

ЗАКРЫТОЕ АКЦИОНЕРНОЕ ОБЩЕСТВО «ВРЕМЯ – Ч»

На правах рукописи



Поляков Виктор Александрович

ИССЛЕДОВАНИЕ И РАЗРАБОТКА ВОДОРОДНОГО ГЕНЕРАТОРА
С ДВОЙНОЙ СОРТИРОВКОЙ АТОМОВ
ДЛЯ УМЕНЬШЕНИЯ НЕСТАБИЛЬНОСТИ ЧАСТОТЫ

Специальность 05.11.15 – Метрология и метрологическое обеспечение

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Научный руководитель: доктор технических наук,
Демидов Николай Александрович

Нижний Новгород, 2021 г.

Оглавление

Введение	4
Список сокращений	14
Глава 1. Основные принципы работы и конструкция ВГ с СДС	15
1.1 Основные принципы работы и устройство	15
1.2 Теория водородного мазера	19
1.3 Нестабильность частоты ВГ	24
1.4 Схема двойной сортировки атомов по квантовым состояниям	26
1.5 Краткий обзор литературы по двойной сортировке атомов	27
1.6 Оценка возможного уменьшения нестабильности частоты ВГ за счет использования пучка атомов в одном квантовом состоянии	31
1.7 Выводы к Главе 1	34
Глава 2. Формирование пучка атомов в ВГ с СДС	36
2.1 Постановка задачи	36
2.2 Источник атомов водорода. Диаграмма направленности и распределение по скоростям.	37
2.3 Величина магнитного момента атома водорода во внешнем магнитном поле	39
2.4 Определение оптимальных параметров сортирующей системы	42
2.5 Использование четырехполюсных магнитов	44
2.6 Использование шестиполюсных магнитов	51
2.7 Выводы к Главе 2	55
Глава 3. Методы создания инвертирующей области	56
3.1 Адиабатические и не адиабатические переходы	56
3.2 Адиабатическое условие	58
3.3 Нарушение адиабатического условия. Переходы Майорана	64
3.4 Метод адиабатического быстрого прохождения	69
3.5 Метод быстрого изменения направления магнитного поля	74

3.6 Выводы к Главе 3	79
Глава 4. Методы оценки эффективности СДС	81
4.1 Метод определения параметра качества	81
4.2 Метод, основанный на эффекте Аутлера – Таунса	83
4.3 Метод на основе зависимости выходной частоты от частоты Зеемана	89
4.4 Выводы к Главе 4	98
Глава 5. Экспериментальные исследования	99
5.1 Описание конструкции	99
5.2 Экспериментальные результаты по измерению мощности генерации, добротности спектральной линии и параметра $Q_s \sqrt{P}$	105
5.3 Результаты оценки эффективности формирования пучка атомов в одном квантовом состоянии	113
5.4 Экспериментальные исследования неустойчивости выходной частоты	118
5.5 Исследование влияния параметров СДС на выходную частоту ВСЧВ	121
5.6 Практическая реализация прибора	124
5.7 Выводы к Главе 5	125
Заключение	126
Список литературы	128

Введение

Актуальность темы диссертации

Несколько последних десятилетий водородные стандарты частоты и времени (ВСЧВ) превосходят остальные типы микроволновых квантовых стандартов частоты по стабильности частоты на интервалах времени измерения до суток. Поэтому ВСЧВ нашли широкое применение в отраслях науки и техники, требующих метрологически точных частотно-временных измерений. Это – военные технологии, спутниковая навигация, геодезия и картография, радиоинтерферометрия со сверхдлинной базой и служба определения параметров вращения Земли, научные исследования по уточнению физических постоянных.

ВСЧВ являются основным рабочим средством измерения времени и частоты в составе государственной поверочной схемы измерения времени и частоты. Они также составляют основу групповых водородных хранителей частоты и времени (ГВХЧВ), первичного и вторичных эталонов Государственной службы времени и частоты [1], рабочих эталонов гражданских и военных потребителей [2].

В рамках реализации Федеральной целевой программы «Поддержание, развитие и использование системы ГЛОНАСС на 2012-2020 годы» [3] была проведена модернизация комплексов хранения национальной шкалы времени UTC(SU) в интересах достижения заданных тактико-технических характеристик системы ГЛОНАСС в части разработки базового комплекса времени и частоты [4, 5], основу которого составляет ВСЧВ с нестабильностью частоты менее $3 \cdot 10^{-16}$ на интервале времени измерения 1 сутки. Кроме того, был разработан ВСЧВ для перевозимых квантовых часов нового поколения [6]. Их основная выполняемая задача – сличение территориально разнесенных эталонов времени. Поэтому прибор должен иметь малые габариты и вес, должен устойчиво работать в условиях больших и резких перепадов температур, при высоких уровнях механических нагрузок, вибраций и ударов. Среди технических требований наиболее жестким является ограничение на погрешность хранения шкалы времени не более ± 1 нс за

сутки при времени транспортирования 12 ч, при этом требования к стойкости к механическим воздействиям: широкополосная вибрация – 4 g, удар – 50 g.

Государственная метрология имеет особенность в отношении постановки и решения задач: опережающее развитие уровня потребностей промышленности, обороны, науки. Поэтому требования к параметрам и метрологическим характеристикам ВСЧВ будут расти. Особенно высокие требования к кратковременной нестабильности выходной частоты и спектральной плотности мощности фазовых шумов предъявляются при использовании ВСЧВ в качестве источника опорного сигнала для новейших атомных часов на основе ультрахолодных атомов [7, 8, 9], а также радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой [10]. Применение ВСЧВ в качестве бортового синхронизирующего устройства на космическом радиотелескопе «РадиоАстрон» [11, 12] позволило создать интерферометр с базой длиной 350 тыс. км. Новый проект наземно-космического радиоинтерферометра «Миллиметрон» [13, 14] предназначен для работы на частотах в 2-3 раза более высоких (до 900 ГГц), что требует дальнейшего соответствующего повышения стабильности частоты опорного сигнала: до $5 \cdot 10^{-14}$ на интервале времени измерения 1 с и $5 \cdot 10^{-16}$ на интервале времени измерения 1000с.

В последние 3-5 лет ВСЧВ достигли высоких метрологических характеристик до уровня теоретического предела. Постоянно растущий спрос на оперативную и точную частотно-временную информацию потребителей из разных областей науки и техники требует проведения работ по повышению метрологических характеристик ВСЧВ [15]. В рамках подпрограммы «Поддержание, развитие и использование системы ГЛОНАСС» государственной программы РФ «Космическая деятельность России» для совершенствования комплекса воспроизведения, хранения единиц времени и частоты и передачи национальной шкалы времени UTC (SU) в интересах достижения заданных ТТХ системы ГЛОНАСС по формированию и поддержанию шкалы времени системы ГЛОНАСС предусмотрена разработка водородных стандартов частоты и времени с СКДО частоты не более $1,5 \cdot 10^{-16}$ на интервале времени измерения 1 сутки.

История развития водородных генераторов насчитывает более полувека. Первый квантовый водородный генератор (ВГ) был создан в 1960 г. в Гарвардском университете группой ученых под руководством Нормана Рэмси [16], тогда же были разработаны теория и принципы работы ВГ, основные конструкторские решения. С этого времени работы по исследованию и созданию водородных генераторов начались во многих зарубежных и отечественных лабораториях.

Многолетняя работа по развитию теории работы ВГ, исследованию зависимости его частоты от различных факторов и параметров конструкции, систематическое конструктивное усовершенствование позволили к настоящему времени уменьшить нестабильность частоты ВСЧВ на четыре порядка – практически до теоретического предела, определяемого тепловыми шумами СВЧ резонатора и приемника. Нестабильность выходной частоты промышленно выпускаемых ВСЧВ представлена в Таблице 1.

Таблица 1. Нестабильность частоты ВСЧВ

Интервал времени измерения	Нестабильность частоты выходного сигнала (СКДО)			
	Время-Ч VCH-1003M Option L	НПО им. Фрунзе Ч1-95	Microchip МНМ 2020 LPN	T4Science imaser3000 ST
1 с	$8,0 \times 10^{-14}$	$1,5 \times 10^{-13}$	$8,0 \times 10^{-14}$	$8,0 \times 10^{-14}$
10 с	$1,4 \times 10^{-14}$	$2,5 \times 10^{-14}$	$1,5 \times 10^{-14}$	$1,8 \times 10^{-14}$
100 с	$4,0 \times 10^{-15}$	$5,5 \times 10^{-15}$	$4,0 \times 10^{-15}$	$4,0 \times 10^{-15}$
1000 с	$1,5 \times 10^{-15}$	-	$2,0 \times 10^{-15}$	$2,0 \times 10^{-15}$
3600 с	$1,5 \times 10^{-15}$	$1,5 \times 10^{-15}$	-	-
10000 с	-	-	$1,5 \times 10^{-15}$	$1,2 \times 10^{-15}$
1 сутки	$5,0 \times 10^{-16}$	$5,0 \times 10^{-16}$	$1,0 \times 10^{-15}$	-

Среднеквадратическое двухвыборочное отклонение (СКДО), определяемое тепловыми шумами резонатора и приемника, имеет следующий вид [17]:

$$\sigma_y(\tau) = \sqrt{\frac{1}{Q^2 P} \frac{k_B T_p}{2\tau} + \frac{1}{4\pi^2 \nu^2} \frac{k_B T_n F B}{P \tau^2} \frac{1 + \beta}{\beta}} \quad (1)$$

где P – мощность, генерируемая атомами в резонаторе; k_B – постоянная Больцмана; T_p – температура резонатора в Кельвинах; τ – интервал времени измерения; Q_ν , ν – добротность и частота атомной спектральной линии; F , B , T_n – шум-фактор, полоса и температура приёмника соответственно; $\beta = P_n / (P - P_n)$ – коэффициент связи с приёмником; P_n – мощность на входе приёмника. Первый член суммы обусловлен тепловыми шумами резонатора, второй – шумами приёмника. Как видно из (1), для уменьшения нестабильности частоты ВСЧВ на всех интервалах времени измерения необходимо увеличивать значение параметра $Q_\nu \sqrt{P}$. В Таблице 2 представлена зависимость типичных значений СКДО от величины интервала времени измерения для промышленно выпускаемых ВСЧВ VCH-1003M, а также значение теоретического предела, обусловленного тепловыми шумами резонатора и приёмника.

Таблица 2. СКДО ВСЧВ VCH-1003M и предельно достижимое СКДО

Интервал времени измерения, τ	Типичные значения СКДО для ВСЧВ VCH-1003M	СКДО, обусловленное тепловыми шумами резонатора и приёмника для ВСЧВ VCH-1003M
1 с	$6,5 \cdot 10^{-14}$	$5,2 \cdot 10^{-14}$
10 с	$1,1 \cdot 10^{-14}$	$1,05 \cdot 10^{-14}$
100 с	$3,1 \cdot 10^{-15}$	$3,0 \cdot 10^{-15}$
1 000 с	$1,1 \cdot 10^{-15}$	$9,6 \cdot 10^{-16}$
1 час	$8,5 \cdot 10^{-16}$	$5,0 \cdot 10^{-16}$
10 000 с	$7,0 \cdot 10^{-16}$	$3,0 \cdot 10^{-16}$
1 сутки	$2,7 \cdot 10^{-16}$	$1,0 \cdot 10^{-16}$

Из Таблицы 2 видно, что на интервалах времени измерения от 10 с до 3600 с достигнуты предельные характеристики ВСЧВ по СКДО [18], а требования к приборам по нестабильности частоты неуклонно растут. Таким образом, возникает **противоречие** между достигнутым уровнем СКДО ВСЧВ и требованиями к стабильности частоты опорных источников, связанных с развитием науки,

промышленных и оборонных технологий, поэтому задача уменьшения нестабильности частоты ВСЧВ является актуальной и важной.

Одной из возможностей, позволяющей улучшить предельные характеристики ВСЧВ, является использование пучка атомов водорода в одном квантовом состоянии. Структура энергетических уровней сверхтонкого расщепления атома водорода во внешнем магнитном поле состоит из четырех равно населенных подуровней. Генерация происходит на частоте 1,4204 ГГц между подуровнями с $F=1$, $m_F=0$ и $F=0$, $m_F=0$. Пучок атомарного водорода вылетает из источника водорода и разделяется по траекториям в четырех- или шестиполусном сортирующем магните. Атомы в состояниях $F=0$, $m_F=0$ и $F=1$, $m_F=-1$ удаляются из пучка, атомы в состояниях с $F=1$, $m_F=0$ и $F=1$, $m_F=1$ приблизительно в равных количествах направляются в накопительную колбу, находящуюся внутри СВЧ-резонатора. Атомы с $F=1$, $m_F=1$ не участвуют в образовании полезного сигнала, но через механизм спин-обменных взаимодействий уширяют спектральную линию и препятствуют увеличению мощности генерации при увеличении интенсивности пучка.

Использование пучка атомов в одном квантовом состоянии в ВГ впервые упоминается в работе Schermann J.P. в 1966 г. [19]. Для устранения нерабочих атомов была предложена система двойной сортировки (СДС) с двумя шестиполусными магнитами и инвертирующей области между ними, в которой атомы в состоянии с $F=1$, $m_F=1$ переходят в состояние с $F=1$, $m_F=-1$ и затем отсортировываются вторым сортирующим магнитом. В дальнейшем исследованиях в этой области занимались также Audoin C. [19], Mattison E.M., Vessot R.F.C. [20, 21], Urabe S., Ohta Y., Saburi Y [22]. Результатам исследований и разработок конструкции системы магнитной сортировки посвящены труды Алейникова М.С., Бойко А.И., Елкина Г.А. [23, 24, 25]. На сегодняшний день известны два метода по созданию инвертирующей области: метод быстрого изменения направления магнитного поля [22] и метод адиабатического быстрого прохождения [19]. Проведенные экспериментальные исследования показали принципиальную работоспособность методов, согласно опубликованным оценкам,

были получены пучки атомов водорода с содержанием рабочих атомов от 67% до 90%. Однако используемые установки конструктивно были совершенно не приспособлены для применения в промышленных ВСЧВ, экспериментальных результатов по измерению нестабильности частоты ВСЧВ до сих пор не получено, также отсутствуют сведения о применении СДС в промышленно выпускаемых приборах.

Цель работы состоит в уменьшении нестабильности частоты ВСЧВ промышленного применения на интервале времени измерения до суток путем создания и использования пучка атомов в одном квантовом состоянии.

Объектом исследования является водородный генератор с системой двойной сортировки атомов по квантовым состояниям.

Предметом исследования являются методы и средства создания пучка атомов водорода в одном квантовом состоянии для ВГ с двойной сортировкой атомов по квантовым состояниям.

Основная научная задача заключается в уменьшении вклада тепловых шумов резонатора в нестабильность частоты ВГ.

Частные научные задачи

1. Произвести теоретическую оценку предельно возможного уменьшения нестабильности частоты при использовании двойной сортировки атомов.
2. Разработать конструкцию сортирующей системы, обеспечивающей эффективную фокусировку активных атомов и удаление из пучка нерабочих атомов.
3. Провести теоретическое и экспериментальное исследование методов перевода атомов из состояния с $F=1, m_F=1$ в $F=1, m_F=-1$. Выбрать наиболее подходящий метод.
4. Провести экспериментальные исследования мощности генерации, добротности спектральной линии и параметра $Q_s \sqrt{P}$ ВГ с двойной сортировкой атомов.

5. Провести экспериментальные исследования нестабильности частоты ВГ с двойной сортировкой атомов.

Научная новизна

1. Впервые выполнена оценка возможного уменьшения нестабильности частоты ВГ, обусловленной тепловыми шумами резонатора, за счет использования двойной сортировки атомов по квантовым состояниям.

2. Впервые исследована и разработана конструкция системы двойной сортировки с учетом ограничений, связанных с использованием в промышленных стандартах частоты. Выполнено математическое моделирование траекторий движения атомов водорода в СДС для случая шестиполусных и четырехполусных сортирующих магнитов. Произведен расчет относительного количества атомов водорода в состояниях с $F = 1, m_F = 0, \pm 1$, попадающих в накопительную колбу.

3. Впервые проведен расчет инвертирующих полей, разработана конструкция, проведено исследование и сравнение эффективности и сложности реализации двух конструкций инвертирующей области, реализующих методы быстрого изменения направления магнитного поля и адиабатического быстрого прохождения.

4. Впервые проведено экспериментальное исследование ВГ с СДС по методу адиабатического быстрого прохождения. Определены зависимости мощности генерации и добротности спектральной линии от различных параметров СДС: величины и градиента продольного магнитного поля, частоты и амплитуды переменного поперечного магнитного поля, интенсивности пучка атомов водорода.

5. Впервые исследовано влияние нестабильности параметров инвертирующей области на выходную частоту ВГ.

6. Впервые проведено исследование метрологических характеристик ВГ с СДС по методу адиабатического быстрого прохождения. Определено СКДО выходного сигнала 5 МГц.

Основные положения диссертации, выносимые на защиту

1. Для ВГ с двойной сортировкой атомов достижимо уменьшение нестабильности частоты, обусловленной тепловыми шумами резонатора, в 1,6 раза по сравнению с промышленно выпускаемыми ВГ.

2. Разработанная конструкция СДС с учетом ограничений, связанных с использованием в промышленных ВСЧВ, обеспечивает фокусировку максимального количества атомов водорода в накопительную колбу, при этом доля рабочих атомов в пучке достигает 96 %.

3. Метод адиабатического быстрого прохождения обеспечивает надежность и воспроизводимость результатов в обычных условиях эксплуатации промышленно выпускаемых ВГ.

4. Применение ВГ с системой двойной сортировки атомов позволяет увеличить параметр $Q_s \sqrt{P}$ промышленно выпускаемых ВГ в 1,5 раза.

5. Нестабильность частоты ВГ с системой двойной сортировки атомов на интервале времени измерения 1 сутки составляет $(1,3-1,5) \cdot 10^{-16}$.

Практическая значимость

ВГ с двойной сортировкой атомов будут являться основой перспективных ВСЧВ для множества приложений: модернизация водородных хранителей; создание перевозимых и бортовых космических квантовых часов нового поколения; модернизация ВСЧВ, вырабатывающих опорный сигнал для фонтанов на основе охлажденных атомов цезия или рубидия. Результаты исследования были использованы при разработке генератора квантового водородного ЯКУР.411141.052, входящего в состав перспективного Стандарта частоты и времени водородного VCH-2021, что подтверждено актом внедрения, а оригинальность технического решения – патентом на изобретение № 2726851 от 05.03.2020 «Квантовый водородный генератор стандарта частоты».

Личный вклад автора

Все экспериментальные и теоретические результаты, представленные в настоящей работе, получены автором лично. Автору диссертации принадлежат результаты математического моделирования траекторий движения атомов водорода в системе двойной сортировки, результаты расчетов количества атомов в накопительной колбе в зависимости от параметров сортирующей системы, результаты теоретических исследований инвертирующей области по методам быстрого изменения направления магнитного поля и адиабатического быстрого прохождения. Автор разработал конструкцию СДС, проводил экспериментальные исследования мощности генерации и добротности спектральной линии, экспериментальные исследования неустойчивости частоты, исследовал влияние параметров СДС на выходную частоту ВГ, разработал модуль управления СДС.

Степень достоверности и апробация работы

Результаты теоретических исследований и математического моделирования подтверждены результатами проведенных экспериментальных исследований. Экспериментальные данные были получены с помощью калиброванного и поверенного оборудования ЗАО «Время-Ч». Полученные результаты опубликованы в следующих журналах и сборниках трудов: «Измерительная техника», «Метрология времени и пространства», «Труды института прикладной астрономии РАН», «Вестник метролога». Материалы диссертации докладывались на Европейском время-частотном форуме и Международном симпозиуме по контролю частоты (EFTF-IFCS 2021), Международном симпозиуме «Метрология времени и пространства» (2012 г., 2014 г., 2016 г., 2018 г.), Всероссийской конференции «Фундаментальное и прикладное координатно-временное и навигационное обеспечение» (2019 г.). Результаты диссертационного исследования отражены в 13 публикациях, в том числе 4 – в журналах, входящих в базы данных Web of Science и Scopus, и рекомендованных ВАК, получен 1 патент на изобретение [26], получен акт внедрения результатов диссертации.

Выражаю искреннюю признательность и благодарность своему научному руководителю д.т.н. Демидову Н.А. за помощь на всех этапах выполнения диссертации и подготовке к защите. Отдельно благодарю к.т.н. Тимофеева Ю.В. за многочисленные консультации, конструктивные замечания и обсуждение результатов, а также д.т.н. Ульянова А.А. за внимание к работе и помощь в подготовке материалов диссертации.

Выражаю благодарность руководству компании ЗАО «Время-Ч» в лице генерального директора к.т.н. Беляева А.А. за доверие, предоставляемые возможности и всестороннюю помощь в подготовке и защите диссертации. Благодарю своего начальника отдела Воронцова В.Г. за щедро передаваемый им опыт.

Список сокращений

ВСЧВ – водородный стандарт частоты и времени

ВГ – водородный генератор

СДС – система двойной сортировки

АПЧ – автоматическая подстройка частоты

ВЧ – высокие частоты

НЧ – низкие частоты

СВЧ – сверхвысокие частоты

СКДО – среднеквадратическое двухвыборочное отклонение

Глава 1. Основные принципы работы и конструкция ВГ с СДС

В настоящей главе изложены физические принципы работы и краткая теория ВГ, дается описание основных элементов конструкции. Далее приведен краткий обзор работ, посвященных исследованию ВГ с двойной сортировкой атомов, и оценка возможного уменьшения нестабильности частоты по сравнению с промышленными ВГ.

1.1 Основные принципы работы и устройство

В 1960 г. в США в Гарвардском университете группой ученых под руководством Нормана Рэмси был создан первый квантовый водородный генератор [27]. С этого времени работы по исследованию и созданию водородных генераторов начались во многих зарубежных и отечественных лабораториях. Исследованию и разработке квантовых водородных стандартов частоты посвящены труды Демидова Н. А., Сахарова Б. А., Беляева А. А., Ежова Е. М., Тимофеева Ю. В., Логачева В. А., Ульянова А. А., Фатеева Б. П., Гайгерова Б. А., Ёлкина Г. А., Бойко А. И., Алейникова М.С. и др. [26-31]. За рубежом данным вопросом занимались N. Ramsey, D. Kleppner, H. Goldenberg, S.B. Crampton, C. Audoin, J.P. Schermann, E. Mattison, R. Vessot, и др. [32-35].

В ВГ используется квантовый переход между подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния атома водорода с $F = 1$, $m_F = 0$ и $F = 0$, $m_F = 0$ с частотой около 1,42 ГГц. Зависимость энергии сверхтонких подуровней от величины внешнего постоянного магнитного поля описывается с помощью формулы Брейта-Раби [38]:

$$E(F=1, m_F) = -\frac{1}{4} E_{HFS} - g_I \mu_B B m_F + \frac{1}{2} E_{HFS} \sqrt{1 + 2m_F x + x^2} \quad (1.1)$$

$$E(F=0) = -\frac{1}{4} E_{HFS} - \frac{1}{2} E_{HFS} \sqrt{1 + x^2}$$

где $x = (g_I + g_J) \mu_B B / E_{HFS}$, g_I и g_J – спектроскопические факторы для полного момента электрона и спина ядра, μ_B – магнетон Бора, B – индукция внешнего магнитного поля, E_{HFS} – энергия сверхтонкого расщепления атома водорода в отсутствии

внешнего магнитного поля. Диаграмма уровней во внешнем магнитном поле [38] представлена на Рис. 1.1.

