмотрения перепишем полученный гамильтониан в синхронно вращающейся системе координат, используя унитарный оператор:

$$\begin{aligned} \tilde{H}(t) &= T(t) H(t) T^\dagger(t) - i\hbar T(t) \frac{dT^\dagger(t)}{dt} \\ |\tilde{\Psi}(t)\rangle &= T(t) |\Psi(t)\rangle \end{aligned} \quad (6)$$

$$\text{где } T(t) = |1\rangle\langle 0| e^{-i\omega t/2} + \text{к. с.}$$

Используя приближение вращающейся волны [23], которое позволяет пренебречь быстро осциллирующими членами, содержащими  $\omega + \omega_0$ , гамильтониан (5) принимает вид:

$$\tilde{H}(t) = -\frac{\hbar\delta}{2} (|1\rangle\langle 1| - |0\rangle\langle 0|) - \frac{\hbar\Omega_0}{2} f(t) (|1\rangle\langle 0| + \text{к. с.}) \quad (7)$$

где  $\delta = \omega - \omega_{\text{ат}}$  отстройка частоты электромагнитного поля относительно частоты атомного перехода.

Используя матрицу Паули  $\boldsymbol{\sigma}=(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ , перепишем гамильтониан  $\tilde{H}(t)$  в виде:

$$\tilde{H}(t) = -\hbar\boldsymbol{\Omega}(t) \cdot \frac{\boldsymbol{\sigma}}{2} \quad (8)$$

где  $\boldsymbol{\Omega}(t) = \Omega_0 f(t)\mathbf{x} + \delta\mathbf{z}$ .

### 1.1.2 Введение понятия псевдоспина

Изменение состояния атомной системы под действием гамильтониана (8), удобно описывать вектором псевдоспина в фиктивном трехмерном пространстве, который записывается как:

$$\mathbf{R}(t) = \langle \tilde{\Psi}(t) | \boldsymbol{\sigma} | \tilde{\Psi}(t) \rangle = \langle \boldsymbol{\sigma} \rangle \quad (9)$$

и определяет среднее значение векторного оператора  $\boldsymbol{\sigma}$ . Эволюция вектора псевдоспина, с использованием уравнение Гейзенберга, записывается следующим образом:

$$\frac{d\langle \boldsymbol{\sigma} \rangle}{dt} = \frac{1}{i\hbar} \langle [\boldsymbol{\sigma}, \tilde{H}(t)] \rangle \quad (10)$$

Используя свойство коммутативности для матриц Паули

$$[\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{a}, \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{b}] = 2i(\mathbf{a} \times \mathbf{b}) \cdot \boldsymbol{\sigma}, \quad (11)$$

эволюция псевдоспина запишем как:

$$\frac{d\mathbf{R}}{dt} = -\boldsymbol{\Omega}(t) \times \mathbf{R}(t) \quad (12)$$

Это выражение описывает вращение вектора  $\mathbf{R}$  вокруг мгновенного вектора  $-\boldsymbol{\Omega}(t)$ .

Далее найдем связь компонент псевдоспина с некоторым исследуемым атомом.  $\mathbf{z}$  компонента магнитного дипольного момента атома, записывается как:

$$\begin{aligned} \mu(t) &= \langle \tilde{\psi}(t) | \tilde{\boldsymbol{\mu}}_z(t) | \tilde{\psi}(t) \rangle \\ \tilde{\boldsymbol{\mu}}_z(t) &= T(t) \boldsymbol{\mu}_z T^\dagger(t) = \mu_B |0\rangle \langle 1| e^{-i\omega t} + \text{к. с.} \end{aligned} \quad (13)$$

Другими словами, комплексная амплитуда магнитного диполя равна

$$\mu(\omega, t) = 2\mu_B \langle \tilde{\psi}(t) | 0 \rangle \langle 1 | \tilde{\psi}(t) \rangle \quad (14)$$

Тогда компоненты псевдоспина можно записать как:

$$R_x(t) = \text{Re}\{\mu(\omega, t)/\mu_B\}$$

$$\begin{aligned}
 R_y(t) &= -\text{Im}\{\mu(\omega, t)/\mu_B\} \\
 R_z(t) &= 2P_{|1\rangle}(t) - 1 = P_{|1\rangle}(t) - P_{|0\rangle}(t)
 \end{aligned}
 \tag{15}$$

Через компоненту  $z$  псевдоспина выражается разница населенностей между возбужденным и основным состояниями [24]. Компоненты  $x$  и  $y$  описывают осцилляции магнитного момента с синфазной и квадратурной составляющими внешнего поля возбуждения.

### 1.1.3 Осцилляции Раби

В качестве примера использования псевдоспина рассмотрим взаимодействие атома с единичным импульсом электромагнитного поля. Данный случай реализуется в атомном «фонтане» при первом пролете облака через СВЧ резонатор. Будем считать, что частота СВЧ поля резонатора соответствует частоте атомного перехода:  $\delta = 0$  и атомы находятся в основном состоянии ( $|0\rangle$ ). На рисунке 3 представлено геометрическое представление вектора псевдоспина, который изначально направлен вниз по оси  $z$ . Под действием импульса СВЧ поля, вектор псевдоспина начинает вращаться вокруг фиксированной оси  $x$  с угловой частотой  $-\Omega_0 f(t)$ .

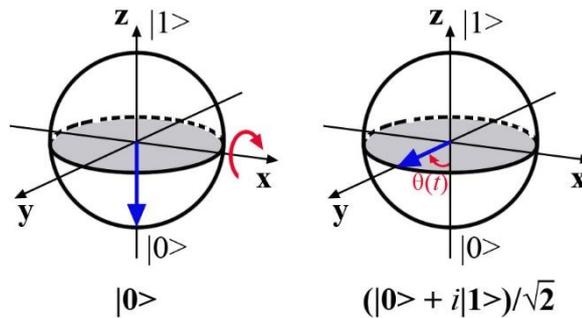


Рисунок 3 – Геометрическое представление вектора псевдоспина.

После первого пролета атомов через СВЧ резонатор длительностью  $\tau$  вектор  $\mathbf{R}$  повернется на угол

$$\theta(t) = \int_0^{\tau} \Omega_0 f(t) dt = \Omega_0 \int_0^{\tau} f(t) dt = \Omega_0 \tau_{\text{эфф}}
 \tag{16}$$

где  $\tau_{\text{эфф}}$  – интервал времени, определяемый скоростью полета атомного облака и геометрией собственной моды СВЧ резонатора. Такое вращение вектора  $\mathbf{R}$  приводит к колебаниям населенности атомных уровней «часового» перехода (осцилляции Раби). Величина  $\Omega_0$  зависит от мощности сигнала, подаваемого на СВЧ резонатор. В том случае, когда угол  $\theta(t) = \pi$ , то все атомы, изначально находившиеся в основном состоянии ( $|0\rangle$ ), перейдут в возбужденное состояние ( $|1\rangle$ ). Если же  $\theta(t) = \pi/2$ , что соответствует нормальному режиму работы стандарта частоты фонтанного типа, то после пролета через СВЧ резонатор атомы окажутся в квантовой суперпозиции двух состояний, участвующих в «часовом» переходе, т.е.  $|\tilde{\psi}(\tau)\rangle = (|0\rangle + i|1\rangle)/\sqrt{2}$ .

#### 1.1.4 Последовательность Рэмси.

В квантовых стандартах частоты очень часто возбуждение «часового» атомного перехода происходит по методу Рэмси, состоящим из двух последовательных импульсов  $\pi/2$  длительностью  $\tau$ , разделённых интервалом времени  $T \gg \tau$ . В атомных «фонтанах» двойное взаимодействие происходит при прохождении атомов через СВЧ резонатор во время баллистического полета облака. Данный метод позволяет наблюдать интерференционные полосы шириной  $1/2T \sim 1$  Гц. После первого прохождения через резонатор, атомы начинают свободно эволюционировать ( $f(t)=0$ ), при этом  $\mathbf{\Omega}(t)=\text{const}=\delta\mathbf{z}$ . Таким образом, эволюция псевдоспина представляет собой вращение вокруг оси  $\mathbf{z}$  с угловой частотой  $-\delta$  (рисунок 4).

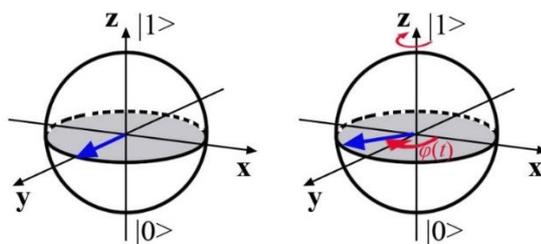


Рисунок 4 – Геометрическое представление свободной эволюции вектора псевдоспина.

По окончании интервала времени  $T$ , набег фазы составит  $\varphi = \delta T$  и квантовое состояние запишется как  $(|0\rangle + ie^{i\varphi}|1\rangle)/\sqrt{2}$ .

Второй импульс, идентичный первому, вызывает поворот вектора псевдоспина на угол  $-\pi/2$  вокруг оси  $x$ . Таким образом, конечное состояние атома главным образом определяется разностью фаз, накопленной за время  $T$  между двумя импульсами, при условии равенства частот атомного перехода и СВЧ поля. В результате конечное состояние запишется как:

$$|\tilde{\psi}(t)\rangle = -\sin(\varphi/2) |0\rangle + \cos(\varphi/2) |1\rangle \quad (17).$$

Другими словами, резонанс Рэмси есть зависимость вероятности атомного перехода в зависимости от параметра  $\delta T$ . То есть, для наблюдения резонанса необходимо варьировать длительность интервала времени между импульсами ( $T$ ) при фиксированной частоте СВЧ поля или изменять отстройку ( $\delta$ ) СВЧ поля при неизменном времени  $T$ .

На рисунке 5 изображена вероятность атомного перехода как функция отстройки частоты.

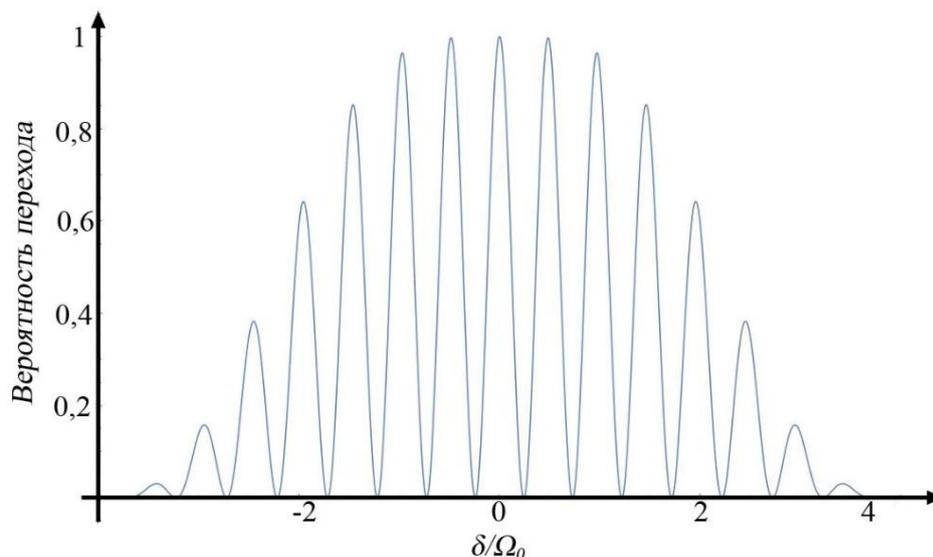


Рисунок 5 –Зависимость вероятности атомного перехода от отстройки частоты СВЧ поля (Резонанс Рэмси)

Ширина центральной линии резонанса Рэмси на уровне полувысоты ( $\Delta f_{\text{Рэмси}}$ ) определяется как:

$$\Delta f_{\text{Рэмси}} \cong \frac{1}{2T} \quad (18)$$

Максимум центральной линии Рэмси соответствует частоте атомного резонанса  $f_{\text{ат}}$ , который определяется выражением:

$$f_{\text{ат}} = \frac{E_{2,0} - E_{1,0}}{h} \quad (19)$$

где  $h$  – постоянная Планка,  $E_{2,0}$  и  $E_{1,0}$  – значения энергий основных состояний  $F = 2, m_F = 0$  и  $F = 1, m_F = 0$  соответственно.

В стандартах частоты фонтанного типа измерение частоты атомного перехода осуществляется после окончания одного рабочего цикла длительностью порядка 1,5 с.

## 1.2 Цикл работы стандарта частоты фонтанного типа

Стандарт частоты фонтанного типа предназначен для измерения частоты невозмущенного атомного перехода между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния атома рубидия-87. Работа установки в режиме хранения единицы частоты заключается в измерении разности частоты водородного генератора относительно рубидиевого «фонтана» при максимальной плотности атомного облака. При этом основной метрологической характеристикой атомного «фонтана» является нестабильность.

Далее рассмотрим полный цикл работы атомного «фонтана». В спектроскопе во вспомогательной магнитооптической ловушке из паров естественной смеси рубидия (изотопы  $\text{Rb}^{85}$  и  $\text{Rb}^{87}$ ) происходит селекция и предварительно охлаждение атомов  $\text{Rb}^{87}$  и их перенос в основную ловушку, где формируется атомное облако. Затем облако доохлаждается до температур порядка единиц мК и подбрасывается вертикально вверх. Формирование облака, его доохлаждение и подброс осуществляется посредством лазерного излучения. После этих процедур все атомы распределены по пяти энергетическим подуровням ( $F=2, m=-2\dots+2$ ). Во время полета вверх облако проходит через вспомогательный (селектирующий) резонатор, настроенный на частоту атомного перехода между подуровнями ( $F=2, m=0$ ) и ( $F=1, m=0$ ). Атомы, не совершившие этот переход, отклоняются от вертикальной траектории («сдуваются») лазерным излучением с частотой оптического перехода  $F=2 \leftrightarrow F=3$ . После этого облако атомов в состоянии ( $F=1, m=0$ ) влетает в основной СВЧ

резонатор (резонатор опроса), на который подается зондирующий сигнал, и часть атомов переводится в состояние  $(F2, m=0)$ . Достигнув наивысшей точки траектории, облако под действием гравитации начинает падать вниз. Фаза зондирующего сигнала в это время меняется на  $\pi/2$ . Пролетая второй раз через СВЧ резонатор, атомы переходят в смешанное состояние. После этого в детекторной секции происходит регистрация состояний  $(F1, m=0)$  и  $(F2, m=0)$ . Таким образом, с помощью отношения числа атомов в состояниях  $(F1, m=0)$  и  $(F2, m=0)$  можно с высокой точностью настроить частоту зондирующего СВЧ сигнала на частоту «часового» перехода атомов рубидия.

Для стабилизации частоты внешнего генератора относительно атомного перехода применяется прямоугольная модуляция его частоты или фазы относительно максимального значения центрального пика Рэмси. В первом случае, частота генератора принимает попеременно значения  $f_{\text{ген}} \pm \Delta f_{\text{Рэмси}}/2$ . Во втором случае, фаза сигнала внешнего генератора меняется на  $\pm 90^\circ$  в момент достижения облаком апогея. Рассчитанный системой управления разностный сигнал измерений, используется как сигнал ошибки для петли обратной связи (рисунок 2). В случае стандарта частоты фонтанного типа, рассматриваемому в настоящей работе, подстройка частоты синтезатора системы формирования зондирующего сигнала происходит по окончании 100 рабочих циклов. Также производится расчет частоты опорного водородного стандарта относительно атомного перехода.

### **1.3 Составные части стандарта частоты фонтанного типа**

Для измерения частоты опорного генератора относительного атомного перехода с применением спектроскопии Рэмси стандарт частоты фонтанного типа должен включать в себя следующие составные части (рисунок 6):

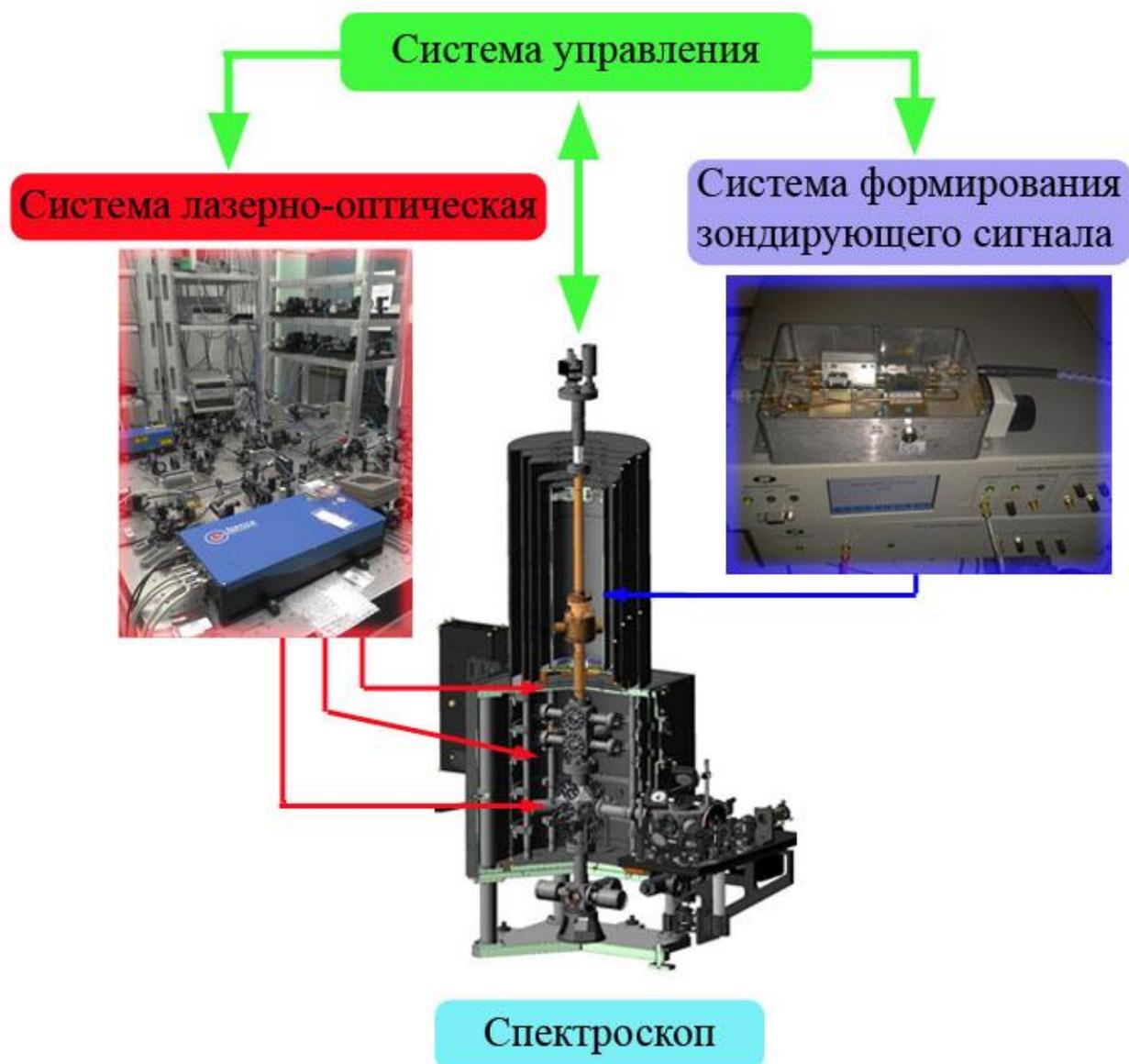


Рисунок 6 – Составные части стандарта частоты фонтанного типа

- атомный спектроскоп;
- систему формирования зондирующего сигнала, предназначенную для формирования сигнала частотой 6834,68 МГц, используемого для опроса спектральных линий основного состояния атомов рубидия и для привязки частоты эталонного сигнала к «часовому» переходу атомов рубидия в стандарте частоты фонтанного типа;
- лазерно-оптическую систему, необходимую для формирования оптических пучков излучения полупроводниковых лазеров с интенсивностью не менее  $2 \text{ мВт/см}^2$  каждого из охлаждающих и детектирующих лучей на длине волны 780 нм

(соответствующей оптическим переходам D<sub>2</sub> спектральной линии изотопа <sup>87</sup>Rb, (рисунок 7)) с целью использования ее для сверхглубокого охлаждения атомов рубидия, управления их движением и детектирования изменений квантовых состояний атомов, произошедших в результате микроволновых и оптических переходов;

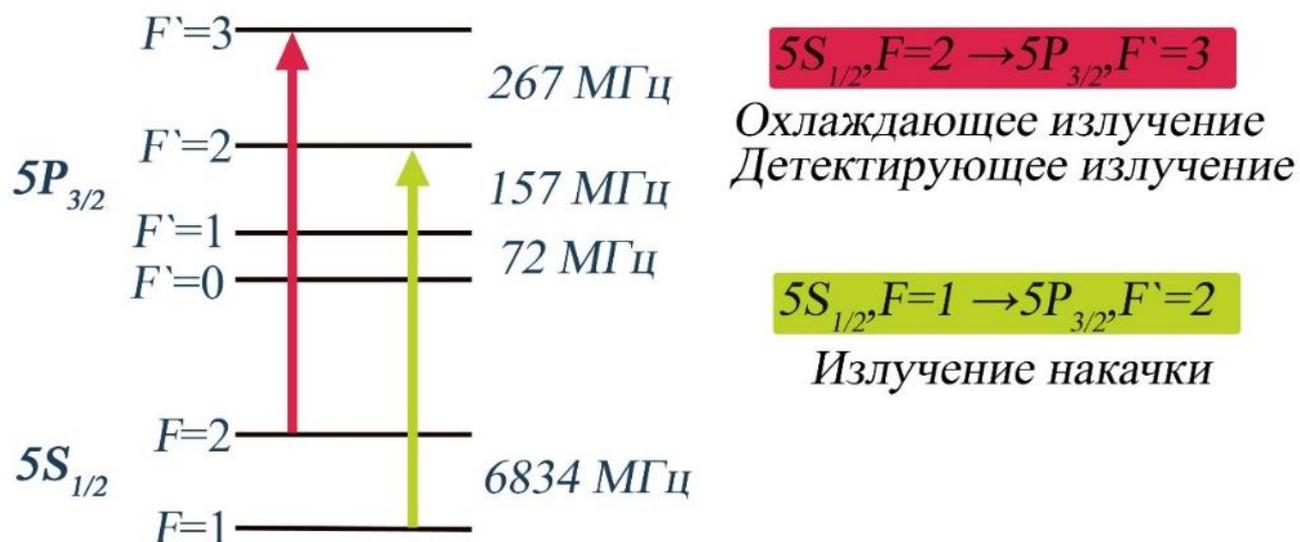


Рисунок 7- Схема энергетических уровней D<sub>2</sub> линии <sup>87</sup>Rb.

- систему управления, обеспечивающую выполнение следующих задач:

управление охлаждающим лазерным излучением, управление электромеханическими затворами, регистрация сигнала фотодетекторов и измерение доли атомов, совершивших переход, управление системой формирования зондирующего сигнала, управление сигналом, подаваемым в дополнительный (селектирующий) резонатор.

#### 1.4 Вывод

В данной главе рассмотрен общий принцип построения квантовых стандартов частоты и метод спектроскопии Рэмси, позволяющий с высокой точностью определять частоту опорного генератора. Рассмотрен цикл работы стандарта частоты фонтанного типа и перечислены его основные составные части с указанием их функционального назначения.

Как уже было указано ранее, целью данного диссертационного исследования является повышение стабильности хранения единиц времени и частоты на основе фонтанов атомов рубидия за счет магнитооптической ловушки и перестраиваемого СВЧ резонатора. Эти блоки входят в состав атомного спектрометра, конструкцию которого более подробно рассмотрим далее.

## Глава 2 Конструкция атомного спектрометра стандарта частоты фонтанного типа

Конструкция атомного спектрометра определяется принципом работы стандарта частоты фонтанного типа, приведенным ранее.

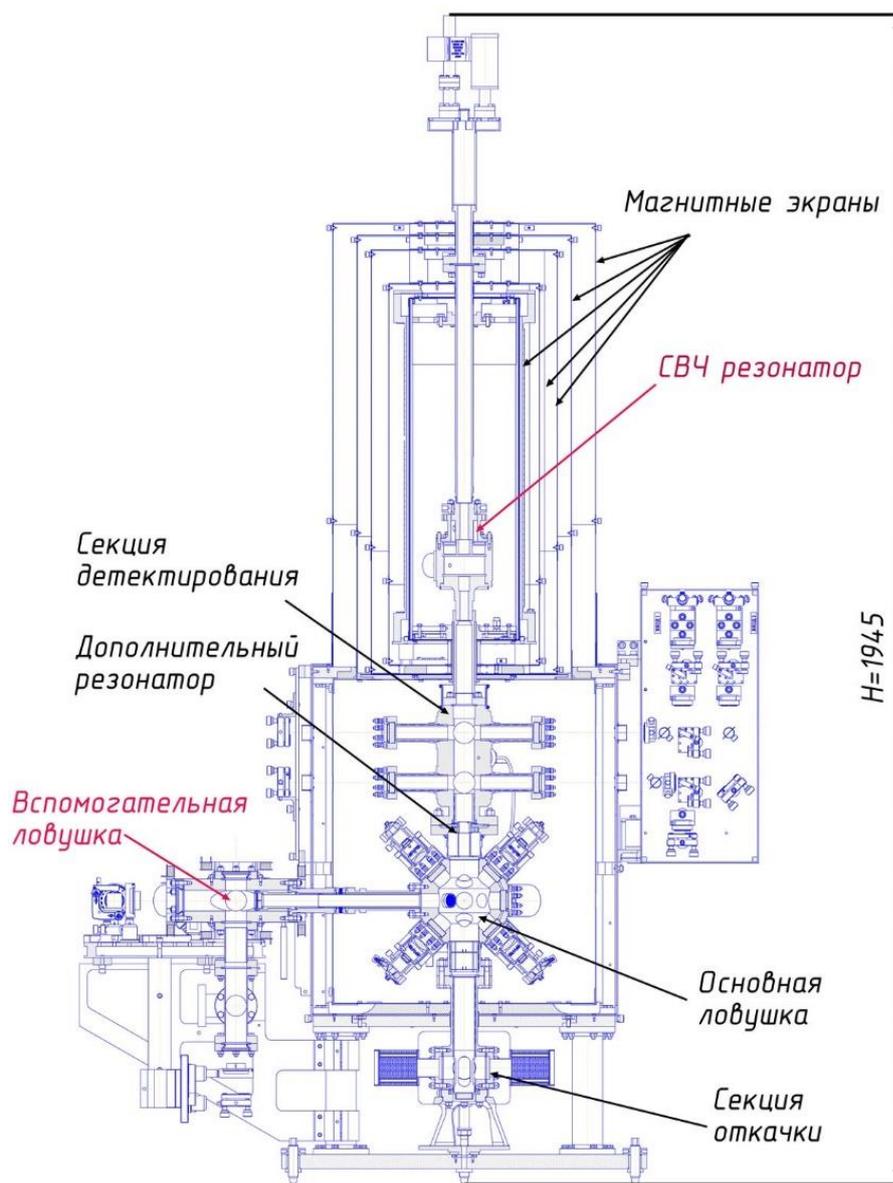


Рисунок 8 - Атомный спектрометр рубидиевого стандарта частоты фонтанного типа

На рисунке 8 представлен атомный спектрометр рубидиевого «фонтана», состоящий из секции вакуумной откачки, основной ловушки, вспомогательной ловушки, секции детектирования, дополнительного (селектирующего) резонатора, основного СВЧ резонатора, магнитных экранов и катушек подмагничивания.

## 2.1 Вспомогательная ловушка

Метрологические характеристики квантовых стандартов определяются, в первую очередь, ансамблем рабочих атомов, лежащих в основе построения самих стандартов (см. выражение (1)).

Для достижения необходимого числа атомов в составе спектроскопа необходимо использовать источник охлажденных атомов. При этом одна из первостепенных задач состоит в том, чтобы обеспечить эффективную загрузку основной вакуумной камеры рабочими атомами. Существует два основных решения этой задачи: использовать замедлитель Зеемана [25] или источник на основе магнитооптической ловушки. Замедлитель Зеемана может обеспечить поток более  $10^{11}$  атомов/с со скоростью 30 м/с. Главными недостатками такого замедлителя являются: большие габаритные размеры, сильный нагрев соленоида, существенное рассеяние магнитного поля и значительное число фоновых тепловых атомов в основной вакуумной камере. Альтернативный вариант – источник атомов на основе магнитооптической ловушки (МОЛ) в конфигурациях 2D или 3D. На основе проведенного анализа работ, посвященных данной тематике [26-30], сделан вывод о том, что наиболее интенсивный поток атомов обеспечивается источником на основе магнитооптической ловушки в конфигурации 3D.