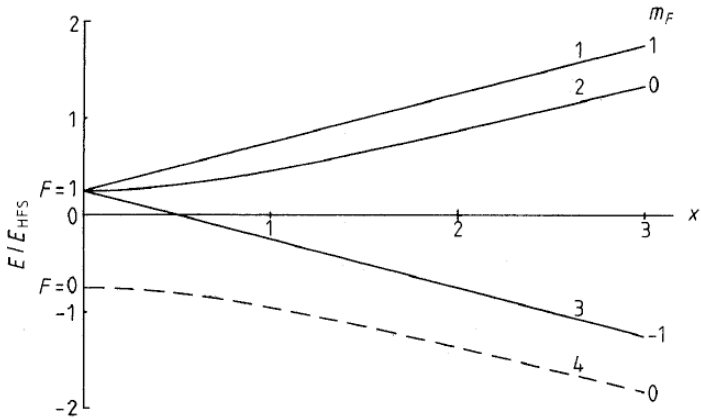


Рис. 1.1. Уровни энергии сверхтонкой структуры основного состояния атома водорода во внешнем магнитном поле.

На Рис. 1.2 представлена упрощенная схема, на основе которой поясним принцип работы ВГ.

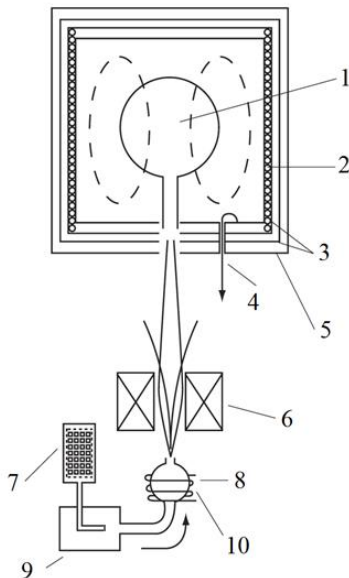


Рис. 1.2. Основные элементы конструкции ВГ. 1 – накопительная колба; 2 – сверхвысокочастотный резонатор; 3 – магнитные экраны и соленоид подмагничивания; 4 – петля связи; 5 – вакуумный колпак; 6 – сортирующая система; 7 – источник молекулярного водорода; 8 – высокочастотный генератор; 9 – очиститель; 10 – разрядная колба

Атомарный водород образуется в разрядной колбе (10) в результате диссоциации молекулярного водорода (7) в высокочастотном разряде (8). Очистка от примесей и подача молекулярного водорода осуществляется через очиститель (9), принцип работы которого основан на способности молекулярного водорода проникать через никелевую трубку при нагревании. Изменяя температуру трубки, можно управлять давлением молекулярного водорода в области разряда в диапазоне от 10-50 Па. Диссоциация молекул водорода происходит вследствие ударной ионизации в электромагнитном поле с частотой около 100 МГц. Для

формирования пучка атомов водорода с узкой диаграммой направленности используют коллиматор, состоящий из набора длинных каналов и изготовленный из стекла. Далее пучок атомов водорода попадает в сортирующую систему (6). Принцип селекции по состояниям основан на пространственном разделении атомов в различных квантовых состояниях под действием внешнего неоднородного магнитного поля. Атомы в состояниях $F = 1$, $m_F = 0, \pm 1$ отклоняются к оси магнита и направляются в накопительную колбу (1), атомы в состоянии $F = 0$, $m_F = 0$ и $F = 1$, $m_F = -1$ отклоняются от оси магнита и отсортировываются из пучка.

Накопительная колба изготавливается из плавленного кварца, имеет сферическую или цилиндрическую форму, располагается в центре высокочастотного цилиндрического резонатора (2), настроенного на частоту атомного перехода. Во избежание разрушения атомного пучка при столкновениях с остаточным газом с помощью геттерного насоса поддерживается необходимый уровень вакуума (5). Размер входного отверстия колбы мал по сравнению с ее геометрическими размерами, что позволяет атомам претерпевать около 10^4 - 10^5 соударений со стенками. На стенки колбы наносится специальное покрытие, в результате взаимодействия с которым атомы практически не изменяют своего квантового состояния, а также минимизируется сдвиг частоты генерации за счет столкновений атомов со стенкой. Таким образом, среднее время взаимодействия с электромагнитным полем микроволнового резонатора составляет около 1 с. Условием для самовозбуждения колебаний в резонаторе является превышение энергии индуцированного излучения атомов над энергией потерь в резонаторе.

Для сохранения квантовых состояний атомов в области накопительной колбы создается поле подмагничивания. Поскольку частота используемого перехода имеет слабую квадратичную зависимость от магнитного поля, для ослабления влияния внешних магнитных полей используются многослойные магнитные экраны (3). Полезный сигнал выводится из резонатора через коаксиальный кабель, поступает на вход приемника и используется для подстройки кварцевого генератора.

1.2 Теория водородного мазера

Теория водородного мазера впервые была описана в работах N. Ramsey [34, 39]. В данной работе для определения частоты и амплитуды колебаний, условий самовозбуждения ограничимся только кратким обзором публикаций и отдельными выкладками, необходимыми для осуществления дальнейших вычислений.

Мощность (1.2), излучаемая атомами водорода, и частота (1.3) генерации [39] определяются следующими выражениями

$$P = \frac{1}{2} N_a \hbar \omega \frac{(\mu \langle H_z \rangle_k / \hbar)^2}{T^{-2} + (\mu \langle H_z \rangle_k / \hbar)^2 + (\omega - \omega_a)^2} \quad (1.2)$$

$$\omega = \omega_a \left(1 + \frac{(\omega_p - \omega_a) Q_p}{\omega_a Q_a} \right) \quad (1.3)$$

где N_a – поток активных атомов, попадающих в накопительную колбу за 1 с; $\hbar$ – постоянная Планка; ω_a и Q_a – круговая частота и добротность линии атомного перехода; μ – магнитный дипольный момент атома водорода; $\langle H_z \rangle_k$ – среднее по объему накопительной колбы значение компоненты высокочастотного поля, параллельной полю подмагничивания; ω_p и Q_p – круговая частота и добротность резонатора; T – среднее время жизни атомов в накопительной колбе.

Поскольку высокочастотное поле резонатора неоднородно и время взаимодействия атомов с этим полем около 1 с, правую часть выражения (1.2) необходимо усреднить по объему накопительной колбы. После столкновения со стенкой накопительной колбы атомы имеют произвольное направление движения, поэтому на движущиеся хаотически атомы действует поле со случайно модулированной амплитудой. Если атом, находясь в возбужденном состоянии, совершает хаотические колебания внутри накопительной колбы, то вероятность индуцированного излучения будет пропорциональна квадрату магнитного поля, усредненного по объему $\langle H_z \rangle_k^2$ [39]. Запасенная в резонаторе энергия E_p зависит от квадрата напряженности магнитного поля, усредненного по объему резонатора V_p

$$E_p = \frac{1}{8\pi} \langle H^2 \rangle_p V_p \quad (1.4)$$

Тогда

$$\langle H_z \rangle_k^2 = \frac{8\pi E_p \eta}{V_p} \quad (1.5)$$

где

$$\eta = \frac{\langle H_z \rangle_k^2}{\langle H^2 \rangle_p} \quad (1.6)$$

Величина η называется фактором заполнения, которая определяется размером и геометрией накопительной колбы, резонатора и типа колебаний, возбужденных в резонаторе. В водородном генераторе наиболее подходящим типом колебаний является TE_{011} , поскольку максимальное значение магнитной компоненты ВЧ поля достигается в геометрическом центре резонатора, где располагается накопительная колба. Коэффициент заполнения показывает, во сколько раз квадрат средней по объему колбы компоненты магнитного поля больше среднего квадрата магнитного поля по всему резонатору. Типичное значение коэффициента заполнения около 3.

Для выполнения условия самовозбуждения генератора энергия E_p , запасенная в резонаторе, должна превышать полную энергию потерь E_{nom} , определяемую следующим образом [40]:

$$E_{nom} = \frac{1}{4\pi} \frac{\omega}{Q_p} \int_V H(\vec{r})^2 dV = \frac{1}{4\pi} \frac{\omega}{Q_p} V_p \langle H^2 \rangle_p \quad (1.7)$$

где Q_p – добротность резонатора.

Приравнявая (1.3) и (1.7), с учетом (1.4) и (1.6), при точной настройке частоты резонатора на частоту спектральной линии, получим:

$$P = \frac{\hbar^2 \omega V_p}{8\pi \eta \mu^2 Q_p T^2} \left(\frac{4\pi N_a T^2 \mu^2 \eta Q_p}{\hbar V_p} - 1 \right) \quad (1.8)$$

Для $P \geq 0$ получим условие самовозбуждения генератора

$$\frac{4\pi N_a T^2 \mu^2 \eta Q_p}{\hbar V_p} \geq 1 \quad (1.9)$$

Введем следующие обозначения:

$$P_{nop} = \frac{\omega \hbar^2 V_p}{8\pi \eta \mu^2 Q_p T^2} \quad (1.10)$$

$$N_{nop} = \frac{\hbar V_p}{4\pi T^2 \mu^2 \eta Q_p} \quad (1.11)$$

где P_{nop} и N_{nop} – пороговая мощность и число атомов, необходимое для генерации.

Тогда (1.8) с учетом (1.10) и (1.11) переписывается в виде:

$$\frac{P}{P_{nop}} = \frac{N_a}{N_{nop}} - 1 \quad (1.12)$$

Мощность, поступающая на вход приемника, выражается следующим образом:

$$P_n = P \frac{Q_p}{Q_{св}} \quad (1.13)$$

где $Q_{св}$ – добротность связи.

Выражение для мощности генерации (1.12) получено в приближении, что присутствует только один процесс релаксации – выход атомов из накопительной колбы. Однако в ВГ не менее важными релаксационными процессами являются: соударение атомов со стенками накопительной колбы, неоднородность магнитного поля по объему накопительной колбы, спин – обменные столкновения атомов между собой в накопительной колбе. Влияние релаксационных процессов на мощность генерации можно учесть с помощью введения соответствующих продольных (T_1) и поперечных (T_2) времен релаксации [34]. Тогда выражение (1.2) будет иметь следующий вид:

$$P = \frac{1}{2} N_a \hbar \omega \frac{(\mu \langle H_z \rangle_{\kappa} / \hbar)^2}{(T_1 T_2)^{-1} + (\mu \langle H_z \rangle_{\kappa} / \hbar)^2 + \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^2 (\omega - \omega_a)^2} \quad (1.14)$$

Для приближения (1.12) $T_1 = T_2 = T_{\kappa}$, где T_{κ} – среднее время нахождения атомов в накопительной колбе. В общем случае для каждого релаксационного процесса времена T_1 и T_2 не равны между собой. Наиболее существенным релаксационным

процессом, ограничивающим рост мощности генерации, являются спин – обменные взаимодействия атомов водорода, для которых $T_2=2T_1$ [41]. Здесь

$$\left(\frac{1}{T_1}\right)_{c-o} = n_V \sigma_0 \bar{v} \quad (1.15)$$

где $\sigma_0 = 2,85 \cdot 10^{-15}$ см² – поперечное сечение спин–обменных столкновений [42], $\bar{v}$ – средняя скорость атомов в накопительной колбе, n_V – плотность атомов в колбе, зависящая от T_k и полного количества атомов N_n , поступающих в колбу объемом V_k :

$$n_V = \frac{N_n T_k}{V_k} \quad (1.16)$$

Кроме атомов в состоянии с $F=1$ $m_F=0$, участвующих в образовании полезного сигнала, в накопительную колбу фокусируются атомы в состоянии с $F=1$ $m_F=1$, которые при возникновении паразитных неадиабатических переходов могут совершать переход в состояние с $F=1$ $m_F=-1$. Обозначая через T'_1 и T'_2 времена релаксации процессов, отличных от вылета атомов из колбы и спин–обменных взаимодействий, получим согласно [41]:

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{T'_1} + \left(\frac{1}{T_1}\right)_{c-o} + \frac{1}{T_k}, \quad \frac{1}{T_2} = \frac{1}{T'_2} + \left(\frac{1}{T_2}\right)_{c-o} + \frac{1}{T_k} \quad (1.17)$$

Подставляя (1.15-1.17) в (1.14) получим:

$$\frac{P}{P_{пор}} = -2q^2 \left(\frac{N_a}{N_{пор}}\right)^2 + (1-cq) \left(\frac{N_a}{N_{пор}}\right) - 1 \quad (1.18)$$

где $c = \sqrt{\frac{\frac{1}{T'_1} + \frac{1}{T_k}}{\frac{1}{T'_2} + \frac{1}{T_k}}} + 2 \sqrt{\frac{\frac{1}{T'_2} + \frac{1}{T_k}}{\frac{1}{T'_1} + \frac{1}{T_k}}}$,

$$q = \frac{\sigma_0 \bar{v} \hbar}{8\pi\mu^2} \frac{T_k}{T} \frac{V_p}{\eta V_k} \frac{1}{Q_p} \alpha - \text{параметр качества ВГ} \quad (1.19)$$

$$\alpha = \frac{N_n}{N_a} - \text{параметр сортировки} \quad (1.20)$$

Ширина спектральной линии теперь будет определяться интенсивностью пучка

$$\Delta f = \frac{1}{\pi T_2} = \frac{1}{\pi} \left[\frac{1}{T_2'} + \frac{1}{T_k} + \left(\frac{N_a}{N_{\text{пор}}} q \right) / T \right] \quad (1.21)$$

В случае $T_1' = T_2'$ получим:

$$\frac{P}{P_{\text{пор}}} = -2q^2 \left(\frac{N_a}{N_{\text{пор}}} \right)^2 + (1 - 3q) \left(\frac{N_a}{N_{\text{пор}}} \right) - 1 \quad (1.22)$$

$$\Delta f = \frac{1}{\pi T} \left[1 + \frac{N_a}{N_{\text{пор}}} q \right] \quad (1.23)$$

Параметр качества показывает отношение порогового количества активных атомов к количеству атомов, при котором уширение спектральной линии за счет спин–обменных столкновений становится равным ширине линии, определяемой T_k . Таким образом, при учете спин-обменных столкновений мощность генерации становится квадратичной функцией интенсивности пучка. При этом минимальный поток атомов, при котором возможна генерация становится несколько больше $N_{\text{пор}}$. Также появляется ограничение максимального потока атомов, поскольку за счет спин–обменных столкновений генерация прекращается. Важность уменьшения параметра качества q для повышения мощности генерации можно оценить по Рис. 1.3, где представлена рассчитанная по (1.22) зависимость $\frac{P}{P_{\text{пор}}}$ от

$\frac{N_a}{N_{\text{пор}}}$ при различных значениях q .

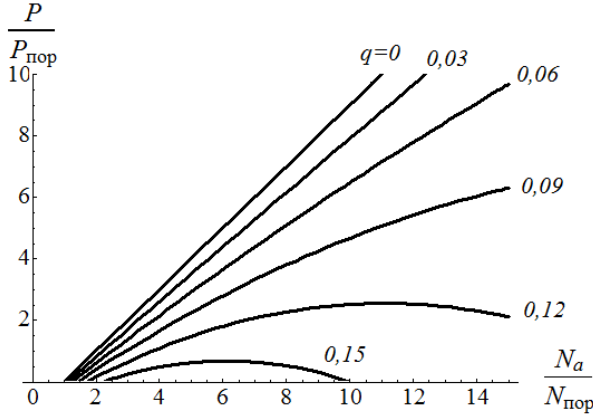


Рис. 1.3. Зависимость $\frac{P}{P_{пор}}$ от $\frac{N_a}{N_{пор}}$ для различных значений q .

1.3 Нестабильность частоты ВГ

Предельно возможная нестабильность частоты ВГ, обусловленная тепловыми шумами СВЧ резонатора, определяется следующим выражением [34]:

$$\sigma_p(\tau) = \frac{1}{Q_s \sqrt{P}} \sqrt{\frac{k_B T_p}{2\tau}} \quad (1.24)$$

где k – постоянная Больцмана; T_p – температура резонатора в Кельвинах; τ – интервал времени измерения. Влияние шумов СВЧ резонатора будет преобладающим, начиная $\tau \approx 10$ с. На меньших интервалах времени измерения преобладает шум приемной аппаратуры, вносимая им нестабильность частоты определяется следующим образом [34]:

$$\sigma_{np}(\tau) = \frac{1}{2\pi\nu} \sqrt{\frac{k_B T_n F B}{P \tau^2} \frac{1 + \beta}{\beta}} \quad (1.25)$$

где F, B, T_{np} – шум-фактор, полоса и температура приемника соответственно, β – коэффициент связи с приемником. Эти зависимости графически изображены на

Рис. 1.4, где так же приведен график нестабильности частоты от интервала времени измерения для ВСЧВ Ч1-1035.

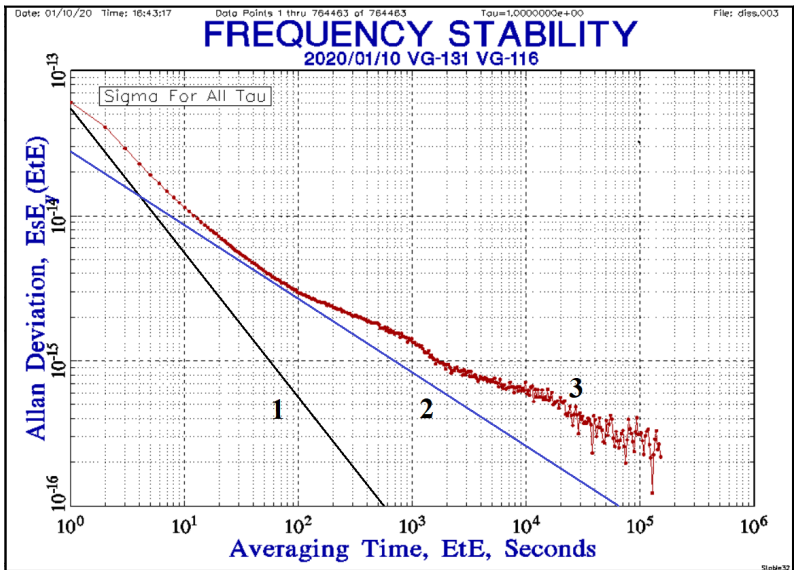


Рис. 1.4. Графики зависимости нестабильности частоты от интервала времени измерения: 1 – теоретический уровень, обусловленный тепловыми шумами приемника; 2 – теоретический уровень, обусловленный тепловыми шумами СВЧ резонатора; 3 – ВСЧВ Ч1-1035.

На больших интервалах времени измерения ($\tau \geq 100$ с) начинает сказываться влияние температуры и расстройки резонатора. Начиная с ($\tau \geq 10000$ с) появляются такие дестабилизирующие факторы, как дрейф атомной линии и нестабильность внешнего магнитного поля. При этом на интервалах времени измерения от 1 с до 3600 с достигаются предельные значения по нестабильности выходной частоты ВСЧВ. Для дальнейшего уменьшения нестабильности частоты необходимо, согласно (1.24), увеличивать значение параметра $Q_s \sqrt{P}$. За более чем полувековую историю своего развития в результате экспериментальных и теоретических исследований по выявлению и устранению причин, влияющих на частоту и

нестабильность ВГ, нестабильность частоты ВСЧВ уменьшилась почти в 1000 раз с единиц 10^{-13} до 10^{-16} и достигла практически предела, определяемого тепловыми шумами резонатора. Одной из возможностей, позволяющей теоретически еще несколько отодвинуть этот предел, является получение и использование в ВГ системы двойной сортировки атомов по квантовым состояниям, до сих пор не реализованная на промышленно выпускаемых ВСЧВ.

Одним из способов, позволяющих увеличить мощность генерации при неизменной добротности спектральной линии, является использование пучка атомов в одном квантовом состоянии.

1.4 Схема двойной сортировки атомов по квантовым состояниям

В классической конструкции ВГ в накопительную колбу попадают атомы в двух квантовых состояниях: с $F=1, m_F=0$ и $F=1, m_F=1$. Атомы водорода во втором состоянии не участвуют в образовании генерации, но участвуют в спин-обменных взаимодействиях с активными атомами. Последнее приводит к дополнительному уширению спектральной линии и ограничению роста мощности генерации с ростом интенсивности пучка, при этом параметр сортировки $\alpha \geq 2$. Для устранения этого нежелательного явления был выбран способ получения пучка атомов водорода в одном квантовом состоянии методом двойной сортировки атомов водорода по энергетическим состояниям [43]. Схема устройства приведена на Рис. 1.5.

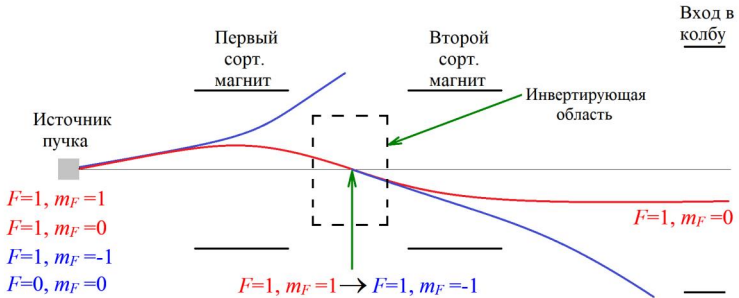


Рис. 1.5. Схема получения пучка атомов в одном квантовом состоянии

Согласно этому методу, пучок атомов водорода выходит из коллиматора и последовательно проходит два сортирующих магнита. Атомы водорода в состояниях с $F = 1, m_F = 0$ и $F = 1, m_F = 1$ сфокусированные первым сортирующим магнитом, проходят через инвертирующую область. В этой области совершается переход атомов из состояния с $F = 1, m_F = 1$ в состояние $F = 1, m_F = -1$ и их сортировка вторым сортирующим магнитом. Таким образом, в колбу попадают только активные атомы в состоянии $F = 1, m_F = 0$ и значение параметра сортировки $\alpha = 1$. На данный момент известны два метода по переводу атомов из состояния с $F = 1, m_F = 1$ в состояние $F = 1, m_F = -1$: метод быстрого изменения направления магнитного поля и метод адиабатического быстрого прохождения. Описание, принцип и конструкция этих методов будет подробно изложены в Главе 3.

1.5 Краткий обзор литературы по двойной сортировке атомов

В работе J.P. Schermann и C. Audoin в 1966 г. [43] были проведены первые эксперименты с двойной сортировкой атомов, предложен метод для расчета оптимальных размеров конструкции, описан метод для измерения населенностей магнитных подуровней в накопительной колбе, приведены экспериментальные результаты по измерению населённости. Система двойной сортировки включала в себя источник атомного пучка, два шестиполусных магнита, разделенных инвертирующей областью по методу адиабатического быстрого прохождения, вход в накопительную колбу. В инвертирующей области было создано поперечное оси пучка медленно меняющееся магнитное поле величиной около 8 Гс и продольное переменное магнитное поле частотой около 12 МГц, при прохождении такой конфигурации магнитных полей атомы водорода совершали переход из состояния с $F = 1, m_F = 1$ в состояние $F = 1, m_F = -1$. Источник атомарного водорода представлял собой трубку длиной 20 мм и диаметром 1 мм. Величина магнитной индукции на краю зазора шестиполусных магнитов составляла около 7000 Гс, длина и межполюсное расстояние первого магнита 47 мм и 3 мм, второго магнита – 69 мм и 7 мм, расстояние между магнитами 110 мм, расстояние от второго магнита до входа в накопительную колбу 900 мм. В

инвертирующей области находился постоянный магнит, создающий перпендикулярное оси пучка магнитное поле с индукцией около 8 Гс и градиентом 1 Гс/см вдоль оси пучка. Для создания переменного поля использовалась катушка, которая создавала магнитное поле, параллельное оси пучка, с индукцией в несколько Гс и частотой около 12 МГц. Однако в публикациях не приводятся экспериментальные данные основных характеристик ВГ, параметра качества, параметра сортировки α , не говоря уже о экспериментальных результатах по измерению метрологических характеристик. Практическое применение описанной системы в современных приборах также затруднительно, поскольку ее длина составляет около 1,2 м [44].

R.F.C. Vessot в 1969 использовал во многом схожую конструкцию [20]. Было предложено оценивать эффективность работы сортирующей системы по изменению параметра качества при включении и выключении области инверсии, для чего приведены теоретические выкладки. Экспериментальная установка представляла собой два сортирующих магнита: первый длиной 76 мм, второй 178 мм, расстояние между полюсами 3,2 мм, максимальная величина магнитной индукции в зазоре первого магнита 6500 Гс, второго 7040 Гс, расстояние между магнитами 102 мм, расстояние от второго магнита до входа в колбу 510 мм. В последних экспериментах в инвертирующей области для создания квазипостоянного магнитного поля использовали намотку с переменным по длине шагом на каркасе, состоящем из шести прутков. Открытая конструкция обеспечивала увеличение скорости откачки нерабочих атомов. Полученные результаты измерения населенности уровня $F = 1$, $m_F = 0$ в накопительной колбе с включенной системой двойной сортировки составляли около 85-90% [45]. В публикациях представлены экспериментальные результаты по измерению мощности генерации от обратной добротности линии и рассчитанные значения параметра качества. Основным недостатком являлось то, что в результате установки собранной системы в ВГ с отключенной инвертирующей областью происходило ухудшение параметра качества, что свидетельствует либо о неоптимальных параметрах сортирующей системы, либо о возникновении

паразитных неконтролируемых переходов вне инвертирующей области [45]. Применение описанной системы в промышленных ВГ является нецелесообразным также из-за больших габаритов системы – более 0,85 м.

В работе S. Urabe и др. в 1980 г. впервые описана конструкция инвертирующей области по методу быстрого изменения направления магнитного поля, параллельного оси пучка, на противоположное [22]. В этом методе атомы пролетали область пространства с очень быстрым изменением направления слабого магнитного поля. В результате взаимодействия с такой конфигурацией магнитных полей возникали переходы Майорана между подуровнями сверхтонкой структуры, что позволяло при соблюдении определенных условий добиться высокой вероятности перехода атомов водорода из состояния с $F = 1$, $m_F = 1$ в состояние $F = 1$, $m_F = -1$. Расчет параметра качества проводился по экспериментально измеренным добротности линии и мощности генерации. Экспериментальная установка состояла из двух шестиполюсных магнитов длиной 60 мм, разнесенных на 200 мм: расстояние между полюсами первого магнита 3 мм, второго – 6 мм, максимальная величина магнитного поля в зазоре 7000 Гс. На выходе из второго магнита на оси располагалась точечная мишень, исключающая попадание в накопительную колбу прямо пролетных атомов. В области между магнитами по оси пучка располагались антигельмгольцевские катушки, в которых магнитное поле изменяет свое направление на противоположное. Одним из наиболее трудно выполнимых условий при использовании этого метода является практическое создание перпендикулярной оси пучка области с нулевым значением продольного магнитного поля. Для удовлетворения этого требования область инверсии была закрыта трехслойным магнитным экраном, и во избежание неконтролируемых Майорановских переходов при влете и вылете из экранов располагались дополнительные катушки. Согласно проведенным оценкам из пучка атомов, попадающих в накопительную колбу, было удалено около 90% нерабочих атомов.

В 2001 г. группой авторов из ВНИИФТРИ была опубликована работа, в которой предлагалось использовать специальный водородный стандарт частоты с

увеличенной мощностью генерации [46] для формирования опорного сигнала для стандартов частоты фонтанного типа на холодных атомах цезия и рубидия. Для многократного увеличения мощности генерации предлагалось использовать накопительную колбу объемом 3 литра, увеличить связь резонатора с нагрузкой и исключить из пучка нежелательные атомы. В системе двойной сортировки атомов применялись шестиполусные магниты, конструкция области инверсии была выбрана по методу быстрого изменения направления магнитного поля. Приведены результаты по эффективности удаления нежелательных атомов из пучка на уровне 75%, достигнуто значение параметра качества 0.039.

С 2013 по 2017 гг. Алейниковым М.С. и Бойко А.И. был опубликован ряд работ, посвященных ВГ с двойной сортировкой атомов [23, 25, 47]. Приведены теоретические значения для параметра сортировки α , теоретически проведено сравнение систем двойной сортировки, основанных на шести- и четырехполусных магнитах. Показано, что использование четырехполусных магнитов обеспечивает относительный поток рабочих атомов на (5-10) % больше, чем шестиполусных. Приведены результаты теоретических расчетов для конструкции инвертирующей области по методу быстрого изменения направления магнитного поля, для различных параметров сортирующей системы рассчитывались возможные значения параметра α , приведены рекомендации для разработки конструкции. Получить положительный результат с использованием четырехполусных сортирующих магнитов не удалось из-за наличия у них больших полей рассеяния. В экспериментальной установке были использованы шестиполусные сортирующие магниты: длины магнитов 60 мм; максимальная величина магнитного поля в зазоре для первого магнита 7000 Гс, для второго 10000 Гс; расстояние между магнитами 120 мм. В области между магнитами в трех слойном магнитном экране располагались катушки Гельмгольца диаметром 35 мм, для компенсации остаточных паразитных магнитных полей области нулевого поля были установлены еще две пары катушек Гельмгольца, создающих взаимно перпендикулярные поля в поперечном направлении. Подбором токов в этих катушках были получены условия для возникновения майорановских переходов.

Были проведены измерения выходной мощности ВГ в зависимости от обратной добротности спектральной линии с включённой и выключенной областью инверсии. Измерено увеличение мощности генерации приблизительно в 1,8 раза, что соответствовало, согласно проведенным оценкам, уменьшению параметра сортировки α в 1,4 раза.

Конструкция инвертирующей области по методу быстрого изменения направления поля, впервые примененная С. Урабэ и др., при кажущейся простоте предъявляет ряд очень серьезных и трудно выполнимых требований к величине и стабильности остаточного магнитного поля, так как все действие происходит в очень слабых магнитных полях и для возникновения майорановских переходов должна быть создана область с нулевым значением продольного магнитного поля. В области неадиабатического перехода величина магнитного поля должна быть много меньше 20 мГс, а величина остаточного магнитного поля – много меньше 200 мкГс. Это трудно реализуемо на практике, поскольку проникновение даже слабых внешних неконтролируемых магнитных полей нарушает работу устройства. К таким полям можно отнести в первую очередь поля рассеяния сортирующих магнитов, а в случае миниатюризации системы для применения в промышленном ВГ расстояние от сортирующих магнитов до области инверсии значительно сокращается, что делает метод быстрого изменения направления поля непригодным для использования в ВСЧВ.

1.6 Оценка возможного уменьшения нестабильности частоты ВГ за счет использования пучка атомов в одном квантовом состоянии

При разработке ВГ с системой двойной сортировки атомов по квантовым состояниям необходимо вычислить насколько уменьшится нестабильность частоты ВГ в случае полного удаления из пучка нерабочих атомов. Для этого проводилось вычисление и сравнение параметра $Q_s\sqrt{P}$ промышленного ВГ для случаев $\alpha = 2$ и $\alpha = 1$ следующим образом. Используя (1.22) и (1.23), можно выразить полную мощность, излучаемую атомами в резонатор, в зависимости от добротности линии:

$$P = \frac{\omega^3 \hbar^2 V_p}{32 \pi \eta \mu^2 Q_p} \frac{1}{Q_s^2} \frac{1}{q} \left[- \left(\frac{Q_s}{Q_{s0}} \right)^2 + (1+q) \frac{Q_s}{Q_{s0}} - 2q \right] \quad (1.26)$$

где Q_{s0} — добротность спектральной линии, определяемая только временем нахождения в накопительной колбе. Интенсивность пучка входит в (1.26) посредством добротности линии Q_s с учетом спин–обменных взаимодействий. Используя (1.26), находим такое соотношение между Q_s и Q_{s0} , при котором достигается максимальное значение параметра $Q_s \sqrt{P}$:

$$\frac{Q_s}{Q_{s0}} = \frac{1+q}{2} \quad (1.27)$$

Подставляя (1.27) в (1.26) получим следующее выражение для мощности генерации:

$$P = \frac{\omega^3 \hbar^2 V_p}{32 \pi \eta \mu^2 Q_p} \frac{1}{Q_s^2} \frac{1}{4q} [q^2 - 6q + 1] \quad (1.28)$$

Тогда отношение параметров $Q_s \sqrt{P}$ для случаев $\alpha = 2$ и $\alpha = 1$, пренебрегая q^2 по сравнению с единицей, имеет следующий вид:

$$\frac{(Q_s \sqrt{P})_{\alpha=1}}{(Q_s \sqrt{P})_{\alpha=2}} = \sqrt{1 + \frac{1}{1-6q}} \quad (1.29)$$

График функции (1.29) представлен на Рис. 1.6.

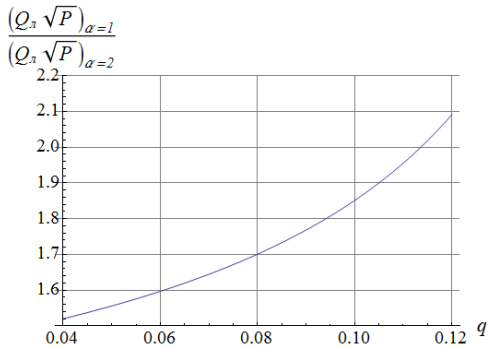


Рис. 1.6. Зависимость отношения параметров $Q_s \sqrt{P}$ для случаев $\alpha = 2$ и $\alpha = 1$ от параметра качества ВГ

Таким образом, увеличение значения параметра $Q_{\lambda}\sqrt{P}$ при использовании пучка атомов в одном квантовом состоянии определяется только параметром качества ВГ. Для нахождения параметра качества промышленно выпускаемых ВГ используем (1.26) и зависимость мощности генерации от добротности спектральной линии. По экспериментальным данным зависимости мощности генерации от добротности линии с помощью метода наименьших квадратов были найдены коэффициенты при $\frac{1}{Q_{\lambda}}$. Для нахождения $Q_{\lambda 0}$ и q необходимо составить и решить систему нелинейных уравнений на основе вычисленных значений коэффициентов. Расчет $Q_{\lambda 0}$ и q проводились для многих серийно выпускаемых ВГ, ниже в Таблице 3 приведены типичные значения этих величин и другие характеристики ВГ.

Таблица 3. Характеристики промышленно-выпускаемых ВГ

Максимальное отношение мощности генерации P к мощности на входе приемника P_{Π}	4,5
Максимальное значение $Q_{\lambda}\sqrt{P}$	1300–1500
Время релаксации без учета спин–обменных взаимодействий, с	0,7
Параметр качества	0,06–0,08
Добротность линии $Q_{\lambda 0}$, определяемая временем накопления	$(3,2-3,4) \cdot 10^9$
Нагруженная добротность СВЧ резонатора Q_p	$(4-4,4) \cdot 10^4$
Объем резонатора, л	15,5
Объем накопительной колбы, л	3

Согласно (1.29), при параметре качества 0,06–0,08 максимально возможное увеличение параметра $Q_{\lambda}\sqrt{P}$ составляет 1,6 – 1,7 раза. Используя (1.22) и экспериментальные данные Таблицы 3, вычислим мощность генерации, добротность спектральной линии и параметр $Q_{\lambda}\sqrt{P}$ в зависимости от интенсивности пучка для случаев $q=0,07$ и $q=0,035$. Результаты расчетов представлены в Таблице 4.

Таблица 4. Расчет зависимости основных параметров ВГ от интенсивности пучка для $q=0,07$ и $q=0,035$.

N_a/N_n	$q = 0,070$			$q = 0,035$		
	$P, \text{ фВт}$	$Q_i \cdot 10^9$	$Q_i \sqrt{P}$	$P, \text{ фВт}$	$Q_i \cdot 10^9$	$Q_i \sqrt{P}$
5	128	2,68	960	145	2,90	1 100
10	314	2,32	1 300	400	2,68	1 700
20	690	1,84	1 530	900	2,32	2 200
40	1 270	1,33	1 500	1 850	1,84	2 500
60	1 560	1,00	1 250	2 780	1,53	2 550
80	1 680	0,82	1 060	3 600	1,30	2 470
100	1 560	0,69	860	4 400	1,13	2 370
120	—	—	—	5 220	1,00	2 280

Используя расчетные значения параметра $Q_i \sqrt{P}$ из Таблицы 4, проведем оценку предельной нестабильности частоты ВГ, обусловленной тепловыми шумами резонатора при температуре $T = 323 \text{ К}$ по (1.24). Для случая $q = 0,07$ значение этой

величины составит $\sigma_p(\tau) = \frac{3 \cdot 10^{-14}}{\sqrt{\tau}}$ при $N_a/N_n = 20 \dots 40$, для $q=0,035$ –

$\sigma_p(\tau) = \frac{1,85 \cdot 10^{-14}}{\sqrt{\tau}}$ при $N_a/N_n = 40 \dots 60$. Таким образом, максимальное возможное

уменьшение нестабильности частоты промышленных ВГ за счет получения пучка атомов в одном квантовом состоянии составляет приблизительно 1,6 раза [48].

1.7 Выводы к Главе 1

В Главе 1 изложены основные конструктивные особенности и принцип работы ВГ, приведен краткий обзор теории водородного мазера. В качестве основного метода дальнейшего улучшения метрологических характеристик предложен метод двойной сортировки атомов по квантовым состояниям. Представлены выражения для наиболее важных параметров ВГ, без которых

невозможен анализ метрологических характеристик. Дается краткий обзор литературы по ВГ с двойной сортировкой атомов, приводятся основные результаты проведенных исследований. На основе экспериментальных характеристик промышленных ВГ проводится оценка возможного уменьшения нестабильности частоты ВГ за счет применения пучка атомов в одном квантовом состоянии.

Глава 2. Формирование пучка атомов в ВГ с СДС

В настоящей главе приведены результаты расчета количества атомов водорода в различных состояниях, попадающих в накопительную колбу, в зависимости от параметров сортирующих магнитов и их взаимного расположения.

2.1 Постановка задачи

Согласно схеме получения пучка атомов в одном квантовом состоянии (Рис. 1.5), для удаления из пучка атомов в состоянии с $F = 1$, $m_F = -1$ и фокусировки атомов в состоянии с $F = 1$, $m_F = 0$ используются многополюсные сортирующие магниты. При конструировании системы двойной сортировки атомов для промышленного ВГ необходимо учитывать специфические требования, связанные с ограничением габаритных размеров, технологичностью, устойчивостью к механическим и магнитным воздействиям, надежностью и стабильностью во времени, эффективностью использования пучка атомов водорода. В настоящей главе приведены расчеты основных параметров сортирующей системы: длины и радиуса межполюсного зазора первого и второго сортирующих магнитов, расстояния между магнитами, радиус входа в накопительную колбу. При этом учитывались ограничения на длину сортирующей системы в 340 мм (расстояние от источника атомов водорода до входа в накопительную колбу) и максимальную индукцию магнитного поля сортирующих магнитов 1,0 Тл. При этом расстояние от второго сортирующего магнита до входа в накопительную колбу определяется конструкцией ВГ и составляет 140 мм, таким образом, ограничение на сумму длин сортирующим магнитов и расстояния между ними составляет 200мм. Для оценки эффективности сортировки и использования пучка атомов водорода проводились расчеты количества атомов в различных квантовых состояниях, попадающих в накопительную колбу. Предполагалось, что в области инверсии переход атомов из состояния с $F=1$, $m_F= +1$ в состояние с $F=1$, $m_F= -1$ происходит со 100% вероятностью, а количество атомов с $F=1$, $m_F= 0$ и $F=0$, $m_F= 0$ не изменяется. Также не происходит изменения квантового состояния атомов при влете и вылете из сортирующих магнитов.

Для корректной работы системы необходимо выполнение следующих требований к сортирующим магнитам и их взаимному расположению:

1. Попадание максимально возможного количества атомов водорода в состоянии с $F=1$, $m_F=0, +1$ во входное отверстие накопительной колбы при отсутствии неадиабатического перехода в области между магнитами;
2. Фокусировка максимально возможного количества атомов водорода в состоянии с $F=1$, $m_F=0$ во входное отверстие накопительной колбы при осуществлении неадиабатического перехода в области между магнитами;
3. Отсутствие атомов водорода в состоянии с $F=1$, $m_F=\pm 1$ в накопительной колбе при осуществлении неадиабатического перехода в области между магнитами.

2.2 Источник атомов водорода. Диаграмма направленности и распределение по скоростям.

Для создания узконаправленного пучка атомов водорода в ВГ используются многоканальные коллиматоры, изготовленные из пирексного стекла. В промышленных ВГ применяют многоканальные коллиматоры со следующими параметрами: диаметр коллиматора $d_{кол} \approx 0,35$ мм, диаметр канала $d_{кан} \approx 0,035$ мм, длина коллиматора $L_{кол} = 1,5$ мм, количество каналов 61. Применение длинного канала вместо отверстия в тонкой стенке позволяет при одинаковой интенсивности пучка многократно увеличить коэффициент использования пучка, а также снизить нагрузку на вакуумную систему. Диаграмма направленности единичного канала описывается выражением [49]:

$$N(\theta) = N_0 \begin{cases} \cos \theta \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\operatorname{tg} \theta}{\operatorname{tg} \theta_0} \right] 2\pi \sin \theta, & 0 \leq \theta \leq \theta_0 \\ \cos \theta \left[\frac{1}{2} \frac{\operatorname{tg} \theta_0}{\operatorname{tg} \theta} \right] 2\pi \sin \theta, & \theta_0 \leq \theta \leq \pi/2 \end{cases} \quad (2.1)$$

где N_0 – интенсивность пучка одиночного канала в максимуме диаграммы направленности, θ – угол между направлением скорости атома и нормали к плоскости отверстия, $\theta_0 = \arctg(d/L)$, d – диаметр канала, L – длина канала.

Зависимость (2.1) справедлива только при условии режима молекулярного течения, достигающегося при выполнении условия [49]:

$$\lambda_0 \geq L/2 \quad (2.2)$$

где λ_0 – длина свободного пробега атома водорода, которую можно выразить через p давление в разрядной камере и T_f температуру газа [49]:

$$\lambda_0 = 5,5 \cdot 10^{-26} \cdot \left(\frac{T_f}{p \cdot \sigma_{эфф}} \right) \quad (2.3)$$

здесь $\sigma_{эфф} = 2,4 \cdot 10^{-19} \text{ м}^2$ – эффективное сечение столкновений атомов водорода [50]. В ВГ с двойной сортировкой атомов рабочая интенсивность пучка будет значительно выше, чем в промышленно выпускаемых ВГ, поэтому при повышении давления в источнике без уширения диаграммы направленности необходимо либо уменьшать длину и диаметр канала, при этом оставляя их соотношение неизменным, либо использовать многоканальный коллиматор. В случае многоканального коллиматора наряду с уменьшением длины и диаметра канала имеет смысл увеличить количество каналов, при этом можно кратно увеличить давление в источнике без уширения диаграммы направленности. Однако при увеличении диаметра источника эффективность использования атомов от каналов, удаленных от оси пучка, будет снижаться.

Распределение атомов по скоростям в пучке описывается с помощью модифицированного Максвелловского распределения [38]:

$$I(v) = \frac{2I_0}{\alpha^4} v^3 e^{-v^2/\alpha^2} \quad (2.4)$$

где $\alpha = \sqrt{2kT_f/m}$, m – масса атома водорода, I_0 – суммарная интенсивность пучка для всего диапазона скоростей атомов. Наиболее вероятная скорость атомов в пучке определяется следующим выражением [38]:

$$v_{вер} = \sqrt{\frac{3}{2}} \alpha \quad (2.5)$$

Поскольку атомы в источнике находятся в состоянии газового разряда, определение их температуры является достаточно сложной задачей. Температура атомов зависит от многих факторов, таких как давление в разрядной камере,

мощность высокочастотного генератора, размера разрядной камеры и т.д. В работе [51] было проведено экспериментальное измерение скоростного распределения атомов водорода после вылета из источника. Согласно результатам проведенного исследования, для давления в разрядной камере около 50 – 100 Па и мощности ВЧ поля около 5 – 6 Вт (типичные значения для промышленно выпускаемых ВГ) наиболее вероятная скорость составляет около $v_{\text{вер}} = 3330$ м/с, что соответствует температуре газа около $T = 450$ К. При этом диапазон рассматриваемых скоростей ($v_{\text{мин}} - v_{\text{макс}}$) будем выбирать из следующих соображений: $I(v \geq v_{\text{макс}}) / I_0 = I(v \leq v_{\text{мин}}) / I_0 = 10\%$, тогда $v_{\text{мин}} = 1620$ м/с, $v_{\text{макс}} = 5930$ м/с. График функции распределения по скоростям атомов в пучке $I(v)/I_0$ для температуры $T = 450$ К представлена на Рис. 2.1.

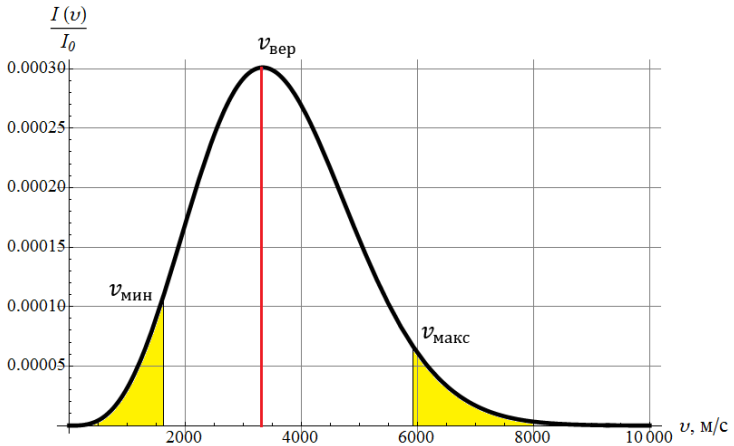


Рис. 2.1. Функция распределение по скоростям атомов для $T=450$ К.

2.3 Величина магнитного момента атома водорода во внешнем магнитном поле

Неоднородное магнитное поле, создаваемое сортирующими $2 \cdot N$ -полюсными магнитами внутри межполюсного зазора, описывается следующими выражениями [52]:

$$H(r) = H_{\max} \left(\frac{r}{r_m} \right)^{N-1} \quad (2.6)$$

где $H_{\max}$ – напряженность поля на краю зазора, $2 r_m$ – расстояние между противоположными полюсами магнита, r – расстояние от точки наблюдения до продольной оси симметрии. Внешний вид четырехполюсного магнита представлен на Рис. 2.2.



Рис. 2.2. Внешний вид четырехполюсного магнита

В неоднородном магнитном поле на атом будет действовать сила [53]:

$$\vec{F} = -\vec{\nabla} U = -\frac{\partial U}{\partial H} \vec{\nabla} H = \mu_{\text{эфф}} \vec{\nabla} H \quad (2.7)$$

где U – потенциальная энергия, приобретаемая атомом в поле, $\mu_{\text{эфф}}$ – эффективный дипольный магнитный момент атома. Потенциальную энергию U для различных состояний атома водорода можно найти с помощью (1.1). Пренебрегая g_I по сравнению с g_J , получим для $\mu_{\text{эфф}}$ [54]:

$$\mu_{\text{эфф}}(F, m_F) = \mp \frac{1}{2} g_J \mu_B \frac{m_F + x}{\sqrt{1 + m_F x + x^2}} \quad (2.8)$$

Здесь x определяется согласно (1.1), знак минус в выражении соответствует состояниям с $F=1$, знак плюс – состояниям с $F=0$. Как видно из (2.8), для состояний с $F=1$, $m_F = \pm 1$ $\mu_{\text{эфф}}$ не зависит от величины магнитного поля и его модуль равен μ_B . Для состояний с $m_F=0$ эффективный магнитный момент зависит от величины внешнего магнитного поля. При $H = 0$, $\mu_{\text{эфф}} = 0$. С ростом напряженности поля у атома появляется магнитный момент $\mu_{\text{эфф}} \neq 0$ (Рис. 2.3).