Для объяснения принципа работы магнитооптической ловушки рассмотрим атом с энергией  $E_g$  и квантовым числом углового момента  $J = 0$  для основного состояния и соответствующими параметрами  $E_e$  и  $J = 1$  для возбужденного состояния (см. рисунок 9) [31]. Такие условия могут выполняться, например, для щелочноземельных металлов. В магнитном поле энергию основного состояния можно считать постоянной, а возбужденное состояние будет расщеплено на три магнитных подуровня. Энергии магнитных подуровней ( $m_J = \pm 1$ ) линейно зависят от магнитного поля, причем коэффициент пропорциональности для них отличается знаком. Предположим, что магнитная индукция  $B$  меняется линейно с расстоянием вдоль оси  $z$ :

$$B_z(z) = bz \quad (20)$$

сдвиг энергии для подуровня за счет эффекта Зеемана  $m_J \neq 0$

$$\Delta E(z) = \pm g_J \mu_B b z \quad (21)$$

формирует пространственно зависимый член в отстройке частоты:

$$\delta\nu = \nu - \nu_0 \mp \frac{\nu}{\lambda} \mp \frac{g_J \mu_B}{h} b z \quad (22)$$

где  $g_J$  - фактор Ланде возбужденного состояния,  $\mu_B$  - магнетон Бора.

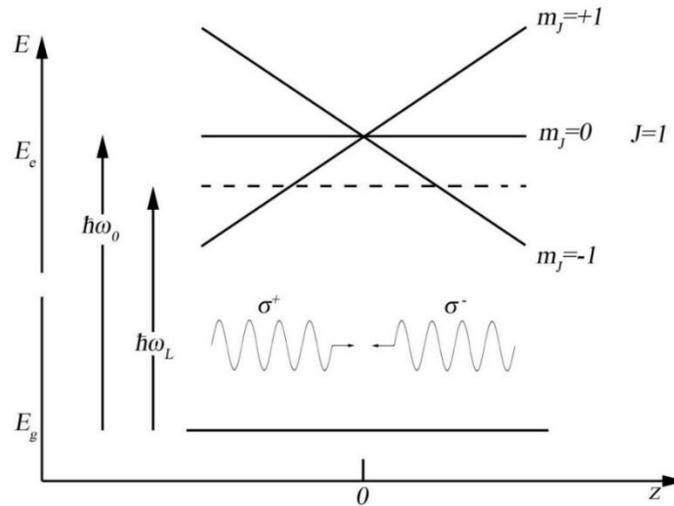


Рисунок 9 - Энергетические уровни атома в магнитооптической ловушке

С помощью поля, распространяющегося вдоль оси  $z$ , можно селективно возбуждать переходы на подуровни  $m_J = 1$  и  $m_J = -1$ , при помощи излучения с круговой поляризацией  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  соответственно. Используя выражение для средней силы, обусловленной поглощением фотона, и пространственный член (22), получим:

$$F_z(z) = -Dz \quad (23)$$

где константа  $D$  равна:

$$D \approx \frac{8\mu_B b k S_0 (\nu - \nu_0)}{\gamma \left( 1 + S_0 + \frac{4(\nu - \nu_0)^2}{\gamma^2} \right)^2} \quad (24)$$

Вследствие этой силы формируется параболический потенциал  $V(z) = Dz^2/2$ , который используется для захвата атомов. Если два лазерных пучка обладают одинаковой интенсивностью, то центр ловушки совпадает с нулевым значением магнитного поля. Результирующая сила, учитывающая действие лазерного

излучения и действие квадратичного потенциала, возникающего из-за пространственной неоднородности магнитного поля, равна

$$F_z(z) = -Dz - \alpha v \quad (25)$$

Соответствующее одномерное уравнение движения для атома массой  $m$  является уравнением затухающего линейного гармонического осциллятора с круговой частотой собственных колебаний  $\omega_0 = \sqrt{D/m}$  и константой затухания  $\Gamma = \alpha/m$ .

Расширение данной схемы для трехмерной магнитооптической ловушки является обобщением одномерной картины, когда для каждого из базисных направлений трехмерного пространства используется пара лазерных лучей с соответствующими поляризациями (9) [31]. Магнитное поле с нулевым значением в центре ловушки, линейно меняющееся с расстоянием вблизи этой точки, создается парой катушек в антигельмгольцевской конфигурации. Для формирования шести лучей используется 3 лазерных луча с отражающими в обратном направлении зеркалами. Это позволяет установить точный баланс по интенсивности между встречными лучами.

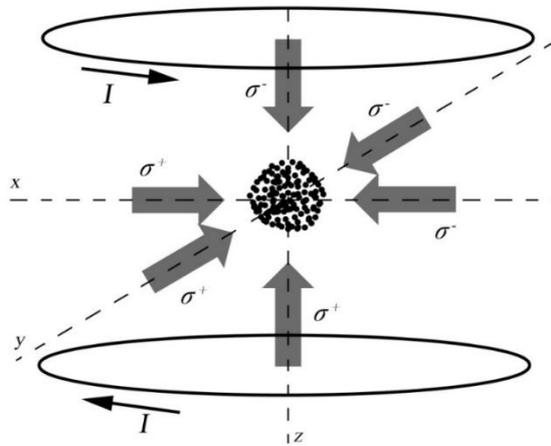


Рисунок 10 - Схема магнитооптической ловушки

Для того, чтобы магнитооптическая ловушка могла выступать в роли источника атомов, в зеркале, расположенном между ловушками спектроскопа, сделано отверстие диаметром порядка 1 мм (рисунок 11). Это отверстие образует вдоль оси лазерного пучка бегущую световую волну или так называемый «тенево

канал», по которому атомы покидают область охлаждения за счет не скомпенсированной спонтанной силы:

$$F_{\text{сп}} = \frac{(\hbar k S_0 \gamma)/2}{1 + S_0 + (2\delta/\gamma)^2} \quad (26)$$

где  $S_0$  - коэффициент насыщения для лазерного луча,  $\hbar k$  - момент фотона,  $\gamma$  - естественная ширина линии атомного перехода,  $\delta$  - расстройка ускоряющего лазера.

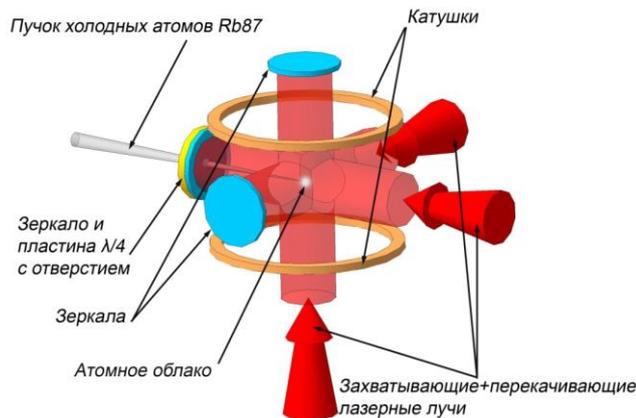


Рисунок 11 – Схематическое изображение источника холодных атомов на основе магнитооптической ловушки

Корпус вспомогательной ловушки изготовлен из титана, имеет форму восьмиугольной призмы с высотой 72 мм (рисунок 12). На каждой грани ловушке выполнены вакуумный зуб для вакуумного соединения типа ConFlat и резьбовые отверстия для монтажа оптических окон, источников рубидия, геттера и вакуумной арматуры.

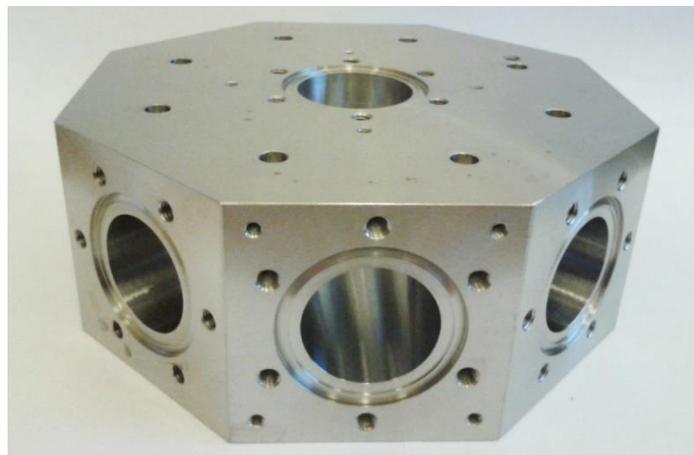


Рисунок 12 – Корпус вспомогательной ловушки

Оптические окна предназначены для ввода лазерного излучения в ловушку и визуального наблюдения облака атомов рубидия. Оптическое окно состоит из фланца и стекла. Фланец типа CF (для работы со сверхвысоким вакуумом) имеет стандартный размер DN40 и выполнен из немагнитной стали марки 316LN. Материал оптического стекла - плавленый кварц, с нанесенным с двух сторон антиотражающим покрытием на длину волны 780 нм.

Для обеспечения высокого вакуума во вспомогательной ловушке, используется дополнительный магнитоэлектрический насос с номинальной скоростью откачки 20 л/с, который устанавливается под оптическим столом и крепится к ловушке через соединительный фланец крестовины.

В ловушке, кроме кварцевых окон, имеется два идентичных источника атомов рубидия, каждый из которых выполнен отдельным узлом. Стеклообразная ампула с рубидием размещена в титановом тонкостенном цилиндре. Это позволяет после достижения рабочего давления в вакуумной камере раздавить ампулу и тем самым осуществить поступление паров рубидия в секцию вспомогательной ловушки. Для обеспечения направленности потока атомов рубидия в сторону центра ловушки, выход источника в камеру выполнен многоканальным коллиматором с длиной канала 10 мм и диаметром канала 1,5 мм. Узел источника рубидия снабжен вакуумным затвором, с помощью которого при необходимости контейнер с рубидием отсекается от ловушки.

Для поглощения паров рубидия на одной из грани корпуса ловушки устанавливается титановая камера, заполненная ленточным гофрированным графитом марки ТРГ.

Вспомогательная и основная ловушки соединены переходной трубой, на одном конце которой приварен невращающийся, а с другой вращающийся фланец (рисунок 13).



Рисунок 13 - Переходная труба с медной вставкой

Это позволит при сборке всей конструкции совместить крепежные отверстия, а сильфон, который сварен в трубу, снизит возможные механические напряжения. Внутри переходной трубы вставлена медная труба, с помощью которой монтируются внутри ловушки оптические элементы с отверстиями по центру: зеркало и четвертьволновая пластинка.

Неотъемлемой частью магнитооптической ловушки является линейно меняющееся в области пересечения лазерных лучей магнитное поле. Во вспомогательной ловушке используется три пары катушек в конфигурации Гельмгольца. Пара катушек, расположенных вдоль вертикальной оси, является основной, так как создает необходимый для MOT градиент магнитного поля, около 0,08 Тл/м (рисунок 14). Остальные катушки являются вспомогательными и служат для компенсации магнитного поля Земли. При необходимости ими можно смещать центр захвата атомов и корректировать направление распространения атомного пучка. Каждая катушка питается от отдельного канала блока питания.

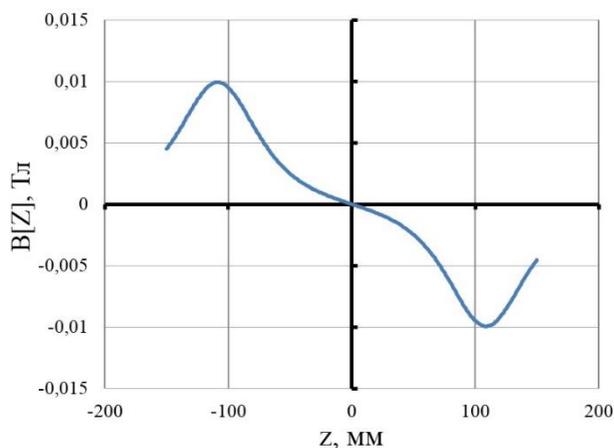


Рисунок 14 – Магнитная индукция от вдоль катушек вспомогательной ловушки вертикальной оси

Во время рабочего цикла «фонтана» непрерывный поток атомов направляется к центру основной ловушки, где происходит формирование атомного облака, его доохлаждение и подброс.

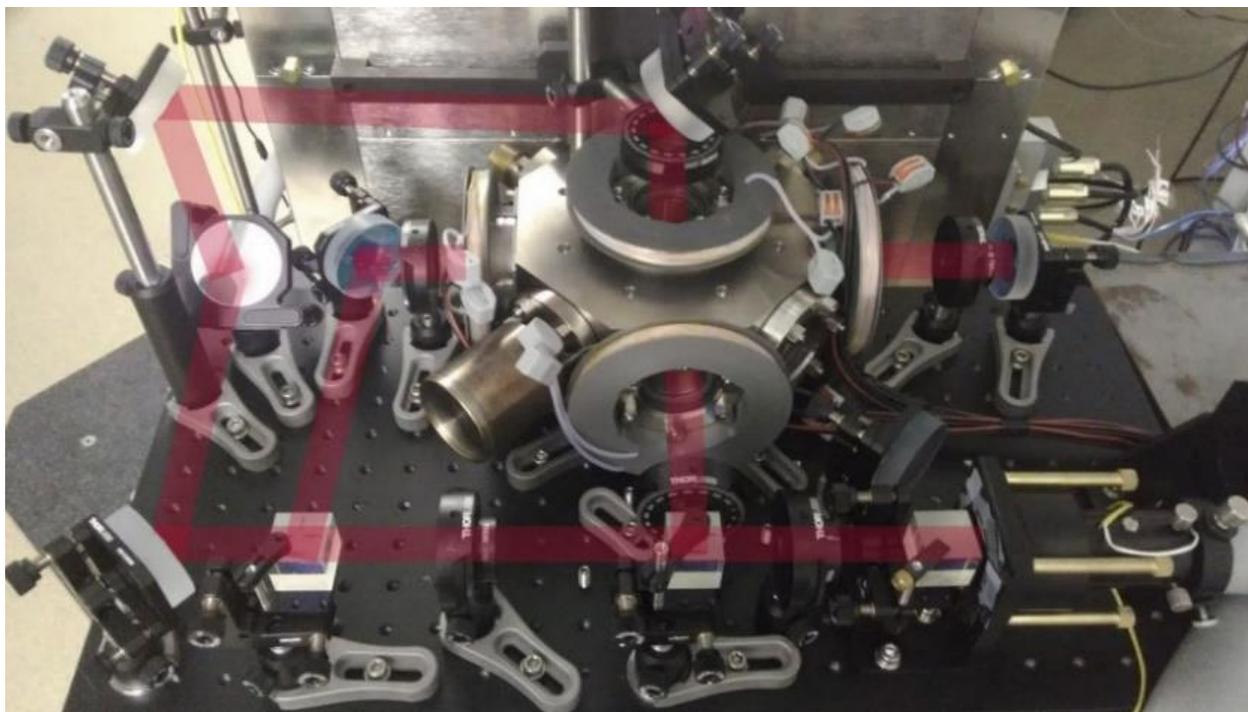


Рисунок 15 – Источник холодных атомов на основе магнитооптической ловушки

Таким образом, принципы лазерного охлаждения атомов позволяют выделить из природного рубидия рабочий изотоп  $^{87}\text{Rb}$  и эффективнее произвести загрузку основной ловушки.

## 2.2 Основная ловушка

В основной ловушке происходит охлаждение и подбрасывание атомного облака, сформированного из атомов, движущихся с малой скоростью из вспомогательной ловушки. Все манипуляции с атомами рубидия становятся возможны, благодаря взаимодействию атомов с электромагнитным полем лазерного излучения.

На рисунке 16 схематически показано, как работает доплеровское охлаждение в одномерном случае [32].

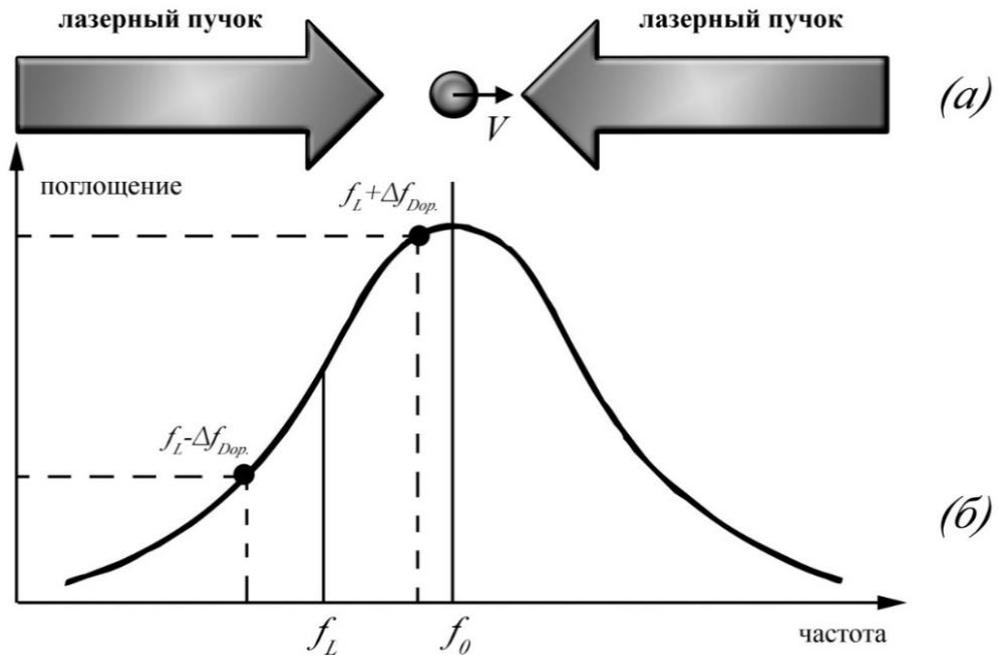


Рисунок 16 – Принцип доплеровское охлаждение.

Пусть атом движется со скоростью  $v$  в поле плоской стоячей волны (одномерный случай). Внизу показана линия поглощения атома с максимумом поглощения на частоте  $f_0$ . Частота лазера  $f_L$  настроена ниже резонансной частоты  $f_0$ . Тогда излучение встречной волны действует на атом с частотой  $f_L (1 + v/c)$ , а излучение догоняющей волны с частотой  $f_L (1 - v/c)$ , соответственно. Из рисунка 16 видно, что взаимодействие со встречной волной гораздо интенсивнее, чем с догоняющей. Импульс фотона передается атому и изменяет его собственный импульс  $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ . При этом доплеровский сдвиг  $\Delta f = p/(m\lambda)$ , будем считать малым по сравнению с естественной шириной линии поглощения  $\gamma = 1/(2\pi\tau)$ , где  $\tau$  – время жизни в возбужденном состоянии, то есть  $\Delta f \ll \gamma$ . Исходя из этого приближения, передаваемый импульс  $\Delta \mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}$  можно усреднить по большому количеству актов поглощения и переизлучения, что приводит к появлению классической силы  $\mathbf{F} = -\alpha \mathbf{v}$ , действующей на атом. Таким образом, всякое движение атома в стоячей волне вызывает действие на него тормозящей силы. За один акт переизлучения фотона атом теряет скорость  $\Delta v = h/M\lambda$ . Для атомов рубидия потеря скорости за один акт поглощение - испускание фотона составляет примерно 6 мм/с. Это означает, что атом рубидия испытывает торможение порядка 6 тысяч  $g$ , где  $g$  – значение ускорения свободного падения.

Из-за остаточного возбуждения, связанного со случайным по природе процессом взаимодействия доплеровское охлаждение не может охладить атомы ниже доплеровской температуры  $kT_D = h/2\tau$ , где  $k$  – константа Больцмана. Для атома рубидия предельная температура  $T_D$  составляет 146 мкК. При таких температурах скорость атома рубидия составляет десятки см/с и квадратичный эффект Доплера составляет, соответственно, порядка  $10^{-15}$ . Однако такие скорости еще слишком велики для работы стандартов частоты фонтанного типа. За времена в доли секунды атомы уходят из области взаимодействия и для работы «фонтана» необходимо уменьшение скорости до единиц сантиметров в секунду. Таким образом, несмотря на достаточно низкие температуры атомов, чтобы устранить основное препятствие – эффект Доплера второго порядка, необходимо дальнейшее охлаждение атомов, а именно: необходимо, чтобы за времена, исчисляющие величиной порядка одной секунды, атомы не пролетели мимо зоны детектирования. По этой причине необходимо использовать другие способы доохлаждения атомов, например так называемое сизифово охлаждение.

Принцип сизифова охлаждения можно понять из рисунка 17 [33]. Пусть атомы находятся в поле встречных волн с взаимно перпендикулярной поляризацией. Рассмотрим поляризацию суммарной волны в зависимости от положения. Пусть в положении  $\lambda/4$  поляризация будет вертикальной, в положении  $3\lambda/8$  круговой с правым вращением, в положении  $\lambda/2$  – горизонтальной, в положении  $5\lambda/8$  круговой с левым вращением, в положении  $3\lambda/4$  вертикальной и т.д. В простейшем случае двухуровневой системы атомы будут занимать два энергетических состояния в точках с круговой поляризацией. Момент вращения атома либо совпадает с направлением вращения электрического поля, либо противоположен вращению поля. Пусть атом в состоянии 1 из-за наличия кинетической энергии движется вправо. При движении атом теряет кинетическую энергию и занимает более высокое энергетическое положение, где он поглощает фотон и переходит опять в более низкое положение 2 (если он перейдет в

положение 1, то опять произойдет взаимодействие с фотоном до тех пор, пока атом не попадет в состояние 2).

Продолжая движение, атом снова попадает в положение с более высокой потенциальной энергией и взаимодействует с фотоном (это напоминает ситуацию, описанную в греческом мифе про Сизифа, который закатывал камень на гору и как только он достигал вершины, камень срывался вниз и приходилось начинать все сначала). Предельная энергия определяется энергией отдачи фотона и определяется из соотношения  $kT_R \sim h^2/M\lambda^2$  и для атома рубидия предельная температура составляет около 0,37 мК. Достижимая температура пропорциональна интенсивности излучения и обратно пропорциональна отстройке частоты  $\delta$ , если  $\delta$  больше ширины резонанса.

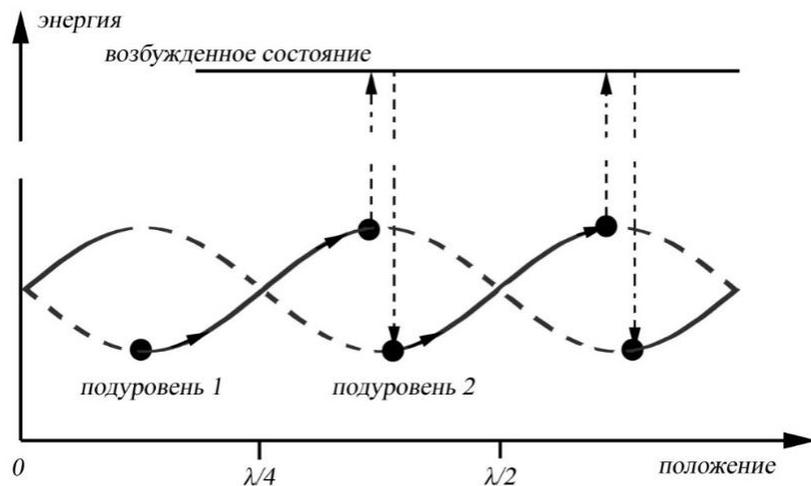


Рисунок 17 - Принцип сизифова охлаждения атомов. Энергия атомов зависит от их пространственного положения в поле стоячей волны.

При движении атом теряет кинетическую энергию и при достижении максимальной потенциальной энергии взаимодействует с излучением и попадает опять в потенциальную яму.

Облако атомов можно подбросить вверх с контролируемой начальной скоростью путем использования эффекта Доплера. Рассмотрим еще раз схему на рисунке 16 и предположим, что свет, распространяющийся вправо, имеет частоту  $f_L + \Delta f$ , а свет, распространяющийся влево, имеет частоту  $f_L - \Delta f$ . Если атом движется вправо со скоростью  $v_0$ , такой что  $v_0 = c\Delta f_L/f_L = \Delta f_L\lambda_L$ , то в системе координат, находящейся вместе с атомом в равномерном прямолинейном движении, все

происходит так, как если бы частота светового пучка, движущегося влево, благодаря эффекту Доплера возросла на  $f_L v_0/c = \Delta f_L$ . В этой системе атом находится в покое, и он воспринимает частоту лазерного пучка как  $f_L$ . Аналогичные доводы показывают, что то же самое происходит и с пучком движущимся вправо. Поэтому атомы захватываются оптической трясинкой, движущейся со скоростью  $v_0 = f_L \lambda_L$ . Скорость подбрасывания определяется величиной  $\Delta f_L$ . Если  $\Delta f_L = 5$  МГц, то для атомов рубидия мы получим скорость 3,9 м/с.

Корпус ОЛ представляет собой правильный архимедов многогранника, у которого 18 граней - квадраты и восемь – равносторонние треугольники (рисунок 18). Углы между каждыми смежными квадратными гранями равны  $135^\circ$ .

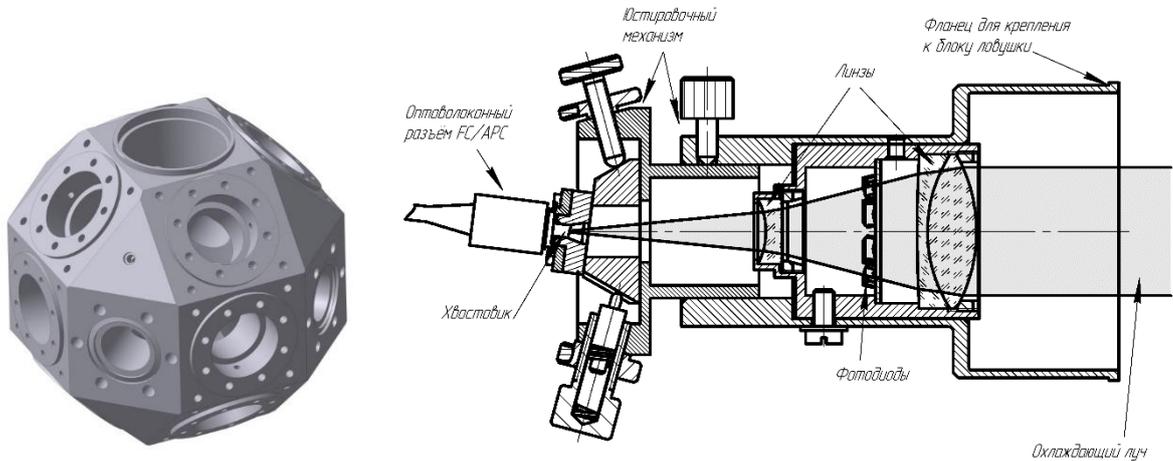


Рисунок 18 – Корпус оптической ловушки и формирователь лазерного луча

На каждой грани куба располагается окно для ввода лазерного излучения и формирования ОЛ. Дополнительные окна служат для визуального контроля облака холодных атомов, а также ввода лазерного излучения перекачки. ОЛ образован четырьмя парами лазерных лучей. Лазерное излучение поступает в ловушку через одномодовое оптоволокно сохраняющее поляризацию (PM). Для формирования коллимированных лазерных лучей необходимой линейной поляризации и поперечным диаметром 20 мм на уровне  $1/e^2$  интенсивности, на оптических окнах камеры установлены регулируемые формирователи.

В блок ловушки вакуумной камеры атомного спектроскопа подаются 8 охлаждающих лучей. Все лучи направлены под углом 45 градусов к горизонту и

образуют 4 пары противоположно направленных лучей, лежащие в двух взаимно перпендикулярных вертикальных плоскостях. В каждой такой плоскости лучи имеют вертикальную поляризацию (рисунок 18). Лучи вводятся в блок ловушки через окна.

Направление охлаждающих лучей задаётся блоком ловушки, представляющим собой прецизионно изготовленный многогранник, с гранями, перпендикулярными требуемому направлению лучей. Формирователи охлаждающих лучей крепятся на блоке ловушки. Каждый формирователь имеет спереди плоский фланец для подсоединения к блоку. До установки в атомный спектроскоп каждый формирователь настроен таким образом, чтобы выходящий из него луч был направлен перпендикулярно плоскости фланца. При настройке формирователя также необходимо сфокусировать выходящий из него луч на бесконечность и установить выбранное направление поляризации луча. После установки на блок ловушки никаких настроек формирователя не производится. Внутри фланца есть свободное пространство, в котором помещаются выступающие детали блока ловушки.

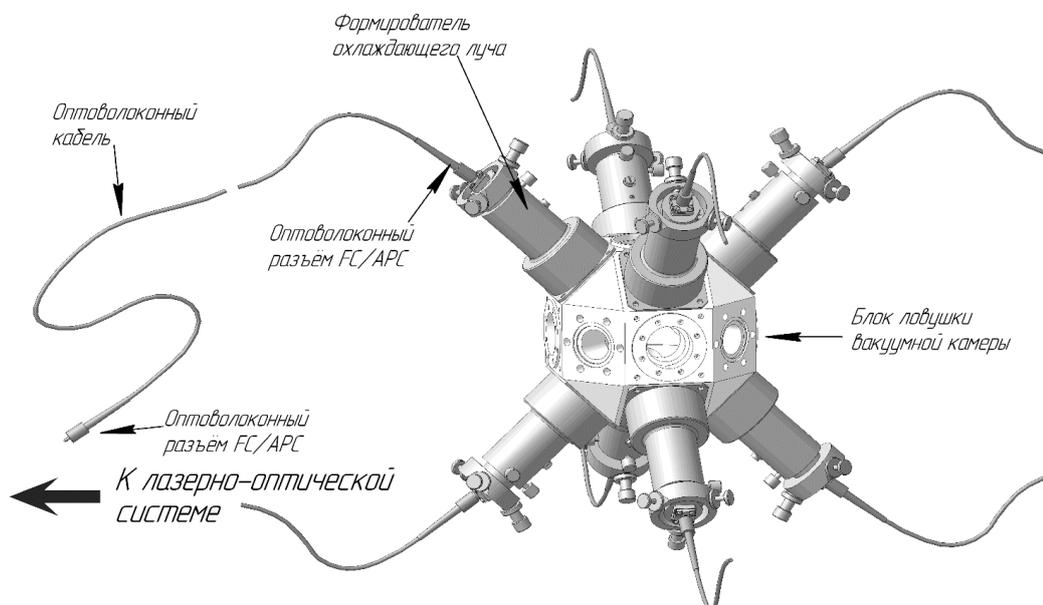


Рисунок 19 - Формирователи охлаждающих лучей на корпусе ловушки вакуумной камеры атомного спектроскопа

Отклонение направления охлаждающих лучей от заданного значения не влияет на работу установки на стадии накопления облака охлаждённых атомов, однако на стадии запуска облака атомов вверх и его окончательного охлаждения на лету может вызвать как отклонение траектории облака от вертикальной, так и увеличение температуры облака. Указанные эффекты пренебрежимо малы при отклонениях лучей от заданного направления не более  $3 \cdot 10^{-4}$  радиан.

### 2.3 Селектирующий резонатор

Атомы, накопленные в зоне пересечения охлаждающих лучей, находятся в квантовом состоянии F2 со всеми магнитными проекциями: от  $m = -2$  до  $m = 2$ . Для уменьшения влияния спин-обменного взаимодействия атомы переводятся в состояние F1,  $m=0$ . Этот процесс происходит до первого пролета облака холодных атомов через резонатор [34].

Формирование начального квантового состояния рабочих атомов (F1,  $m=0$ ) осуществляется дополнительным (селектирующим) СВЧ резонатором и лазерным излучением. СВЧ поле, резонансное  $|F=2, m=0\rangle \rightarrow |F=1, m=0\rangle$  сверхтонкому переходу, включается в тот момент когда атомы пролетают через селектирующий резонатор по направлению вверх. Амплитуда и длительность СВЧ импульса устанавливаются таким образом, чтобы вызвать  $\pi$ -переход между двумя сверхтонкими состояниями. Вырождение между переходами с различными магнитными моментами снимается дополнительным статическим магнитным полем, создаваемым магнитными катушками в зоне селектирующего резонатора. Таким образом, СВЧ-поле резонатора не влияет на населенность всех других магнитных подуровней  $|F=2, m=-2, -1, 1, 2\rangle$ , которые при пролете облака через блок детектирования, отклоняются от вертикальной траектории («сдуваются») лазерным излучением, резонансным  $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F = 3)$  циклическому переходу. После пролета через селектирующий резонатор все оставшиеся атомы

подготовлены в начальном состоянии  $|F = 1, m = 0\rangle$ , которое является наименее чувствительным к окружающему магнитному полю.

Селектирующий резонатор атомного спектрографа располагается над основной ловушкой и выполнен в виде титанового цилиндра с соосно закрепленной в нем кварцевой втулкой, имеющей диаметр около 15 мм (рисунок 20).

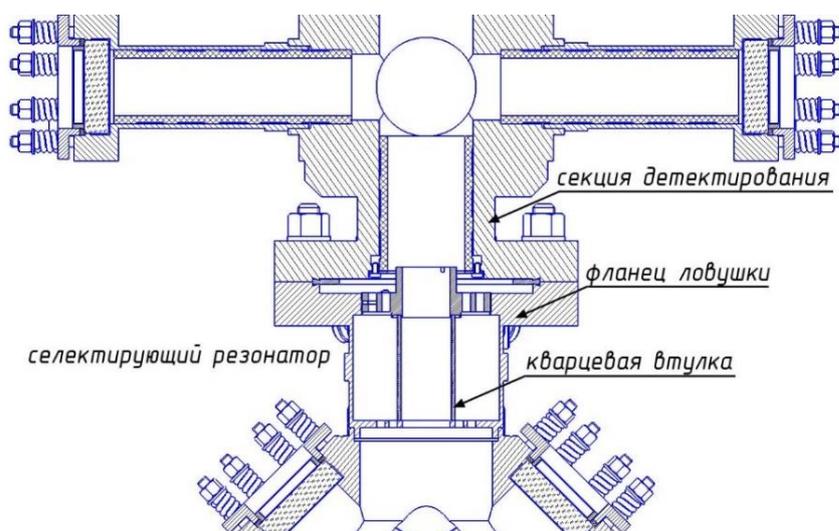


Рисунок 20 – Чертеж селектирующего резонатора в составе атомного спектрографа

Кварцевая втулка (рисунок 21) позволяет уменьшить геометрические размеры полости резонатора и разместить его непосредственно в присоединительном фланце корпуса основной ловушки [35]. Геометрические размеры резонатора подобраны таким образом, чтобы СВЧ мода типа  $H_{011}$  имела частоту 6834 МГц. Нагруженная добротность резонатора составляет  $Q \sim 800$ .



Рисунок 21 – Фото кварцевой втулки перед монтажом во фланец ловушки

## 2.4 Основной СВЧ резонатор

В основе работы стандарта частоты фонтанного типа лежит двукратное взаимодействие атомов с электромагнитным полем при баллистическом полете облака. Для функционирования атомного «фонтана» в резонаторе спектроскопа необходимо возбуждать СВЧ колебания на частоте 6,834682611 ГГц соответствующей частоте атомного перехода  $5S_{1/2}(F=1, m=0) \rightarrow 5S_{1/2}(F=2, m=0)$ .

При этом мода СВЧ колебания должна соответствовать следующим параметрам:

- осевая симметрия распределения поля;
- магнитная составляющая СВЧ поля параллельна вектору магнитного поля катушки подмагничивания по всей траектории полета атомного облака, что является необходимым условием для спектроскопии часового перехода;
- максимум напряженности магнитного поля совпадает с вертикальной осью резонатора.

Этим условиям удовлетворяют два типа колебаний: тип  $H_{011}$ - в цилиндрическом резонаторе и тип колебаний  $H_{011}$  - в прямоугольном резонаторе [22]. Однако, добротность цилиндрического резонатора выше добротности прямоугольного (в соответствии с отношениями объема к поверхности). Учитывая, что чем больше добротность ненагруженного резонатора, тем меньше фазовые градиенты на поперечном сечении пролетного «канала» резонатора, и принимая во внимание технологичность изготовления, в стандартах частоты фонтанного типа как правило применяют цилиндрический резонатор с типом колебаний  $H_{011}$ .

СВЧ поле внутри резонатора выражается следующим образом:

$$\begin{cases} \vec{E}(\vec{r}, \omega) = E(\omega)\vec{E}(\vec{r}) \\ \vec{B}(\vec{r}, \omega) = B(\omega)\vec{B}(\vec{r}) \\ E(\omega) = icB(\omega) \end{cases} \quad (27)$$

Компоненты моды  $H_{011}$  в цилиндрических координатах записываются следующим образом [36]:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \begin{cases} E_r = 0 \\ E_\theta = j\mu\omega \frac{R}{x'_{01}} \sin\left(\frac{\pi z}{L}\right) J_1\left(\frac{x'_{01}r}{R}\right) \\ E_z = 0 \end{cases} \quad (28)$$

и

$$\vec{H}(\vec{r}) = \begin{cases} H_r = \frac{\pi R}{x'_{01}L} \cos\left(\frac{\pi z}{L}\right) J_1\left(\frac{x'_{01}r}{R}\right) \\ H_\theta = 0 \\ H_z = \sin\left(\frac{\pi z}{L}\right) J_0\left(\frac{x'_{01}r}{R}\right) \end{cases} \quad (29)$$

где  $\mu \approx \mu_0$  – магнитная проницаемость,  $x'_{01} = 3,832$  – первый корень функции  $J'_0(x) = 0$ , где  $J'_0(x)$  – производная функции Бесселя нулевого порядка. Из уравнений (28), (29) видно, что рассматриваемая мода обладает аксиальной симметрией.

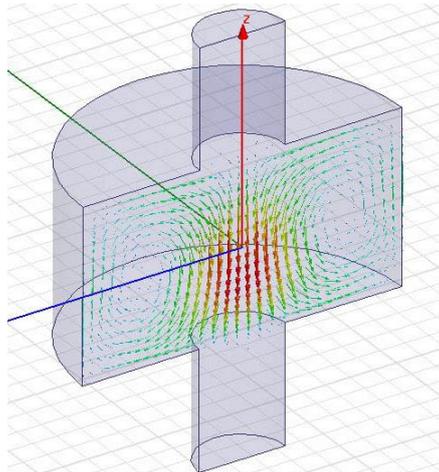


Рисунок 22 - Компьютерная модель распределения магнитного поля в СВЧ резонаторе

Резонансную частоту моды  $H_{011}$  можно вычислить с помощью выражения [37]:

$$f_{011}^H = \frac{1}{2\pi\sqrt{\mu\varepsilon}} \sqrt{\left(\frac{3,832}{r}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{h}\right)^2} \quad (30)$$

где  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость,  $r$  и  $h$  – радиус и высота цилиндрического резонатора, соответственно.

Отстройка резонатора от частоты атомного перехода вызывает сдвиг измеряемой частоты, который может быть выражен как:

$$\delta\omega_{\text{затяг}}^{\text{амп}} = \frac{8}{\pi^2} \frac{Q_{\text{рез}}^2}{Q_{\text{ат}}^2} \Delta_{\text{рез}} b\tau \operatorname{ctg}(b\tau) \quad (31)$$

где  $Q_{рез}$  и  $Q_{ат}$  – добротность резонатора и атомного резонанса,  $b\tau$  – коэффициент определяющий мощность импульса Раби при взаимодействии атома с СВЧ полем и  $\Delta_{рез}$  – отстройка собственной частоты резонатора относительно частоты атомного перехода. Из данного выражения следует, что при  $Q_{рез} \approx 29500$ ,  $Q_{ат} = 7 \cdot 10^9$  и неопределенности коэффициента  $b\tau$  10 % и отстройки 80 КГц, затягивание частоты составит  $\sim 3 \cdot 10^{-17}$ . Таким образом, в стандартах частоты фонтанного типа важна точная настройка частоты резонатора на частоту атомного перехода. С другой стороны, выбор значения нагруженной добротности ( $Q_{нагр} \approx Q_{ненагр}$ ) обусловлен высокими требованиями к распределению фазы колебания в полости резонатора, так как неоднородность распределения фазы вызывает сдвиг измеряемой частоты [38]. Таким образом, СВЧ резонатор атомного фонтана, во-первых, должен обладать высокой добротностью и, во-вторых, должен быть настроен как можно ближе к частоте атомного перехода.

Для достижения максимальной симметрии поля внутри основной полости резонатора, необходима тщательная установка фазы и амплитуды сигналов подводимых к обоим волноводам [39]. Это реализуется с помощью устройства двухплечевой запитки резонатора (рисунок 23).

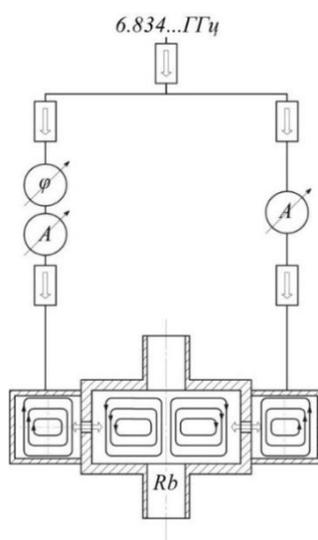


Рисунок 23 - Схема двухплечевой запитки СВЧ резонатора.

Одно из плеч, сформированных делителем СВЧ мощности, имеет перестраиваемый СВЧ аттенюатор и фазовращатель, что позволяет настроить плечи резонатора и по амплитуде, и по фазе.

## 2.5 Секция детектирования

Как уже отмечалось ранее (см. раздел 1.2), измерение частоты зондирующего сигнала производится через определение вероятности «часового» атомного перехода после двойного взаимодействия с СВЧ полем. Расчет вероятности атомного перехода в стандартах частоты фонтанного типа происходит согласно выражению:

$$P = \frac{N_2}{N_1 + N_2} \quad (32)$$

где  $N_1$  – число атомов в состоянии  $|F = 1, m = 0\rangle$ ,  $N_2$  – число атомов в состоянии  $|F = 2, m = 0\rangle$ . Количество атомов  $N_1, N_2$  измеряется с помощью двух малошумящих фотодиодов, регистрирующих сигнал от флюоресценции атомов при пролете атомов через лазерные лучи [40].

На рисунке 24 изображен формирователь детектирующих лучей.

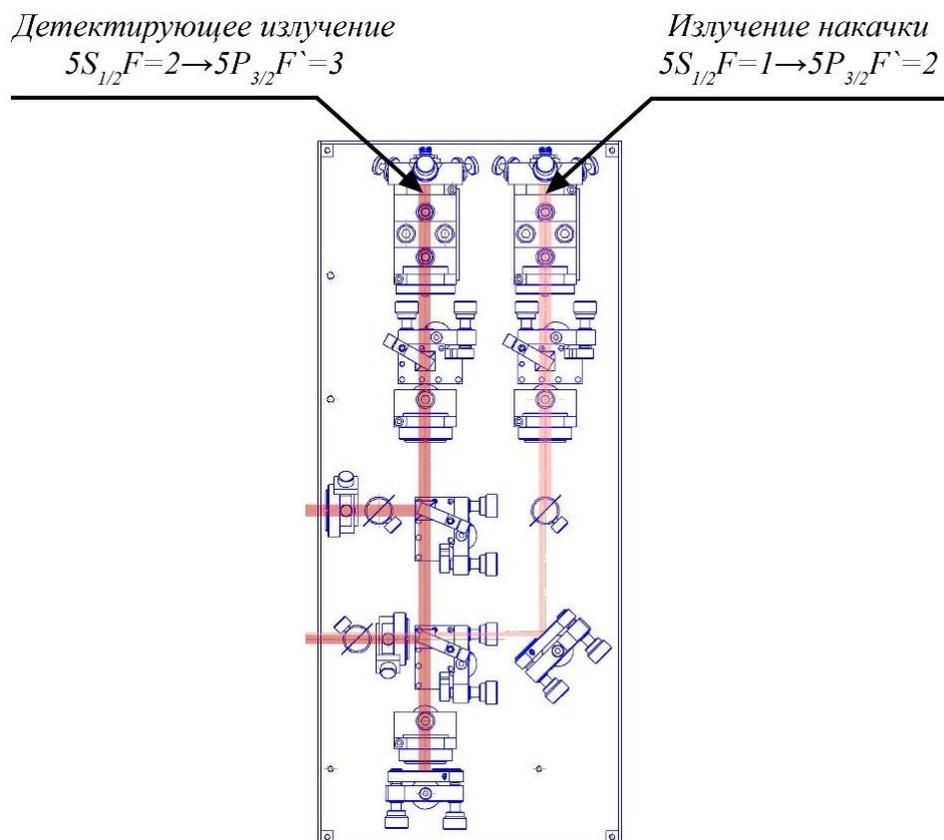


Рисунок 24 – Формирователь детектирующий лучей с условным изображением их хода

Верхний луч, частота которого настроена на циклический переход  $F2 \leftrightarrow F'3$ , проходит через секцию детектирования и частично отражается от зеркала в обратном направлении, образуя стоячую волну. Таким образом, интенсивность флуоресцентного света, испускаемого возбужденными атомами, пересекающими этот луч, пропорционально числу  $N_2$  атомов  $|F = 2, m = 0\rangle$  сверхтонкой структуры. Нижняя часть этого луча не попадает на зеркало, формируя бегущую световую волну той же частоты, которая отклоняет атомы от вертикальной траектории.

Детектирование атомов только в одном состоянии недостаточно эффективно для работы стандарта частоты, так как детектированный сигнал зависит не только от числа атомов в состоянии  $F2$ , но и от общего числа атомов, летящих вверх в данном запуске (выстреле). Число атомов от выстрела к выстрелу может меняться в пределах 10% и более, и это изменение общего числа атомов также определяет величину сигнала на фотодетекторе. Поэтому необходимо детектировать атомы в обоих состояниях.

После детектирования состояния  $|F = 2, m = 0\rangle$  атомы попадают в луч «накачки», который переводит оставшиеся в облаке атомы из состояния  $|F = 1, m = 0\rangle$  в состояние  $|F = 2, m = 0\rangle$ . После этого атомы регистрируются на нижнем фотодиоде. Сечение детектирующих лучей изображено на рисунке 25.

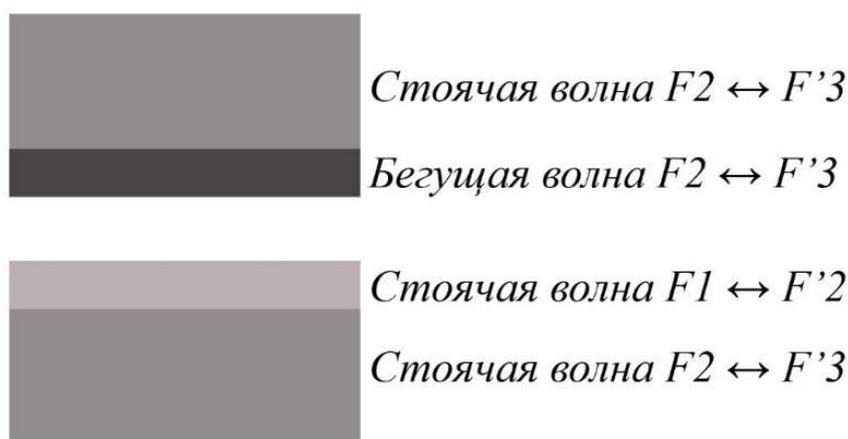


Рисунок 25 - Сечение лазерных лучей детектирования

Секция детектирования (рисунок 24) расположен над узлом ловушки и представляет собой титановый корпус с 8-ю просветленными на длину волны 780 нм оптическими окнами: 4 окна предназначены для ввода детектирующих лучей, 4

окна для регистрации флюоресценции детектируемых атомов. Верхний торец корпуса имеет посадочное место типа «конфлат» для вакуумного соединения с пролетным пространством. Нижняя часть корпуса выполнена в виде CF фланца для присоединения к основной ловушке.

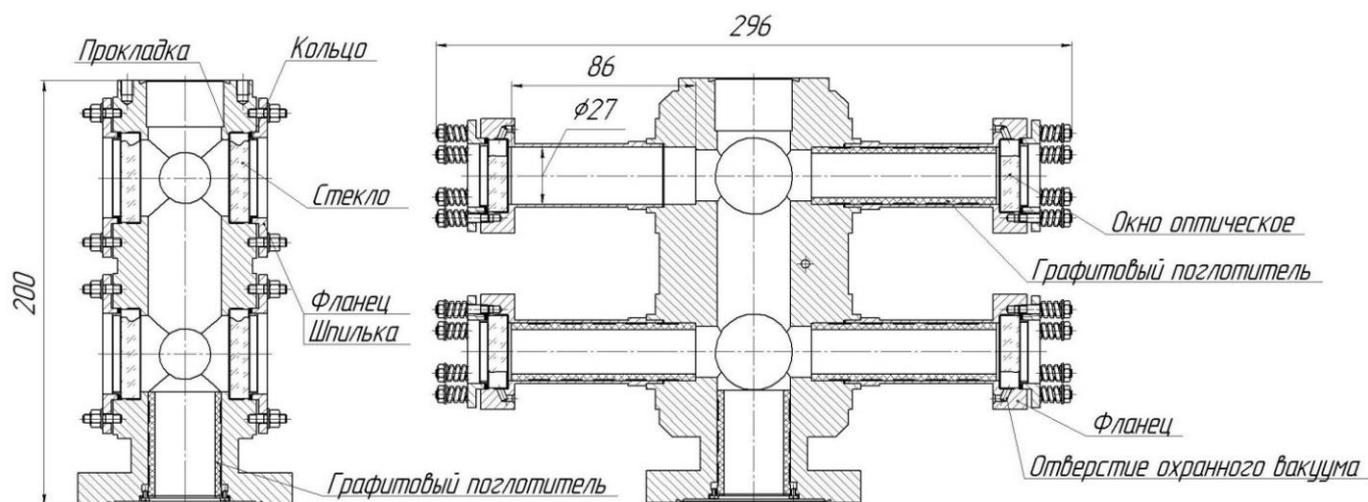


Рисунок 26 – Секция детектирования спектрометра

Близкое расположение окон детектирования от оси пролета атомов рубидия (~30 мм) и большой их диаметр (44 мм) обеспечивают сбор сигнала флюоресценции в телесном угле  $\sim \pi/4$ .

Оси обоих окон детектирования расположены в одной плоскости на расстоянии 83 мм друг над другом, это позволит избежать пересечения зон детектирования верхнего и нижнего детекторов. Чтобы предотвратить паразитные переотражения, а также для поглощения фонового пара атомов рубидия в корпус детекторной секции вставлены несколько графитовых втулок.

Для регистрации лазерного излучения, рассеянного атомами рубидия на стадии детектирования используются фотодетекторы. Каждый фотодетектор содержит высокочувствительный фотодиод, электронную схему и систему линз, помещённых в металлический корпус. В состав атомного спектрометра входят два фотодетектора. Для выбора конфигурации фотодетекторов важна геометрия верхнего и нижнего детектирующих лучей. Размеры поперечного сечения каждого из этих лучей выбраны следующие: около 4 мм по высоте и более 14 мм по ширине.

Один луч смещён относительно другого по вертикали на 83 мм. Фрагмент чертежа фотодетектора изображен на рисунке 27.

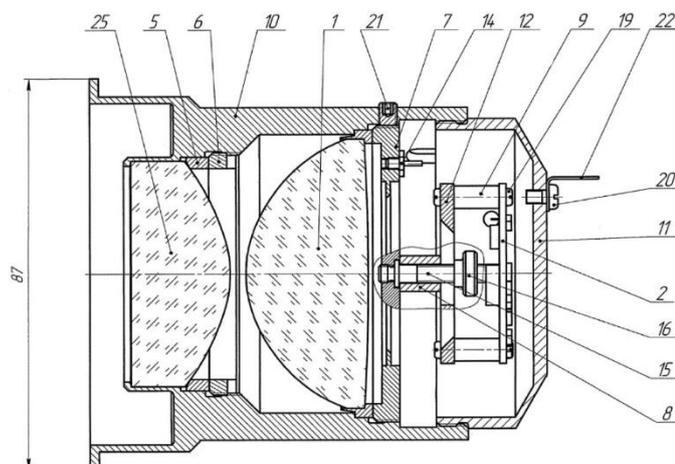


Рисунок 27 – Фрагмент чертежа фотодетектора

Оптическая схема фотодетектора состоит из двух линз, фокусирующих излучение, рассеиваемое атомами, на высокочувствительном малошумящем фотодиоде. Фотодиод имеет чувствительную область квадратной формы размером 6х6 мм. Параметры схемы были выбраны таким образом, чтобы в параксиальном приближении изображение фотодиода в зоне пролёта атомов через детектирующий луч лежало на центральной оси вакуумной камеры и представляло собой квадрат размером 8×8 мм. При такой конфигурации системы удаётся принять излучение из большей части зоны и избежать приёма излучения из зоны чувствительности другого фотодетектора.

Фотодиод крепится на печатной плате, содержащей также электронную схему предварительного усилителя тока фотодиода (рисунок 28).

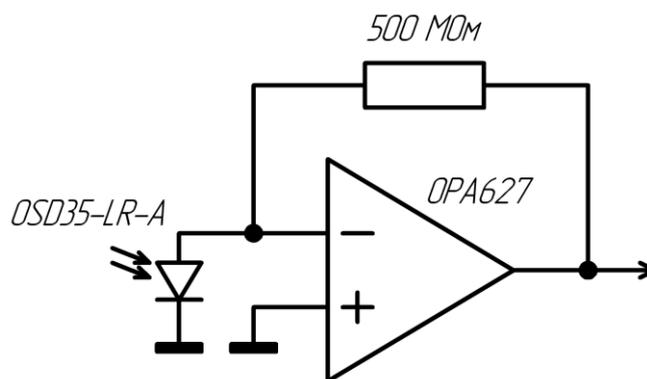


Рисунок 28– Схема предварительного усилителя фотодетектора

На схеме опущены схемы защиты, частотной коррекции и т.п. Усилитель построен на основе операционного усилителя ОРА627 фирмы Vurr-Brown с сопротивлением в цепи обратной связи 500 МОм. Фотодиод работает с нулевым напряжением смещения.

Плата фотодиода крепится на металлической платформе, которая обеспечивает возможность юстировки изображения фотодиода в нужном положении. Юстировка производится до крепления фотодетектора к блоку детектирования. На рисунке 29 представлена фотография двух фотодетекторов спектрокопа атомного фонтана в сборе.



Рисунок 29 – Фотография двух фотодетекторов в сборе

Усиленный сигнал с фотодиода подается на блок АЦП системы управления, где происходит оцифровка сигнала, его интегрирование и вычисление вероятности атомного перехода.

На рисунке 30 изображены оцифрованные сигналы фотодиодов. Синий сигнал от флюоресценции атомов при пролете через верхний луч, желтый – через нижний.

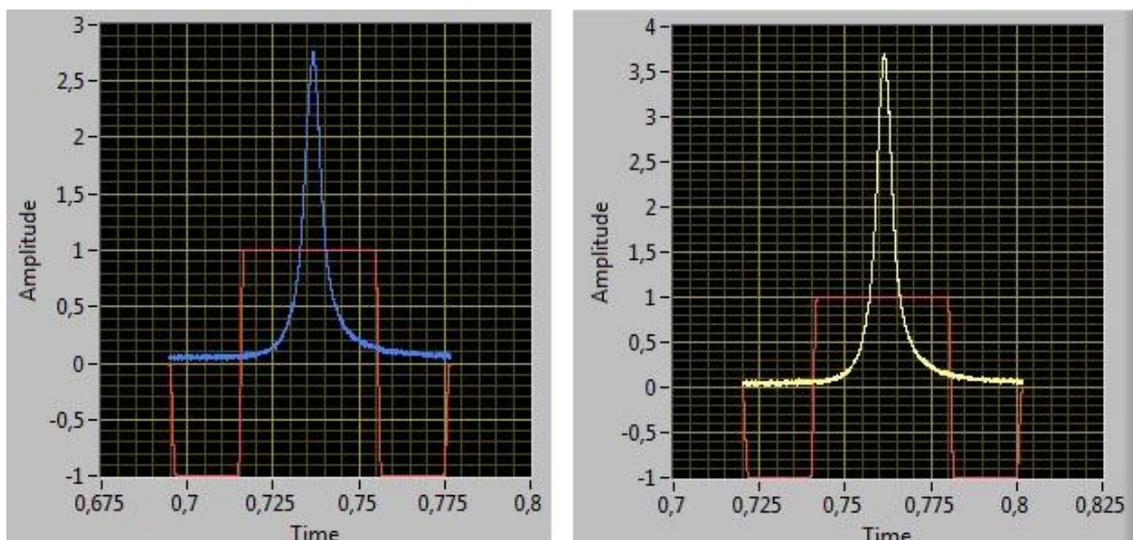


Рисунок 30 – Оцифрованные системой управления сигналы от флюоресценции атомов при пересечении лазерных лучей

## 2.6 Секция вакуумной откачки

Нормальная работа спектроскопа рубидиевого «фонтана» возможна только при условии глубокого вакуума (или, как принято говорить, сверхвысокого вакуума). Это обусловлено тем что, время пролета атомов рубидия от ловушки до апогея и вниз до детектора, чрезвычайно большое, по сравнению с классическим пучковым стандартом. Оно примерно равно 1 с, и на протяжении этого времени облако из атомов рубидия подвергнуто вероятности столкновения с молекулами остаточного газа в вакуумной камере. Чем меньше парциальное давление этого газа, тем меньше его плотность и, следовательно, реже столкновения.