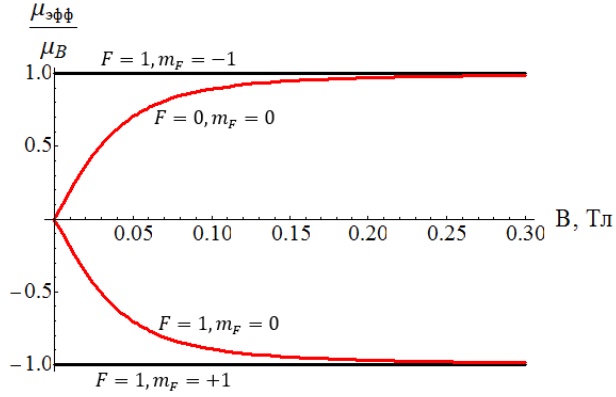


Рис. 2.3. Зависимость $\mu_{эфф}/\mu_B$ от B для различных состояний атома водорода согласно (2.8).

Рассмотрим теперь зависимость $\mu_{эфф}$ от расстояния от оси симметрии для атомов в состоянии с $m_F=0$ в случае четырех- и шестипольсных магнитов. Подставляя (2.6) в (2.8), получим зависимость $\mu_{эфф}/\mu_B$ для четырехпольсных ($N=2$) и шестипольсных ($N=3$) магнитов (Рис. 2.4).

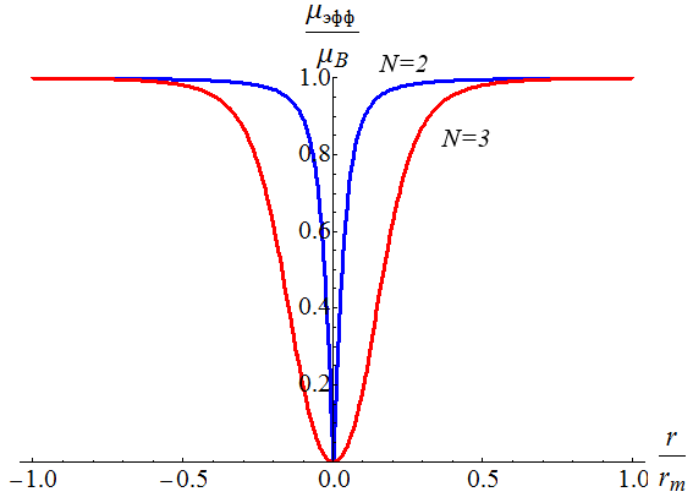


Рис. 2.4. Зависимость $\mu_{эфф}/\mu_B$ от r/r_m для четырех- и шестипольсных магнитов.

В центральной области сортирующего магнита существует область, в которой $\mu_{эфф}$ значительно отличается от μ_B ($\mu_{эфф}/\mu_B \leq 0,5$). Это приводит к тому, что атомы, особенно высокоскоростные, в состоянии с $F=1$, $m_F=0, +1$ слабо фокусируются, а атомы в состоянии с $F=1$, $m_F=-1$ и $F=0$, $m_F=0$ слабо отклоняются от оси пучка, качество сортировки ухудшается. Однако размер этой области для четырех- и шестиполосных магнитов отличается почти в 6 раз: $0,06r_m$ и $0,34r_m$ соответственно, поэтому при использовании шестиполосных магнитов на выходе необходимо устанавливать специальную мишень (размером около $0,25r_m$). Далее для упрощения расчетов, как и в большинстве публикаций, будем считать $\mu_{эфф} = \mu_B$.

2.4 Определение оптимальных параметров сортирующей системы

Для вычисления параметров сортирующих магнитов, расстояния между ними, расстояния от источника атомов водорода и радиуса входного отверстия накопительной колбы вычислим количество атомов в различных квантовых состояниях, попадающих в накопительную колбу. Функция распределения по скоростям и углам вылета из источника в соответствии с (2.1) и (2.4) теперь примет вид:

$$N(v, \theta) = N_0 \frac{v^3}{\alpha^4} e^{-v^2/\alpha^4} \begin{cases} \cos \theta \left[1 - \frac{1}{2} \frac{tg \theta}{tg \theta_0} \right] 2\pi \sin \theta, 0 \leq \theta \leq \theta_0 \\ \cos \theta \left[\frac{1}{2} \frac{tg \theta_0}{tg \theta} \right] 2\pi \sin \theta, \theta_0 \leq \theta \leq \pi/2 \end{cases} \quad (2.9)$$

Здесь N_0 будем выбирать так, чтобы полное количество атомов в каждом из состояний, вылетающих из источника, равнялось 1. Вычисления будем проводить в четырех областях пространства: на выходе первого сортирующего магнита (т.1), на входе во второй сортирующий магнит (т.2), на выходе второго сортирующего магнита (т.3) и входе в накопительную колбу (т.4).

Для определения количества атомов в указанных областях проинтегрируем выражение (2.9) по скоростям и углам вылета из источника. Для нахождения пределов интегрирования необходимо определить область значений скорости и угла вылета атомов, при которых атомы попадают в определенную точку

пространства (т.1-4). Для этого найдем уравнение траектории атомов после вылета из источника и до входа в накопительную колбу. После вылета из источника, в области между сортирующими магнитами, после вылета из второго сортирующего магнита траектория атомов является прямолинейной. Внутри сортирующего магнита на атом действует сила (2.7), с учетом (2.6) принимает вид:

$$\vec{F} = (N-1)\mu_{эфф}H_{\max}\frac{r^{N-2}}{r_m^{N-1}}\frac{\vec{r}}{r} \quad (2.10)$$

Уравнение движения атома будет иметь вид:

$$\frac{\partial^2 \vec{r}(z)}{\partial z^2} = \pm(N-1)\frac{\mu_B H_{\max}}{m}\frac{r^{N-2}}{r_m^{N-1}}\frac{\vec{r}}{r} \quad (2.11)$$

где направление осей z , продольной оси пучка, и r , поперечной оси пучка, показаны на Рис. 1.5. В соответствии с приведенными выше рассуждениями, $\mu_{эфф}$ заменено на $\pm\mu_B$, где знак $+$ соответствует атомам в состоянии с $F=1, m_F=-1$ и $F=0, m_F=0$, а $-$ атомам в состоянии с $F=1, m_F=0, +1$. Также при расчете траекторий будем исключать случай $\theta=0$, поскольку в этом случае сортировка атомов принципиально не возможна. Оценкой минимального значения θ будем считать отношение характерной ширины области, в которой $\mu_{эфф}$ отличен от μ_B , к длине сортирующих магнитов (в случае классической сортировки 50 мм), в результате получим для $N=2$ $\theta_{\min}=0.002$ рад, для $N=3$ $\theta_{\min}=0.005$ рад. Максимальное значение угла $\theta_{\max}$ для определённой скорости v для случая атомов в состоянии с $F=1, m_F=0, +1$ рассчитывается из условия, что траектория атома внутри магнита не выходит за пределы полюсных наконечников, т.е. $r(z)_{v, \theta_{\max}}^2 \leq r_m^2$.

Граничными условиями являются непрерывность функций и их первых производных, описывающих уравнения траекторий в различных областях сортирующей системы. Начальными условиями являются [55]

$$\begin{cases} r(0) = r_k + l_u \theta \\ \frac{\partial r}{\partial z}_{z=0} = v \theta \end{cases} \quad (2.12)$$

где r_k – координата вылета атомов из коллиматора. В выражении (2.12) v_z заменено на v , а $\tan \theta = \sin \theta = \theta$ поскольку расстояние между полюсами сортирующего магнита мало по сравнению с его длиной.

Зная уравнение траектории, для атомов с заданным значением скорости v и угла вылета θ из источника последовательно проверялись следующие условия:

1. Т. 1. В первом сортирующем магните траектория атомов не должна выходить за пределы полюсных наконечников, т.е. $r(z)^2 \leq r_{1m}^2$ при $0 \leq z \leq L_{1m}$.
2. Т. 2. Траектория атомов на входе во второй сортирующий магнит должна проходить на расстоянии, не превышающем радиус его входного отверстия: $r(L_{1m} + L_{mm})^2 \leq r_{2m}^2$.
3. Т. 3. Во втором сортирующем магните траектория атомов не должна выходить за пределы полюсных наконечников, т.е. $r(z)^2 \leq r_{2m}^2$ при $L_{1m} + L_{mm} \leq z \leq L_{1m} + L_{mm} + L_{2m}$.
4. Т. 4. Траектория атомов на входе в накопительную колбу должна проходить на расстоянии, не превышающем радиус ее входного отверстия: $r(L_{1m} + L_{mm} + L_{2m} + L_{кол})^2 \leq r_{кол}^2$.

Таким образом, т. 14 были численно определены области скоростей и углов вылета из источника $\theta(v)$, для которых выполняются соответствующие условия. Для вычисления областей шаг по скорости атомов составлял около 50 м/с, шаг по углу вылета из источника около $5 \cdot 10^{-5}$ рад. Далее для определения количества атомов проводилось численное интегрирование функции распределения (2.9) по вычисленным областям методом трапеций.

2.5 Использование четырехполюсных магнитов

В случае четырехполюсного магнита уравнение (2.11) примет вид:

$$\frac{\partial^2 \vec{r}(z)}{\partial z^2} = \pm \frac{\mu_B H_{\max}}{r_m m} \frac{\vec{r}}{r} \quad (2.13)$$

Траектория атомов водорода внутри четырехполюсного магнита в общем виде представляет собой кусочно-заданную функцию, на каждом интервале траектория

является параболой. Количество интервалов и пересечений траектории атомов оси магнита определяется скоростью v и углом θ вылета из источника. В рамках проведенных расчетов, в первом сортирующем магните учитывалось не более трех интервалов (двух пересечений оси магнита), во втором сортирующем магните не более четырех интервалов. При определении оптимальных параметров сортирующей системы, состоящей из четырехполюсных магнитов, с учетом ограничения на габаритные размеры варьировались следующие величины:

1. Длины (от 40 мм до 90 мм) и радиусы (от 0,7 мм до 1,5 мм) межполюсного зазора сортирующих магнитов;
2. Расстояние от источника пучка до первого магнита в диапазоне от 5 мм до 15 мм;
3. Расстояние между сортирующими магнитами в диапазоне от 50 мм до 90 мм;
4. Радиус входного отверстия накопительной колбы в диапазоне от 2,2 мм до 3,2 мм.

Наилучшей конфигурацией являлась система, в которой в колбу попадает наибольшее количество атомов с $F=1$, $m_F=0$ и отношение количества атомов с $F=1$, $m_F=\pm 1$ к количеству атомов с $F=1$, $m_F=0$ не более 10%.

В результате были найдены оптимальные параметры: расстояние от источника до первого сортирующего магнита 10 мм, длина и радиус межполюсного зазора первого сортирующего магнита 50 мм и 0,85 мм соответственно, расстояние между магнитами 65 мм, длина и радиус межполюсного зазора второго сортирующего магнита 70 мм и 1,2 мм соответственно, радиус входного отверстия накопительной колбы 2,7 мм. Также было рассчитано количество атомов в различных квантовых состояниях в четырех областях пространства (Таблица 5). Далее представлены области $\theta(v)$ для различных состояний, по которым проводилось численное интегрирование.

Таблица 5. Изменение количества атомов в различных квантовых состояниях при пролете сортирующей системы с четырехполюсными сортирующими магнитами

N/N_0	Выход источника	Выход 1 ^{го} магнита	Вход 2 ^{го} магнита	Выход 2 ^{го} магнита	Вход в колбу
$F=1, m_F=0$	1	0,338	0,31	0,308	0,27
$F=1, m_F=1$	1	0,338	0,31	0	0
$F=1, m_F=-1$	1	0.092	0	0,1	0,011
$F=0, m_F=0$	1	0.092	0	0	0

Исходя из данных Таблицы 5, в накопительной колбе полностью отсутствуют атомы в состоянии с $F=1, m_F=1$ и $F=0, m_F=0$, поскольку после прохождения области между магнитами атомы в состоянии с $F=0, m_F=0$ и $F=1, m_F=-1$ успевают отклониться от оси пучка на расстояние, превышающее радиус второго магнита. Однако вместе с рабочими атомами в колбу попадают атомы в состоянии $F=1, m_F=-1$. Для более подробного анализа в Таблице 6 приведем области $\theta(v)$, для которых проводилось численное интегрирование. Цветами окрашены области $\theta(v)$, для которых атомы совершают разное количество пересечений оси первого сортирующего магнита: синий – пересечения отсутствуют, желтый – одно пересечение, красный – два пересечения. Также показана область $\theta \leq 0.002$ рад, ограничивающая минимальное значение угла вылета при проведении вычислений.

Таблица 6. Области интегрирования $\theta(v)$, используемые для вычисления количества атомов, попадающих в накопительную колбу, в состояниях с $F=1$, $m_F=0$ и $F=1$, $m_F=-1$.

N/N_0	Выход 1 ^{го} магнита	Вход 2 ^{го} магнита	Выход 2 ^{го} магнита	Вход в колбу
$F=1$, $m_F=0$				
$F=1$, $m_F=-1$				

Атомы в состоянии с $F=1$, $m_F=-1$, попадающие в накопительную колбу, имеют довольно большие значения скорости $v \geq 4200$ м/с и узкий диапазон углов вылета из источника. При этом большинство атомов имеет отрицательный угол влета во второй сортирующий магнит, при достижении колбы атомы отклоняются от оси на расстояние, меньшее радиуса ее входного отверстия (Рис. 2.5).

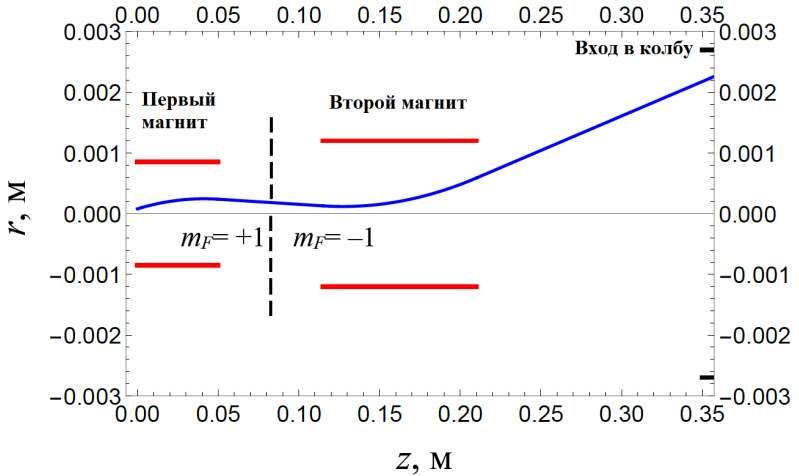


Рис. 2.5. Траектория атомов, вылетающих из второго магнита в состоянии с $F=1$, $m_F=-1$. Вычисления выполнены для $v = 5200$ м/с и $\theta = 0,01$ рад.

Поскольку расстояние от второго сортирующего магнита до входа в накопительную колбу определяется конструкцией ВГ и изменять его в значительных пределах невозможно, для устранения атомов в состоянии с $F=1$, $m_F=-1$ можно увеличить длину второго сортирующего магнита или уменьшить радиус входного отверстия накопительной колбы. Полностью исключить атомы ($N \leq 10^{-3}$) удастся при увеличении длины второго магнита до 95 мм или уменьшении радиуса входного отверстия колбы до 2 мм, однако при этом возникают потери рабочих атомов из-за не оптимальной фокусировки соответственно на 12% и 16%.

Атомы в состоянии с $F=1$, $m_F=0$, попадающие в накопительную колбу, имеют широкий диапазон скоростей углов вылета из источника: от $v_{\text{вер}}$ до $v_{\text{макс}}$ и от θ_{min} до $\theta=0,025$ рад. В колбе присутствуют атомы со скоростями вылета из источника $v \leq v_{\text{вер}}$, при этом область интегрирования имеет множественные полосы, внутри которых условие попадания в накопительную колбу не выполняется. Такие области возникают, когда координата входа во второй сортирующий магнит атомов с относительно низкими скоростями близка к нулю, т.е. атомы попадают в окрестность центра входного отверстия второго магнита. Таким образом, атом внутри второго сортирующего магнита совершает множество колебаний вблизи оси, при этом малое изменение начальных условий приводит к значительному изменению угла вылета из второго магнита и, как следствие, не попаданию во входное отверстие накопительной колбы (Рис. 2.6).

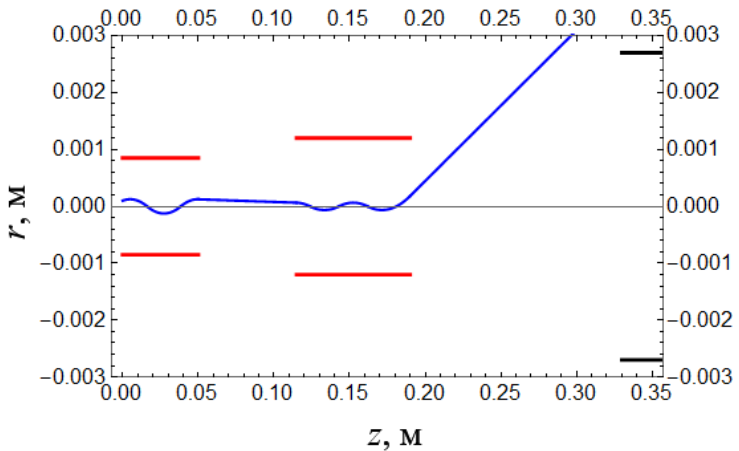


Рис. 2.6. Траектория атомов в состоянии с $F=1$, $m_F=0$. Вычисления выполнены для $v=1800$ м/с, $\theta=0,01$ рад.

Для оценки качества фокусировки атомов в состоянии с $F=1$, $m_F=0$ на входное отверстие накопительной колбы в системе двойной сортировки атомов проведем аналогичные расчеты для классической сортирующей системы, используемой в промышленных ВГ. Результаты представлены в Таблице 7.

Таблица 7. Сравнение количества атомов в состоянии с $F=1$, $m_F=0$ для ВГ с СДС и ВГ 1003М

N/N_0 $F=1, m_F=0$	Выход источника	Выход 1 ^{го} магнита	Вход 2 ^{го} магнита	Выход 2 ^{го} магнита	Вход в колбу
ВГ с СДС	1	0,338	0,31	0,308	0,27
ВГ 1003М	1	0,338	-	-	0,285

По данным Таблицы 7 видно, что количество атомов в состоянии с $F=1$, $m_F=0$ в накопительной колбе в ВГ с СДС меньше, чем в ВГ 1003М лишь на 6%. Для сравнения приведем области интегрирования $\theta(v)$ для указанных случаев (Рис. 2.7).

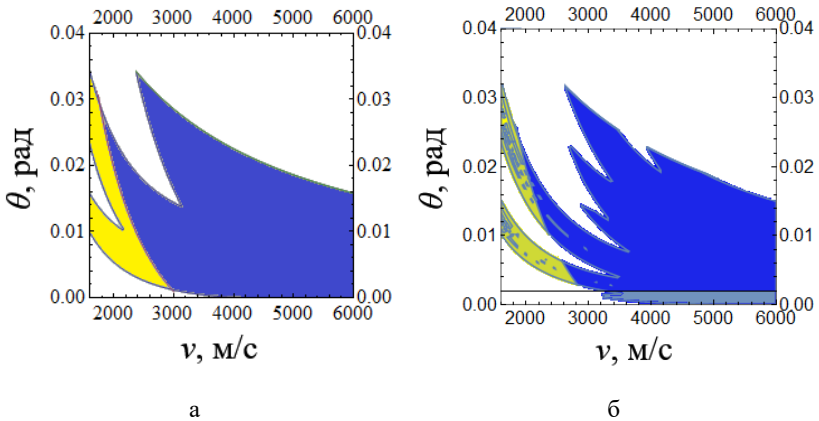


Рис. 2.7. Области интегрирования $\theta(v)$ для атомов, попадающих в накопительную колбу, в состоянии с $F=1$, $m_F=0$: а – ВГ с классической сортировкой, б – ВГ с СДС

Во всех ранее проведенных расчетах полагалось, что источник атомного пучка точечный и расположен на оси магнитов. Рассмотрим влияние пространственной распределённости источника пучка на количество атомов в различных состояниях, попадающих в накопительную колбу. Пространственный источник представим в виде совокупности точечных источников, находящихся на расстоянии r_k от оси магнитов. В Таблице 8 приведем результаты расчетов

количества атомов в состояниях с $F=1$, $m_F=0, -1$, попадающих в накопительную колбу, для точечных источников при разных расстояниях от оси магнитов.

Таблица 8. Количество атомов в состояниях с $F=1$, $m_F=0, -1$ и их отношения для точечных источников, расположенных на r_k от оси магнитов

N/N_0 в колбе	r_k , мм						
	0	0,1	0,15	0,2	0,25	0,3	0,35
$F=1, m_F=0$	0,27	0,259	0,247	0,231	0,207	0,185	0,161
$F=1, m_F=-1$	0,011	0,016	0,018	0,02	0,023	0,024	0,025
$\frac{N(F=1, m_F=-1)}{N(F=1, m_F=0)}, \%$	4,1	6,2	7,3	8,7	11,1	13	15,6

Используя данные Таблицы 8, вычислим размеры пространственно распределённого источника при условии, что соотношение количества атомов

$$\frac{N(F=1, m_F=-1)}{N(F=1, m_F=0)} \text{ в накопительной колбе не превышает } 10\%: r_k = 0,24 \text{ мм.}$$

Таким образом, с использованием четырехполюсных магнитов возможно, в рамках ограничений на габаритные размеры, создать систему двойной сортировки атомов при попадании в накопительную колбу не более 10 % нерабочих атомов. При этом снижение количества рабочих атомов по сравнению с классической схемой составляет всего 6 %.

2.6 Использование шестиполюсных магнитов

В случае шестиполюсного магнита уравнение (2.11) примет вид [31]:

$$\frac{\partial^2 \vec{r}(z)}{\partial z^2} = \pm \frac{2\mu_B H_{\max}}{r_m^2 m} \frac{\vec{r}}{r}, \quad (2.14)$$

тогда уравнение движения атома внутри сортирующего магнита:

$$r(t) = A \sin(\omega t + \varphi), \quad (2.15)$$

где $\omega = \sqrt{\frac{2\mu_B H_{\max}}{mr_m^2}}$. A и φ определяются из начальных условий (2.12). Уравнение

траектории после вылета из сортирующего магнита для атомов в состоянии с $F=1$, $m_F=0, 1$ и $F=0$, $m_F=0$, $F=1$, $m_F=-1$ соответственно имеют вид [53]:

$$r(z) = \theta \left[(L_u + z) \cos \frac{\omega L_{1M}}{v} + \left(\frac{v}{\omega} - \frac{\omega L_u z}{v} \right) \sin \frac{\omega L_{1M}}{v} \right] \quad (2.16)$$

$$r(z) = \theta \left[(L_u + z) \cosh \frac{\omega L_{1M}}{v} + \left(\frac{v}{\omega} - \frac{\omega L_u z}{v} \right) \sinh \frac{\omega L_{1M}}{v} \right] \quad (2.17)$$

Для атомов в состоянии с $F=1$, $m_F=0,1$ найдем точку пересечения с осью магнитов:

$$L = L_{1M} - \frac{v}{\omega} \tan \left(\frac{\omega L_{1M}}{v} + \arctan \frac{\omega L_u}{v} \right) \quad (2.18)$$

Из (2.18) видно, что L не зависит от угла вылета атомов из источника, поэтому уравнение (2.18) называют условием фокусировки шестиполусного магнита. Фокусирующие свойства шестиполусного магнита в СДС можно использовать следующим образом: подобрать L_{1M} так, чтобы атомы в состоянии с $F=1$, $m_F=0$ фокусировались на расстоянии L_u от второго сортирующего магнита, и таким образом, в точке пересечения траектории атома с осью магнитов образуется подобие атомарного точечного источника. Однако не стоит забывать о том, что при этом атомы в состоянии с $F=0$, $m_F=0$ и $F=1$, $m_F=-1$ должны быть отсортированы. Также проведенные рассуждения справедливы только для одного значения скорости, в качестве которого целесообразно выбрать $v_{вер}$.