Оценку необходимого вакуума в камере можно сделать, если известны эффективные сечения взаимодействия (рассеяния)  $\sigma$  атома рубидия при столкновении с различными газами. Преобладающим остаточным газом в «чистых» вакуумных камерах является азот. Эффективное сечение рассеяния рубидия на азоте  $\sigma_{Rb/N}$  равно  $0,4 \cdot 10^{-14}$  см<sup>2</sup>. Из газокинетических законов можно найти выражение для числа  $n$  столкновений азота с атомом рубидия за 1 с:

$$n = 3,8 \cdot 10^{20} \cdot \sigma_{\frac{Rb}{N}} \cdot P_N = 3,8 \cdot 10^{20} \cdot 0,4 \cdot 10^{-14} \cdot P_N = 1,5 \cdot 10^6 \cdot P_N \quad (32)$$

где  $P_N$  – парциальное давление азота (в мм.рт.ст.).

Отсюда следует, что при парциальном давлении азота  $P_N = 4 \cdot 10^{-7}$  Па примерно 1% атомов рубидия не долетит до детектора, что приведет к уменьшению отношения сигнала к шуму на 0,5%.

Остаточное давление в вакуумной камере  $P$  определяется скоростью газовой выделенной  $A_1$  стенок камеры, скоростью натекания через разъемные вакуумные соединения  $A_2$  и скоростью откачки  $U_0$  высоковакуумного насоса:

$$P = \frac{A_1 + A_2}{U_0} \quad (33)$$

Скорость газовой выделенной  $A_1$  в значительной степени определяется чистотой обработки внутренней поверхности вакуумных узлов и деталей, а также технологией обезгаживания составных частей вакуумной камеры и всей системы в целом. Наилучшие результаты достигаются при электрополировке всех деталей вакуумной камеры и длительном их обезгаживании при температуре  $\sim 400$  °С. Для меди и нержавеющей стали в [41] приводятся значения скорости газовой выделенной после обезгаживания этих материалов при температуре 400 °С. Среднее значение из приведенных значений составляет величину  $1 \cdot 10^{-9} \frac{\text{Па} \cdot \text{м}^3}{\text{м}^2 \cdot \text{с}}$ . При общей площади внутренней поверхности вакуумной камеры примерно равной 0,5 м<sup>2</sup> полное количество газа, выделяемое из стенок вакуумной камеры после длительного прогрева при температуре 400 °С должно быть на уровне  $5 \cdot 10^{-10} \frac{\text{Па} \cdot \text{м}^3}{\text{с}}$  (или  $4 \cdot 10^{-9} \frac{\text{мм.рт.ст.} \cdot \text{л}}{\text{с}}$ ).

В вакуумной камере основной ловушке имеется 14 разъемных вакуумных уплотнений на медных прокладках типа «конфлат» и 8 разъемных кварцевых оптических окон. Для уплотнений на медных прокладках оценка скорости натекания, взятая из [41], составляет  $A_{Cu} \cong 0,7 \cdot 10^{-10}$  Па·м<sup>3</sup>/с на каждый разъем, что для суммарной скорости натекания составит величину  $\sim 1 \cdot 10^{-9}$  Па·м<sup>3</sup>/с.

Таким образом, суммарное натекание газа в вакуумную камеру может быть оценено величиной

$$A_1 + A_2 = 1,5 \cdot 10^{-9} \left( \text{Па} \cdot \frac{\text{м}^3}{\text{с}} \right) \quad (34)$$

Необходимая скорость откачки  $U_0$  высоковакуумного насоса для достижения давления  $P=4 \cdot 10^{-7}$  Па согласно выражению (33) равна 4 л/с:

Таким образом, имея в наличии магниторазрядный насос с минимальной скоростью откачки 20 л/с, можно с большим запасом обеспечить необходимый вакуум.

Корпус узла вакуумной откачки выполнен из титана ВТ1-0 в виде куба и имеет шесть присоединительных фланцев (рисунок 31). К четырем фланцам в боковых гранях подсоединяются: магниторазрядный насос, два геттерных насоса и переходное устройство для присоединения откачного поста, осуществляющего откачку и контроль давления в вакуумной камере на этапе технологического отжига по достижению сверхвысокого вакуума в системе. Так как основным конструктивным материалом вакуумной камеры является титан, то неизбежно присутствие в камере водорода, дополнительную откачку которого обеспечивает геттерный насос. В геттерном насосе в качестве газопоглотителя используется материал КНТ-12, выполненный в виде шайб из прессованного порошка гидрида титана. Количество загруженных в контейнер геттерного насоса шайб ~100 штук.

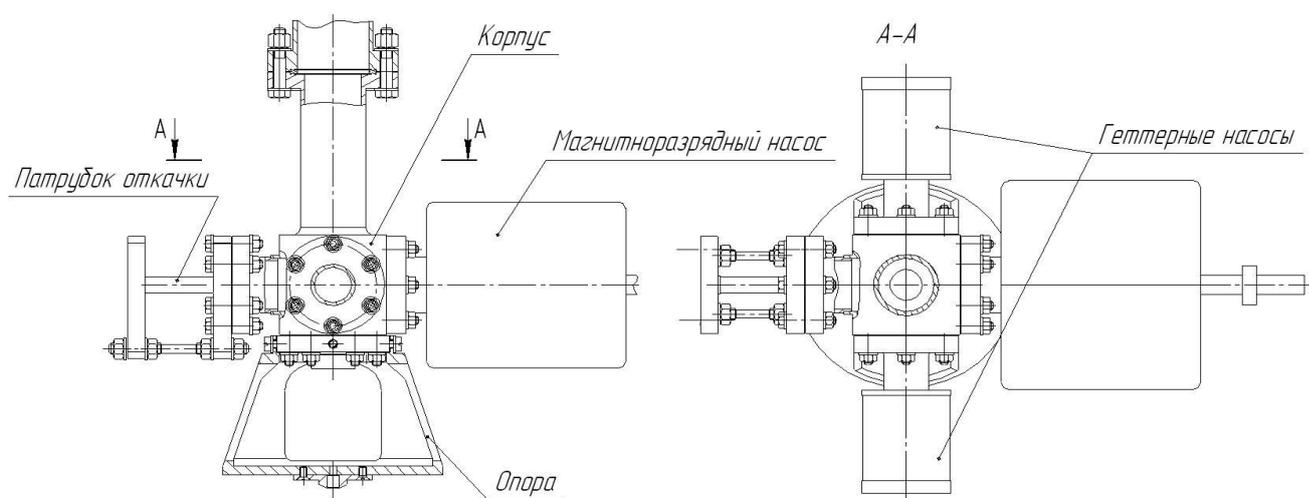


Рисунок 31- Секция откачки с геттером и магниторазрядным насосом.

Такое количество шайб после высокотемпературного отжига геттера обеспечивает скорость откачки геттерного насоса по водороду порядка 30 л/с.

Нижнее окно, которое используется для предварительного выравнивания спектроскопа по вертикале, выполнено в виде отдельного узла, который устанавливается на нижний фланец корпуса узла откачки с уплотнением через медную прокладку.

## 2.7 Система экранирования и подмагничивания

В стандартах частоты фонтанного типа наибольшее смещение измеряемой частоты (сдвиг частоты) относительного частоты невозмущенного атомного перехода вызывает эффект Зеемана - расщепление линий атомных спектров в магнитном поле [42]. Изменение энергии магнитных подуровней атомов щелочных металлов, включая рубидий, строго описывается формулой Брайта-Раби [43]. Согласно этой формуле, сдвиг часового перехода  $|F = 1, m = 0\rangle \rightarrow |F = 2, m = 0\rangle$  в магнитном поле, энергия которого намного меньше, чем энергия разделяющая сверхтонкие уровни, определяется как:

$$\Delta f_{Z2} = \frac{(g_J - g_I)^2 \mu_B^2}{2h^2 f_0} B_0^2 = 575,15 \cdot 10^8 B_0^2 \quad (35)$$

где экспериментально измеренный  $g$ -фактор для электрона и ядра  $\text{Rb}^{87}$  [44]:

$$g_J = 2.002\,331\,13(20), \quad g_I = -0.000\,995\,1414(10);$$

$B_0$  – индукция постоянного магнитного поля, Тл;

$f_0$  – частота невозмущенного перехода, Гц.

Создание магнитного поля необходимо для снятия вырождения по квантовому числу  $m$  в сверхтонкой структуре основного состояния атомов рубидия для  $F=2$  и  $F=1$ .

В том случае, когда направление статического магнитного поля совпадает с направлением высокочастотного магнитного поля в резонаторе, наблюдается три резонансные спектральные линии, симметрично расположенные по частоте

относительно центральной линии «часового» перехода ( $F=2, m=0$ ) и ( $F=1, m=0$ ). Разность частот между линиями равна определяются выражением (35).

Для того, чтобы «хвосты» ближайших спектральных линий Раби не оказывали заметного влияния на результат измерения частоты спектральной линии часового перехода, магнитное поле должно быть примерно равно  $B_0=10^{-7}$  Тл.

Требования к постоянству магнитного поля можно определить через частоту Зеемана:  $|df| < 1$  Гц. С такой же погрешностью это поле должно сохранять свою величину во время всего сеанса непрерывной работы рубидиевого стандарта частоты фонтанного типа.

Таким образом, к системе магнитного экранирования предъявляются очень жесткие требования. Она должна обеспечить создание магнитного поля в пролетном пространстве с индукцией на уровне  $B=100$  нТл (1мГс) и с неоднородностью не более 0,7 нТл.

Коэффициент экранирования в пролетном пространстве должен быть очень высоким, так чтобы снизить внешние магнитные поля  $\sim 5 \cdot 10^{-5}$  Тл до полей, меньших  $1 \cdot 10^{-9}$  нТл. При возможных предельных колебаниях земного поля  $B_{Земля} \sim 10^{-6}$  Тл изменения поля-С не должны превышать  $B_{С-поле} < 0,7$  нТл. Таким образом, коэффициент экранирования  $K_{экр}$  должен быть равен

$$K_{экр} \geq \frac{5 \cdot 10^{-7}}{7 \cdot 10^{-11}} \approx 7 \cdot 10^4.$$

Для устранения влияния внешних магнитных полей и формирования однородного магнитного поля вертикального направления в состав атомного спектроскопа входит система экранирования и подмагничивания (рисунок 8). Условно ее можно разделить на две части верхнюю и нижнюю. Верхняя часть состоит из соленоида длиной 568 мм (катушка С-поля), двух компенсационных катушек и пятислойного цилиндрического магнитного экрана. Чтобы обеспечить соосность вектора магнитной индукции и оси спектроскопа, соленоид С-поля состоит из двух катушек с мелким шагом (1,5 мм) и противоположным направлением намотки. Для устранения краевых эффектов соленоида, на его краях

имеются две катушки компенсации. Соленоид и катушки окружены пятью магнитными экранами из пермаллоя марки 81НМА толщиной 0,5 мм.

В нижней части необходимое магнитное поле создается пятью катушками, окруженными двумя магнитными экранами (рисунок 32).



Рисунок 32 – Нижняя часть системы экранирования и подмагничивания

Внутренний экран имеет толщину стенки 0,5 мм, внешний - прямоугольный со стенками толщиной 4 мм. Для подавления неоднородности магнитного поля, на стыке верхней и нижней частей системы экранирования, применяются две дополнительные компенсирующие катушки.

## 2.8 Контроль температуры

В квантовых стандартах измеряемая частота атомного перехода зависит от напряженности электрического поля. При комнатной температуре из-за эффекта теплового излучения стенок пролетной области спектроскопа, частота «часового» перехода атома рубидия при оказывается сдвинутой на величину [45]:

$$\Delta f_{\text{чт}} = \frac{\beta}{f_0} \left( \frac{T}{T_0} \right)^4 \left[ 1 + \varepsilon \left( \frac{T}{T_0} \right)^2 \right] \quad (36)$$

где коэффициенты пропорциональности  $\beta = -1.256(4) \cdot 10^{-14}$  и  $\varepsilon = 0.011$ ,  $T_0 = 300$  К [46].

Из этого соотношения следует, что изменения температуры в помещении, где

располагаться стандарт частоты и, соответственно, в пролетном пространстве вакуумной камеры не должно превышать  $\pm 0,45$  °С. В таком случае, при изменении температуры на 0,9 градуса относительная погрешность воспроизведения частоты из-за излучения черного тела составит величину  $1,53 \cdot 10^{-16}$ .

Поддержание постоянной температуры также необходимо для того, чтобы избежать теплового расширения основного СВЧ резонатора, приводящего к нестабильности и сдвигу частоты.

Для измерения абсолютной температуры зоны пролётного пространства используется откалиброванный платиновый термодатчиком РТ100, установленный на корпусе резонатора.

## **2.9 Выводы**

В главе 2 подробно рассмотрена конструкция атомного спектроскопа. Описаны фундаментальные принципы лазерного охлаждения нейтральных атомов, лежащего в основе стандартов частоты фонтанного типа. Исходя из физических эффектов, приводящих к сдвигу измеряемой частоты, сформулированы требования к блокам и узлам спектроскопа, в частности, к точности направления охлаждающих лучей, к отстройке основного резонатора относительно атомного перехода, к скорости откачки вакуумного насоса, к коэффициенту экранирования магнитный экранов. Также рассмотрены конструктивно-технологические решения, принятые в атомном спектроскопе из состава хранителя единиц времени и частоты, позволяющие достичь заданной нестабильности.

## Глава 3 Экспериментальные исследования атомного спектроскопа

### 3.1 Оценка основных характеристик вспомогательной магнитооптической ловушки

В разделе 2.1 был рассмотрен принцип работы источника охлажденных атомов на основе магнитооптической ловушки. В источнике происходит селекция изотопа  $^{87}\text{Rb}$  из природного рубидия и формирование пучка холодных атомов. Вакуумные камеры источника и основной ловушки сообщаются только через отверстие диаметром 1,2 мм, которое помимо формирования «теневого» канала выполняет функцию так называемой дифференциальной откачки, позволяющей обеспечить сопряжение двух объемов с разным давлением [47]. Таким образом, в детекторную секцию попадают атомы, накопленные и подброшенные из центра ловушки. Другими словами, в сигнале детектирования практически отсутствует постоянная составляющая, вызванная флюоресценцией паров рубидия (рисунок 26), которая вызывает дополнительный шум при регистрации. Кроме того, фоновый пар рубидия значительно уменьшает ресурс работы магниторазрядного насоса, которые используются в стандартах частоты фонтанного типа. Это связано с тем, что металл осаждается на керамической изоляции между катодом и анодом в камере насоса и вызывает ток утечки, что значительно сокращает технический ресурс магниторазрядного насоса [48].

В настоящем разделе будут рассмотрены основные характеристики источника замедленных атомов: средняя продольная скорость, поток, угол расходимости, а также рабочие параметры, обеспечивающие максимальное количество детектируемых атомов.

#### *3.1.1 Скоростное распределение атомов $^{87}\text{Rb}$ в пучке вспомогательной ловушки*

Скоростное продольное распределение атомов и их средняя скорость в пучке, формируемого вспомогательной ловушкой, определяется по времени их пролета от

отклоняющего луча до детектирующего луча. Схема экспериментальной установки приведена на рисунке 33.

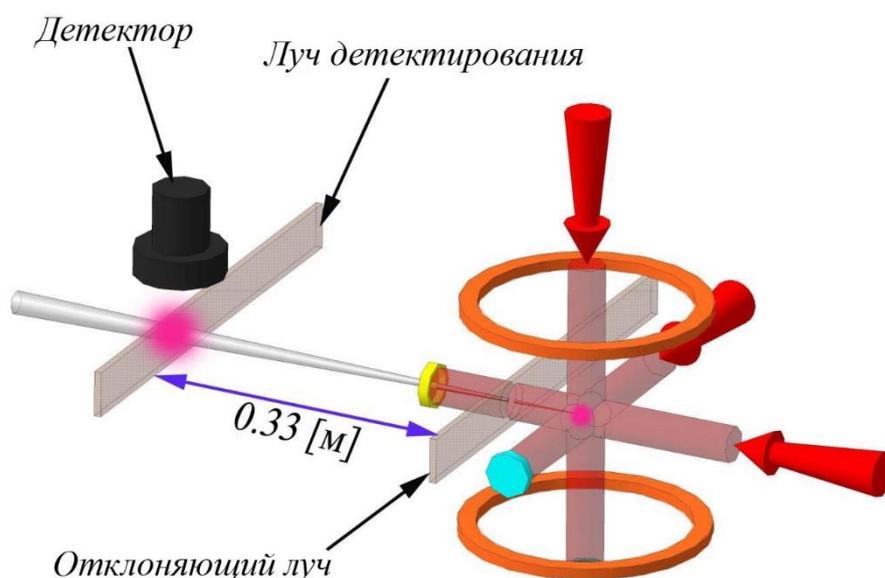


Рисунок 33 – Схема экспериментальной установки для определения основных характеристик источника атомов на основе магнитооптической ловушки

Во время экспериментальных исследований, на одно из окон основной ловушки монтируется фотодетектор, который регистрирует сигнал флуоресценции при пролете атомов через луч детектирования. В роли луча детектирования выступает один из охлаждающих лучей ловушки интенсивностью  $3,6 \text{ (мВт/см}^2\text{)}$  и отстроенный по частоте от перехода  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  на  $140 \text{ КГц}$ .

Форма поперечного сечения пучка формируется прямоугольной диафрагмой размером  $1 \times 15 \text{ мм}$ . Остальные лучи в это время ловушки перекрыты. Согласно схеме рисунка 33, в магнитооптическую ловушку направляется дополнительный отклоняющий лазерный пучок, частота которого соответствует атомному переходу  $5S_{1/2} (F = 2) \rightarrow 5P_{3/2} (F' = 3)$ . «Сдувающий» луч отклоняет поток от прямолинейной траектории и препятствует попаданию атомов в область детектирования. Его включение и выключение осуществляется с помощью электромеханического прерывателя.

Для измерения времени пролета атомов измерялось время между фронтом открывающего импульса и фронтом сигнала фотодетектора в зоне детектирования.

Это время составило 32 мс, что при расстоянии от отклоняющего луча до луча детектирования в 0,33 м, соответствует скорости  $\sim 10$  м/с.

Для определения скоростного распределения атомов вдоль пучка записывается процесс нарастания напряжения детектора после выключения отклоняющего луча (рисунок 34).

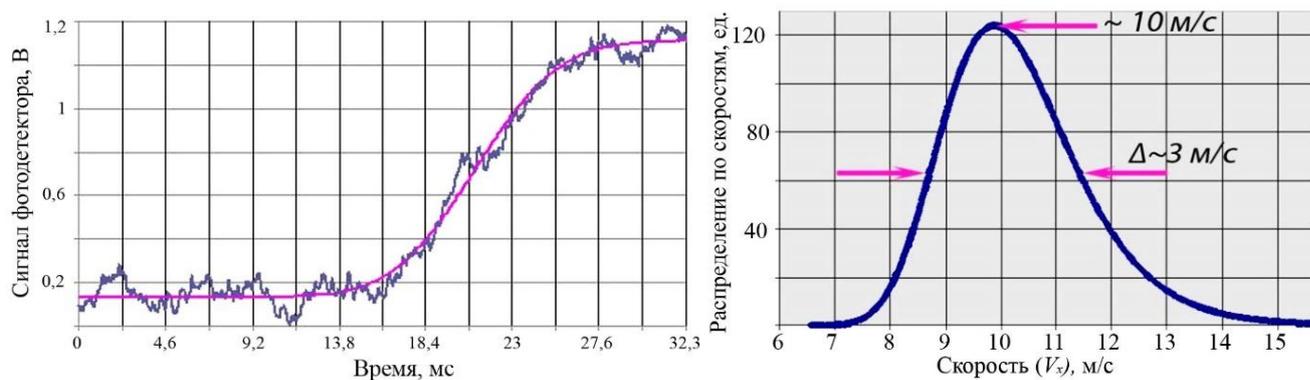


Рисунок 34 – Сигнал детектора от флюоресценции атомов  $Rb^{87}$  и распределение атомов по скоростям в пучке

Фронт сигнала тока фотодетектора аппроксимируется интегральным нормальным распределение, которое соответствует распределению атомов по скоростям, максимум которого соответствует средней скорости 10 м/с, а полная ширина на полувысоте равна 3 м/с.

### 3.1.2 Плотность потока атомов $^{87}Rb$

Атомы рубидия (рисунок 35), вылетая из вспомогательной ловушки, создают поток, плотность которого есть число атомов, проходящих через единицу площади за единицу времени [49].



Рисунок 35 – Фотография облака холодных атомов  $Rb^{87}$  во вспомогательной ловушке. В правой части располагается зеркало с отверстием.

Для оценки количества атомов, пересекающих луч детектирования, использовалось следующее выражение [29]:

$$\Phi = \frac{U_0}{G \cdot R \cdot \eta(\lambda) \cdot e} \cdot \frac{4\pi}{d\Omega} \cdot \frac{1}{k^4} \cdot \frac{v_z}{\Delta z} \cdot \left( \frac{2}{\Gamma} \cdot \frac{1 + S_{op}}{S_{op}} \right) \quad (37)$$

где первый множитель характеризует детектор, второй - телесный угол, в котором фотоны флуоресценции попадают на фотодиод, третий - коэффициент пропускания линз фотодетектора, четвертый - время пребывания атомов в детектирующем луче, и последний - количество фотонов, которое может переизлучить один атом. Оценочное значение потока атомов для рассматриваемой установки составило:  $1,6 \cdot 10^9$  атомов/с.

### 3.1.3 Угол расходимости пучка атомов $^{87}\text{Rb}$ вспомогательной ловушки

Угол расходимости пучка атомов источника определяется расстоянием от зеркала до центра вспомогательной ловушки ( $d = 42,1$  мм) и диаметром отверстия в зеркале ( $\emptyset 1,2$  мм) (рисунок 36).

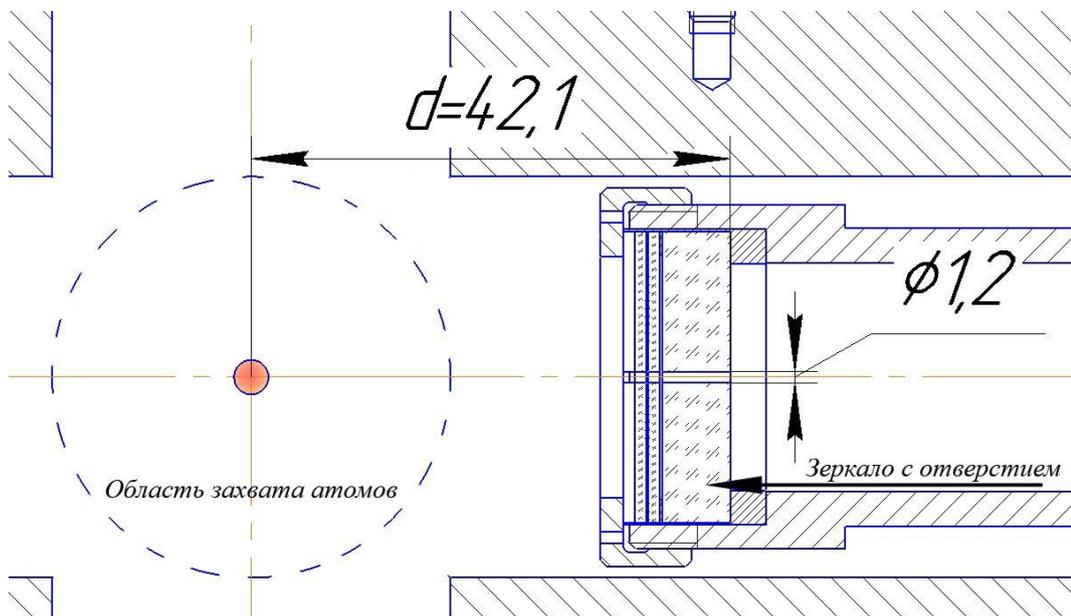


Рисунок 36 – Фрагмент чертежа вспомогательной ловушки к расчету угла расходимости пучка

Согласно чертежу рисунка 32 угол расходимости пучка составляет:

$$\theta = \text{atan} \left( \frac{\emptyset}{2d} \right) = 28,5 \text{ мрад} \quad (38)$$

### 3.1.4 Вспомогательная ловушка в составе атомного спектроскопа

В основной ловушке спектроскопа лазерным излучением могут быть захвачены только те атомы, скорость которых не превышает значение  $V_3$ , определяемое как [50]:

$$V_3 \approx \left( \frac{2F_{max}r}{m} \right)^{\frac{1}{2}} = \left( \frac{\hbar k \gamma r}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (39)$$

где  $\hbar$  – постоянная Планка ( $\hbar = 1,054\,571\,800(13) \times 10^{-34}$  Дж·с),  $k=2\pi/780$  нм;  $\gamma$  – естественная ширина линии поглощения ( $\gamma_{Rb87} = 6,0666$  МГц);  $r$  – радиус ловушки,  $m$  – атомная масса ( $m_{Rb} = 1,443\,160\,648(72) \times 10^{-25}$  кг) [51].

В нашем случае  $V_3 = 27$  м/с. Атомы со скоростями меньше  $V_3$  (низкоскоростной хвост распределения Максвелла-Больцмана) могут быть захвачены непосредственно из паров рубидия в объеме ловушки. Однако, это оказывается недостаточно эффективно, так как требует значительного времени приготовления атомного ансамбля по сравнению со временем опроса.

Результаты экспериментальных исследований (3.1.1-3.1.3) позволяют включить разработанный источник в состав спектроскопа «фонтана» атомов рубидия.

На рисунке 37 показаны сигналы фотодетекторов, когда лазерное излучение вспомогательной ловушки перекрыто и она не функционирует. В этом случае захват атомов происходит из паров рубидия в основной ловушке.

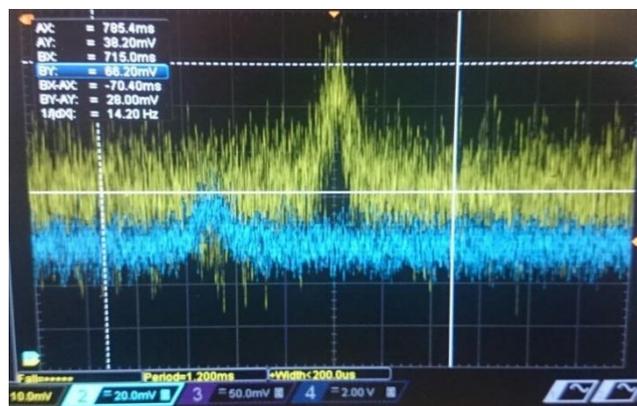


Рисунок 37– Сигналы детектирования атомов без вспомогательной ловушки

На рисунке 38 показаны сигналы фотодетекторов при работе вспомогательной ловушки в непрерывном режиме.



Рисунок 38– Сигналы детектирования атомов при работе вспомогательной ловушки в непрерывном режиме

Исходя из того, что число регистрируемых атомов пропорционально интегралам сигналов фотодетекторов, можно сделать вывод, что использование вспомогательной магнитооптической ловушки, работающей в непрерывном режиме в составе атомного спектроскопа, увеличивает число детектируемых атомов в 40 раз.

Таким образом, источник охлажденных атомов на основе магнитооптической ловушки, имеет следующие характеристики [52]:

- угол расходимости: 28,5 мрад;
- плотность потока атомов:  $1,6 \cdot 10^9$  атомов/с;
- средняя продольная скорость атомов в пучке: 10 м/с.

### 3.1.5 Импульсный режим вспомогательной ловушки

Для увеличения количества рабочих атомов автором предложен импульсный режим работы вспомогательной ловушки, который заключается в модуляции тока одной из катушек, расположенных вдоль вертикальной оси. Это позволяет смещать нулевой потенциал магнитного поля относительно геометрического центра ловушки, и накапливать атомы вне «теневого канала» (рисунок 39).

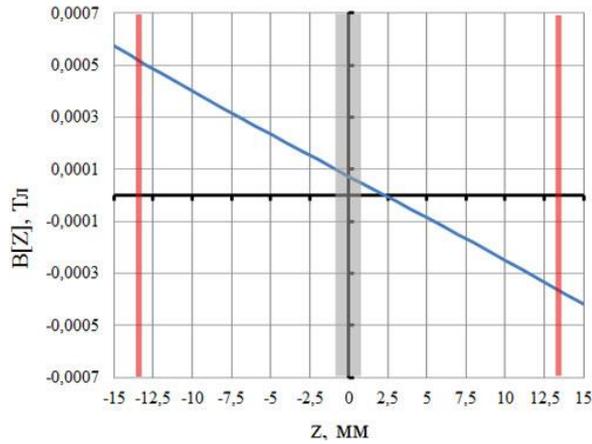


Рисунок 39 – Синяя линия: проекция вектора магнитной индукции на ось  $z$  при выключенном токе смещения; красные линии: границы области захвата атомов; серая область: «теневого канала»

За 300 мс до начала процесса охлаждения в основной ловушке, происходит включение тока смещения и накопленное облако, попадая в «теневого канала», покидает вспомогательную ловушку. При этом интервал времени между включением смещения и началом формирования облака пропорционален средней скорости атомов.

Применение импульсного режима в цикле работы рубидиевого «фонтана» позволяет увеличить число рабочих атомов более чем на 20 процентов (рисунок 40).

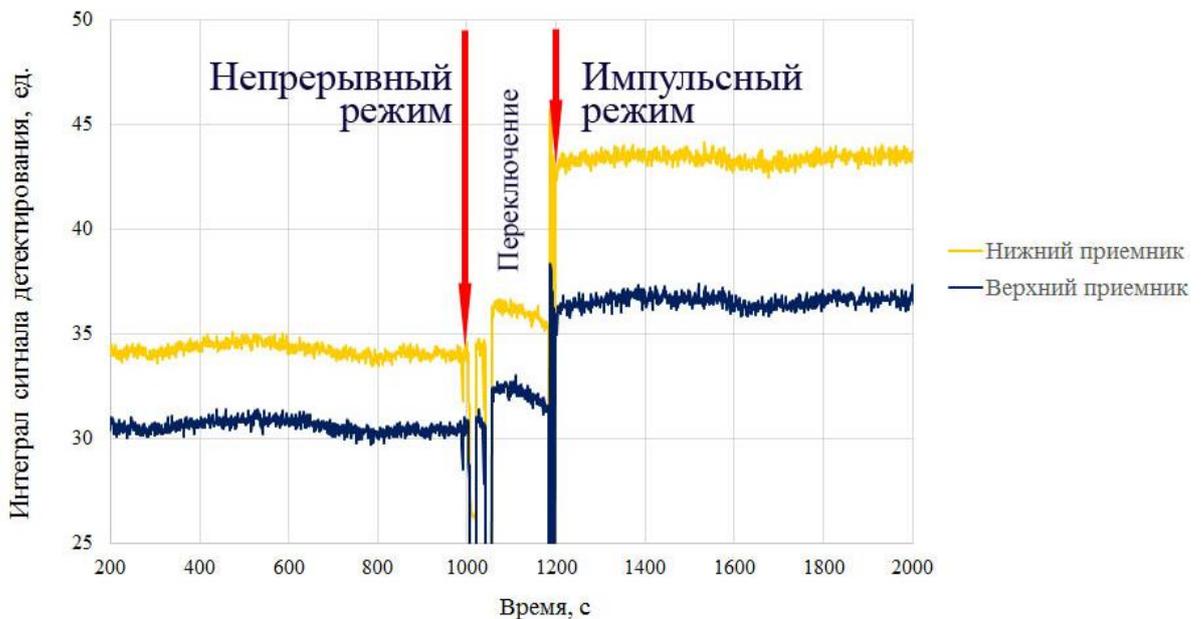


Рисунок 40 – Сигналы приемников спектрометра при переключении режима работы вспомогательной ловушки

Этот эффект объясняется тем, что при формировании атомного облака вне «теневого канала» атомы больше времени проводят в зоне охлаждения, а значит

плотность облака увеличивается, согласно выражению [30]:

$$N(t) = R_c \tau_{\text{МОЛ}} \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau_{\text{МОЛ}}}} \right) \quad (40)$$

где  $R_c$  – скорость захвата,  $\tau_{\text{МОЛ}}$  – среднее время, проводимое атомом в ловушке.

Кроме этого, во время накопления облака потери атомов из-за наличия «теневого» канала отсутствуют. При включении тока смещения практически все накопленные атомы направляются к центру основной ловушки.

Как было отмечено во введении, предельно достижимая нестабильность квантовых стандартов частоты определяется количеством рабочих атомов (1). На рисунке 41 приведен график экспериментальной зависимости кратковременной нестабильности атомного «фонтана» от суммы интегралов сигналов детектирования [53]. При этом варьирование числом атомов производится изменением подаваемой на вспомогательный резонатор СВЧ мощности (см. раздел 3.2), а также выключением и включением вспомогательной ловушки в разных режимах ее работы. В ходе данных экспериментальных исследований частота основного резонатора отстраивается таким образом, чтобы вероятность «часового» атомного перехода соответствовала  $P = 1/2$ . Величина нестабильности «фонтана» на интервале времени измерения 1 с вычисляется согласно выражению (1).

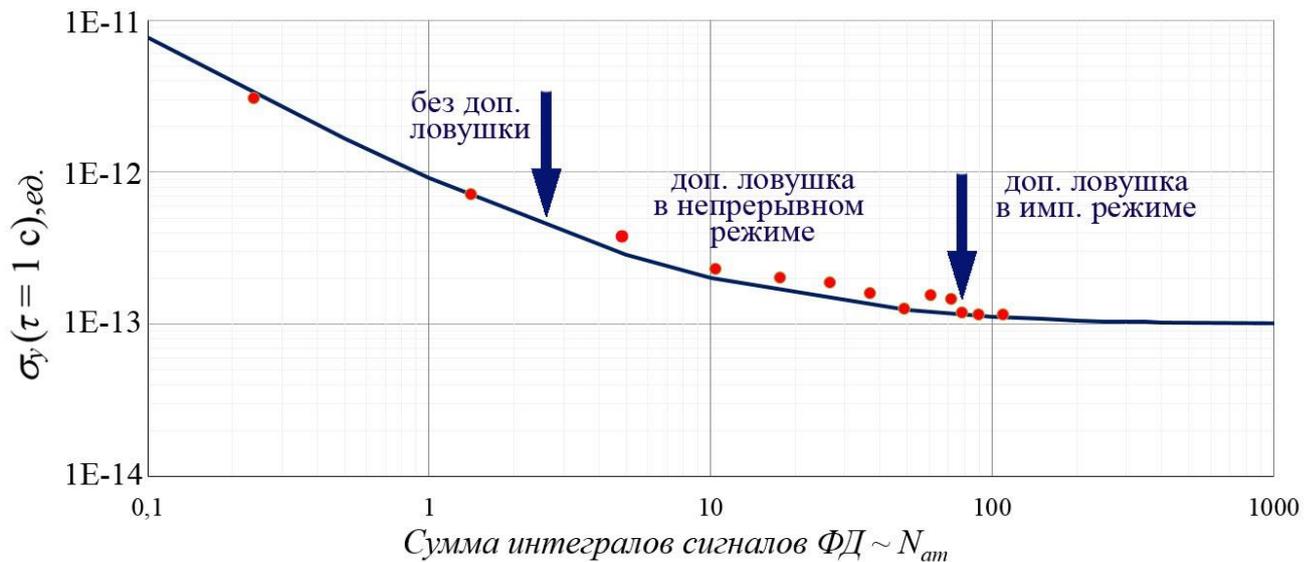


Рисунок 41 – Зависимость отношения кратковременной нестабильности атомного «фонтана» от числа атомов. Погрешность эксперимента лежит внутри точек.

Отношение сигнал-шум (С/Ш) выражается как:

$$C/Ш|_{P=1/2} = \frac{\sigma(S_C - S_{Ж})}{2\langle S_C + S_{Ж} \rangle} \quad (41)$$

где  $\sigma(S_C - S_{Ж})$  – СКО разность интегралов сигналов фотодетекторов, вычисляемых системой управления,  $\langle S_C + S_{Ж} \rangle$  - среднее значение сумм сигналов.

Таким образом, результаты проведенных в настоящей главе исследований являются весовым подтверждением необходимости использования источника атомов на основе магнитооптической ловушки в составе спектроскопа, а также показывают, что предложенный режим работы источника приводит к увеличению рабочих атомов и уменьшению нестабильности атомного «фонтана».

### **3.2 Расчет геометрических размеров и экспериментальные исследования селектирующего резонатора**

Как было отмечено в разделе 2.3, боковые стенки верхнего фланца ловушки и дополнительные перегородки образуют цилиндрический резонатор с внутренним диаметром 53 мм. Этот резонатор носит название селектирующего (дополнительного) и участвует в формировании начального состояния атомов  $|F=1, m=0\rangle$ . Настройка резонатора производится изменением его высоты [54], путем перемещения верхней крышки – плунжера, который вкручивается во фланец ловушки. Эта операция производится перед сборкой атомного спектроскопа.

Определение собственной частоты резонатора производилась через измерение  $S_{11}$  и  $S_{21}$  параметров при помощи векторного анализатора цепей PNA-X фирмы Keysight [55] согласно схеме, изображенной на рисунке 42.

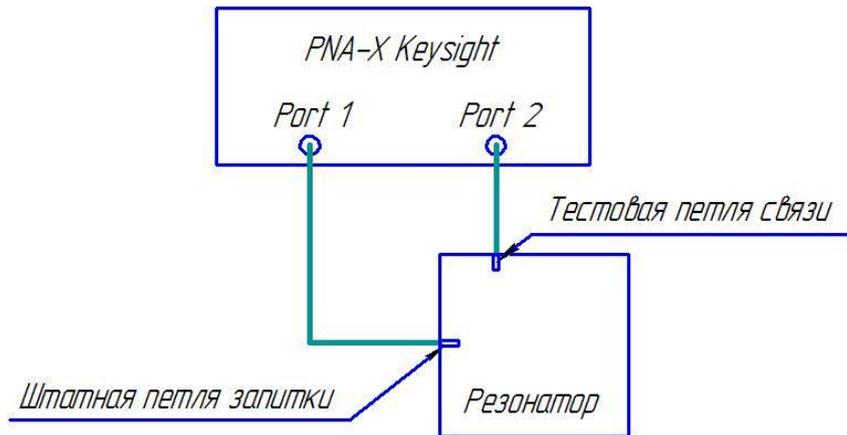


Рисунок 42 – Схема измерений  $S_{11}$  и  $S_{21}$  параметров селектирующего резонатора

Зависимость частоты собственной моды  $H_{011}$  селектирующего резонатора от положения плунжера приведена на рисунке 43. Синяя линия - теоретическая кривая, рассчитанная по формуле (30), красные точки – измеренные значения.

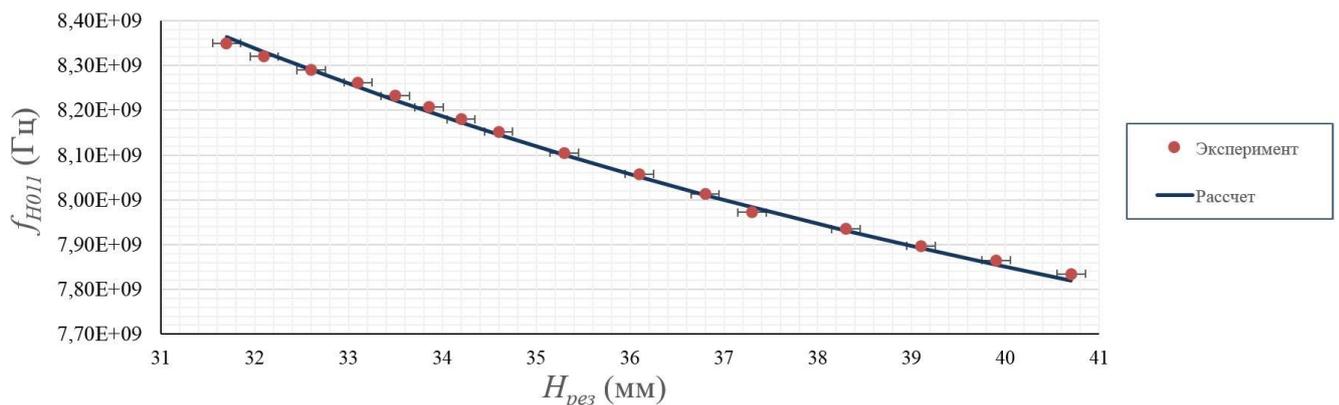


Рисунок 43 - Зависимость частоты собственной моды  $H_{011}$  селектирующего резонатора от положения плунжера приведена

Расчет показывает, что изменение положения плунжера вызывает смещение частоты резонатора порядка – 65 МГц/мм. Однако, при заданных размерах резонатора, частота собственной моды  $H_{011}$  значительно отличается от частоты атомного перехода 6,834 ГГц. Для настройки на заданную частоту, а также для сохранения эргономичности конструкции спектроскопа, в полость резонатора помещена кварцевая втулка, которая понижает собственную частоту СВЧ резонатора. Геометрические размеры втулки рассчитываются методом конечных элементов в программе ANSYS HFSS [56-57]. Модель резонатора, применяемая при расчете, изображена на рисунке 44. При этом точность расчетных значений

определяется ресурсами компьютера, временем расчета и неопределённостью характеристик материалов модели, в частности, относительной диэлектрической проницаемостью кварца.

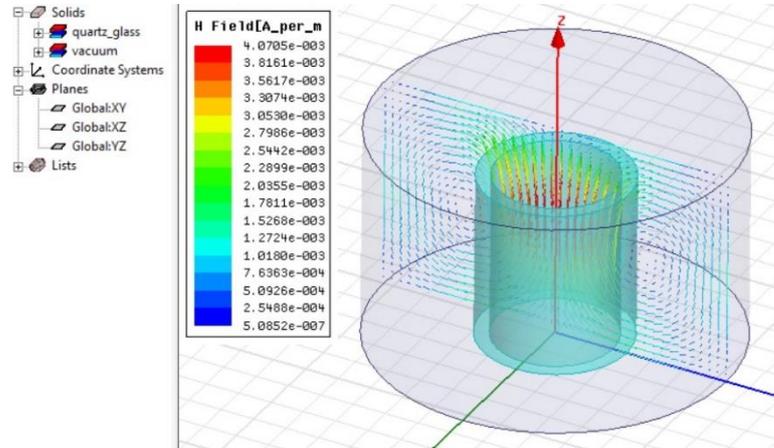


Рисунок 44 – Модель селектирующего резонатора в среде программы ANSYS HFSS

Построенная модель позволяет определить зависимость собственной частоты резонатора от высоты кварцевой втулки (рисунок 45):

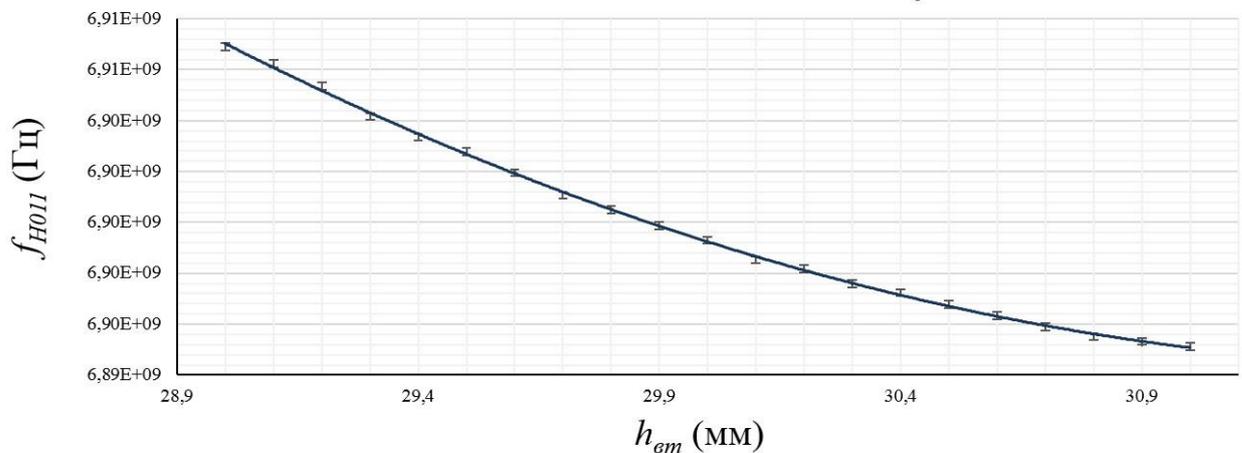


Рисунок 45 – Зависимость частоты резонатора от высоты втулки (ANSYS HFSS)

Таким образом, при заданном размере полости резонатора:  $D=53$  мм,  $H=35,3$  мм и втулкой  $D_{em}=21$ ,  $d_{em}=15,5$  смещение частоты резонатора составляет порядка – 6 МГц/мм.

Для проверки достоверности расчетных результатов, был проведен эксперимент с резонатором и двумя кварцевыми втулками разных размеров:  $D_{em}=22,2$  мм,  $d_{em}=17,9$  мм,  $h_{em}=25,2$  мм и  $D_{em}=23,2$  мм,  $d_{em}=19,2$  мм,  $h_{em}=34,2$  мм. В ходе эксперимента измерялась зависимость собственной частота резонатора от

положения плунжера. Фотография измерительной установки изображена на рисунке 46.

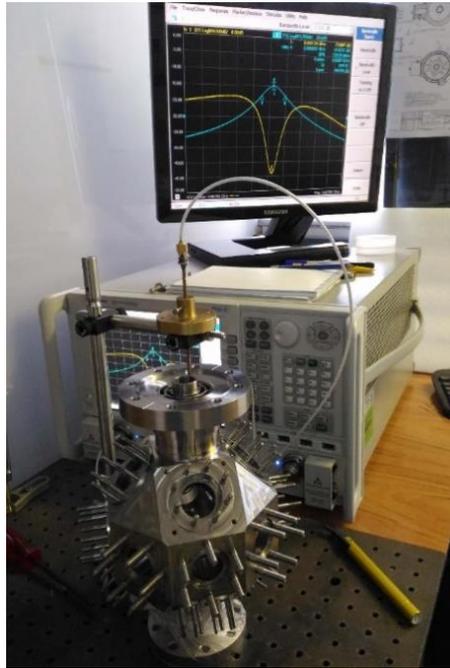


Рисунок 46 – Измерительная установка для определения  $S_{11}$  и  $S_{21}$  параметров селективирующего резонатора

Результаты эксперимента и расчета в среде программы ANSYS HFSS приведены на рисунке 47. Погрешность эксперимента лежит внутри точек. Из графика видно, что результаты эксперимента хорошо согласуются с расчетными значениями. Следует отметить, что разница в значениях собственных частот резонатора, заполненного воздухом и в вакууме составляет 2,012 МГц.

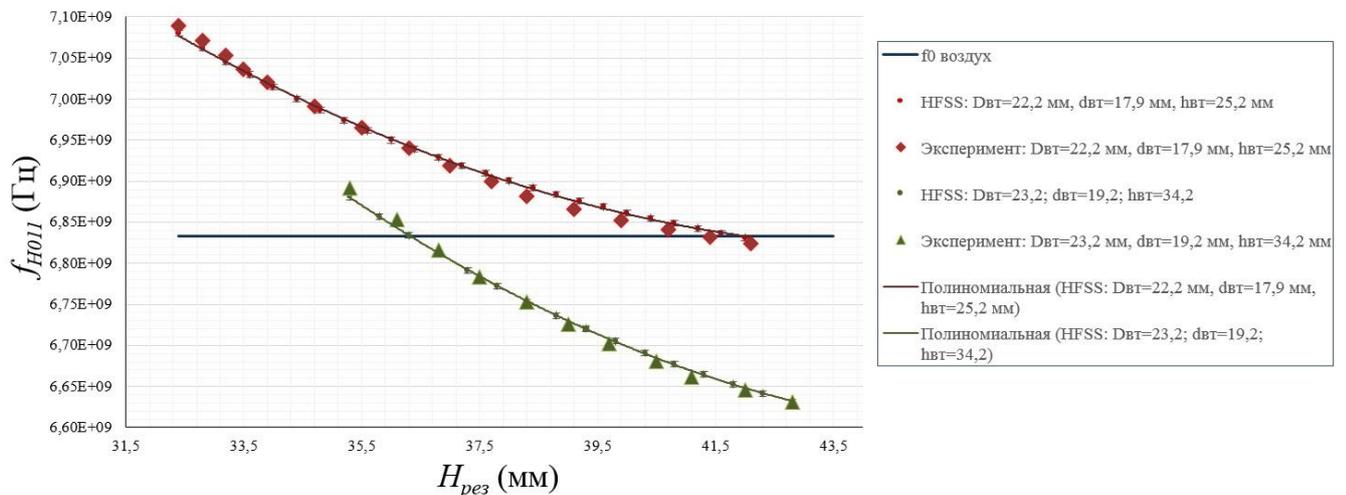


Рисунок 47 – Зависимость частоты резонатора кварцевой втулкой от положения плунжера

Как было показано в Главе 1, во время пролета атомов через селектирующий резонатор на него подается  $\pi$  – импульс, который задается мощностью СВЧ сигнала и временем взаимодействия облака с полем. Мощность СВЧ сигнала определяется экспериментально перед запуском измерительного цикла атомного «фонтана». Для этого с помощью программы управления запускается сканирование СВЧ синтезатора по мощности сигнала селектирующего резонатора и записывается сигнал с фотодетекторов (рисунок 48). Максимальное значение сигнала фотодетектора, регистрирующего атомы в возбужденном квантовом состоянии, соответствует СВЧ мощности для  $\pi$  – импульса.

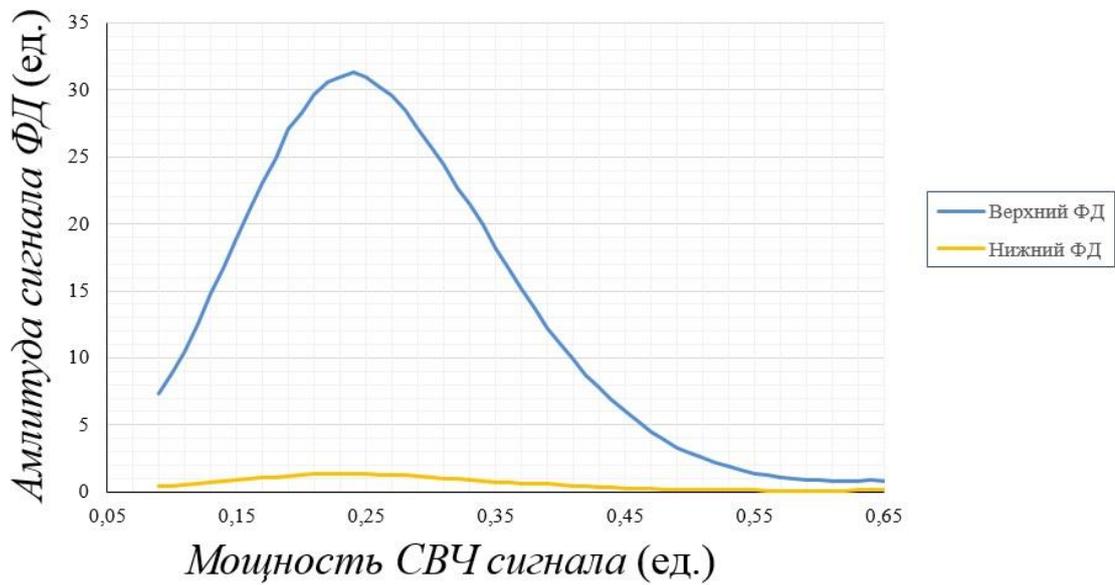


Рисунок 48 – Зависимость амплитуд сигналов фотодетекторов от мощности СВЧ сигнала селектирующего резонатора

Таким образом, построенная модель позволяет рассчитать геометрические размеры кварцевой втулки для настройки резонатора на заданное значение собственной частоты. Конструкция резонатора делает возможным его настройку в диапазоне 300 МГц. Правильность выбранных конструкторско-технических решений подтверждается в ходе экспериментальных исследований стандарта частоты фонтанного типа.

### 3.3 Перестраиваемый основной СВЧ резонатор и его характеристики

В стандартах частоты фонтанного типа, как правило, в качестве рабочей моды СВЧ резонатора выбирается мода типа  $H_{011}$ . Это выбор объясняется следующим:

- мода  $H_{011}$  имеет осевую симметрию распределения поля;
- магнитная составляющая СВЧ поля параллельна вектору постоянного магнитного поля, что является необходимым условием для спектроскопии часового перехода;
- данная мода обладает максимумом напряженности магнитного поля на вертикальной оси;
- мода  $H_{011}$  обладает максимальной ненагруженной добротностью.

Тип колебания  $H_{011}$  может устанавливаться как в прямоугольных, так и цилиндрических резонаторах (см. раздел 2.4). Учитывая, что фазовые градиенты на поперечном сечении пролетного «канала» резонатора уменьшаются с повышением ненагруженной добротности резонатора и принимая во внимание технологичность изготовления, был выбран цилиндрический резонатор.

Диаметр резонатора  $D$  и его высота  $h$  связаны между собой соотношением [36]:

$$h = \frac{\lambda_{Rb}}{2} \left( 1 - \left( \frac{\lambda_{Rb}}{\lambda_{кр}} \right)^2 \right)^{-1/2} = \frac{\lambda_{Rb}}{2} \frac{D}{\sqrt{D^2 - D_{кр}^2}} \quad (42)$$

где  $\lambda_{Rb}=43,86$  (мм) - длина волны «часового» перехода,  $(\lambda_{кр})_{H_{011}} = \pi D/\mu_{01} \approx 0,819 D$ - критическая длина волны для круглого волновода  $H_{011}$ ,  $D_{кр}=\lambda_0/0,819 \approx 53,56$  мм.

На рисунке 49 приведен график зависимости высоты резонатора  $h$  от его диаметра  $D$ .

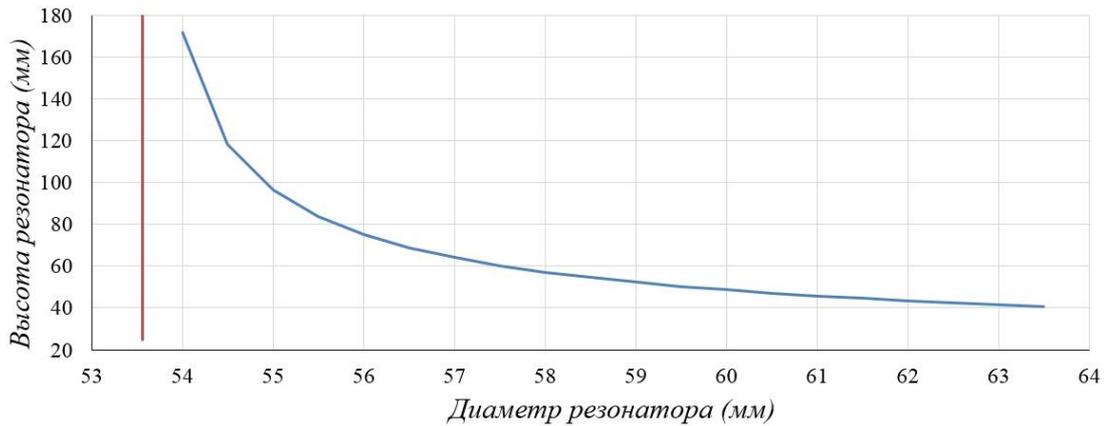


Рисунок 49 - График зависимости высоты резонатора  $h$  от его диаметра  $D$

Выбор оптимального соотношения между диаметром и высотой резонатора вызван сдвигом частоты из-за фазовой неоднородности СВЧ поля в поперечном сечении и дробовым шумом детектируемых атомов. Качественно эта взаимозависимость заключается в следующем: чем больше диаметр резонатора, тем больше допустимая площадь поперечного сечения пучка, что приводит к снижению дробового шума и систематической погрешности из-за разности фаз в поперечном сечении. Но при увеличении диаметра (уменьшении высоты резонатора) снижается его добротность и увеличивается полоса усреднения фазового шума сигнала-опроса синтезатора. Фазовая погрешность в стандартах частоты фонтанного типа обуславливается тем, что каждый атом рубидия охлажденного облака, подброшенного вверх, не пролетает при свободном падении по той же траектории, что и при полете вверх. В случае строго вертикального подбрасывания облака атомов, диаметр которого меньше проходного отверстия в резонаторе, интегральный сдвиг фазы, усредненной по всем атомам, будет близок к разности фаз между фазой в центре резонатора и на радиусе проходного отверстия. В реальном случае, когда диаметр пролетающего вверх через резонатор облака атомов больше диаметра проходного отверстия, интегральная разность фаз будет меньше.

Неопределенность из-за интегральной разности фаз  $\langle \Delta\varphi \rangle$  в резонаторе равна  $\Delta f/f_0 = \langle \Delta\varphi \rangle \cdot \pi Q_L$ , где  $Q_L$  – добротность спектральной линии. Следовательно, для

снижения этой неопределенности до уровня менее  $1 \cdot 10^{-16}$  необходимо, чтобы интегральная разность фаз не превышала величины  $\langle \Delta\varphi \rangle = \Delta f \cdot \pi \cdot Q_L \approx 2,2$  (мкрад).

Выражения (28) и (29) справедливы для резонатора без потерь. Векторы  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  взаимно ортогональны не только в пространстве, но и во времени и, следовательно, потоки энергии в любой точке равны нулю. В случае резонатора с потерями должны появиться потоки энергии, направленные в сторону стенок резонатора, что неизбежно ведет к появлению ортогональных составляющих  $\vec{e}$  и  $\vec{h}$  по отношению к  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$  соответственно. Появление  $\vec{e}$  и  $\vec{h}$  равносильно наличию фазового сдвига в результирующем векторе магнитного поля, который можно записать как:

$$\vec{H} = \vec{H} \sin \omega t + \vec{h} \cos \omega t \approx \vec{H} \sin(\omega t + \varphi) \quad (43)$$

где  $\varphi \approx \frac{\vec{h}}{\vec{H}}$ .