Определим количество атомов в различных квантовых состояниях, попадающих на вход второго сортирующего магнита (Рис. 2.8). Вычисления будем проводить при разных длинах первого сортирующего магнита и разных расстояниях между магнитами, также на выходе первого сортирующего магнита установлена мишень радиусом 0,2 мм.

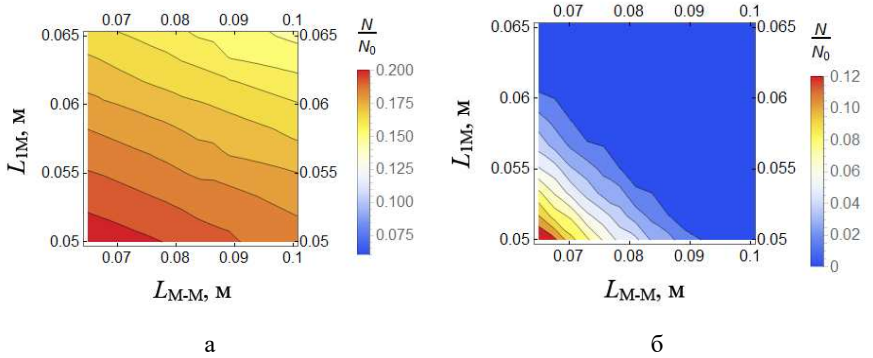


Рис. 2.8. Зависимость нормированного количества атомов N/N_0 , попадающих во второй сортирующий магнит, для атомов в состоянии с:

а – $F=1, m_F=0, +1$; б – $F=1, m_F=-1, F=0, m_F=0$.

По результатам расчетов необходимо определить длину первого сортирующего магнита и расстояние между магнитами исходя из максимального количества атомов в состоянии с $F=1, m_F=0, +1$ при минимальных габаритных размерах. Для этого численно найдем функциональную зависимость между L_{1M} и L_{M-M} , при которой число атомов в состоянии с $F=1, m_F=-1, F=0, m_F=0$ на входе во второй сортирующий магнит составляет 95 %. Аппроксимируя численную зависимость линейной функцией, найдем по методу наименьших квадратов:

$$L_{1M} = -0,42 \cdot L_{M-M} + 0,09 \quad (2.19)$$

Считая величины L_{1M} и L_{M-M} связанными согласно (2.19), вычислим количество атомов в состоянии с $F=1, m_F=0, +1$ на входе второго сортирующего магнита в зависимости от суммы $L_{1M} + L_{M-M}$ (Рис. 2.9).

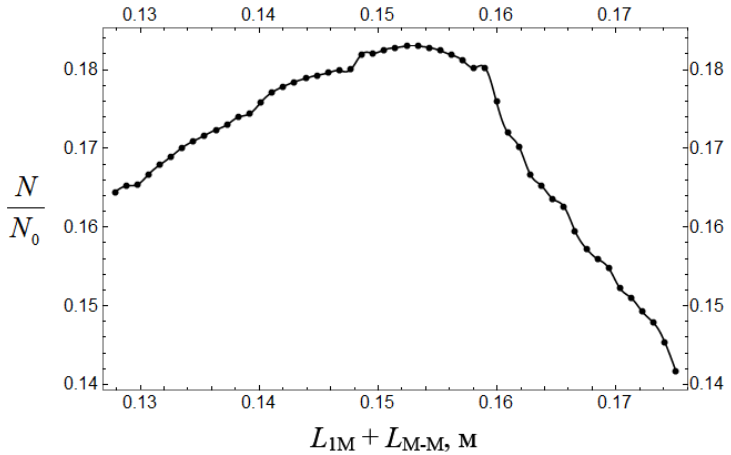


Рис. 2.9. Зависимость количества атомов N/N_0 в состоянии с $F=1$, $m_F=0,+1$, попадающих во второй сортирующий магнит, от суммы длины первого магнита и расстояния между магнитами.

Согласно проведенным расчетам, при длине первого магнита 50 мм и расстоянии между магнитами 65 мм количество атомов N/N_0 в состоянии с $F=1$, $m_F=0,+1$, попадающих во второй сортирующий магнит, составляет 0,164. В случае применения четырехполосных магнитов при аналогичных габаритных размерах количество атомов в состоянии с $F=1$, $m_F=0,+1$ было больше в 1,9 раза (См. Таблицу 5). Максимальное количество атомов в состоянии с $F=1$, $m_F=0,+1$ для шестиполосной системы достигается при $L_{1M} + L_{M-M} = 155$ мм и составляет $N/N_0 = 0.193$. В этом случае при существенном увеличении габаритных размеров происходит увеличение количества рабочих атомов лишь на 15 %. Дальнейшее увеличение длины первого магнита и расстояния между ними не целесообразно.

Таким образом, согласно проведенным теоретическим исследованиям с помощью шестиполосных магнитов возможно достичь практического полного исключения из пучка атомов в состоянии с $F=1$, $m_F=-1$, $F=0$, $m_F=0$, однако при этом возникают значительные потери рабочих атомов по сравнению с четырехполосной системой того же размера. Увеличение габаритных размеров шестиполосной

системы не приводят к значительному увеличению рабочих атомов, следовательно, при заданном ограничении на $L_{1M} + L_{M-M} + L_{2M}$ в 200 мм создание системы двойной сортировки с использованием шестиполусных магнитов является нецелесообразным.

2.7 Выводы к Главе 2

По результатам проведенных теоретических исследований можно сделать вывод о том, что с учетом ограничений на общие габаритные размеры в 340 мм СДС возможно создать только с помощью четырехполосных магнитов, размеры и взаимное расположение которых обсуждалось выше. В этом случае удастся минимизировать потери рабочих атомов на уровне 6 % по сравнению с классической системой сортировки, при этом доля рабочих атомов в пучке достигает 96 % для точечного источника и 90 % при использовании пространственно распределённого источника диаметром 0,48 мм.

При использовании шестиполусных магнитов потери рабочих атомов в 1,9 раза больше по сравнению с системой из четырехполосных магнитов тех же размеров. Основной причиной этого является применение мишени радиусом 0,2 мм из-за плохого качества сортировки в центральной области магнита. Внедрение шестиполусной системы не рационально из-за меньшей эффективности использования пучка атомов водорода.

Глава 3. Методы создания инвертирующей области

В настоящей главе вводятся понятия адиабатических и неадиабатических переходов, обсуждаются два наиболее известных метода перевода атомов из состояния с $F=1$, $m_F=+1$ в состояние с $F=1$, $m_F=-1$. Для каждого метода приведены основные физические принципы, результаты моделирования и разработки конструкции, экспериментальные результаты по измерению мощности генерации и добротности линии. Далее обсуждаются основные преимущества и недостатки методов, обоснован выбор наиболее подходящего для промышленно выпускаемых ВСЧВ.

3.1 Адиабатические и не адиабатические переходы

В предыдущей главе при расчете траекторий мы предполагали, что атомы не совершают квантовых переходов между магнитными подуровнями сверхтонкой структуры при пролете сортирующих магнитов и магнитных экранов. С точки зрения квантовой механики это означает, что возмущение атома внешним переменным (поскольку атом движется внутри сортирующей системы) магнитным полем удовлетворяет условию адиабатичности [56]. Впервые адиабатическое условие или адиабатическую теорему была сформулирована Максом Борном и Владимиром Фоком в 1928 году в следующем виде: «Физическая система остается в своем мгновенном собственном состоянии, если возмущение действует достаточно медленно и, если это состояние отделено энергетической щелью от остального спектра гамильтониана» [57]. Другими словами, при медленном изменении внешних условий квантовая система успевает адаптировать свою конфигурацию, а при скачкообразном изменении (неадиабатическом переходе) пространственная плотность остается неизменной. Таким образом, под неадиабатическими переходами понимают переходы в квантовомеханических системах под действием зависящего от времени возмущения в случаях, когда характерное время изменения возмущения сравнимо или меньше обратных частот вызываемого перехода [58].

Для описания эволюции квантовых систем под воздействием зависящих от времени возмущений в большинстве случаев используют квазиклассическое приближение [59]. Волновую функцию квантовой системы в произвольный момент времени представляют в виде разложения по волновым функциям невозмущенной системы, а коэффициенты разложения являются функциями времени [60]:

$$\Psi(t) = \sum_k a_{kn}(t) \Psi_k^{(0)} \quad (3.1)$$

где в первом порядке теории возмущений

$$a_{kn}(t) = -\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^t V_{kn} e^{i\omega_{kn}t} dt, \quad k \neq n$$

$$a_{nn} = 1 - \frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^t V_{nn} dt$$

здесь $\Psi(t)$ – волновая функция в произвольный момент времени t , $\Psi_k^{(0)}$ – полный набор волновых функций системы до возмущения, V_{kn} – матричный элемент возмущения, $\omega_{kn} = \frac{E_k^{(0)} - E_n^{(0)}}{\hbar}$ – частота квантового перехода, $a_{kn}(t)$ – коэффициенты разложения, квадрат модуля которых определяет вероятность нахождения системы в состоянии с $E_k^{(0)}$. Таким образом, под влиянием возмущения система может перейти из первоначального стационарного состояния в любое другое. Вероятность перехода при этом:

$$W_{fi} = \frac{1}{\hbar^2 \omega_{fi}^2} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial V_{fi}}{\partial t} e^{i\omega_{fi}t} dt \right|^2 \quad (3.2)$$

Если $V(t)$ мало меняется за промежутки времени $\frac{1}{\omega_{fi}}$, то значение интеграла в (3.1) стремиться к нулю. Таким образом, при достаточно медленном (адиабатическом) изменении возмущения квантовая система будет продолжать находиться в этом квантовом состоянии. Рассмотрим теперь обратный случай – внезапного (неадиабатического) включения возмущения. В момент включения

производная $\frac{\partial V_{fi}}{\partial t}$ обращается в бесконечность, тогда можно вынести из-под знака интеграла медленно меняющийся множитель $e^{i\omega_f t}$ и произвести интегрирование:

$$W_{fi} = \frac{|V_{fi}|^2}{\hbar^2 \omega_{fi}^2} \quad (3.3)$$

При внезапных возмущениях волновая функция системы остается той же, что и до включения возмущения. Однако она уже не будет являться собственной функцией возмущенного гамильтониана, а значит и состояние с этой волновой функцией уже не будет стационарным. Вероятности перехода системы в новое стационарное состояние, или суперпозицию состояний, определяется вероятностью перехода согласно (3.3). Если возмущение является малым, то в первом приближении значение энергии стационарного состояния можно заменить ближайшим невозмущенным уровнем, и в качестве волновой функции взять соответствующую волновую функцию невозмущенного гамильтониана.

3.2 Адиабатическое условие

Количественным критерием сохранения квантового состояния либо совершения перехода при воздействии внешнего возмущения является адиабатическое условие. Проверка адиабатического условия может быть полезной не только при разработке системы двойной сортировки атомов, также сохранение квантового состояния атомов необходимо обеспечивать вплоть до выхода атомов из накопительной колбы. Критическими областями, в которых адиабатическое условие может не выполняться, являются, например, области пролета магнитных экранов и области вблизи магниторазрядных насосов. Далее получим выражение для адиабатического условия в случае сверхтонкой структуры основного состояния атома водорода, в качестве возмущения будем рассматривать внешнее магнитное поле.

Рассмотрим классический случай поведения магнитного момента во внешнем магнитном поле [60]. В системе отсчета, связанной с атомом водорода, при движении через сортирующую систему атом чувствует переменное внешнее

магнитное поле. Рассмотрим изменение вектора напряженности магнитного поля в произвольный момент времени t (Рис. 3.1) [54].

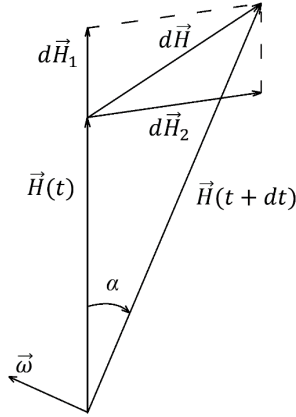


Рис. 3.1. Изменение напряженности магнитного поля в системе отсчета, связанной с атомом водорода.

Изменение величины напряженности магнитного поля может быть разложено на две компоненты: параллельную $d\vec{H}_1$ и перпендикулярную $d\vec{H}_2$ вектору напряженности $\vec{H}$. Тогда $d\vec{H}_1 = d\alpha_1 \vec{H}$ описывает изменение величины напряженности магнитного поля, а $d\vec{H}_2 = d\vec{\alpha} \times \vec{H}$ поворот вектора напряженности на угол $d\vec{\alpha}$. Тогда

$$\frac{d\vec{H}}{dt} = \omega_1 \vec{H} + \vec{\omega} \times \vec{H} \quad (3.4)$$

где $\omega_1 = \frac{d\alpha_1}{dt}$ и $\vec{\omega} = \frac{d\vec{\alpha}}{dt}$. Уравнение движения произвольного магнитного момента в

магнитном поле $\vec{H}$ описывается выражением [61]:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \vec{M} \times \vec{H} \quad (3.5)$$

Перейдем во вращающуюся систему координат с осью вращения, направленной вдоль вектора напряженности магнитного поля $\vec{H}$, и угловой

скоростью $\vec{\omega}$. Широкое использование вращающейся системы координат при рассмотрении эффектов, связанных с магнитным резонансом, было проведено Блохом, Рэмси, Раби и Швингером [66]. Тогда выражение (3.5) примет вид:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \vec{M} \times \left(\vec{H} + \frac{\vec{\omega}}{\gamma} \right) \quad (3.6)$$

Таким образом, во вращающейся системе координат магнитный момент $\vec{M}$ совершает прецессию вокруг направления эффективного магнитного поля, равного $\vec{H} + \frac{\vec{\omega}}{\gamma}$. При этом скорость прецессии равна разности угловой скорости ларморовской прецессии и угловой скорости вращающейся системы координат относительно лабораторной. Тогда с классической точки зрения адиабатическое условие, т.е. условие, при котором сохраняется проекция магнитного момента M на направление внешнего магнитного поля H , принимает следующий вид:

$$\frac{\omega(t)}{\omega_0(t)} \approx 1 \quad (3.7)$$

здесь $\omega_0(t) = \gamma H(t)$ мгновенная ларморовская частота.

Квантовомеханическое описание адиабатического условия, также известное как теорема Эренфеста, было дано А. Мессиа [62]. Для краткости приведем здесь лишь основные выкладки и выражение для адиабатического условия. Достаточным условием адиабатичности заданного перехода является стремление к нулю вероятности перехода системы (3.2) в любое другое квантовое состояние системы. Предполагается, что гамильтониан системы изменяется непрерывным образом от некоторого начального H_0 в момент времени t_0 до конечного H_I в момент времени t_I . Введем следующие обозначения:

$$T = t_I - t_0, \quad (3.8)$$

Вероятность перехода в общем случае описывается выражением (3.2). Допустим, что эти собственные значения гамильтониана системы не вырождены и отличаются друг от друга в течении перехода $t_0 \leq t \leq t_I$.

В общем виде проинтегрировать уравнение (3.2) не удастся, поскольку волновые функции матричного элемента являются функциями времени.

Избавиться от временной зависимости волновых функций можно с помощью подходящего выбора представления. Введем оператор $A(t)$, который переводит непрерывным образом базис собственных функций гамильтониана H_0 в базис собственных функций $H(t)$. Оператор $A(t)$ называют оператором перехода к вращающимся осям, поскольку осуществляет переход к новой системе координат, в которой волновые функции гамильтониана не являются функциями времени. Тогда во вращающейся системе координат оператор возмущения будет иметь иной вид из-за смены представления и уравнение (3.2) переписется в виде:

$$W_{fi} = \frac{1}{\hbar^2 \omega_{fi}^2} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \langle f | \frac{\partial}{\partial t} (A^+(t) V(t) A(t)) | i \rangle e^{i\omega_{fi} t} dt \right|^2 \quad (3.9)$$

До сих пор мы не делали никакого предположения о временной зависимости оператора возмущения и оператора перехода к вращающимся осям, т.е. выражение (3.9) является точным. Суть адиабатического приближения состоит в том, чтобы считать оператор перехода к вращающимся осям квазипостоянным или медленно меняющимся, тогда появляется возможность вынести его из-под знака производной и заменить асимптотикой $A(T)$. Тогда выражение (3.9) примет следующий вид:

$$W_{fi} = \frac{1}{\hbar^2 \omega_{fi}^2} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \langle f | A^+(T) \frac{\partial V(t)}{\partial t} A(T) | i \rangle e^{i\omega_{fi} t} dt \right|^2 \quad (3.10)$$

Согласно [62], выражение в правой части обращается в нуль при условии:

$$\left| \frac{a_{fi}^{\max}}{\omega_{fi}^{\min}} \right|^2 \ll 1, \quad (3.11)$$

где ω_{fi} — частота квантового перехода; a_{fi} — скорость изменения волновых функций, которая определяется

$$a_{fi}(t) = \langle f | \frac{d}{dt} | i \rangle \quad (3.12)$$

Для поиска $a_{fi}(t)$ (матричного элемента $A(T)$) нет необходимости определять явный вид $A(T)$, поскольку скорость изменения волновых функций определяется возмущением $V(t)$. Таким образом,

$$a_{fi} = \frac{\langle f | \frac{dH(t)}{dt} | i \rangle}{\hbar \omega_{fi}(t)} \quad (3.13)$$

Выражение (3.11) является критерием применимости адиабатического условия с квантовой точки зрения. При этом адиабатические условия, полученные в квантовом и классическом случае очень схожи. В числителе левой части (3.7) и (3.13) находятся величины, имеющие одинаковый физический смысл – частота вращения вспомогательной системы координат, связанная со скоростью изменения внешнего магнитного поля $\omega(t)$. Разница в том, что в классическом случае в знаменателе стоит Ларморовская частота, а в квантовом минимальная частота, соответствующая разрешенному квантовому переходу между уровнями.

Получим выражение для адиабатического условия в случае пучка атомов водорода со сверхтонкой структурой атомных уровней, возмущением будет являться внешнее магнитное поле. Будем считать, что индукция внешнего магнитного поля изменяется по линейному закону от B до $B + \Delta B$ за интервал времени L/v , где L – расстояние, на котором происходит изменение индукции магнитного поля, v – скорость атомов водорода в пучке. Тогда согласно (3.13) будем иметь [54]:

$$\omega = \frac{\Delta B}{B} \frac{v}{L} \sin \theta \quad (3.14)$$

где $\sin \theta$ – угол между B и ΔB . Рассмотрим случай сильных магнитных полей, тогда формула Брейта – Раби (1.1) приобретет следующий вид:

$$\omega_0 = \pi \nu_{HFS} \quad (3.15)$$

Тогда адиабатическое условие для областей сильного внешнего магнитного поля принимает вид:

$$\frac{\Delta B}{B} \square \frac{\pi L \nu_{HFS}}{v \sin \theta} \quad (3.16)$$

Областями сильного внешнего магнитного поля, которые пересекает пучок атомов водорода, могут являться области пролета сортирующих магнитов или области вблизи магниторазрядных насосов. Проведем оценку приращения величины индукции магнитного поля ΔB согласно (3.16) для случая пролета

области полей рассеивания сортирующего магнита. Согласно расчетам, проведенным в Главе 2, расстояние между сортирующими магнитами должно быть 65 мм, тогда примем $L = 65$ мм. Скорость атомов в пучке $v = 3330$ м/с, тогда получим:

$$\frac{\Delta B}{B} \approx 8 \cdot 10^4 \quad (3.17)$$

Поскольку максимальное значение индукции магнитного поля сортирующего магнита может достигать 1 Тл, а поля рассеяния 10^{-2} Тл, при этом адиабатическое условие (3.17) легко выполняется.

Рассмотрим случай слабого внешнего магнитного поля, т.е. когда ларморовская частота сопоставима с частотой зеемановских переходов. Аппроксимация формулы Брейта – Раби (1.1) для атома водорода в случае малых внешних полей имеет вид:

$$\omega_0 = \omega_z = \frac{\mu_B B}{\hbar} \quad (3.18)$$

Тогда принимая во внимание (3.14), получим:

$$\frac{\Delta B}{B} \approx \frac{2\pi L}{v \sin \theta} \omega_z \quad (3.19)$$

Для оценки будем считать $\sin \theta = 1$, в качестве L возьмем расстояние между экранами равное 10 мм, значение частоты Зеемана примем равным 500 Гц, что соответствует величине внешнего магнитного поля, равного полю подмагничивания внутри накопительной колбы. Таким образом,

$$\frac{\Delta B}{B} \approx 10^{-2} \quad (3.20)$$

Сравнивая (3.17) и (3.20), можно сделать вывод о том, что в слабых магнитных полях ограничение на изменение величины магнитного поля является гораздо более жестким, что необходимо учитывать при разработке конструкции ВГ. Следует избегать попадания пучка атомов в области встречных магнитных полей и области вблизи магнитных экранов.

3.3 Нарушение адиабатического условия. Переходы Майорана

Особый интерес представляет случай, когда адиабатические условия (3.17) или (3.20) не выполняются, поскольку в этом случае появляется возможность значительно изменить ориентацию магнитного момента относительно внешнего магнитного поля, что с квантовой точки зрения эквивалентно инверсии населенностей между магнитными подуровнями сверхтонкой структуры атома водорода. Исследование методов и условий совершения таких квантовых переходов необходимо для конструирования инвертирующей области системы двойной сортировки атомов.

Рассмотрим поведение магнитного момента при суммарном воздействии постоянного магнитного поля с напряженностью H , направленного по оси z , и переменного магнитного поля с амплитудой H_1 , вращающегося вокруг оси z с угловой скоростью ω .

Классический подход к вычислению вероятности перехода. Переходя к системе координат, вращающейся вокруг оси z относительно неподвижного наблюдателя с угловой скоростью ω , переменное магнитное поле представится постоянным вектором, перпендикулярным оси z . При этом постоянное магнитное поле H заменится эффективным полем $H - \frac{\omega}{\gamma}$ (Рис. 3.2) согласно (3.6).

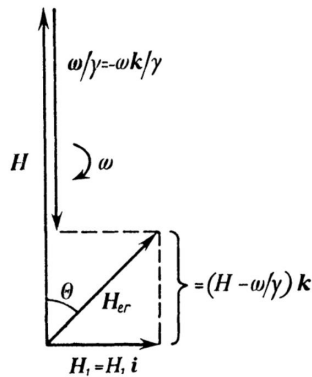


Рис. 3.2. Эффективное магнитное поле H_{er} во вращающейся системе координат согласно [66].

Таким образом, во вращающейся системе координат магнитный момент будет прецессировать относительно H_{er} – векторной суммы $H - \frac{\omega}{\gamma}$ и H_I . Наиболее интересен случай резонанса $\omega = \omega_L$, при этом эффективное магнитное поле совпадает с H_I . Предположим, что в момент времени $t=0$ магнитный момент был направлен вдоль поля H и произошло включение переменного магнитного поля. Тогда движение магнитного момента будет представлять прецессию вокруг вектора H_I , при этом в течение каждого полупериода направление магнитного момента относительно направления магнитного поля H будет меняться на противоположное. Если положить $H_I \ll H$, тогда прецессия магнитного момента вокруг H_I будет происходить с гораздо меньшей угловой скоростью. В лабораторной системе координат движение магнитного момента μ будет представлять быстрое вращение вокруг направления магнитного поля H с одновременным медленным изменением угла между μ и H от 0 до π и обратно. Следовательно, при взаимодействии магнитного момента с такой конфигурацией внешних магнитных полей появляется возможность существенно изменить направление магнитного момента относительно направления внешнего магнитного поля H .