Для верхней оценки разности фаз в сечении облака атомов рубидия рассмотрим случай прямоугольного резонатора  $H_{011}$ . В случае отсутствия полей, результирующее поле в резонаторе можно представить в виде двух противоположно бегущих волн  $H_0 \cos(\omega t - kz)$  и  $H_0 \cos(\omega t + kz)$ , где  $k=2\pi/\lambda$  – волновое число.

Разность фаз во всех точках прохождения пучка будет равна нулю или  $\pi$ . При наличии потерь на стенках резонатора эти волны будут затухающими:

$H_0 e^{-\alpha z} \cos(\omega t - kZ)$  и  $H_0 e^{+\alpha z} \cos(\omega t + kZ)$ , где  $\alpha$  – коэффициент затухания. Сумму этих затухающих и бегущих навстречу друг другу волн в первом приближении (полагая, что  $\alpha \cdot z \ll 1$ ) можно записать в виде:

$$\vec{H} = 2H_0 \cos kZ \cdot \cos \omega t - 2H_0 \alpha Z \sin kZ \cdot \sin \omega t \approx 2H_0 \cos kZ \cdot \cos(\omega t + \varphi) \quad (44)$$

где  $\varphi = \alpha \cdot Z \cdot \operatorname{tg} kZ$ .

В точках пучности магнитного поля  $\varphi = 0$ , так как  $k \cdot z_0 = \pi n$ , а в окрестности этих точек:

$$\varphi \approx 2\pi \cdot n \cdot \alpha(Z - Z_0) + 2\pi \cdot \alpha(Z - Z_0)^2 \cdot \frac{1}{\lambda_B} \quad (45)$$

где  $n$  – число полуволен до отражающей стенки волновода.

При минимальной длине резонатора равной  $\lambda_g$  ( $n=1$ ) разность фаз на диаметре проходного отверстия 10 мм ( $\Delta=z-z_0=\pm 5$ мм),  $\alpha=1,3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^{-1}$  будет равна:

$$\Delta\phi = \phi_{+\Delta} - \phi_{-\Delta} \approx 8 \cdot 10^{-5} \text{ рад.}$$

При двустороннем возбуждении резонатора, когда отверстия для пролета пучка расположены в центре резонатора (справа и слева по целому числу полуволен) остаётся только квадратичная зависимость:

$$\Delta\phi = \phi_{\Delta} - \phi_0 \approx 2\pi \cdot \alpha(Z - Z_0)^2 \cdot \frac{1}{\lambda_g} \approx \alpha\Delta \quad (46)$$

При том же диаметре пучка ( $z-z_0=5$ мм)  $\Delta\phi \approx 1,1 \cdot 10^{-5}$  рад, что примерно в 8 раз меньше, чем для случая одностороннего возбуждения.

При практической реализации симметричного двустороннего возбуждения необходимо выполнить условия равенства амплитуд возбуждающих сигналов. Используя предыдущую методику можно показать, что линейная зависимость фазы подавляется в  $K$  раз:

$$K = \frac{H_2 + H_1}{H_2 - H_1} \quad (47)$$

где  $H_2$  и  $H_1$  – амплитуды возбужденных сигналов с противоположных сторон резонатора.

В связи с этим возникает вопрос о выборе коэффициента связи резонатора с возбуждающим волноводом. С одной стороны, желательно иметь такую связь (с обеих сторон резонатора), чтобы нагруженная добротность резонатора была не слишком большой. Это требование связано с погрешностью стандарта частоты из-за расстройки резонатора (см. раздел 2.4)

С другой стороны, градиент фазы при одностороннем возбуждении (который подавляется в  $K$  раз при двустороннем возбуждении), возрастает с ростом коэффициента связи во столько же раз, во сколько ненагруженная добротность больше нагруженной. Следовательно, коэффициент связи резонатора можно

выбирать такой величины, чтобы нагруженная добротность мало отличалась от ненагруженной. При таком выборе разность фаз в резонаторе будет наименьшей.

Предыдущие оценки разности фаз в резонаторе на сечении пролетного пучка ( $\Delta\phi \approx 1,1 \cdot 10^{-5}$  рад) были проведены для одномерного случая. В трехмерном случае разность фаз меньше, так как потоки мощности направлены ко всем стенкам резонатора. Учет этого факта должен приводить к уменьшению величины разности фаз в два-три раза и к появлению квадратичной зависимости фазы в направлениях, перпендикулярных оси возбуждения.

Для расчета оптимальных размеров внутренней полости резонатора применялся расчет СВЧ поля методом конечных элементов, реализуемый в программе HFSS ANSYS. Компьютерная модель позволяет сделать вывод, что горизонтальные проточки в теле резонатора приводят к более разряженному спектру собственных частот резонатора (рисунок 50).

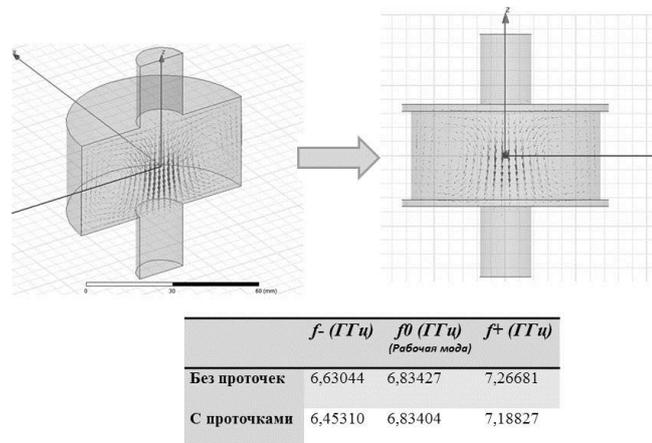


Рисунок 50- Компьютерная модель СВЧ резонатора.

Как было отмечено ранее, одним из основных сдвигов частоты в стандартах фонтанного типа является сдвиг, связанный с неоднородностью фазы в СВЧ резонаторе (в иностранной литературе - DCP сдвиг) [38]. Для его уменьшения применяется двухплечевая запитка резонатора, т.е. резонатор запитывается двумя строго одинаковыми отрезками прямоугольного волновода  $\lambda/4$  ( $15 \times 31 \times 31,2$  (мм) - В  $\times$  Ш  $\times$  Д), через два круглых отверстия в боковых стенках. Эти отверстия располагаются на средней линии между верхней и нижней крышками резонатора.

Поле в волноводах возбуждается с помощью штырей, длина которых определяет ширину их резонансной кривой (рисунок 51).

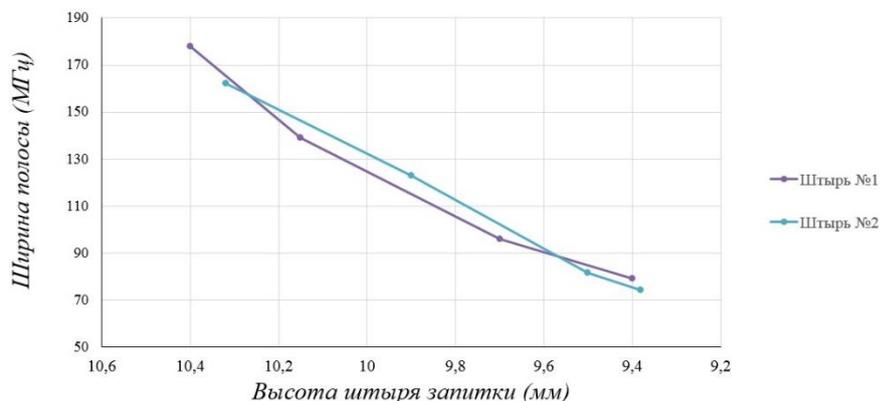


Рисунок 51- Зависимость ширины полосы волнопроводов от высоты штыря возбуждения

Ширина полосы настраивается на значение примерно 80 МГц, что гораздо больше ширины полосы основной полости, это упрощает процесс симметричной настройки волнопроводов друг относительно друга. Частота этих волнопроводов составляет 6,832 ГГц с учетом поправки на вакуум. Настройка на заданную частоту производится за счет изменения длин волнопроводов.

Предварительная настройка резонатора с неопределенностью  $\pm 50$  МГц производится путем механической доработки его внутренних размеров. Сборка резонатора является сложной технологической задачей, так как резонатор входит в состав вакуумной системы спектроскопа, а это значит, что внутри его объема должен обеспечиваться вакуум порядка  $10^{-9}$  мбар. Все соединительные швы выполняются по технологии вакуумной пайки серебром, а также сварки меди в среде аргона. После каждого технологического этапа конструкция проходит проверку на предмет вакуумной течи.

Финальная настройка резонатора, как правило, происходит за счет изменения окружающей температуры. Это условие накладывает ограничение на использование нескольких фонтанов в одном помещении. Особенность разработанного резонатора заключается в том, что его конструкция позволяет производить финальную настройку после полной сборки атомного «фонтана», не нарушая вакуумный объем спектроскопа. Изменение собственной частоты резонатора осуществляется путем незначительной деформации верхней крышки резонатора.

На рисунке 52 изображен чертеж перестраиваемого СВЧ резонатора, у которого вместо толстой верхней стенки, ограничивающей внутренний объем, применяется тонкая, порядка 0,8 мм, стенка (далее мембрана перестройки). Изменение положения поршня осуществляется за счет настроечной гайки. Поршень деформирует мембрану перестройки, изменяя высоту внутренней полости СВЧ резонатора, что приводит к изменению его собственной частоты. В результате, СВЧ резонатор можно настроить на заданную комнатную температуру без нарушения вакуума в объеме спектроскопа.

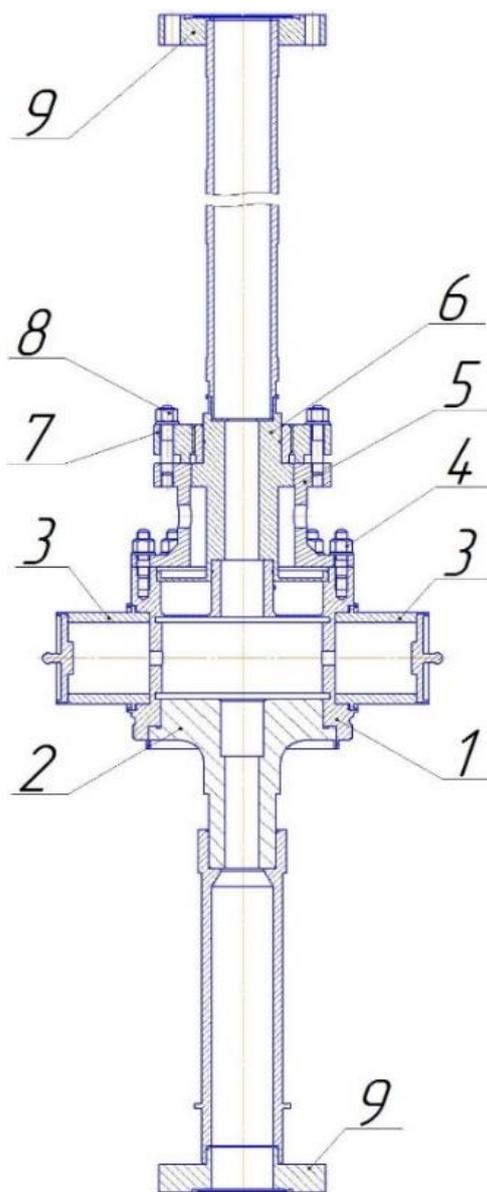


Рисунок 52 – Чертеж перестраиваемого СВЧ резонатора: 1 – корпус с мембраной перестройки, 2 – опорный фланец, 3 – прямоугольные волноводы возбуждения, 4 – соединительные шпильки, 5 – направляющая втулка, 6 – поршень, 7 – гайка перестройки, 8 – фиксирующие шпильки, 9 – присоединительные вакуумные фланцы

В ходе лабораторных испытаний, определены основные характеристики

изготовленных СВЧ резонаторов. Из экспериментально полученных значений определен температурный коэффициент частоты резонатора, который составляет  $-113$  КГц/градус. При этом собственная частота такого резонатора может быть подстроена в диапазоне  $5$  МГц с неопределенностью  $10$  КГц.

На рисунке 53 видно, что после настройки резонатора (изображение справа) с помощью мембраны перестройки широкий минимум совпал с узким минимумом, что означает настройку волноводов запитки и основной полости резонатора на одну и ту же частоту.

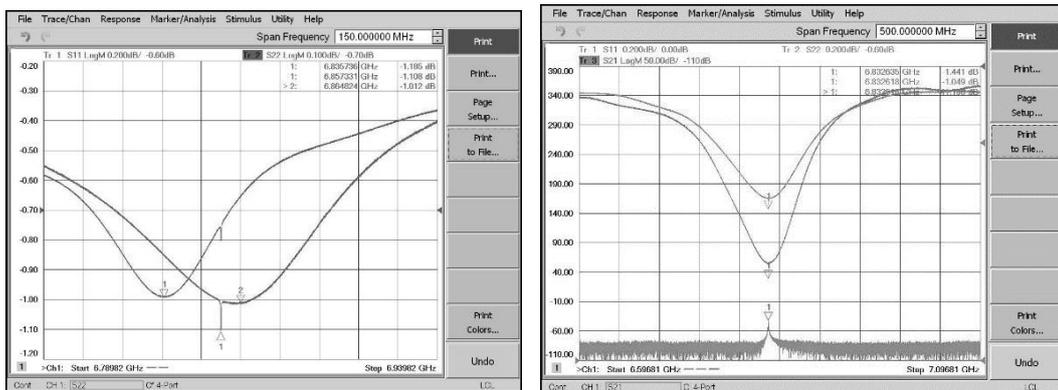


Рисунок 53 - Изображения резонансных кривых СВЧ резонатора, полученные с помощью векторного анализатора цепей, в процессе настройки. Слева - волноводы запитки и основная полость не настроены, справа - после настройки

На рисунке 54 представлена картина резонансной кривой, снятая после финальной настройки и сборки резонатора. Частота рабочей собственной моды СВЧ резонатора ( $H_{011}$ ) составила  $6,832611$  ГГц (с учетом поправки на вакуум), а нагруженная добротность  $29750$ .

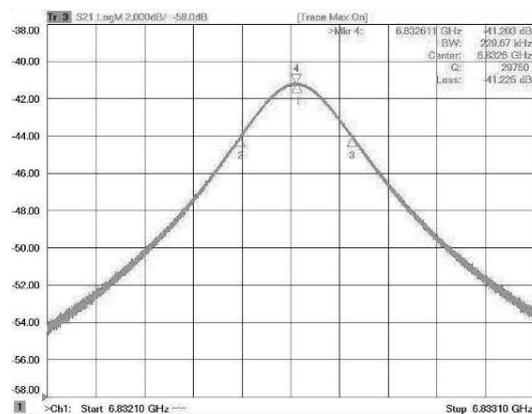


Рисунок 54 - Изображения резонансной кривой после финальной настройки и сварки резонатора

Как было отмечено в разделе 2.8, излучение «черного тела» вызывает сдвиг измеряемой частоты. Исходя из этого, необходимо стабилизировать температуру резонатора и пролетной области. Термостабилизация только этих зон могут вызывать градиенты температур, которые в свою очередь вызывают неконтролируемые термо-ЭДС, вызывающие изменение рабочего значения магнитного тока и, как следствие, сдвиг частоты. Чтобы избежать подобных эффектов, помещение, где располагаются рубидиевые фонтаны, имеет претензионную систему кондиционирования, которая с высокой точностью поддерживает температуру на заданном уровне.

Описанная ранее конструкция высокочастотного СВЧ резонатора позволяет произвести его настройку при фиксированном значении окружающей температуры. Таким образом, реализуется возможность размещения нескольких атомных фонтанов в помещении с одной системой кондиционирования.

График изменения температуры резонатора представлен на рисунке 55. Из графика видно, что колебания температуры резонатора за период около одного года не превышают  $\pm 0,2$  градуса, что соответствует относительному изменению частоты из-за излучения «черного» тела  $\pm 3,3 \cdot 10^{-17}$  (см. раздел 2.8).

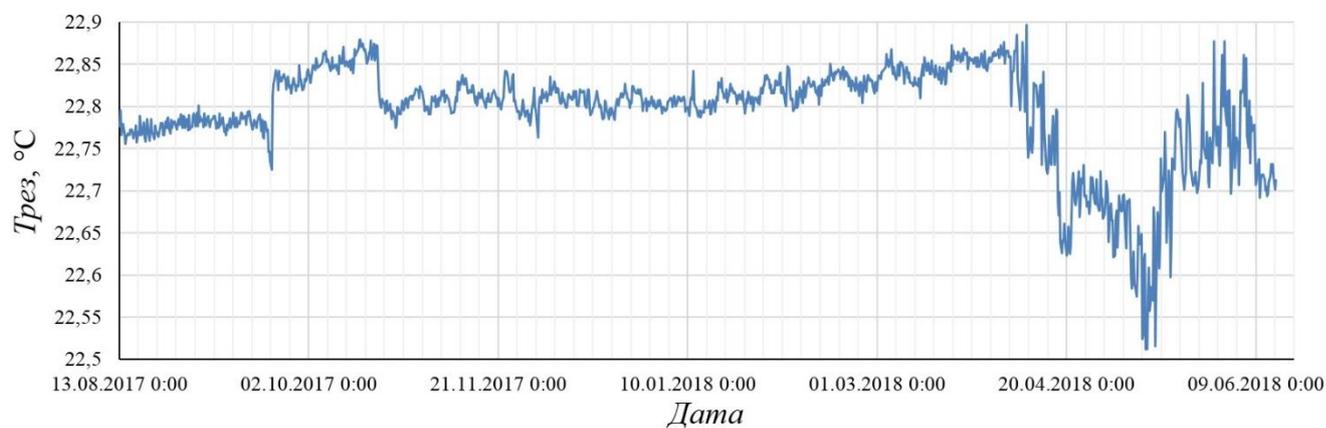


Рисунок 55 – График изменения температуры резонатора

Изменение окружающей температуры вызывает также изменение линейных размеров резонатора. Исходя из графика долговременных измерений температуры и ТКЧ резонатора, можно сделать вывод, что при изменении температуры на 0,4 градуса, собственная частота резонатора сдвинется на 45,2 КГц. Из приведенного примера в разделе 2.4 следует, что такие изменения частоты из-за эффекта

затягивания резонатора вызовет относительное смещение измеряемой частоты не более  $3 \cdot 10^{-17}$ .

### 3.4 Оценка эффективной температуры атомов

В основе стандартов времени и частоты лежит принцип лазерного охлаждения (замедления) атомов, который позволяет наиболее эффективно подавлять эффект Доплера и приводит к увеличению времени взаимодействия частиц с полем [58]. По сравнению со случаем выборки медленных атомов из максвелловского распределения, в холодном облаке полезный детектируемый сигнал формируется большим количеством частиц [59]. Таким образом, температура атомного облака – это одна из самых важных характеристик атомного «фонтана». Для ее определения существует несколько методов основанных на тепловом расширении облака медленных частиц за известный интервал времени [60]. В стандартах частоты фонтанного типа эффективную температуру атомов можно вычислить, измеряя ширину сигнала фотодетектора при пролете облака вверх и вниз, согласно формуле:

$$T_{\text{эфф}} = \frac{g^2 m_{Rb} V_d}{16K V_3} (t_1^2 - t_2^2) \quad (41)$$

где  $g$  – ускорение свободного падения,  $m_{Rb}$  – масса атома рубидия,  $V_d$  – скорость атомного облака при полете вверх на уровне детектора,  $K$  – постоянная Больцмана,  $V_3$  – скорость запуска атомного облака,  $t_1$  – ширина сигнала фотодетектора от атомного облака при пролёте вверх по уровню полувисоты,  $t_2$  – ширина сигнала фотодетектора от атомного облака при пролёте вниз по уровню полувисоты.

В штатном режиме измерения частоты, облако холодных атомов подбрасывается с начальной скоростью 4 м/с. Высота детектирующего луча над центром ловушки составляет 280 мм. Ширина сигнала от флюоресценции атомов по уровню  $\frac{1}{2}$ , летящих вверх и вниз, составляет 3 мс и 8 мс, соответственно. Таким

образом, согласно выражению (41), эффективная температура атомов составляет менее 3 мкК.

### 3.5 Измерение карты магнитного поля пролетной области спектроскопа

Для подавления влияния внешних магнитных полей, вызывающих смещение измеряемой частоты, секции охлаждения, детектирования и резонатор с пролетной трубой окружены магнитными экранами и катушками подмагничивания. В разделе 2.7 сформулированы основные требования к магнитному полю вдоль траектории полета атомного облака. В процессе сборки атомного спектроскопа, производится измерение магнитного поля внутри магнитных экранов с помощью магнитометра MAGNETOSCOPE 1.069 с погрешностью измерений 2,5 % от диапазона измерений. Эта процедура необходима для предварительного выбора конфигурации токов, питающих катушки подмагничивания. На рисунке 56 представлена картина магнитного поля вдоль траектории полета при разных значениях токов подмагничивания. Отсчет по оси  $X$  ведется блока вакуумной откачки.

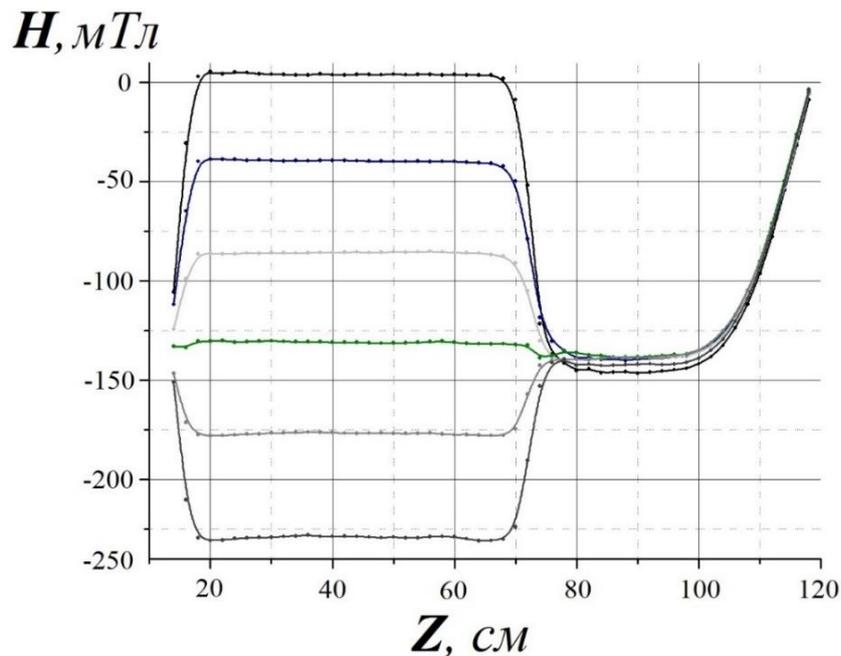


Рисунок 56 - Карта магнитного поля системы подмагничивания спектроскопа

С наибольшей точностью среднее значение амплитуды магнитной индукции, создаваемой соленоидом С-поля, которую испытывают летящие атомы, можно

определить с помощью линейного сдвига частоты магниточувствительного перехода  $|F = 1, m = 1\rangle \rightarrow |F = 2, m = 1\rangle$  вследствие эффекта Зеемана первого порядка, который эквивалентен

$$\Delta f_{Z1} = \frac{(g_J - g_I)\mu_B}{2h} B \quad (42)$$

Для расчета магнитного поля вдоль траектории полета атомов, измеряется зависимость сдвига частоты центрального пика резонанса Рэмси из-за эффекта Зеемана первого порядка, от высоты подброса атомов (рисунок 57) [61]. Основываясь на этих данных, можно найти функцию пространственного распределения магнитного поля  $B(z)$ , из которой вычисляется среднее значение магнитной индукции.

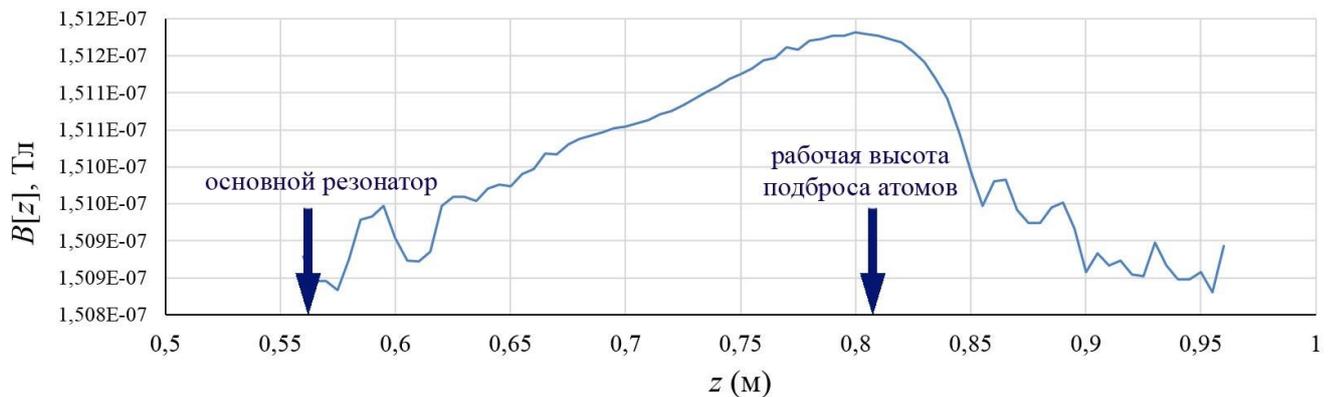


Рисунок 57 - Карта магнитного поля пролётной области

Относительный сдвиг частоты «часового» перехода вследствие постоянного магнитного поля (эффект Зеемана), вычисляется по формуле Брайта-Раби (см. выражение 35).

В стандартах частоты фонтанного типа немаловажное значение имеет стабильность магнитного поля во времени (см. раздел 2.7). Согласно результатам измерений с интервалом 1 месяц в течение около одного года, изменения частоты магниточувствительного перехода  $|F = 1, m = 1\rangle \rightarrow |F = 2, m = 1\rangle$  лежат в интервале  $\pm 0,5$  Гц ( $\pm 0,036$  нТл). Для квадратичного эффекта Зеемана (35), эта величина является незначительной (менее  $1 \cdot 10^{-17}$ ), что удовлетворяет требованиям, сформулированным в разделе 2.7.

### 3.6 Выводы

В главе 3 изложены результаты экспериментальных исследований отдельных узлов, блоков, систем спектроскопа, а также описана процедура измерения одной из важнейших характеристик атомного «фонтана» - эффективной температуры атомного облака, которая составила  $< 3$  мК. Показано, что импульсный режим работы вспомогательной ловушки позволяет увеличить число рабочих атомов более чем на 20 %. Приведены результаты расчетов геометрических размеров вспомогательного резонатора с кварцевой втулкой и основного СВЧ резонатора. Описана конструкция, позволяющая перестраивать основной СВЧ резонатор без нарушения вакуума в объеме спектроскопа и адаптировать атомный «фонтан» к заданной фиксированной температуре в помещении.

Особое внимание в главе 3 уделяются магнитному полю вдоль траектории пролета атомов и методе его измерения. Показана построенная данным методом карта магнитного поля вдоль оси спектроскопа. Также приведен график изменения температуры СВЧ резонатора на интервале времени 10 месяцев и сделан вывод о возможности применения высокочастотного резонатора в конструкции стандарта частоты фонтанного типа.

## Глава 4 Нестабильность стандартов частоты фонтанного типа

### 4.1 Характеристики нестабильности генераторов

Выходной сигнал любого реального генератора испытывает воздействие большого количества различных физических процессов [62]. Поэтому для описания выходного сигнала такого генератора необходимо использовать стохастическую модель, в которой отклонения амплитуды, фазы и частоты генератора от соответствующих номинальных значений представляют собой случайные величины [63]. Нежелательные отклонения (флуктуации) называют шумом или случайными уходами (рисунок 58), и для их описания используют статистические методы.