В случае $\omega \neq \omega_L$ магнитный момент во вращающейся системе координат будет совершать прецессию относительно вокруг поля H_{er} , тогда угол θ между H и H_{er} из геометрических соображений будет определяться следующим образом:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{H_I}{H + \frac{\omega}{\gamma}} \quad (3.21)$$

При этом угол α между магнитным моментом и направлением поля H в произвольный момент времени t [61]:

$$\cos \alpha = 1 - 2(\sin \theta)^2 \left(\sin \frac{1}{2} \gamma H_{эфф} t \right)^2 \quad (3.22)$$

$$\text{где } \gamma H_{эфф} = \sqrt{(\omega - \omega_L)^2 + \gamma^2 H_I^2} \quad (3.23)$$

Квантово-механические операторы, как и классические физические величины, удовлетворяют тому же уравнению (3.6). Поскольку уравнение (3.6) является линейным, то возможно установить соответствие для средних значений физических величин и полной вероятности. Если $P_{\frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2}}$ – вероятность того, что спиновый магнитный момент $\frac{1}{2}$, имеющий в начальный момент времени проекцию спина $\frac{1}{2}$, примет значения $\pm \frac{1}{2}$, тогда:

$$P_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}} + P_{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}} = 1, \quad P_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}} - P_{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}} = \cos \alpha \quad (3.24)$$

Следовательно, с учетом (3.22) получим:

$$P_{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}} = \frac{1 - \cos \alpha}{2} = (\sin \theta)^2 \left(\sin \left(\frac{1}{2} \gamma H_{эфф} t \right) \right)^2 \quad (3.25)$$

Квантово-механический подход к вычислению вероятности перехода. С квантово-механической точки зрения вероятность перехода вычисляется согласно (3.9). Возмущение при этом будет иметь вид:

$$V = -\gamma \hbar \mathbf{M} \times \mathbf{H} \quad (3.26)$$

где $\mathbf{M}$ – магнитный момент атома.

В [63] показано, что в квантовой механике оператор поворота на произвольный угол β вокруг направления магнитного момента $\mathbf{M}$ обладает свойством унитарности. Предположим, что в промежуток времени от 0 до t_1 амплитуда переменного магнитного поля была равна нулю, в промежуток времени от t_1 до t_2 равна H_I . Тогда после перехода к вращающейся системе координат и проводят ряд алгебраических преобразований согласно [60] будем иметь:

$$W_{fi} = \langle f | \exp \left(i \frac{1}{2} \gamma H_{эфф} (t_2 - t_1) \boldsymbol{\alpha} \times \mathbf{M} \right) | i \rangle \quad (3.27)$$

Дальнейшие упрощения в общем виде произвести невозможно из-за не коммутативности множителей в экспоненте, однако в частном случае спина $\frac{1}{2}$ возможно использовать разложение в ряд экспоненты, что значительно упрощает выражение. Проводя разложение и необходимые алгебраические преобразования, вероятность перехода совпадает с полученной ранее по (3.25) [64].

Выражение для вероятности перехода в случае спина больше $\frac{1}{2}$ впервые было получено Э. Майораной [65]. Было показано, что вероятности перехода W_{fi} в общем случае спина I связаны с вероятностью перехода, вычисленной для спина $\frac{1}{2}$, при условии, что гиромагнитное отношение осталось неизменным и уровни являются эквидистантными. Ф. Блох и И. Раби представили более простой вывод формулы Майораны [66], получив выражение для вероятности перехода для спина $\frac{1}{2}$ и обобщив его для случая произвольного спина. Процедура дальнейшего упрощения вывода формулы Майораны была проведена Д. Швингером [67] и Н. Ремси [68]. Выражение для вероятности перехода согласно [68] имеет следующий вид:

$$W_{fi} = (I-f)!(I+f)!(I-i)!(I+i)! \left(\sin \frac{1}{2}\alpha\right)^{4I} \sum_r \frac{(-1)^r \left(\cot \frac{1}{2}\alpha\right)^{f+i+2r}}{(I-f-r)!(I-i-r)!(f+i+r)!r!} \quad (3.28)$$

$$\text{где } P_{\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}} = P = \left(\sin \frac{1}{2}\alpha\right)^2 \quad (3.29)$$

– вероятность перехода для спина $\frac{1}{2}$ с тем же гиромагнитным отношением. При использовании (3.28) для вычисления средней вероятности перехода по распределению скоростей атомов необходимо сначала вычислить W_{fi} для определенной скорости, а затем произвести усреднение.

Для переходов между магнитными подуровнями с $F=1$ сверхтонкой структуры атома водорода выражение для вероятности перехода (3.28) имеют вид, представленный в Таблице 9 [54].

Таблица 9. Вероятность перехода (3.28) между магнитными подуровнями с $F=1$, выраженная через (3.29).

f	–1	0	1
i			
–1	$(1-P)^2$	$2P(1-P)$	P^2
0	$2P(1-P)$	$(1-2P)^2$	$2P(1-P)$
1	P^2	$2P(1-P)$	$(1-P)^2$

Зная вероятности переходов между магнитными подуровнями сверхтонкой структуры, можно вычислить изменение населенностей уровней после прохождения атомами области взаимодействия.

$$\rho'_{i,i} = \sum_f W_{fi} \rho_{f,f} \quad (3.30)$$

где $\rho_{f,f}$ – населенность f -го уровня до взаимодействия, $\rho'_{i,i}$ – населенность i -го уровня после взаимодействия. Согласно Таблице 9 и (3.30), при $P=1$ происходит инверсия населенностей магнитных подуровней с $F=1$. На Рис. 3.3 представлена зависимость населенностей магнитных подуровней после взаимодействия в зависимости от P , полагая до взаимодействия $\rho_{1,1} = \rho_{0,0} = 0,5$ и $\rho_{-1,-1} = 0$.

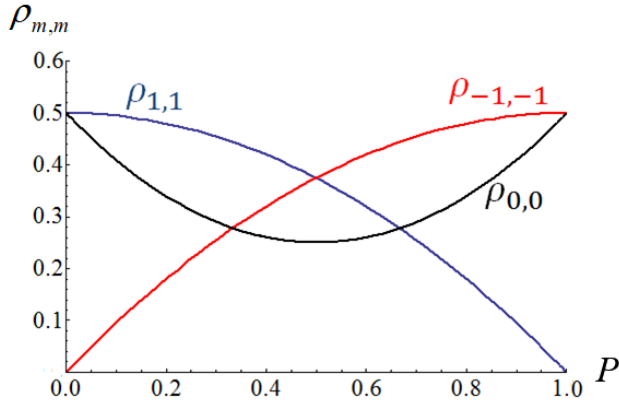


Рис. 3.3. Изменение населенностей магнитных подуровней с $F=1$ в зависимости от параметра P

Таким образом, для инверсии населенностей магнитных подуровней с $F=1$ необходима конфигурация магнитных полей, для которых $P=1$. На данный момент известно два основных метода, позволяющих достичь $P=1$, это метод адиабатического быстрого прохождения и метод быстрого изменения направления магнитного поля. Поскольку результаты расчета вероятности перехода для спина $\frac{1}{2}$ (величина P) классическим способом и квантовым совпадают, то для простоты описание указанных методов будем проводить с помощью классических

зависимостей. При этом для расчета вероятностей перехода между подуровнями сверхтонкой структуры атома водорода с $F=1$ воспользуемся данными Таблицы 9.

3.4 Метод адиабатического быстрого прохождения

В этом методе получение $P=1$ основано на взаимодействии атома водорода с суперпозицией магнитных полей. Суперпозиция образована перпендикулярным оси пучка переменным магнитным полем и изменяющимся вдоль оси пучка продольным магнитным полем [19, 20, 21, 44]. Для создания изменяющегося вдоль оси пучка продольного магнитного поля в области между сортирующими магнитами устанавливали постоянный магнит или соленоид переменного радиуса, создающие медленно меняющееся вдоль оси пучка поле H . В центре соленоида в области около 10-20 мм располагались катушки, создающие поперечное оси пучка переменное магнитное поле, резонансное частоте Зеемановских переходов. Для уменьшения влияния полей рассеяния сортирующих магнитов соленоид помещали в магнитный экран с отверстиями для пропускания пучка. Схема расположения катушек и соленоида в адиабатического прохождения представлена на Рис. 3.4.

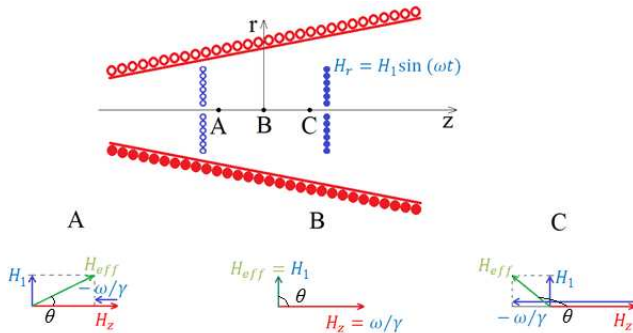


Рис. 3.4. Схема расположения катушек и соленоида, поворот вектора эффективного магнитного поля в методе адиабатического быстрого прохождения:

А – при влете в область взаимодействия ($H_{eff} \perp H_1$),

В – в центре области взаимодействия ($H_{\text{eff}} = H_1$), С – при вылете из области взаимодействия ($H_{\text{eff}} \square H_1$)

Рассмотрим поведение магнитного момента атома при пролете конфигурации магнитных полей в методе адиабатического быстрого прохождения. Как было описано выше, при взаимодействии с взаимно перпендикулярным постоянным полем $\mathbf{H}$ и переменным полем амплитудой $\mathbf{H}_1$ магнитный момент будет совершать прецессию вокруг эффективного магнитного поля, величина которого равна $H_{\text{eff}} = H - \frac{\omega}{\gamma}$, а угол между направлением эффективного поля и поля $\mathbf{H}$ определяется (69). Пусть в начальный момент времени при влете атома в область взаимодействия $H_{\text{eff}} \square H_1$ (случай А на Рис. 3.4) и угол θ близок к нулю, т.е. магнитный момент совершает прецессию вокруг поля $\mathbf{H}$. Затем если величина поля $\mathbf{H}$ медленно уменьшается, угол θ медленно увеличивается и становится равным $\pi/2$ в резонансе, при этом магнитный момент совершает прецессию вокруг эффективного поля $H_{\text{eff}} = H_1$ (случай В на Рис. 3.4). При дальнейшем уменьшении величины поля $\mathbf{H}$ угол θ становится равным π при вылете атома из области взаимодействия $H_{\text{eff}} \square H_1$ (случай С на Рис. 3.4).

При конструировании инвертирующей области по методу адиабатического необходимо выполнение следующих условий [69].

1. В рассмотренном выше выводе предполагалось, что поле $\mathbf{H}$ постоянно по величине. Однако полученные выражения справедливы и для случая медленно меняющегося магнитного поля. Для этого достаточно потребовать выполнения условия адиабатичности (67) при взаимодействии атома водорода с медленно меняющимся полем $\mathbf{H}$. Обозначая $H_0 = \frac{\omega}{\gamma}$ и проводя необходимые алгебраические операции, получим:

$$\frac{d\theta}{dt} \square |\gamma H_1| \quad (3.31)$$

Выражая θ через амплитудные значения магнитных полей, получим:

$$\frac{1}{H_1} \left| \frac{dH}{dt} \right| \ll \gamma H_1 \quad (3.32)$$

Неравенство (3.32) показывает, насколько медленно меняющимся должно быть поле H : всякое изменение поля H на временах $\frac{1}{\gamma H_1}$ должно быть мало по сравнению с H_1 . С практической точки зрения очень важно создать именно медленно меняющееся продольное магнитное поле, поскольку это гарантирует только однократное выполнение резонансного условия. В противном случае, возможно совершение нескольких переходов между подуровнями сверхтонкой структуры атома водорода.

Следует также иметь в виду что атомы при пролете поля соленоида испытывают воздействие переменного магнитного поля, поэтому характер изменения продольного магнитного поля должен быть линейным, поскольку любое отклонение от линейности означает появление более низкочастотных составляющих в спектре магнитного поля. Появление низкочастотных составляющих является крайне нежелательным, потому что присутствие при этом даже слабого магнитного поля, поперечного оси пучка и резонансного низкочастотное компоненте, может являться причиной возникновения переходов между магнитными подуровнями.

2. Поворот вектора эффективного поля на угол θ , близкий к π , согласно (3.21) возможен только при

$$H \ll H_1 \quad (3.33)$$

3. Одним из условий справедливости формулы Маойраны является эквидистантность квантовых уровней. Для сверхтонкой структуры атома водорода согласно (1.1) это условие не выполняется для постоянного магнитного поля, однако в области взаимодействия уровни сверхтонкой структуры уширяются за счет взаимодействия с переменным магнитным полем на величину порядка γH_1 . Таким образом, для выполнения условия эквидистантности необходимо потребовать, чтобы уширение магнитных подуровней было много больше квадратичного сдвига частоты подуровня с $F=1$ $m_F=0$:

$$\gamma H_1 \ll 2\pi K_0 H^2 \quad (3.34)$$

где $K_0 = 2,773 \cdot 10^{11}$ Гц/Тл² [31].

4. Следует упомянуть также, что эквивалентная частота, воздействующая на атом в результате прохождения медленно меняющегося магнитного поля, должна быть много меньше частоты ларморовской прецессии согласно (3.7), т.е.

$$\frac{dH}{dt} \ll \gamma H_0^2 \quad (3.35)$$

Однако принимая во внимание условия 1 и 2, условие (3.35) выполняется автоматически.

Таким образом, для корректной работы метода адиабатического быстрого прохождения при разработке конструкции инвертирующей области необходимо выполнить условия 1-3. С учетом этих условий была определена область возможных значений напряженности продольного и поперечного магнитных полей (Рис. 3.5).

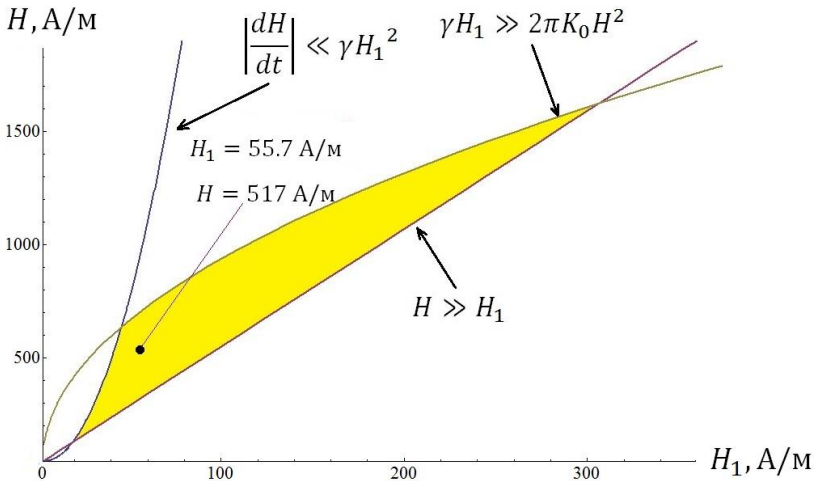


Рис. 3.5. Схематическое изображение ограничений на напряженности магнитного поля H и H_1 в методе адиабатического быстрого прохождения

Для нахождения оптимальных значений напряженности магнитных полей равномерно ужесточались неравенства (3.32-3.34), для скорости атомов $v = 3,5 \times 10^3$ м/с и области взаимодействия длиной 10 мм были получены следующие значения $H \approx 5,1 \times 10^2$ А/м и $H_1 \approx 5 \times 10^1$ А/м. При этом частота переменного поперечного магнитного поля $\omega \approx 7 \times 10^6$ Гц, изменение напряженности продольного магнитного поля $\Delta H \approx 0,15 \times H = 0,765$ А/м.

Для создания продольного медленно меняющегося магнитного поля с напряженностью в центре около 5 А/м, обладающего высокой степенью линейности и градиентом $\frac{\Delta H}{H} = 0,15$ использовали секционный соленоид с коническим по длине радиусом и переменным числом витков в обмотке, помещенный в магнитный экран. Для уменьшения неоднородности продольного магнитного поля в направлении, перпендикулярном оси пучка, минимальное значение радиуса секционного соленоида должно быть много больше радиуса атомного пучка и составило 8 мм, при радиусе пучка в инвертирующей области около 1,0 мм. Для нахождения напряженности магнитного поля, создаваемого соленоидом с переменным по длине радиусом и переменной плотностью обмотки, проводилось интегрирование магнитного поля витка с током. Общий вид компонент напряженности магнитного поля, создаваемого круговым витком с током, имеет вид [70]:

$$H_r = \frac{I \cdot z}{2\pi r \sqrt{(R+r)^2 + z^2}} \left[-K(k(r, z)) + \frac{R^2 + r^2 + z^2}{(R-r)^2 + z^2} E(k(r, z)) \right] \quad (3.36)$$

$$H_z = \frac{I}{2\pi \sqrt{(R+r)^2 + z^2}} \left[-K(k(r, z)) + \frac{R^2 - r^2 - z^2}{(R-r)^2 + z^2} E(k(r, z)) \right] \quad (3.37)$$

где z, r – координаты в цилиндрической системе координат, I, R – ток и радиус витка, $k(r, z) = \sqrt{\frac{4Rr}{(R+r)^2 + z^2}}$, $E(k(r, z))$ и $K(k(r, z))$ – полные эллиптические интегралы первого и второго рода. Тогда выражение для z – компоненты напряженности магнитного поля с переменным по длине радиусом и переменной плотностью обмотки примет вид:

$$H_z = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \frac{I(z)}{2\pi\sqrt{(R(z)+r)^2+z^2}} \left[-K(k(r,z)) + \frac{R(z)^2-r^2-z^2}{(R(z)-r)^2+z^2} E(k(r,z)) \right] dz \quad (3.38)$$

где L – длина соленоида. Для нахождения напряженности магнитного поля соленоида, помещенного в магнитный экран, использовался метод зеркальных отображений [71]. С учетом ограничений, накладываемых на величину и изменение напряженности магнитного поля соленоида, в результате решения интегрального уравнения были вычислены параметры соленоида: минимальный радиус 8 мм, максимальный радиус 11 мм, длина соленоида 40 мм, количество витков в зависимости от длины $N(z) = N_0 \times e^{(2z/L+1)}$, N_0 – начальное количество витков. Для создания поперечного оси пучка переменного магнитного поля использовались катушки гельмгольца, расположенные в центре соленоида в электростатическом экране длиной 10 мм.

3.5 Метод быстрого изменения направления магнитного поля

Как было показано выше, для выполнения адиабатического условия (3.19) необходимо избегать слабых встречных магнитных полей. В основе настоящего метода лежит создание области быстрого изменения направления слабого магнитного поля на противоположное с помощью антигельмгольцевских катушек, что в результате приводит к нарушению условия (3.7) и (3.19) и достижению $P=1$. Оси катушек совпадают с осью пучка атомов водорода, а магнитные поля, создаваемые катушками, направлены навстречу друг другу. В результате в области между катушками создается плоскость с нулевым значением продольной составляющей магнитного поля. Магнитный момент атома, со направленный вектору внешнего магнитного поля в начале взаимодействия, должен сохранить свою ориентацию в пространстве и стать противоположно направленным в конце взаимодействия. Иначе говоря, атомы в состоянии с $F=1$ $m_F=-1$ должны перейти в состояние с $F=1$ $m_F=1$.

Для вычисления P рассмотрим поведение магнитного момента при пролете области между антигельмгольцевскими катушками. Эволюция магнитного

момента во вращающейся системе координат описывается (3.6), но при движении атомного пучка через катушки атомы испытывают переменное магнитное поле с зависящей от времени частотой. Поэтому (3.6) следует переписать в виде:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \gamma \vec{M} \times \left(\vec{H} + \frac{\vec{\omega}(t)}{\gamma} \right) \quad (3.39)$$

Обозначим с помощью H_z продольную и H_r поперечную компоненты вектора напряженности магнитного поля антигильмгольцевских катушек на ось пучка атомов водорода. Тогда эквивалентная частота магнитного поля, воздействующего на атом в момент времени t , примет вид [54]:

$$\vec{\omega}(t) = \frac{\vec{j}}{H^2} \left(H_z(t) \frac{\partial H_r(t)}{\partial t} - H_r(t) \frac{\partial H_z(t)}{\partial t} \right) \nu \quad (3.40)$$

где $\vec{j}$ – единичный вектор, перпендикулярный оси пучка; H – модуль напряженности магнитного поля катушек. Для корректной работы метода необходимо выполнение следующих условий.

1. Для переориентации магнитного момента, а значит и совершения квантового перехода между магнитными подуровнями, угол поворота магнитного момента за время взаимодействия должен составлять π .

$$\int_0^T \omega(t) dt = \varphi = \pi \quad (3.41)$$

где T – время взаимодействия с магнитным полем катушек.

2. Необходимым условием совершения перехода между магнитными подуровнями является нарушение адиабатического условия (3.7), которое с учетом (3.39) примет вид:

$$\omega(t) \ll K_I H(t) \quad (3.42)$$

где $K_I = 1,399 \cdot 10^{10}$ Гц/Тл [54]. Считая траектории атомов параксиальными в инвертирующей области, пренебрежем компонентой скорости, перпендикулярной оси атомного пучка. Тогда $t = \frac{z}{v}$, а время взаимодействия $T = \frac{L}{v}$, где L – длина области взаимодействия. Далее в уравнениях (3.40 – 3.42) выполним указанную

замену переменных, начало координат поместить на оси симметрии системы в точке, равноудаленной от витков катушек.

Для расчета $\omega(z)$ воспользуемся выражениями (3.36) и (3.37) для расчета компонент напряженности магнитного поля кругового витка с током. Заметим, что величина $\omega(z)$ и угол поворота магнитного момента (3.41) не зависят от тока в катушках, а определяется радиусом витков R , расстоянием между витками $2 \cdot S$, расстоянием от точки наблюдения до оси пучка r . Тогда для выполнения условий квантового перехода необходимо рассчитать геометрические параметры катушек, обеспечивающих выполнение условия (3.41), а затем подобрать ток для удовлетворения условия (3.42). Приведем пример расчета компонент $H_r(z)$ и $H_z(z)$ магнитного поля антигильмгольцевских катушек (Рис. 3.6), $\omega(z)$ и $K_1 H(z)$ (Рис. 3.7) для случая $R=10$ мм, $S=5$ мм, $r=1$ мм.

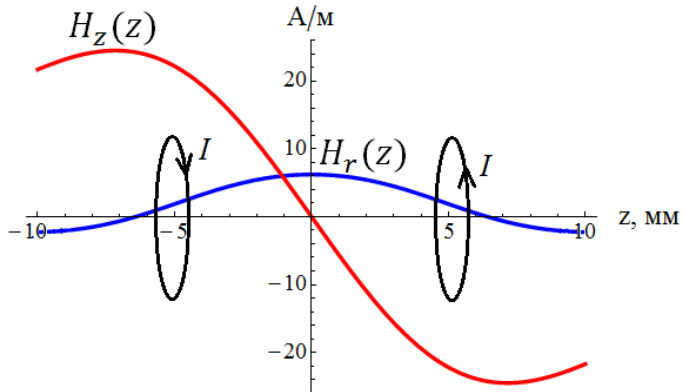


Рис. 3.6. Зависимость компонент магнитного поля антигильмгольцевских катушек от продольной координаты для случая $R=10$ мм, $S=5$ мм, $r=1$ мм.