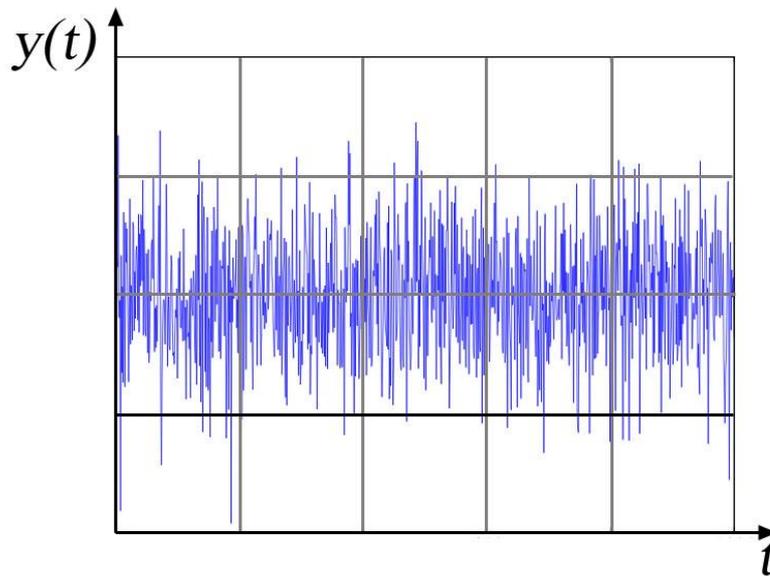


Рисунок 58 – Пример шумового процесса

Запишем мгновенное значение выходного гармонического сигнала  $U(t)$  произвольного генератора в виде:

$$U(t) = [U_0 + \Delta U(t)] \cos(2\pi\nu_0 t + \varphi(t)) \quad (43)$$

где  $U(t)$  – мгновенное значение напряжения,  $U_0$  – номинальное значение амплитуды,  $\Delta U(t)$  – шум амплитуды,  $\nu_0$  – номинальное значение частоты сигнала,  $\varphi(t)$  – случайный процесс, описывающий флуктуации фазы сигнала. Будем считать, что флуктуации фазы и амплитуды в формуле (43) являются ортогональными, другими

словами нет перехода амплитудного шума в фазовый и наоборот. Для количественного сравнения стандартов, работающих на разных частотах  $\nu_0$ , на практике используют нормированные величины [64]:

$$x(t) \equiv \frac{\varphi(t)}{2\pi\nu_0} \quad (44)$$

где величина  $x(t)$  представляет собой так называемое фазовое время. Аналогично определим флуктуации относительной частоты  $y(t)$ :

$$y(t) \equiv \frac{dx(t)}{dt} \quad (45)$$

Рассмотрим временную зависимость флуктуирующей величины  $y$ , являющейся либо непрерывной функцией времени  $y(t)$ , либо набором дискретных отсчетов  $y_i$ . Последнее обычно имеет место при частотно-временных измерениях  $y(t)$  с помощью счетчика или частотомера. В этом случае непрерывная функция  $y(t)$  становится последовательностью дискретных отсчетов, усредненных за время  $\tau$ :

$$\bar{y}_i = \frac{1}{\tau} \int_{t_i}^{t_i+\tau} y(t) dt \quad (46)$$

Для описания случайного процесса применяют понятия среднего значения  $\bar{y}$  и квадрата стандартного отклонения  $s_y^2$  полученных  $N$  результатов измерений искомой величины:

$$\bar{y} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i \quad (47)$$

$$s_y^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (y_i - \bar{y})^2 \quad (48)$$

Для стандартного отклонения средней величины имеем:

$$s_{\bar{y}} = \frac{S_y}{\sqrt{N}} \quad (49)$$

Приведенные выше статистические характеристики (47 – 48) не могут быть использованы корректно, если между случайными величинами существует корреляция. Это приводит к тому, что стандартное отклонение средней величины

не уменьшается как  $1/\sqrt{N}$  с ростом числа измерений  $N$ , как это происходит в случае с некоррелированными данными.

Для получения адекватной численной характеристики случайного процесса в присутствии корреляций зададим число  $N$  измерений (элементов выборки), время каждого измерения  $\tau$  и интервал  $T$  между последовательными измерениями, которое может отличаться от  $\tau$  на величину времени  $(T - \tau)$ , называемую «мертвым временем» (рисунок 59).

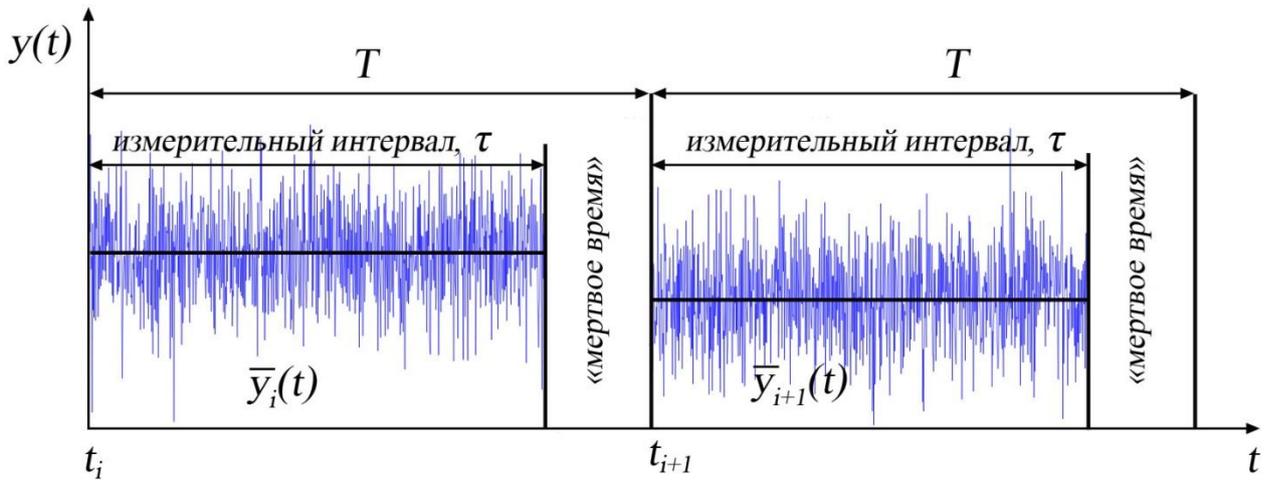


Рисунок 59 – «Мертвое время» в измерительном процессе

Далее, определим последовательность дискретных отсчетов  $\bar{y}_i$ , полученных усреднением  $y(t)$  за время  $\tau$  (46). По аналогии с формулой (48), определим так называемую  $N$ -точечную выборочную дисперсию при заданном числе измерений  $N$  и заданных величинах  $T$  и  $\tau$ :

$$\sigma^2(N, T, \tau) = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \left( \bar{y}_i - \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \bar{y}_j \right)^2 \quad (50)$$

В настоящее время общепринято [64] использовать предложенную Д. Алланом [65, 66] выборочную дисперсию  $\sigma_y^2(\tau)$  с параметрами  $N=2$  и  $T = \tau$ :

$$\sigma_y^2(\tau) = \left\langle \sum_{i=1}^2 (\bar{y}_i - \frac{1}{2} \sum_{j=1}^2 \bar{y}_j)^2 \right\rangle = \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_2 - \bar{y}_1)^2 \rangle \quad (51)$$

Здесь  $\langle \cdot \rangle$  - оператор математического ожидания, означающий усреднение по ансамблю.

В отличие от классического измерения стандартного отклонения  $s_y^2$ , дисперсия Аллана  $\sigma_y^2(\tau)$  опирается на измерение разности двух соседних последовательных измерений частоты. Согласно [67] величина  $\sigma_y(\tau)$  является количественной характеристикой нестабильности меры частоты и называется средним квадратическим относительным двухвыборочным отклонением измеренного значения меры частоты или сокращенно СКДО. Эта метрологическая характеристика на практике используется для определения физических процессов, влияющих на стабильность выходной частоты произвольного генератора. Приведем выражения, позволяющие установить связь между характерным изменением СКДО во времени и типом корреляции (шума) флуктуирующей величины.

Определим малое случайное изменение частоты (флуктуацию)  $\Delta v$  относительно значения  $\nu_0$  (см. выражение (1)) как:

$$\Delta v(t) = v(t) - \nu_0 \quad (52)$$

Если процесс  $\Delta v(t)$  является стационарным, то функция автокорреляции частотных флуктуаций  $R_v(\tau)$  запишется как:

$$R_v(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \Delta v(t + \tau) \Delta v(t) dt \quad (53)$$

Применяя формулу Винера-Хинчина для двухсторонней спектральной плотности мощности флуктуации частоты  $S_v^{2-ст}(f)$  имеем соотношение:

$$S_v^{2-ст}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_v(\tau) e^{-2i\pi f \tau} d\tau \quad (54)$$

Кроме спектральной плотности флуктуации частоты удобно применять ее относительную величину (см. формулы (3), (11), (12)):

$$S_y(f) = \frac{1}{\nu_0^2} S_v(f) \quad (55)$$

Из формул (53) и (54) с учетом того, что флуктуации частоты – это по сути производная по времени флуктуации фазы, следует, что:

$$S_v(f) = f^2 S_\varphi(f) \quad (56)$$

Наконец, из уравнений (55) и (56) следует, что:

$$S_y(f) = \left(\frac{f}{\nu_0}\right)^2 S_\varphi(f) \quad (57)$$

Все три рассмотренные функции являются равнозначными при описании произвольного флуктуирующего процесса [68, 69].

Экспериментальные исследования, посвященные измерениям спектральной плотности различных высокостабильных генераторов, показывают, что наблюдаемые функции спектральной плотности шумов могут быть довольно точно смоделированы с помощью сложения пяти независимых шумовых процессов со спектральными плотностями, имеющими зависимость частоты в виде степенных функций (таблица 2):

$$S_y(f) = \sum_{\alpha=-\infty}^{\infty} h_\alpha f^\alpha \quad (58)$$

Таблица 2 – Основные типы шумовых процессов и их представление

Тип шума	$\alpha$	$S_y(f)$	$S_\varphi(f)$	$\sigma_y^2(\tau)$
Случайные уходы частоты	-2	$h_{-2}f^{-2}$	$\nu_0^2 h_{-2} f^{-4}$	$2/3 \pi^2 h_{-2} \tau$
Фликкер-шум частоты	-1	$h_{-1}f^{-1}$	$\nu_0^2 h_{-1} f^{-3}$	$2h_{-1} \ln 2$
Белый шум частоты	0	$h_0$	$\nu_0^2 h_0 f^{-2}$	$1/2 h_0 \tau^{-1}$
Фликкер-шум фазы	1	$h_1 f$	$\nu_0^2 h_1 f^{-1}$	$h_1 [1.038 + 3 \ln(2\pi f_h \tau)] \tau^{-2} / 4\pi^2$
Белый шум фазы	2	$h_2 f^2$	$\nu_0^2 h_2$	$[3h_2 f_h / 4\pi^2] \tau^{-2}$

Основные типы шумовых процессов, вносящие вклад в суммарную спектральную плотность, в некоторых случаях могут быть выделены в стандартах частоты [70]. Изменения параметров окружающей генератор среды (изменение температуры, вибрации и т.д.) зачастую являются причиной случайных уходов частоты ( $\alpha = -2$ ). Частотный фликкер-шум обычно является следствием эффекта Лисона [71] и наблюдается в диэлектрических генераторах, а также в полупроводниковых лазерах, а также иногда в пассивных стандартах частоты, например, цезиевых часах. Белый шум частоты может возникать как в виде

теплового шума петли обратной связи в активных стандартах, так и в виде пуассоновского шума фотонов в пассивных стандартах. Фликкер-шум фазы возникает в элементах электроники, в частности, усилителях. Белый шум фазы всегда проявляется на больших отстройках. Следует отметить, что в общем случае степенная функция может быть представленным одновременным наложением нескольких типов шума.

Для того, чтобы установить связь между величинами  $\sigma_y^2(\tau)$  и  $S_\varphi(f)$ , представляющими собой метрологические характеристики нестабильности частоты произвольного генератора, перепишем  $\sigma_y^2(\tau)$  в виде:

$$\sigma_y^2(\tau) = \left\langle \left( \int_{-\infty}^{\infty} y(t') h_\tau(t - t') dt' \right)^2 \right\rangle \quad (59)$$

где линейная функция  $h_\tau(t)$  имеет вид:

$$\begin{cases} -\frac{1}{\sqrt{2}\tau} & -\tau < t < 0 \\ +\frac{1}{\sqrt{2}\tau} & 0 < t < \tau \\ 0 & |t| \geq \tau \end{cases} \quad (60)$$

Обозначим Фурье образ функции  $h_\tau(t)$  величиной  $H_\tau(f)$  и приведем ее окончательный вид:

$$|H_\tau(f)|^2 = 2 \frac{\sin^4(\pi f \tau)}{(\pi f \tau)^2} \quad (61)$$

Тогда для дисперсии Аллана окончательное выражение примет вид:

$$\sigma_y^2(\tau) = \int_0^{+\infty} |H_\tau(f)|^2 S_y(f) df = 2 \int_0^{+\infty} \frac{\sin^4(\pi f \tau)}{(\pi f \tau)^2} S_y(f) df \quad (62)$$

Необходимо отметить, что в общем случае интеграл выражения может расходиться при  $f \rightarrow 0$  и  $f \rightarrow \infty$ . Однако, на практике бесконечных дисперсий измерить невозможно, так как для выполнения условия  $f \rightarrow 0$  необходимо, чтобы времени измерения стремилось к бесконечности, а условие  $f \rightarrow \infty$  требует бесконечной полосы пропускания измерительного оборудования.

Используя выражение (20), можно вычислить вклад шумов разного типа и переписать уравнение (16) дисперсии Аллана для идеализированного генератора (т.е. у которого нет «мертвого» времени) в виде:

$$\sigma_y^2(\tau) = \sum_{\mu=-\infty}^{\infty} \alpha_{\mu} \tau^{\mu} \quad (63)$$

В частности,  $\alpha = -2$  соответствует  $\mu = 1$ ,  $\alpha = -1 \rightarrow \mu = 0$ ,  $\alpha = 0 \rightarrow \mu = -1$ ,  $\alpha = 1, 2 \rightarrow \mu = -2$ . Линейный дрейф частоты  $y(t) = y_0 + Dt$ , который не является шумом, приводит к росту дисперсии Аллана и характеризуется членом со степенью  $\mu = -2$  в выражении (21) (рисунок 60).

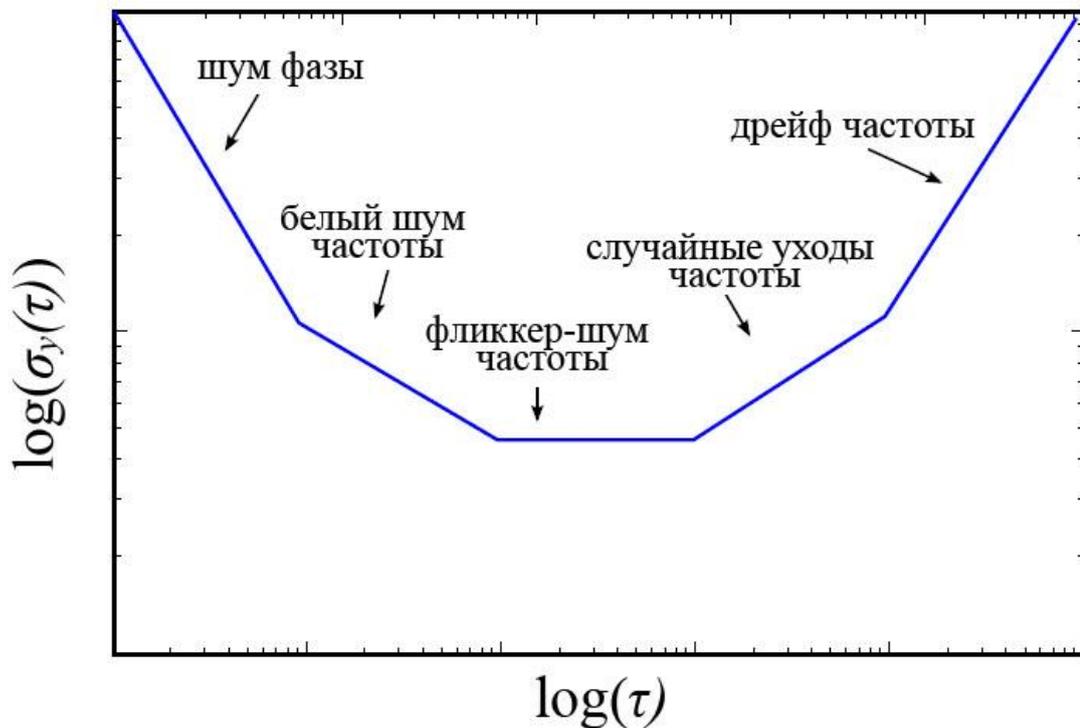


Рисунок 60 – Асимптотическое логарифмическое представление вариации  $\sigma_y(\tau)$  для различных типов шумов. Углы наклона определяются значениями  $\mu$ .

Таким образом, дисперсия Аллана, построенная в логарифмическом масштабе, показывает ее асимптотическое поведение. Если присутствует доминирование какого-либо типа шума, по крайней мере, на одной декаде значений  $\tau$ , то можно определить значение степени  $\mu$  и идентифицировать тип шумового процесса.

## 4.2 Оценка кратковременной нестабильности стандарта частоты фонтанного типа

В настоящем разделе изложены результаты экспериментальных исследований атомного «фонтана» направленных на оценку его кратковременной нестабильности. Отметим, что количественной характеристикой нестабильности меры частоты является среднее квадратическое относительное двухвыборочное отклонение (СКДО) [67].

Кратковременная нестабильность стандарта времени и частоты определяется согласно выражению (1), в которое входит рабочий параметр «фонтана» ( $T_{ц}$ ), и экспериментально измеренные характеристики ( $Q_{ат}$ ,  $C/Ш$ ).

Чтобы определить добротность атомного перехода ( $Q_{ат}=f_{ат}/\Delta f$ ), необходимо исследовать зависимость вероятности атомного перехода от отстройки частоты сигнала опроса (резонанс Рэмси, рисунок 61). Для этого, производится сканирование частоты генератора опросного сигнала в диапазоне от -100 Гц до +100 Гц относительно частоты «часового» перехода атома рубидия. Для каждого значения частоты рассчитывается вероятность атомного перехода, определяемая как отношение количества атомов, совершивших атомный переход ( $N_2$ ) к общему числу атомов ( $N_1+N_2$ ):

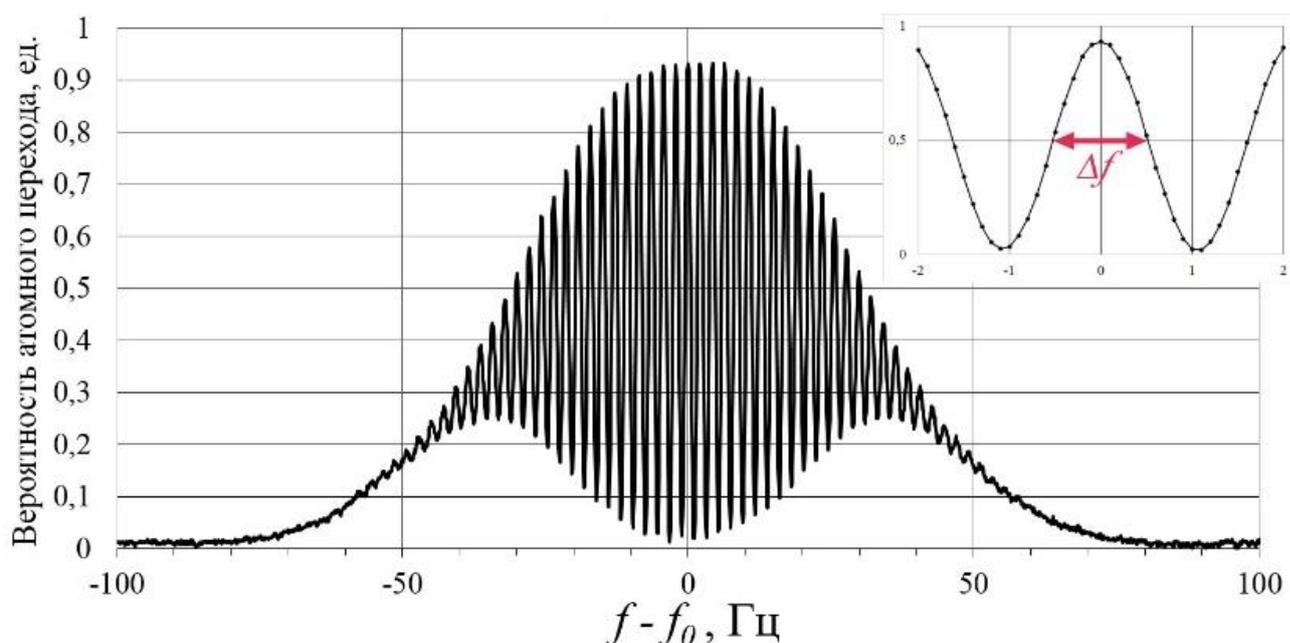


Рисунок 61 – Зависимость вероятности атомного перехода от отстройки частоты опросного сигнала (резонанс Рэмси). В правом верхнем углу - центральный пик в увеличенном масштабе

Величины  $N_2$  и  $N_1$  рассчитываются по сигналам приемников (см. раздел 2.5), при этом считается, что интеграл сигнала ( $S_{1,2}$ ) пропорционален числу атомов в искомом квантовом состоянии:

$$P = \frac{N_2}{N_1 + N_2} \sim \frac{S_2}{S_1 + S_2} \quad (64)$$

Ширина на уровне полувысоты центрального пика резонанса Рэмси ( $\Delta f$ ), при рабочей высоте подброса атомного облака (0,8 м), составляет 0,98 Гц и соответствует добротности атомного перехода  $Q_{ат} = 7,1 \cdot 10^9$ .

Для определения отношения сигнал-шум, частота опросного сигнала устанавливается в соответствии вероятности перехода 1/2 и в течение 100 измерительных циклов «фонтана» записываются сигналы с приемников. Отношение сигнал-шум рассчитывается по формуле (41).

Для случая, когда «фонтан» функционирует со вспомогательной ловушкой, работающей в импульсном режиме, отношение сигнал-шум составляет порядка 750. Чтобы определить предельно достижимую нестабильность атомного стандарта, вызванную флуктуациями измеренного количества рабочих атомов в искомом квантовом, необходимо учесть нестабильность СВЧ синтезатора, формирующего сигнала опроса, так как:

$$\left(\frac{1}{C/Ш}\right)_{дет} = \sqrt{\left(\frac{1}{C/Ш}\right)_{ат}^2 + \left(\frac{1}{C/Ш}\right)_{синт}^2} \quad (65)$$

При нестабильности сигнала опроса  $\sim 0,9 \cdot 10^{-13}$  ( $\tau = 1$  с) вклад флуктуаций атомов составляет  $5,8 \cdot 10^{-14}$ . Тогда оценочная нестабильность атомного «фонтана» в приближении «белого шума» (см. раздел 4.1) составляет  $1 \cdot 10^{-16}$  за время измерения 16 суток.

Данная оценка позволяет сделать вывод, что разработанный спектроскоп обеспечивает необходимое количество атомов для достижения заданной нестабильности.

### 4.3 Определение СКДО рубидиевого стандарта частоты фонтанного типа относительно водородного генератора

Для подтверждения оценки кратковременной нестабильности, производится расчет СКДО частоты разработанного атомного «фонтана» относительно опорного водородного генератора (см. раздел 1.2). Схема измерения изображена на рисунке 62.

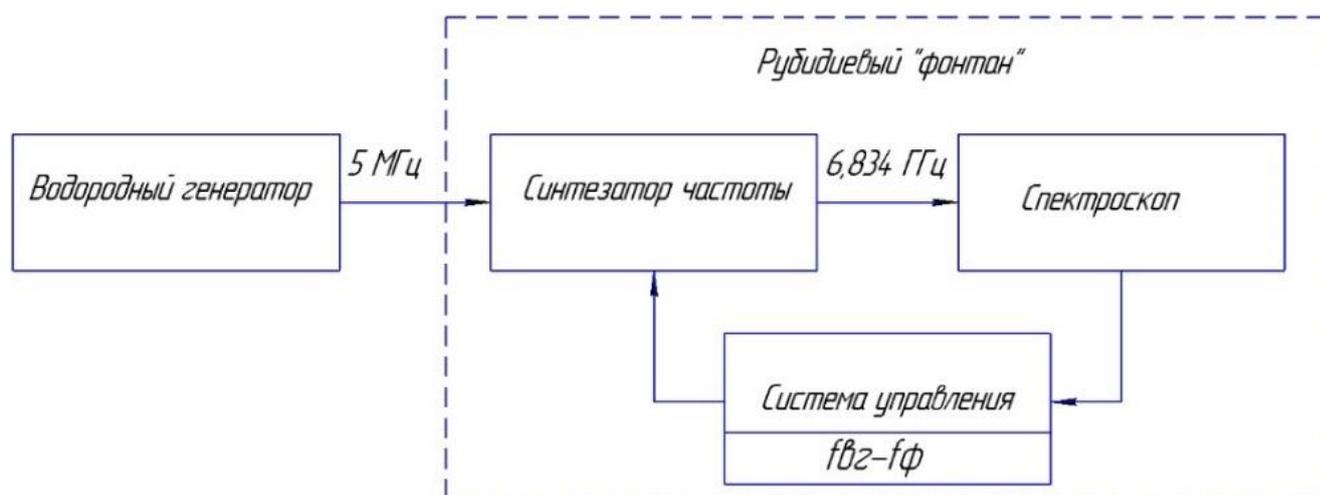


Рисунок 62 – Схема измерения СКДО рубидиевого «фонтана» относительно водородного генератора

Согласно схеме, на вход синтезатора рубидиевого «фонтана» подается опорный сигнал водородного генератора ( $5 \text{ МГц}$ ) из состава ГЭТ. Далее этот сигнал домножается до частоты «часового» атомного перехода и подается на СВЧ резонатор спектроскопа. После взаимодействия холодных атомов с СВЧ полем и детектирования атомных переходов, системой управления вычисляется разница частот водородного генератора и стандарта частоты фонтанного типа. Полученные результаты записываются в отчетном файле, на основании которого, согласно выражению (51), вычисляется СКДО.

На рисунке 63 представлен график СКДО рубидиевого стандарта частоты фонтанного типа относительно опорного водородного генератора, построенный на основании измерительной информации полученной на интервале времени наблюдения 5 месяцев. Следует отметить, что на временах измерения до 3 суток экспериментальные точки экстраполируются прямой с наклоном, характеризующим «белый» шум (см. раздел 4.1).

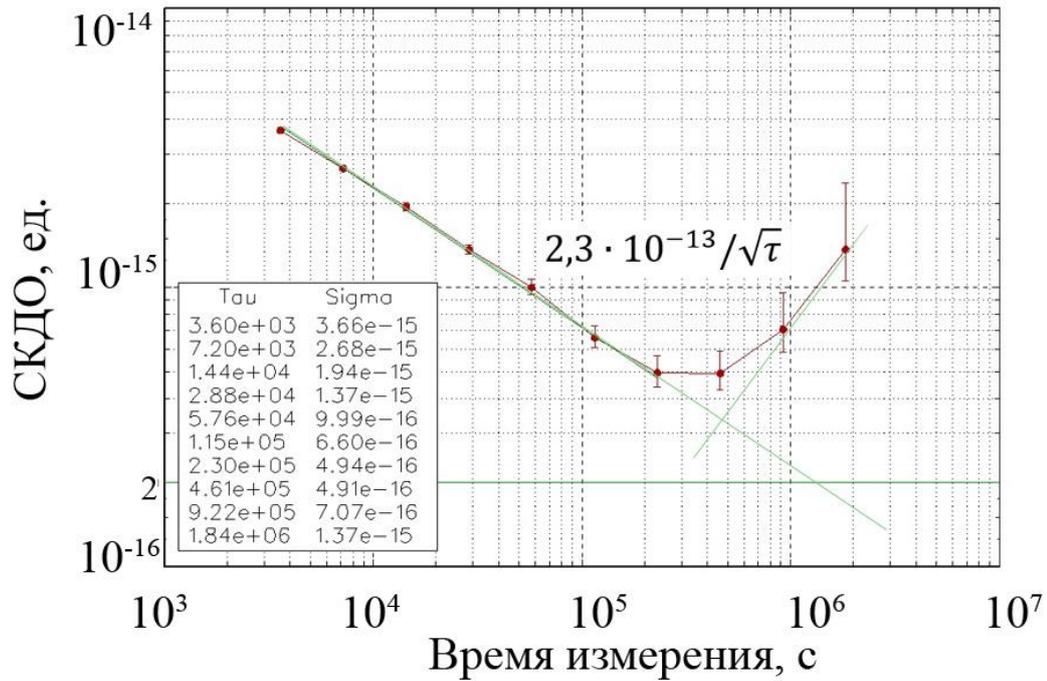


Рисунок 63 – СКДО рубидиевого «фонтана» относительно водородного генератора

На временах измерения более 3 суток нестабильность (СКДО)увеличивается из-за дрейфа водородного генератора ( $\mu = -2$ ).

#### 4.4 Определение СКДО рубидиевого стандарта частоты фонтанного типа Rb1 относительно Rb2

Для учета дрейфа водородного генератора измеряется СКДО разности частот двух рубидиевых «фонтанов» идентичных конструкций и близкими метрологическими характеристиками. Схема эксперимента изображена на рисунке 64. Данная схема измерений позволяет исключить из измерительного процесса нестабильность водородного генератора и оценить СКДО рубидиевого «фонтана».

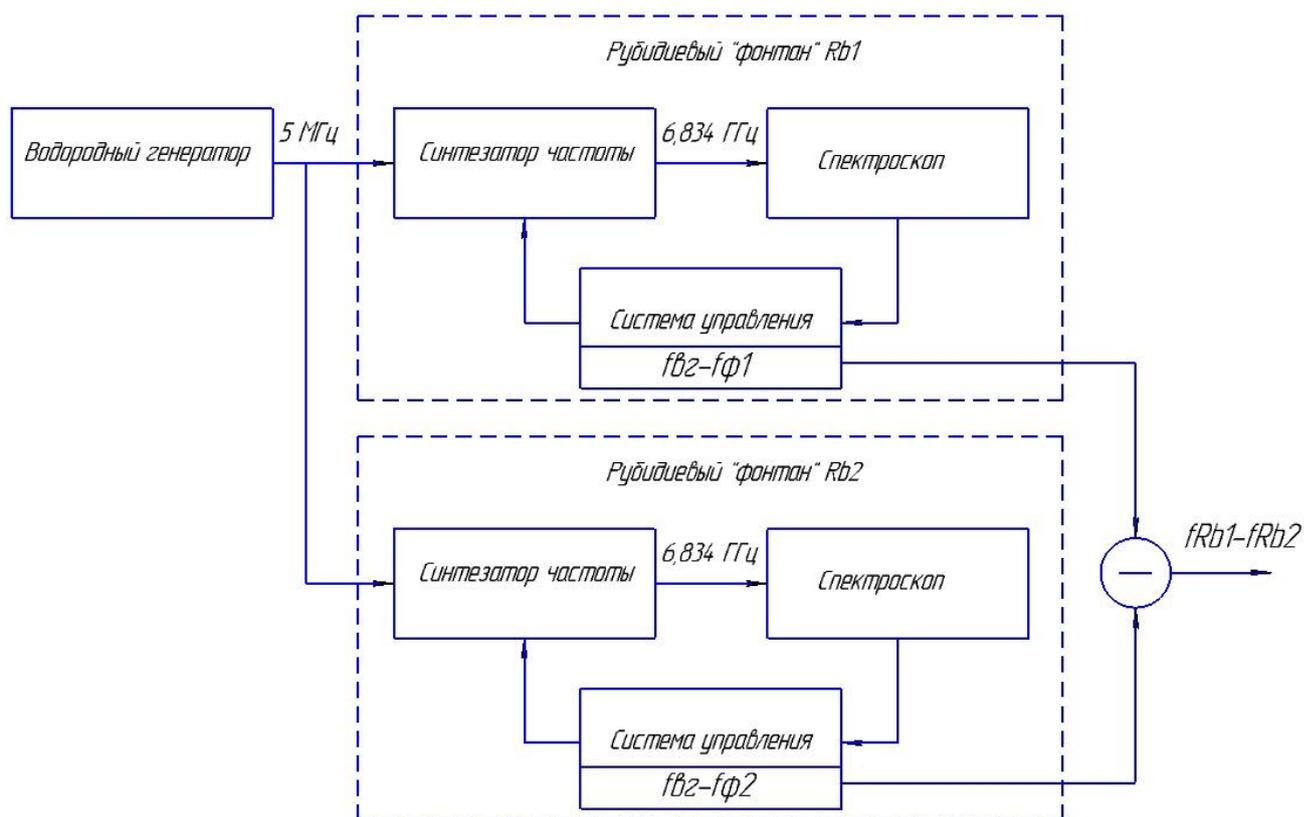


Рисунок 64 – Схема измерения СКДО рубидиевого «фонтана» Rb1 относительно рубидиевого «фонтана» Rb2

Согласно схеме, на вход синтезатора каждого рубидиевого «фонтана» подается идентичный сигнал водородного генератора (5 МГц) из состава ГЭТ и производится независимое измерение частоты. Затем вычисляются разности полученных значений, на основании которых согласно выражению (51) вычисляется СКДО. Для расчета нестабильности одного стандарта частоты фонтанного типа, входящего в состав измерительной схемы рисунка 64, разность частот делится на  $\sqrt{2}$ .

На рисунке 65 изображен график СКДО рубидиевого «фонтана» Rb1 относительно рубидиевого «фонтана» Rb2, построенный на основании измерительной информации, полученной на интервале времени наблюдения 5 месяцев. Экспериментальные точки аппроксимируются прямой с наклоном, характеризующим «белый» шум (см. раздел 4.1), с кратковременной нестабильностью  $1,76 \cdot 10^{-13} 1\sqrt{\tau}$ . Очевидно, что на интервале времени измерения 16 суток СКДО стандарта частоты фонтанного типа не превышает  $2 \cdot 10^{-16}$ .

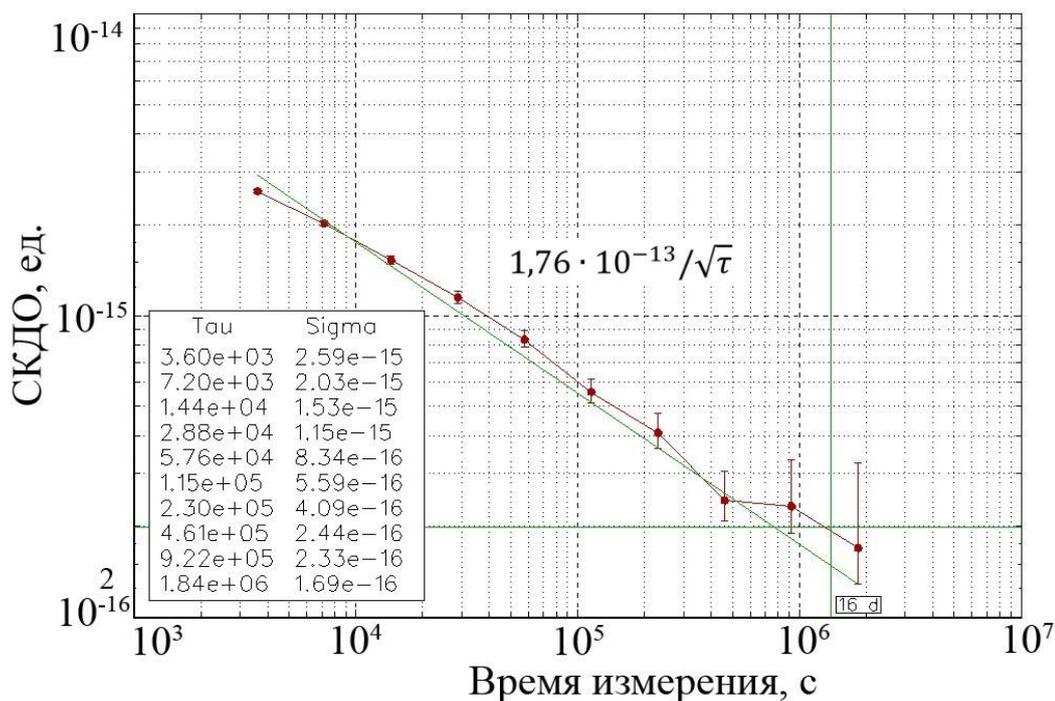


Рисунок 65 – СКДО рубидиевого «фонтана» Rb1 относительно рубидиевого «фонтана» Rb2

#### 4.5 Выводы

В настоящей главе изложены результаты оценки кратковременной нестабильности (СКДО) стандарта частоты фонтанного типа. Показано, что вспомогательная ловушка, работающая в импульсном режиме, входящая в составе атомного спектроскопа обеспечивает необходимое число атомов для достижения СКДО менее  $2 \cdot 10^{-16}$  за время измерения 16 суток. Представлены результаты экспериментальных исследований по определению СКДО частоты атомного «фонтана» относительно водородного генератора, а также относительно другого стандарта частоты фонтанного типа на основе холодных атомов рубидия.

## Заклучение

В научной работе поставлена и решена актуальная научно-техническая задача: разработка атомного спектроскопа хранителя единиц времени частоты на холодных атомах рубидия, обеспечивающего нестабильность на уровне  $(1-2) \cdot 10^{-16}$  на интервале времени измерения 16 суток.

В процессе исследования получены следующие научные результаты:

1. Разработанная вспомогательная магнитооптическая ловушка, работающая в импульсном режиме, обеспечивает необходимое отношение сигнал-шум для достижения заданной нестабильности. Экспериментально определены основные характеристики источника медленных атомов: угол расходимости: 28,5 мрад, плотность потока атомов:  $1,6 \cdot 10^9$  атомов/с, средняя продольная скорость атомов в пучке: 10 м/с.
2. Произведена оценка необходимого значения отношения сигнал-шум для достижения рубидиевым фонтаном заданной нестабильности.
3. Построенная модель вспомогательного резонатора позволяет методом конечных элементов рассчитать его геометрические размеры, включая кварцевую втулку, необходимую для сохранения эргономичности конструкции спектроскопа. Показано, что изменение положения плунжера вызывает смещение частоты резонатора порядка 65 МГц/мм, изменение длины кварцевой втулки  $D_{см}=21$ ,  $d_{см}=15,5$  вызывает смещение частоты резонатора на 6 МГц/мм.
4. Конструкция перестраиваемого высокочастотного СВЧ резонатора позволяет разместить два атомных фонтана в помещении с одной системой кондиционирования.
5. Экспериментально определена эффективная температура холодных атомов, которая составляет менее 3 мК.
6. На основе экспериментальных исследований построена карта магнитного поля вдоль траектории полета атомного облака.
7. Разработанный спектроскоп со вспомогательной магнитооптической ловушкой и перестраиваемым СВЧ резонатором входят в состав Хранителя единиц времени и частоты на основе «фонтана» атомов рубидия (Rb1 и Rb2).

Таким образом, все поставленные частные научные задачи решены, цель диссертации достигнута.

**Вывод:** полученные в диссертационной работе результаты использованы при разработке двух атомных спектроскопов со вспомогательными магнитооптическими ловушками и перестраиваемыми СВЧ резонаторами, входящие в состав Хранителя единиц времени и частоты на основе «фонтана» атомов рубидия (Rb1 и Rb2) из состава ГЭТ1-2018 (Приложение А). Разработанный спектроскоп стандартов частоты фонтанного типа обеспечивает достижение нестабильности  $(1-2) \cdot 10^{-16}$  на интервале времени измерения 16 суток (Приложение Б).

**Библиография**

- [1] *Petrovski I.G.* GPS, GLONASS, Galileo, and BeiDou for mobile devices: from instant to precise positioning // Cambridge University Press, 2014.
- [2] *Daly P., Kitching I.D., Allan D.W., Pepler T.K.* Frequency and time stability of GPS and GLONASS clocks // Proceedings of the 44<sup>th</sup> Annual Symposium on Frequency Control, 1990, pp.: 127-139.
- [3] Федеральная целевая программа «Поддержание, развитие, и использование системы ГЛОНАСС на 2012-2020 годы» утверждена постановлением правительства Российской Федерации от 3 марта 2012 года №189.
- [4] *N.B. Koshelyaevsky, V.P. Kostromin, O.I. Sokolova, E.G. Zagirova.* Activities at the state time and frequency standard of Russia // Book of the abstracts of the 42<sup>nd</sup> PTTI, 2010, p. 18.
- [5] *Y. Ovchinnikov, and G. Marra.* Accurate rubidium atomic fountain frequency standard // Metrologia, V. 48, 2011, pp. 87-100.
- [6] *E.A. Donley, T.P. Heavner, M.O. Tataw, F. Levi, and S.R. Jefferts.* Progress towards the second-generation atomic fountain clock at NIST // Proceedings of the IEEE International Frequency Control Symposium and Exposition, 2004, pp. 82-86.
- [7] *J. Guena, M. Abgrall, D. Rovera, P. Laurent, B. Chupin, M. Lours, G. Santarelli, P. Rosenbusch, M.E. Tobar, R. Li, K. Gibble, A. Clairon, and S. Bize.* Progress in atomic fountains at LNE-SYRTE // arXiv:1204.3621v1, 2012.

- [8] *Weyers S., Bauch A., Hubner U., Schroder R., and Tamm Ch.* First performance results of PTB's atomic caesium fountain and a study of contributions to its frequency instability // *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect. And Freq. Contr.*, 47, 200, pp.:432-437.
- [9] *Levi F., Lorini L., Calonico D., and Godone A.* Systematic shift uncertainty evaluation of IEN CSF1 primary frequency standard // *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 52, 2003, pp.: 267-271.
- [10] *Fang F., Mingshou L., Pingwei L., Weiliang C., Nianfeng L., Yige L., Ping W., Kun L., Rui S. and Tianchu Li* NIM5 Cs fountain clock and its evaluation // *Metrologia*, 52, 2015, pp.:454–468.
- [11] <https://www.bipm.org/en/bipm-services/timescales/time-ftp/Circular-T.html>
- [12] *S. Peil, S. Crane, J. L. Hanssen, T. B. Swanson, and C. R. Ekstrom* An Ensemble of Atomic Fountain // *Frequency Control Symposium (FCS), 2012 IEEE International.*
- [13] *S. Peil, J. L. Hanssen, T. B. Swanson, J. Taylor and C. R. Ekstrom* Evaluation of long term performance of continuously running atomic fountains // *Metrologia*, 51, 2014, pp.: 263–269.
- [14] *Santarelli G., Laurent Ph., Lemonde P. and Clairon A.* Quantum Projection Noise in an Atomic Fountain: A High Stability Cesium Frequency Standard // *Phys. Rev. Lett.*, 82, 1999, pp.: 4619-4622.
- [15] *Ю.С. Домнин, В.Н. Барышев, А.И. Бойко, Г.А. Ёлкин, А.В. Новосёлов, Л.Н. Копылов, Д.С. Купалов.* Цезиевые реперы частоты фонтанного типа МЦР-Ф1 и МЦР-Ф2 // *Мир измерений*, В. 134, Н.4, 2012, сс. 30-34.

- [16] *Yu. Domnin, V. Baryshev, A. Boyko, G. Elkin, L. Kopylov, P. Krasovskiy, A. Novoselov.* Cs Fountain VNIIFTRI // Book of the abstracts of 24<sup>th</sup> EFTF, Noordwijk, The Netherlands, 2010, p. 56.
- [17] *Sortais Y., Bize S., Nicolas C., and Clairon A.* Cold Collision Frequency Shifts in a <sup>87</sup>Rb Atomic Fountain // // Phys. Rev. Lett., 85, 2000, pp.: 3117-3120.
- [18] 2005 Consultative Committee for Time and Frequency 2004, “Recommendation CCTF1 (2004): Concerning secondary representations of the second”, Report of the 16th meeting (April 2004) to the International Committee for Weights and Measures BIPM p 38.
- [19] *J. Gu’ena, M. Abgrall, A. Clairon and S. Bize* Contributing to TAI with a Secondary Representation of the SI Second // Metrologia 51(1), 2014, pp.: 108-120.
- [20] *Vanier J.* Atomic clocks based on coherent population trapping: a review // Applied Physics B: Lasers and Optics, 81, Issue 4, 2005, pp. 421-442.
- [21] *Bishof M., Lin Y., Swallows M. D., Gorshkov A. V., Ye J., A. M. Rey* Resolved Atomic Interaction Sidebands in an Optical Clock Transition // Phys. Rev. Lett., 106, 2011, 250801.
- [22] *Ramsey N.* A Molecular Beam Resonance Method with Separated Oscillating Fields // Physical Review, 78, 1950, pp. 695-699.
- [23] *Vanier J. and Audoin C.* The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards // Adam Hilger, Bristol and Philadelphia, IOP Publishing, 1989, pp. 818-822.

- [24] *Richard P. Feynman and Frank L. Vernon Jr.* Geometrical Representation of the Schrödinger Equation for Solving Maser Problems // *Journal of Applied Physics*, 28, 1957, pp.: 49-52.
- [25] *Phillips W., Metcalf, Phys H.* Laser Deceleration of an Atomic Beam // *Rev. Lett.*, 48, 1982, p. 596.
- [26] *Dieckmann K., Spreew R. J. C., M. Weidemuller and Walraven J. T. M.* Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms // *Physical Review A*, vol. 78, № 5, 1998, pp. 3891-3895.
- [27] *Z. T. Lu, K. L. Corwin, M. J. Renn, M. H. Anderson, E. A. Cornell, and C. E. Wieman* Low-Velocity Intense Source of Atoms from a Magneto-optical Trap // *Physical Review Letters.*, vol. 77, № 16, 1996, pp. 3331-3334.
- [28] *Yuri B. Ovchinnikov* Compact magneto-optical sources of slow atoms // <https://doi.org/10.1016/j.optcom.2005.01.047>, 2005.
- [29] *Wang Xiao-Jia, Feng Yan-Ying, Xue Hong-Bo, Zhou Zhao-Ying and Zhang Wen-Dong* A cold  $^{87}\text{Rb}$  atomic beam // *Chinese Physica B*, vol. 20, № 12, 2011, pp. 126701 (1 – 6).
- [30] *Kohel J. M., Ramirez-Serrano J. and Thompson R. J.* Generation of an intense cold-atom beam from a pyramidal magneto-optical trap: experiment and simulation// *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 20, № 6, 2003, pp. 1161-1168.
- [31] *Риле Ф.* Стандарты частоты. Принципы и приложения // Физматлит, Москва, перевод с англ., 2009, сс. 133-143.

- [32] *Raab E.L., Prentiss M., Cable A., Chu S., and Pritchard D.E.* Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure // *Phys. Rev. Lett.*, 59, 1987, pp. 2631-2634.
- [33] *Одун К., Гино Б.* Измерение времени. Основы GPS // Москва: Техносфера, 2002, 400 с.
- [34] *Jefferts S. R., Shirley J., Parker T. E., Heavner T. P., Meekhof D. M., Nelson C., Levi F., Costanzo G., De Marchi A., Drullinger R., Hollberg L., Lee W. D. and Walls F. L.* Accuracy evaluation of NIST-F1 // *Metrologia* 39, 2002, pp.: 321-336.
- [35] *Leo A., Monteduro A.G., Rizzato S, Ameer Z, Lekshmi I.C., Hazarika A., Choudhury D, Sarma D.D., Maruccio G.* RF and microwave dielectric response investigation of high- $k$  yttrium copper titanate ceramic for electronic applications // *Microelectronic Engineering*, doi:10.1016/j.mee.2018.02.028.
- [36] *Balanis C.A.* Advanced Engineering Electromagnetics // Wiley, New York, 1989.
- [37] *Баскаков С.И.* Основы электродинамики // Советское радио, Москва, 1973.
- [38] *Vecchi G.* Spatial Phase Variations in a TE<sub>011</sub> Microwave Cavity for Use in a Cesium Fountain Primary Frequency Standard // *IEEE Transactions On Instrumentation and Measurement*, vol. 42, № 2, 1993, pp.: 434-438.
- [39] *Liand R., Gibble K.* Phase Variations in Microwave Cavities for Atomic Clocks // *Metrologia*, 41, 2004, pp.: 376–386.
- [40] *McGuirk J. M., Foster G. T., Fixler J. B., and Kasevich M. A.* Low-noise detection of ultracold atoms // *Optics Letters*, Vol. 26, № 6, 2001.

[41] Вакуумная техника. Справочник. Машиностроение, М., Высш.шк.,1990, стр.93.

[42] *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Оптика // Москва: Физматлит, 2006, 792 с.

[43] *Breit G, Rabi I. I.* Measurement of Nuclear Spin // *Phys. Rev.*, 38, 1931, pp.: 2082–2083.

[44] *Arimondo E, Inguscio M and Violino P.* Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms // *Rev. Mod. Phys.* 49, 1977, pp.: 31 – 75.

[45] *Gu'ena J., Abgrall M., Rovera D., Laurent P., Chupin B., Lours M., Santarelli G., Rosenbusch P., Tobar M.E., Li R., Gibble K., Clairon A., Bize S.* Progress in atomic fountains at LNE-SYRTE, arXiv:1204.3621v1 [physics.atom-ph], 2012.

[46] *Pal'chikov V. G., Domnin Yu.S., Novoselov A.V.* Black-body radiation effects and light shifts in atomic frequency standards // *Journal of Optics B: Quantum and Semiclassical Optics*, 5, 2003, pp.: 131-135.

[47] *H. J. N. van Eck, W. R. Koppers, G. J. van Rooij, W. J. Goedheer, R. Engeln, D. C. Schram, N. J. Lopes Cardozo, A. W. Kleyn* Modeling and experiments on differential pumping in linear plasma generators operating at high gas flows // *J. Appl. Phys.*, 105, 2009, 063307.

[48] *Technical Bulletin 00.003.971* Ion Pumping of Cesium and Rubidium // *Gamma Vacuum*, 2006.

[49] *В.Ф. Яковлев* Курс физики. Теплота и молекулярная физика // Просвещение, Москва, 1976, 320 с.

- [50] *Steane A.M., Chowdhury M., Food C.J.* Radiation force in the magneto-optical trap // *J. Opt. Soc. Am. B*, 65, 1992, pp.: 2142-2158.
- [51] *Steck D. A.* Rubidium 87 D Line Data // <http://steck.us/alkalidata>.
- [52] *Д.С. Купалов, Е.С. Алейникова* Исследование источника медленных атомов на основе магнитооптической ловушки для рубидиевого стандарта частоты фонтанного типа // Доклады 7-го Международного симпозиума «Метрология времени и пространства», Суздаль, 2015, сс. 145-149.
- [53] *W. M. Itano, J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, J. M. Gilligan, D. J. Heinzen, F. L. Moore, M. G. Raizen and D. J. Wineland* Quantum projection noise: Population fluctuations in two-level systems // *Phys. Rev. A* 47, 1993, pp.: 3554-3570.
- [54] *И.В. Лебедев* Техника и приборы СВЧ // Высшая школа, Москва, 1970, 428 с.
- [55] *Анализатор цепей серии PNA, PNA-L, PNA-X.* Руководство по эксплуатации. Печатная версия // Agilent Technologies, 2004, 607 с.
- [56] *Банков С.Е, Курушин А.А, Разевиг В.Д.* Анализ и оптимизация СВЧ структур с помощью HFSS // Солон-Пресс, Москва, 2004, 283 с.
- [57] *Банков С.Е, Курушин А.А, Разевиг В.Д.* Расчет антенн и СВЧ структур с помощью HFSS Ansoft // ЗАО «НПП «РОДНИК», Москва, 2009, 256 с.
- [58] *H. Metcalf and P. van der Straten* *Laser Cooling and Trapping of Atoms* // Springer-Verland, Ney York, 1999, 323.

- [59] Lett P. D., Watts R. N., Westbrook C. I., Phillips W. D., Gould P. L., Metcalf H. J. *Observation of Atoms Laser Cooled below the Doppler Limit* // Phys. Rev. Lett., 61, 1988, pp.: 169-173.
- [60] N. Wheeler *Measurement of Trapped Atom Temperature* // Reed College Physics Department, 2003, pp.: 16.
- [61] Arimondo E., Inguscio M. and Violino P. *Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms* // Rev. Mod. Phys., 49, 1977, p.: 31.
- [62] *Audoin C. and Guinot B. The measurement of time: time, frequency and the atomic clock* // Cambridge University Press, Cambridge, New York, 2001.
- [63] *И.В. Безменов, И.Ю. Блинов* Теоретические основы построения моделей для описания современных шкал времени и стандартов частоты // ФГУП «ВИИФТРИ», Менделеево, 2015, 529 с.
- [64] *Rutman J.* Characterization of phase and frequency instabilities in precision frequency sources fifteen years of progress // Proceedings IEEE, 66:1048-1075, 1978.
- [65] *Allan D.W.* Statistics of atomic frequency standards // Proceedings IEEE, 54:221-230, 1966.
- [66] *Allan D.W.* Time and frequency (time-domain) characterization, estimation and prediction of precision clocks and oscillators // IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect. And Freq. Contr., V. UFFC-34, N. 6, 1987, pp. 647-654.
- [67] ГОСТ 8.567 – 2014. Государственная система обеспечения единства измерений. Измерения времени и частоты. Термины и определения. М.: Стандартинформ, 2014.

[68] *E. Rubiola, V. Giordano, K. Volyanskiy, L. Larger.* Phase and frequency noise metrology // arXiv:0812.0180:1-10, 2008.

[69] *E. Rubiola.* Phase noise and frequency stability in oscillators // Cambridge University Press, Cambridge, 2008.

[70] *Ferre-Pikal E.S., Vig J.R., Camparo J.C., Cutler L.S., Maleki L., Riley W.J., Stein S.R., Thomas C., Wallsand F.L., White J.D.* Draft revision of IEEE STD 1139-1988 standard definitions of Physical quantities for Fundamental Frequency and time metrology - random instabilities // Proceedings of the Annual IEEE International Frequency Control Symposium, 1997, pp. 338–357.

[71] *Leeson D.B.* A Simple model of feed back oscillator noise spectrum // Proceedings IEEE, 54:329-330, 1966.

## Приложения

**Приложение А:** Паспорт государственного первичного эталона единиц времени, частоты и национальной шкалы времени ГЭТ 1-2018. Состав первичного эталона.

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ УНИТАРНОЕ ПРЕДПРИЯТИЕ  
«ВСЕРОССИЙСКИЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ И РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ»  
ФГУП «ВНИИФТРИ»**

### ПАСПОРТ

государственного первичного эталона  
единиц времени, частоты и национальной шкалы времени ГЭТ 1-2018

### СОСТАВ ПЕРВИЧНОГО ЭТАЛОНА

Государственный первичный эталон единиц времени, частоты и национальной шкалы времени состоит из комплекса следующих технических средств и вспомогательных устройств:

#### Основные технические средства:

**Комплекс воспроизведения единиц времени и частоты МГФК.411711.272 в составе:**

- репер метрологический цезиевый МЦР «Фонтан» МГФК.411711.060;
- репер метрологический цезиевый МЦР «Фонтан» МГФК.411711.097;
- репер частоты оптический МГФК.411711.151.

**Комплекс хранения национальной шкалы времени МГФК.411711.273 в составе:**

- стандарт частоты и времени водородный Ч1-75А ЯНТИ.411711.056 – 8 шт.;
- стандарт частоты и времени водородный ЯКУР.411141.030 – 4 шт.;
- эталонный комплекс времени и частоты МГФК.411711.158;

**- хранитель единиц времени и частоты на основе «фонтана» атомов рубидия МГФК.411141.146;**

- комплекс аппаратуры рубидиевых реперов частоты ЯКУР.411711.020;
- устройство управления эталонным комплексом ЯНТИ.411711.057;
- автоматизированная измерительная система АИС-4 МГФК.411734.068 – 2 комплекта;
- комплекс формирования шкалы времени МГФК.403511029;
- аппаратно-программный комплекс расчёта аналитических шкал времени МГФК.411711.135;
- компаратор фазовый 10265 Timetech – 4 шт.;
- частотомер универсальный SR620 – 2 шт.;
- усилитель импульсных сигналов PD5-RM-B – 13 шт.;

**Приложение Б: Протокол №5. Исследования метрологических характеристик первичного эталона единиц времени, частоты и национальной шкалы времени.**

ФГУП  
«ВНИИФТРИ»

Государственный первичный  
эталон единиц времени, частоты  
и национальной шкалы времени

г.п. Менделеево

«16» октября 2017 года

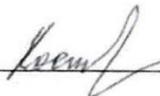
**ПРОТОКОЛ № 5**

Исследования метрологических характеристик государственного первичного эталона единиц времени, частоты и национальной шкалы времени

- |    |                           |  |
|----|---------------------------|--|
| 1. | Объект испытаний:         | Усовершенствованный государственный первичный эталон единиц времени, частоты и национальной шкалы времени<br><small>наименование изделия, обозначение</small>  |
| 2. | Объем испытаний:          | Оценка нестабильности частоты хранителя единиц времени и частоты на основе «фонтана» атомов рубидия<br><small>наименование и (или) номер пункта ПМ</small>   |
| 3. | Методика испытаний:       | Пункт 3.5 «Программы и методик исследований метрологических характеристик государственного первичного эталона единиц времени, частоты и национальной шкалы времени ГЭТ 1-2018»<br><small>наименование и (или) номер пункта ПМ</small>  |
| 4. | Условия испытаний:        | Пункт 1.3 «Программы и методик исследований метрологических характеристик государственного первичного эталона единиц времени, частоты и национальной шкалы времени ГЭТ 1-2018»<br><small>наименование и (или) номер пункта ПМ</small>  |
| 5. | Результаты испытаний:     | Нестабильность частоты хранителя единиц времени и частоты на основе «фонтана» атомов рубидия на интервале времени наблюдений с 19.06 по 12.10.2017 г. при интервале времени измерения 17 сут составила $1,75 \cdot 10^{-16}$ .<br><br><u>Приложение № 1 к настоящему протоколу:- диаграмма 5.1.</u><br><small>результаты определения метрологических характеристик, приложения к протоколу, таблицы, графики</small> |
| 6. | Замечания и рекомендации: | Нет  |
| 7. | Выводы:                   | Нестабильность частоты хранителя единиц времени и частоты на основе «фонтана» атомов рубидия при интервале времени измерения 17 сут не превышает $2,0 \cdot 10^{-16}$ .  |

Учёный хранитель ГЭВЧ

Начальник отдела № 74



В.П. Костромин



М.Н. Хромов