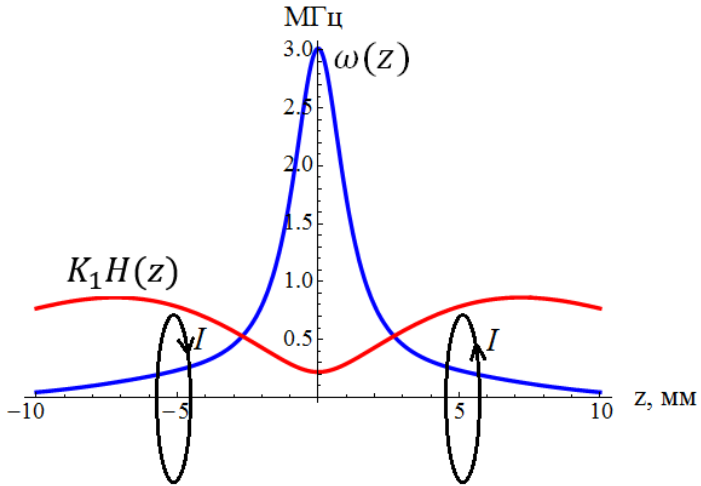


Рис. 3.7. Зависимость величин $\omega(z)$ и $K_1 H(z)$

антигельмгольцевских катушек от продольной координаты

для случая $R=10$ мм, $S=5$ мм, $r=1$ мм.

Вычисление угла поворота (правая часть выражения (3.41)) в общем виде является сложной математической задачей, имеющей около пяти независимых параметров. Однако выражение существенно упрощается в предположении что $r \ll R$. В этом случае полные эллиптические интегралы первого и второго рода можно разложить в ряд и ограничиться только двумя членами разложения. Введённое ограничение на радиус витков антигельмгольцевских катушек $r \ll R$ является не существенным, поскольку расстояние оси до точки наблюдения ограничивается радиусом атомного пучка и составляет около 1 мм. Поэтому радиус витков катушек выберем равным 10 мм. Тогда для удовлетворения условия 1 вычислим значение угла поворота в зависимости от расстояния между витками катушек $2 \cdot S$ для различных расстояний от оси до точки наблюдения r (Рис. 3.8).

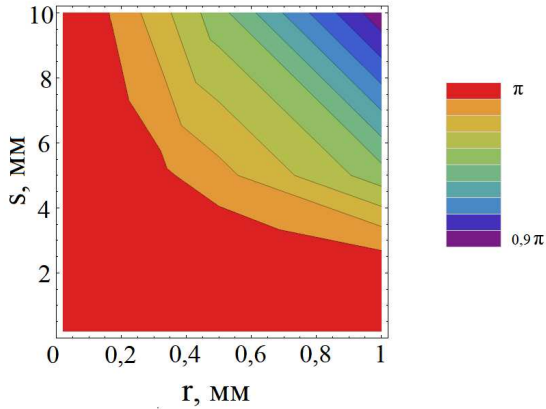


Рис. 3.8. Зависимость угла поворота магнитного момента от расстояния между витками катушек S и расстояния от точки наблюдения r .

Расстояние между витками катушек следует выбирать таким образом, чтобы угол поворота магнитного момента составлял π независимо от расстояния от оси до точки наблюдения, что обеспечит переориентацию магнитного момента атомов в пучке независимо от траектории. При сближении витков модуль напряженности магнитного поля катушек уменьшается и образуется широкая область слабого магнитного поля вдоль оси пучка, что является нежелательным из-за возможного влияния внешних паразитных магнитных полей. Поэтому следует выбирать наибольшее значение параметра s , при котором выполняется условие 1: $S=3$ мм.

Вычислим величину плотности тока в витках антигильмгольцевских катушек, при которой выполняется условие 2. Для этого определим область пространства, в которой это условие труднее всего выполнить. Из (3.40) следует, что при $r = 0$ $\omega(z) \equiv 0$, при возрастании r вплоть до радиуса пучка $\omega(z)$ растёт, максимальное значение достигается в области между витками катушек. Максимальная величина $K_1 H(z)$ достигается на оси симметрии и зависит от геометрических параметров витков катушек и их взаимного расположения. Для радиуса витков $R=10$ мм и $S=3$ мм максимальное значение $K_1 H(z)$ в точках с координатой $z = \pm 1.12 \cdot S$. Тогда для гарантированного выполнения условия 2

проведем вычисление отношения (3.42) на расстоянии 0,1 мм от оси симметрии в точке с координатой $z=1.12 \cdot S$. В силу линейной зависимости между величиной напряженности магнитного поля витка и плотности тока, вычисление отношения (3.42) будем проводить в зависимости от максимального значения напряженности, создаваемой витками катушек (Рис. 3.9).

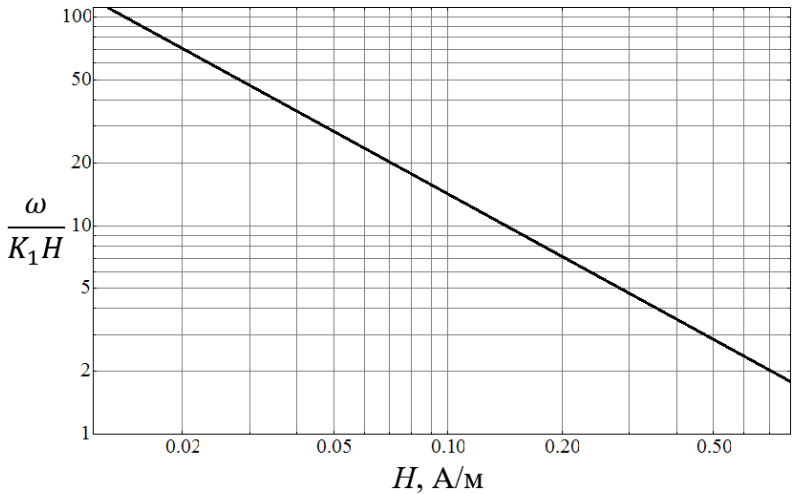


Рис. 3.9. Зависимость $\frac{\omega}{K_1 H}$ от максимального значения

напряженности магнитного поля, создаваемого витками катушек

Исходя из результатов расчета, представленных на Рис. 3.9, для нарушения адиабатического условия не менее чем в 10 раз максимальное значение напряженности магнитного поля витков должно быть меньше 0,15 А/м, что является довольно жестким условием, поэтому инвертирующая область требует тщательной экранировки.

3.6 Выводы к Главе 3

В настоящей главе кратко изложено понятие адиабатических и неадиабатических переходов. Сформулировано адиабатическое условие,

позволяющее избегать нежелательных квантовых переходов при разработке конструкции системы двойной сортировки атомов. В результате теоретических исследований были рассмотрены два метода, позволяющих обеспечить совершение квантового перехода между подуровнями сверхтонкой структуры с $F=1$. В каждом случае приведены основные физические принципы, сформулированы условия для корректной работы метода, проведено моделирование и необходимые конструктивные расчеты.

Глава 4. Методы оценки эффективности СДС

В настоящей главе описаны методы оценки эффективности формирования пучка атомов в одном квантовом состоянии. В результате обработки экспериментальных данных ВГ с двойной сортировкой атомов возможно исследовать атомный состав в накопительной колбе, т.е. вычислить параметр сортировки α . Оценка эффективности полезна не только для экспериментальной верификации работы СДС в целом, но и при проведении экспериментальных исследований разработанной конструкции СДС, поскольку по атомному составу в накопительной колбе можно оценить эффективность работы составных частей СДС.

В первом методе изменение величины параметра α определяется по изменению параметра качества q , который в свою очередь рассчитывается по экспериментальным данным зависимости мощности генерации от добротности спектральной линии при включении и выключении системы двойной сортировки. Вторым методом, позволяющим вычислить параметр α , является вычисление населенностей магнитных подуровней атомов с $F=1$, основанное на эффекте Ауслера-Таунса [72]. Третий метод по величине сдвига выходной частоты из-за неоднородности магнитного поля дает возможность экспериментально вычислить разность населенностей между магнитными подуровнями $F=1$ $m_F=\pm 1$, по величине которой можно судить об эффективности отсеивания нерабочих атомов.

4.1 Метод определения параметра качества

С учетом спин-обменных столкновений мощность генерации ВГ является квадратичной функцией интенсивности пучка (1.22). Подставляя в (1.22) выражение для $P_{\text{пор}}$ и с учетом

$$Q_s = \frac{Q_0}{1 + q \frac{N_a}{N_{\text{пор}}}} \quad (4.1)$$

где Q_0 – добротность спектральной линии, обусловленная вылетом атомов из накопительной колбы, получим [46]:

$$P\left(\frac{1}{Q_a}\right) = A \frac{1}{qQ_a^2} \left(-\left(\frac{Q_a}{Q_0}\right)^2 + (1+q)\frac{Q_a}{Q_0} - 2q \right) \quad (4.2)$$

где введем обозначение $A = \frac{\omega^3 \hbar^2 V_p T_k}{32 \pi \mu^2 Q_p \eta T}$. Уравнение (4.2) содержит три неизвестных: A , Q_0 , q . Для нахождения A , Q_0 заметим, что невозмущенная добротность спектральной линии не зависит от спин-обменного уширения. Действительно, подставляя в выражение (4.2) Q_0 вместо Q_a получим $P\left(\frac{1}{Q_0}\right) = -\frac{A}{Q_0^2}$. Тогда по экспериментальным зависимостям мощности генерации от обратной добротности спектральной линии с включенной и выключенной СДС методом экстраполяции можно определить точку пересечения, по координатам которой возможно вычислить значения A и Q_0 . Пример экспериментальных зависимостей с соответствующими пояснениями представлен на Рис. 4.1.

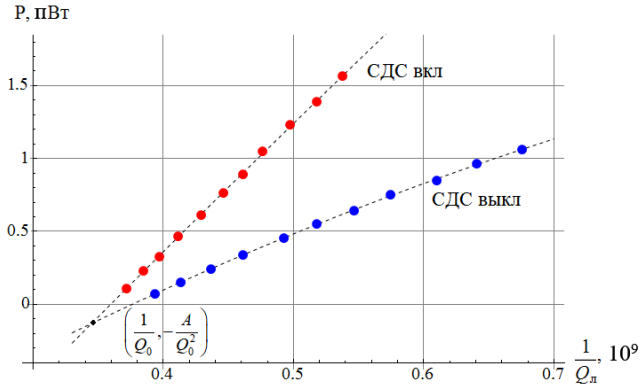


Рис. 4.1. Зависимость мощности генерации от обратной добротности для случаев включенной СДС (красные точки) и выключенной СДС (синие точки).

Штриховой линией показаны результаты экстраполяции.

Зная A и Q_0 , с помощью метода наименьших квадратов по экспериментальным зависимостям мощности генерации от обратной добротности спектральной линии вычислены значения параметра качества q . Таким образом, по

экспериментальным данным $P(\frac{1}{Q_a})$ можно вычислить параметр качества с включенной и выключенной системой двойной сортировки атомов.

Преимущества метода. Метод позволяет экспериментально вычислить параметр качества ВГ, по изменению которого возможно вычислить изменение параметра α с включенной и выключенной СДС.

Недостатки метода.

При неидеальной работе СДС по изменению параметра сортировки α невозможно вычислить количество атомов в различных квантовых состояниях, попадающих в накопительную колбу. Таким образом, в результате экспериментальных исследований не удастся определить какая именно часть СДС работает некорректно.

4.2 Метод, основанный на эффекте Аутлера – Таунса

В этом методе атомы водорода в накопительной колбе подвергаются воздействию переменных взаимно перпендикулярных НЧ и ВЧ магнитных полей, резонансных квантовым переходам соответственно $\Delta m = \pm 1$ и $\Delta F = 1$. В результате спектральная линия расщепляется в триплет [73], интенсивность компонент которого пропорциональна разности населенностей между подуровнями с $F=1$ и $F=0$. Вычислим зависимость интенсивности спектральных компонент от населенности магнитных подуровней, а также определим условия их наблюдения.

В резонаторе ВГ поддерживается постоянное поле подмагничивания H_z , обеспечивающее расщепление магнитных подуровней атомов с $F=1$ на величину, соответствующую частоте Зеемана ω_z . Величина поля подмагничивания составляет около 0,5 мЭ, поэтому согласно формуле Брейта–Раби (1.1) магнитные подуровни можно считать эквидистантными с учетом их ширины, что позволяет составить гамильтониан системы в виде $\hat{H}_s = \gamma \hbar \hat{S}_z$ [60]. Тогда собственные функции гамильтониана $\hat{H}_s$ обозначим $|1,1\rangle$, $|1,0\rangle$ и $|1,-1\rangle$, а соответствующие им собственные значения $\hbar\omega_z$, 0 и $-\hbar\omega_z$, где $\omega_z = \frac{1}{2}\gamma_e H_z$, γ_e – гиромагнитное отношение для

электрона (Рис. 4.2 а). Учет НЧ поля в резонаторе $H_{\perp} = H_x \sin(\omega_x t)$ произведем с помощью операторов рождения и уничтожения: $\hat{H}_{Hq} = \hbar \omega_x \hat{a}^+ \hat{a}$, где ω_x – частота НЧ магнитного поля [74]. Гамильтониан $\hat{H}_{Hq}$ совпадает с гамильтонианом квантового гармонического осциллятора, поэтому выражения для собственных функций и собственных значений имеет вид $|n\rangle$ и $n\hbar\omega_x$. Невозмущенный гамильтониан системы $\hat{H}_0 = \hat{H}_S + \hat{H}_{Hq}$ будет иметь собственные функции $|a\rangle = |1, 1; n-1\rangle$, $|b\rangle = |1, 0; n\rangle$, $|c\rangle = |1, -1; n+1\rangle$ и соответствующие им собственные значения $E_a = \hbar\omega_z + (n-1)\hbar\omega_x$, $E_b = n\hbar\omega_x$, $E_c = -\hbar\omega_z + (n+1)\hbar\omega_x$ [75] (Рис. 4.2 б).

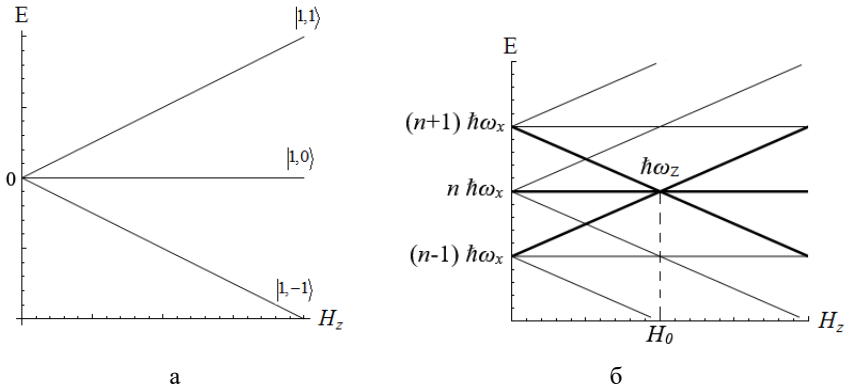


Рис. 4.2. Подуровни сверхтонкой структуры с $F=1$ атома водорода: а – в постоянном магнитном поле H_z , б – в скрещенных постоянном H_z и переменном $H_{\perp}$ магнитных полях без учета взаимодействия

Полный гамильтониан системы с учетом взаимодействия согласно [74] примет вид:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{int}}, \quad (4.3)$$

$$\hat{H}_{\text{int}} = \frac{\gamma_e}{2} \frac{H_x}{\sqrt{n}} \hat{S}_x (\hat{a} + \hat{a}^+) \quad (4.4)$$

Для нахождения собственных функций и уровней энергии полного гамильтониана необходимо использовать теорию возмущений для вырожденных состояний [60], в результате в первом порядке теории возмущений получим [74] (Рис. 4.3):

$$E_0 = E_b \quad (4.5)$$

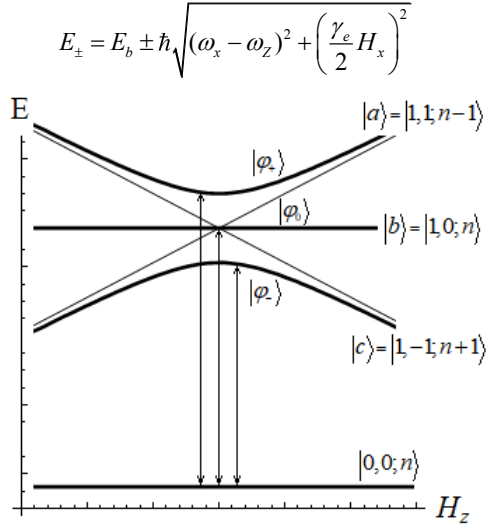


Рис. 4.3. Энергия сверхтонкой структуры атома водорода в скрещенных постоянном H_z и переменном $H_\perp$ магнитных полях с учетом взаимодействия

Волновые функции системы с учетом взаимодействия представляют собой суперпозицию невозмущенных волновых функций [75]:

$$\begin{pmatrix} \varphi_+ \\ \varphi_0 \\ \varphi_- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{1-u}{2} & \sqrt{\frac{1-u^2}{2}} & \frac{1+u}{2} \\ \sqrt{\frac{1-u^2}{2}} & u & -\sqrt{\frac{1-u^2}{2}} \\ \frac{1+u}{2} & -\sqrt{\frac{1-u^2}{2}} & \frac{1-u}{2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a \\ b \\ c \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

где введен безразмерный параметр

$$u = \frac{\omega_x - \omega_z}{\sqrt{(\omega_x - \omega_z)^2 + \left(\frac{\gamma_e}{2} H_x\right)^2}} \quad (4.7)$$

Таким образом, волновые функции $|\varphi_+\rangle$, $|\varphi_0\rangle$, $|\varphi_-\rangle$ определяются двумя факторами: волновыми функциями невозмущенных уровней $|a\rangle$, $|b\rangle$, $|c\rangle$ согласно (4.6), а также временем τ , в течении которого приложено возмущение. Если действие возмущения происходит адиабатически ($\omega_z \ll \frac{1}{\tau}$), то, как показано в Главе 3, конечные состояния системы остаются неизменными, т.е. волновые функции уровней $|\varphi_+\rangle$, $|\varphi_0\rangle$, $|\varphi_-\rangle$ будут совпадать с волновыми функциями уровней $|a\rangle$, $|b\rangle$, $|c\rangle$. В случае неадиабатического возмущения ($\omega_z \gg \frac{1}{\tau}$), волновые функции конечных состояний системы будут определяться линейной комбинацией волновых функций начальных состояний. В случае ВГ атомы попадают в область взаимодействия (накопительную колбу) с $\frac{1}{\tau} \approx 1,5 \cdot 10^4$ Гц, поэтому при частоте Зеемана $\omega_z \approx 500$ Гц условие неадиабатичности легко выполняется. Населенности возмущенных и невозмущенных состояний в этом случае определяются квадратом соответствующего коэффициента в (4.6). Таким образом, получим [75]:

$$\begin{bmatrix} P_+ \\ P_0 \\ P_- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \left(\frac{1-u}{2}\right)^2 & \frac{1-u^2}{2} & \left(\frac{1+u}{2}\right)^2 \\ \frac{1-u^2}{2} & u^2 & \frac{1-u^2}{2} \\ \left(\frac{1+u}{2}\right)^2 & \frac{1-u}{2} & \left(\frac{1-u}{2}\right)^2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} P_{1,1} \\ P_{1,0} \\ P_{1,-1} \end{bmatrix} \quad (4.8)$$

Населенности магнитных подуровней невозможно измерить напрямую, однако за счет когерентного возбуждения Зеемановских переходов возможно наблюдать влияние подуровней $|1,1\rangle$ и $|1,-1\rangle$ на населенность подуровня $|1,0\rangle$ при возбуждении перехода с $\Delta F=1$. Наиболее эффективным способом является срыв генерации и использование атомного ансамбля ВГ в качестве усилителя, поскольку это

позволит увеличить сигнал шум и избавиться от паразитных эффектов, связанных с отсутствием фазовой корреляции между накачкой и атомным ансамблем, а также позволит избежать влияния спин-обменного взаимодействия. При этом ВЧ сигнал накачки должен быть достаточно мал чтобы пренебречь уширением линии из-за насыщения.

Для срыва генерации необходимо установить интенсивность пучка ниже порогового значения. ВЧ сигнал накачки индуцирует переход с $\Delta F=1$ и, за счет когерентного возбуждения подуровней $|1,1\rangle$ и $|1,-1\rangle$, спектральная линия расщепляется в триплет, разность частот между компонентами которой определяются [75]

$$\frac{E_+ - E_0}{\hbar} = \frac{E_0 - E_-}{\hbar} = \sqrt{(\omega_x - \omega_z)^2 + \left(\frac{\gamma_e}{2} H_x\right)^2} \quad (4.9)$$

Расщепление спектральных линий согласно (4.9) называют эффектом двойного резонанса или эффектом Ауслера-Таунса. Относительные интенсивности компонент триплета связаны с населенностью магнитных подуровней коэффициентом, равным квадрату амплитуды вероятности наблюдения соответствующего состояния. Тогда для I_+ , I_0 , I_- получим:

$$\begin{cases} I_+ = \frac{1-u^2}{2} P_+ \\ I_0 = u^2 P_0 \\ I_- = \frac{1-u^2}{2} P_- \end{cases} \quad (4.10)$$

Вычислим зависимость относительной интенсивности компонент триплета для следующих населенностей невозмущенных магнитных подуровней: случай классической магнитной сортировки ($p_{1,1}=0,5$, $p_{1,0}=0,5$, $p_{1,-1}=0$) Рис. 4.4а; случай классической магнитной сортировки при использовании катушки инверсии, выравнивающей населенности состояний с $m=\pm 1$ ($p_{1,1}=0,25$, $p_{1,0}=0,5$, $p_{1,-1}=0,25$) Рис.4.4б; случай идеальной двойной сортировки атомов ($p_{1,1}=0$, $p_{1,0}=0,5$, $p_{1,-1}=0$) Рис.4.5.

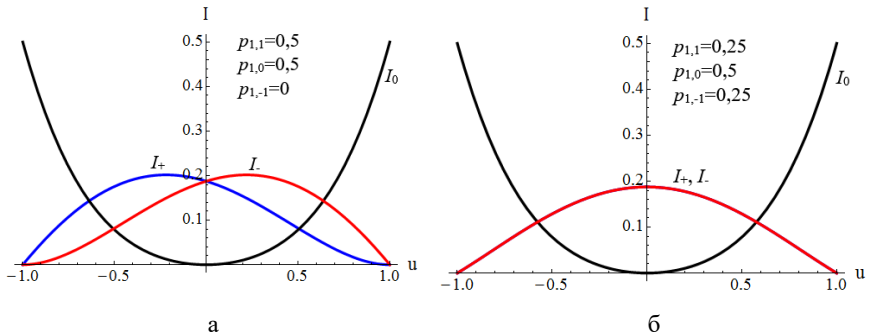


Рис. 4.4. Изменение интенсивности спектральных компонент триплета с $F=1$ для следующих начальных условий:

а – случай классической сортировки,

б – случай классической сортировки при использовании катушки инверсии

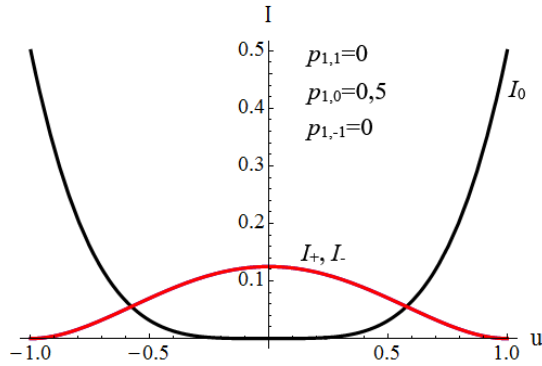


Рис. 4.5. Изменение интенсивности спектральных компонент триплета с $F=1$ для случая идеальной двойной сортировки атомов

Для экспериментального определения населенностей магнитных подуровней необходимо измерить относительные интенсивности спектральных линий в зависимости от параметра u , т.е. от частоты НЧ магнитного поля. Частоту Зеемана возможно измерить экспериментально классическим методом двойного резонанса, при котором искомую частоту определяют по минимуму мощности генерации ВГ. Также в выражение (4.7) входит амплитуда НЧ магнитного поля,

которую удобнее вычислить экспериментально. Согласно (4.9), при условии резонанса разность частот между крайними компонентами триплета равна $\gamma_e H_x$. Далее подставляя вычисленные значения u и экспериментальные значения относительной интенсивности компонент триплета в (4.8) и (4.10) с использованием метода наименьших квадратов возможно вычислить невозмущенные населенности магнитных подуровней, а также параметр сортировки α .

Преимущества метода. Метод позволяет определить относительное количество атомов в каждом квантовом состоянии, попадающих в накопительную колбу.

Недостатки метода.

При использовании ВГ ниже порога генерации могут возникнуть трудности со стабильной работой ВЧ генератора, обеспечивающего диссоциацию молекул водорода, поскольку при малых интенсивностях пучка разряд начинает тухнуть.

4.3 Метод на основе зависимости выходной частоты от частоты Зеемана

Зависимость выходной частоты ВГ от частоты Зеемана для рабочего перехода с $\Delta m_F=0$ описывается формулой Брейта-Раби (1.1). Однако из-за неоднородности магнитного поля в накопительной колбе возникают сдвиги и уширение спектральной линии, зависящие от величины поля подмагничивания и, следовательно, от частоты Зеемана. Движение атомов в неоднородном поле эквивалентно действию переменного поля, которое способно индуцировать переходы $\Delta F=1$, некогерентные ВЧ полю резонатора [76]. Поскольку магнитное поле вызывает сдвиг энергетических уровней, хаотическое движение атомов в неоднородном магнитном поле приводит к уширению спектральной линии. Также неоднородное магнитное поле индуцирует переходы между Зеемановскими подуровнями сверхтонкой структуры $\Delta m_F=\pm 1$. Таким образом, сдвиг частоты рабочего перехода от магнитного поля имеет вид [77,78]:

$$\omega - \omega_0 = 2\pi K_0 \langle B_z^2 \rangle - 2(\varepsilon_{M_1} + \varepsilon_{M_2}) \left(\frac{1}{T_0} + \frac{1}{T_M} \right) \quad (4.11)$$

где ω – выходная частота ВГ, ω_0 – выходная частота ВГ без учета спин-обменного взаимодействия и влияния неоднородности магнитного поля, $K_0=2,773 \cdot 10^{11}$

Гц/Тл^2 , $\langle B_z^2 \rangle$ – среднее значение квадрата продольной составляющей магнитного поля по объему накопительной колбы, ε_{M_1} и ε_{M_2} – сдвиги частоты из-за неоднородности магнитного поля в колбе за счет возбуждения переходов соответственно с $\Delta m_F = \pm 1$ и $\Delta F = 1$, T_0 – время релаксации, обусловленное выходом атомов из колбы, T_M – время релаксации, обусловленное неоднородностью магнитного поля в колбе.

Суть данного метода заключается в том, что по значениям величин T_M , ε_{M_1} и ε_{M_2} возможно вычислить разность населенностей магнитных подуровней с $F = 1$ $m_F = \pm 1$. Для этого приведем краткий вывод выражений этих величин, сохраняя обозначения авторов. Уширение спектральной линии при хаотичном движении атомов в неоднородном магнитном поле в накопительной колбе определяется следующим выражением [17]

$$T_M^{-1} = \frac{1}{2} \int_0^\infty G_1(\tau) \cos \omega_z \tau d\tau \quad (4.12)$$

где $G_1(\tau) = \left(\frac{\mu_B}{\hbar} \right)^2 \overline{B_+(t-\tau)B_-(t)}$, $B_\pm(t) = B_x(t) \pm iB_y(t)$, $B_x(t)$ и $B_y(t)$ – поперечные компоненты декартовой системы координат поля подмагничивания в момент времени t при случайном движении атома в накопительной колбе, черта означает усреднение по времени, τ – величина временного сдвига. Вычисление кросскорреляционной функции $G_1(\tau)$ является сложной математической задачей, зависящей от геометрических размеров накопительной колбы и резонатора, а также от распределения поля подмагничивания и ВЧ поля резонатора. В работе [79] проведен численный расчет функции $G_1(\tau)$ методом Монте-Карло для сферической накопительной колбы. Моделирование проводилось следующим образом. Рассчитывались траектории атома водорода внутри накопительной колбы, скорость и угол влета в накопительную колбу выбирались случайно согласно распределению по скоростям и углам для узкого канала [38]. После каждого соударения значения скорости и угла относительно нормали к поверхности колбы выбирались случайно согласно распределению

$$dP(v) = \frac{4\pi}{v} f(v) v^3 dv \cos \theta \frac{d\Omega}{\pi} \quad (4.13)$$

где $f(v)$ – распределение Максвелла-Больцмана [38].

В каждой точке траектории атома фиксировались значения продольных и поперечных компонент поля подмагничивания, расчет проводился вплоть до 75000 соударений со стенкой. Усреднение при вычислении функции $G_1(\tau)$ проводилось для 25000 пар значений компонент магнитного поля, разнесенных на время τ . Таким образом, в результате аппроксимации по методу наименьших квадратов было получено численное выражение для кросскорреляционной функции

$$G_1^n(\tau) = \left(\frac{\mu_B}{\hbar} \right)^2 \overline{B_r^2} e^{-a\tau} (\cos a\tau + \sin a\tau) \quad (4.14)$$

где $\overline{B_r^2}$ – среднее по объему колбы значение поперечной компоненты поля подмагничивания, $a = 1,144$ – вычисленный в результате аппроксимации параметр в единицах средней скорости $\bar{v}$, деленной на радиус сферической накопительной колбы R_k . После подстановки (4.14) в (4.12) интеграл берется аналитически и выражение для обратного времени релаксации принимает вид:

$$T_M^{-1} = \left(\frac{\mu_B}{\hbar} \right)^2 \frac{1}{a} \frac{\overline{B_r^2}}{1 + \left(\frac{\omega_z}{\sqrt{2}a} \right)^4} \quad (4.15)$$

График зависимости обратного времени релаксации от частоты Зеемана ω_z в

единицах $\left(\frac{\mu_B}{\hbar} \right)^2 \overline{B_r^2}$ для $\bar{v} = 3330$ м/с и $R_k = 8 \cdot 10^{-2}$ м представлен на Рис. 4.6.

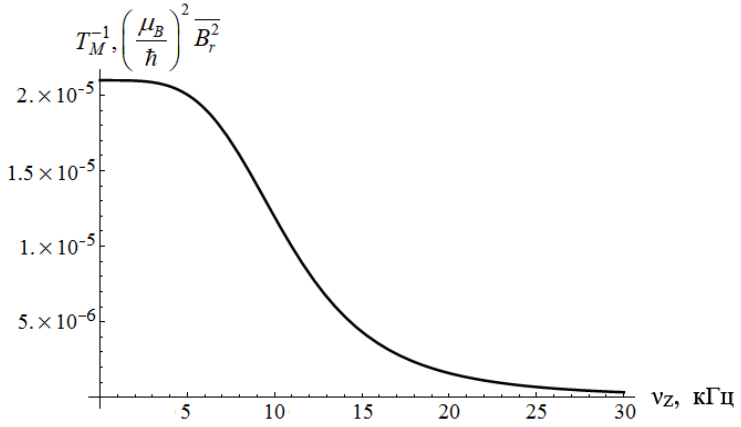


Рис. 4.6. Зависимость $T_M^{-1}(\omega_z)$ в единицах $\left(\frac{\mu_B}{\hbar}\right)^2 \overline{B_r^2}$

Выражения для сдвигов ε_{M_1} и ε_{M_2} из-за неоднородности магнитного поля в накопительной колбе имеют следующий вид [78]:

$$\varepsilon_{M_1} = \frac{4\pi\mu_B Q_p V_\kappa}{v\sigma V_p} \frac{\overline{H_z}}{H^2} (\rho_{m_F=+1} - \rho_{m_F=-1}) \int_0^\infty G_2(\tau) \cos \omega_z \tau d\tau \quad (4.16)$$

$$\varepsilon_{M_2} = \frac{4\pi\mu_B Q_p V_\kappa}{v\sigma V_p} \frac{\overline{H_z}}{H^2} (\rho_{m_F=+1} - \rho_{m_F=-1}) \int_0^\infty G_3(\tau) \sin \omega_z \tau d\tau \quad (4.17)$$

где $\overline{H_z}$ – усреднённая по объёму накопительной колбы продольная компонента ВЧ поля резонатора, $\overline{H^2}$ – усреднённый по объёму накопительной колбы квадрат ВЧ магнитного поля резонатора, $\rho_{m_F=+1}$ и $\rho_{m_F=-1}$ – населенности магнитных подуровней с $F=1$ $m_F=+1$ и $F=1$ $m_F=-1$ соответственно, $G_2(\tau)$ и $G_3(\tau)$ – кросскорреляционные функции, выражения для которых имеют вид [78]:

$$G_2(\tau) = \left(\frac{\mu_B}{\hbar}\right)^2 \overline{H_-(t-\tau)B_+(\tau)} \quad (4.18)$$

$$G_3(\tau) = \left(\frac{\mu_B}{\hbar}\right)^3 \overline{B_+(t-\tau)B_-(\tau) \int_{t'-\tau}^{t'} H_z dt'} \quad (4.19)$$

где $H_{\pm}(t) = H_x(t) \pm iH_y(t)$, $H_x(t)$ и $H_y(t)$ – поперечные компоненты декартовой системы координат ВЧ поля резонатора в момент времени t при случайном движении атома в накопительной колбе. В работе [79] в результате аппроксимации по методу наименьших квадратов было получено численное выражение для кросскорреляционных функций (4.18) и (4.19) аналогично описанному выше методу. В результате аппроксимации получены следующие выражения:

$$G_2^n(\tau) = \left(\frac{\mu_B}{\hbar} \right)^2 \overline{H_r B_r} e^{-a\tau} (\cos a\tau + \sin a\tau) \quad (4.20)$$

$$G_3^n(\tau) = \left(\frac{\mu_B}{\hbar} \right)^3 \overline{H_z \tau B_r^2} e^{-a\tau} (\cos a\tau + \sin a\tau) \quad (4.21)$$

Подставляя (4.20) и (4.21) в (4.16) и (4.17) и вычисляя интегралы в общем виде, получим для $\mathcal{E}_{M_1}$ и $\mathcal{E}_{M_2}$:

$$\mathcal{E}_{M_1} = C_1 (\rho_{m_F=+1} - \rho_{m_F=-1}) \omega_z \frac{4a^3}{4a^4 + \omega_z^4} \quad (4.22)$$

$$\mathcal{E}_{M_2} = C_2 (\rho_{m_F=+1} - \rho_{m_F=-1}) \omega_z^2 \frac{(a\omega_z)^3}{\left(a^4 + \left(\frac{\omega_z}{\sqrt{2}} \right)^4 \right)^2} \quad (4.23)$$

где $C_1 = \frac{4\pi\mu_B Q_p V_\kappa}{v\sigma V_p} \frac{\overline{H_z}}{H^2} \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{\overline{H_r B_r}}{B_z}$, $C_2 = \frac{4\pi\mu_B Q_p V_\kappa}{v\sigma V_p} \frac{\overline{H_z}}{H^2} \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{\overline{H_z B_r^2}}{(\overline{B_z})^2}$. Коэффициенты C_1 и

C_2 определяются фундаментальными константами, геометрическими размерами и взаимным расположением резонатора и накопительной колбы. При этом коэффициенты C_1 и C_2 не являются независимыми, связь между ними можно установить в общем виде для резонатора с высотой, равной его диаметру, и сферической накопительной колбой, установленной в центре резонатора. Для этого определим отношение коэффициентов C_1 и C_2 :

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{\overline{B_z} \cdot \overline{H_r B_r}}{\overline{H_z} \cdot \overline{B_r^2}} \quad (4.24)$$

Зная распределение ВЧ магнитного поля резонатора [80] и магнитного поля соленоида [70], создающего поле подмагничивания, для (4.26) получим $\frac{C_2}{C_1} = 3,937$.

Пере обозначая $C_2 = 3,937C_1 \equiv 3,937C$, выражения (4.22) и (4.23) примут вид:

$$\varepsilon_{M_1} = C(\rho_{m_F=+1} - \rho_{m_F=-1})\omega_Z \frac{4a^3}{4a^4 + \omega_Z^4} \quad (4.25)$$

$$\varepsilon_{M_2} = 3,937C(\rho_{m_F=+1} - \rho_{m_F=-1})\omega_Z^2 \frac{(a\omega_Z)^3}{\left(a^4 + \left(\frac{\omega_Z}{\sqrt{2}}\right)^4\right)^2} \quad (4.26)$$

Константу C , входящую в выражения (4.25) и (4.26) целесообразно определять экспериментально по зависимости выходной частоты от частоты Зеемана для каждого конкретного ВГ при известной разности населенностей. Приведем графики зависимостей ε_{M_1} и ε_{M_2} от частоты Зеемана в единицах $C(\rho_{m_F=+1} - \rho_{m_F=-1})$ для случая $\bar{v} = 3330$ м/с и $R_K = 8 \cdot 10^{-2}$ м (Рис. 4.7-4.8).

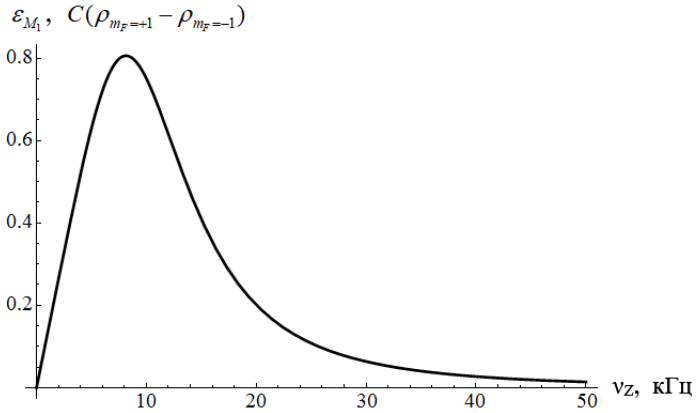


Рис. 4.7. График зависимости ε_{M_1} от частоты Зеемана

в единицах $C(\rho_{m_F=+1} - \rho_{m_F=-1})$ для случая $\bar{v} = 3330$ м/с и $R_K = 8 \cdot 10^{-2}$ м

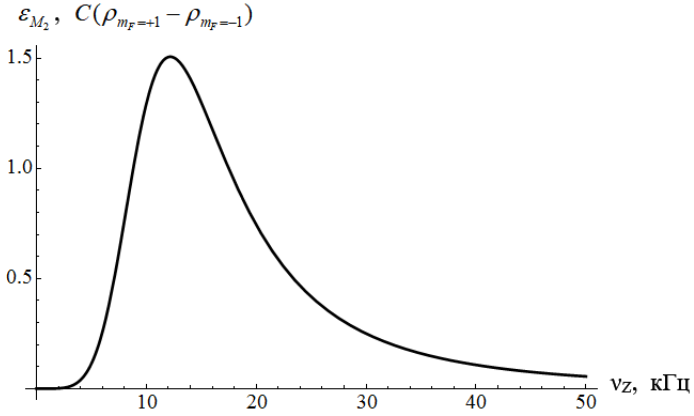


Рис. 4.8. График зависимости ε_{M_2} от частоты Зеемана

в единицах $C(\rho_{m_F=+1} - \rho_{m_F=-1})$ для случая $\bar{\nu}=3330$ м/с и $R_k=8 \cdot 10^{-2}$ м

Зависимостей ε_{M_1} и ε_{M_2} достигают максимального значения для частот Зеемана, приблизительно равных соответственно $2 \cdot a$ и $3 \cdot a$ (напомним, параметр a измеряется в единицах $\bar{\nu} / R_k$). Точное значение частоты Зеемана, при котором функции максимальны, определяются геометрическими параметрами резонатора, накопительной колбы и распределением поля подмагничивания. Поскольку частота Зеемана серийно выпускаемых ВГ редко превышает 500 Гц, рассмотрим зависимости T_M , ε_{M_1} и ε_{M_2} для случая малых значений частот Зеемана, т.е. $\omega_Z \ll a$. Тогда для (4.15), (4.25) и (4.26) получим:

$$T_M^{-1} = \left(\frac{\mu_B}{\hbar} \right)^2 \frac{\overline{B_r^2}}{a} \quad (4.27)$$

$$\varepsilon_{M_1} = C(\rho_{m_F=+1} - \rho_{m_F=-1}) \frac{\omega_Z}{a} \quad (4.28)$$

$$\varepsilon_{M_2} = 3,937 C(\rho_{m_F=+1} - \rho_{m_F=-1}) \left(\frac{\omega_Z}{a} \right)^5 \quad (4.29)$$

При условии $\omega_Z \ll a$ согласно (4.28) и (4.29) величиной сдвига ε_{M_2} можно пренебречь по сравнению с ε_{M_1} . Приведем количественные оценки величин (4.27) и

(4.28) для резонатора с высотой, равной диаметру, сферической накопительной колбы радиусом $8 \cdot 10^{-2}$ м, частоты Зеемана равной 500 Гц: $\overline{B_r^2} \approx 6,3 \cdot 10^{-7}$ А²/м², $a \approx 4,762 \cdot 10^4$ 1/с, $C \approx 2,07 \cdot 10^{-3}$. Тогда в качестве оценки для ВГ с классической системой сортировки ($\rho_{m_F=+1} - \rho_{m_F=-1} = 0,5$) получим для времени релаксации $T_M^{-1} \approx 1$ 1/с, величины сдвига за счет неоднородности магнитного поля $\varepsilon_{M_1} \approx 1,36 \cdot 10^{-7} \cdot \nu_Z = 6,82 \cdot 10^{-5}$, изменение выходной частоты за счет неоднородности магнитного поля составит $\frac{\Delta f}{f} = 2\varepsilon_{M_1} \left(\frac{1}{T_0} + \frac{1}{T_M} \right) \approx 5,6 \cdot 10^{-16} \cdot \nu_Z = 2,8 \cdot 10^{-13}$. График зависимости выходной частоты ВГ (4.11) от частоты Зеемана для некоторых значений разности населенностей между магнитными подуровнями с $F=1$ $m_F=\pm 1$ представлен на Рис. 4.9.

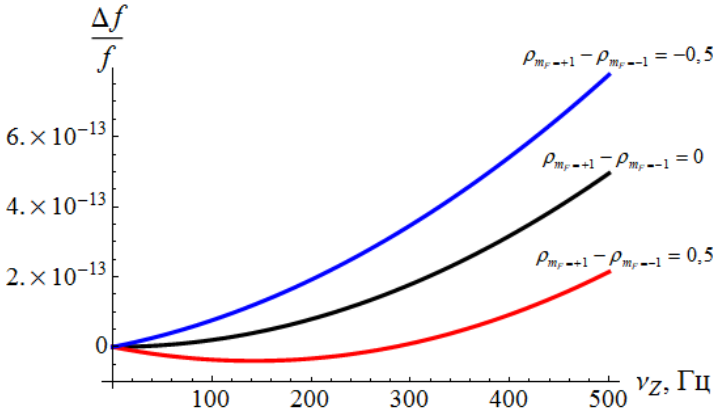


Рис. 4.9. График зависимости $\frac{\Delta f}{f}(\nu_Z)$ для разности населенностей между магнитными подуровнями, равной 0,5, 0, -0,5.

Как видно из Рис. 4.9, зависимость выходной частоты от частоты Зеемана сильно зависит от разности населенностей между магнитными подуровнями с $F=1$ $m_F=\pm 1$. Случаи $\rho_{m_F=+1} - \rho_{m_F=-1} = 0,5$ и $\rho_{m_F=+1} - \rho_{m_F=-1} = -0,5$ соответствуют

классической магнитной сортировке, отрицательную разность населенностей можно достичь, например, поместив прибор во внешнее магнитное поле, противоположно направленное полю Земли, или изменив на обратное направление поля подмагничивания. Случай $\rho_{m_F=+1} - \rho_{m_F=-1} = 0$ возможен при использовании двойной сортировки атомов или катушки инверсии, выравнивающей населенности магнитных подуровней.

Таким образом, для оценки эффективности двойной сортировки по данному методу необходимо:

1. При отключенной СДС провести измерения зависимости выходной частоты от частоты Зеемана, по полученной экспериментальной зависимости методом наименьших квадратов вычислить C , входящую в (4.30). $\rho_{m_F=+1} - \rho_{m_F=-1}$ при этом полагаем равной 0,5.
2. С включенной СДС провести измерения зависимости выходной частоты от частоты Зеемана. Величина C при этом осталась неизменной, поскольку определяется только фундаментальными константами и геометрическими параметрами резонатора, которые не зависят от атомного состава и плотности в накопительной колбе. Тогда проводя аналогичные вычисления по методу наименьших квадратов, можно вычислить разность населенностей $\rho_{m_F=+1} - \rho_{m_F=-1}$.

Преимущества метода. Данный метод позволяет определить разность населенностей между магнитными подуровнями с $F=1$ $m_F=\pm 1$, не имеет ограничений по выбору интенсивности пучка и может быть применен для любого ВГ.

Недостатки метода.

Метод не позволяет вычислить количество атомов в состоянии с $F=1$ $m_F=0$, а также $F=1$ $m_F=\pm 1$ в явном виде. Поэтому даже если в результате вычислений с включенной СДС разность населенностей $\rho_{m_F=+1} - \rho_{m_F=-1}$ будет близка к нулю, невозможно убедиться в исправной работе СДС, необходимо проводить дополнительные экспериментальные исследования.

4.4 Выводы к Главе 4

В данной главе были рассмотрены 3 метода, позволяющие оценить эффективность работы СДС. Каждый из методов обладает преимуществами и недостатками. Наиболее информативный метод – метод, основанный на эффекте Ауслера-Таунса, позволяющий вычислить населенности трех магнитных подуровней с $F=1$ $m_F=0, \pm 1$. Однако этот метод имеет наиболее серьезные ограничения по применению и является наиболее трудоемким.

Глава 5. Экспериментальные исследования

В настоящей главе описывается разработанная конструкция СДС согласно результатам теоретических исследований. Приведены экспериментальные результаты по измерению мощности генерации, добротности спектральной линии и параметра $Q_s \sqrt{P}$, проведено сравнение этих величин с расчетными и достигаемыми на промышленно выпускаемых ВГ. Описана упрощенная схема модуля управления СДС, исследовано влияние параметров СДС на выходную частоту ВГ, определены требования по уровню стабилизации выходных характеристик модуля управления. Представлены результаты экспериментальных исследований неустойчивости частоты ВГ с СДС по сравнению с серийно выпускаемыми ВСЧВ.

5.1 Описание конструкции

При конструировании СДС для промышленного ВГ в составе ВСЧВ были учтены специфические требования, связанные ограничением ее длины, технологичностью, устойчивостью к механическим и магнитным воздействиям, надежностью и стабильностью во времени. Согласно теоретическим исследованиям, проведенным в Главе 2, параметры СДС должны быть следующими:

- многоканальный коллиматор с диаметром 0,26 мм, длиной 1,5 мм, диаметром канала 0,035 мм;
- первый сортирующий магнит четырехполюсный, длина 50 мм, радиус межполюсного зазора 0,85 мм;
- расстояние между магнитами 65 мм, где расположено инвертирующее устройство с общей длиной конст.40 мм;
- второй сортирующий магнит четырехполюсный, длина 70 мм, радиус межполюсного зазора 1,2 мм; расстояние между магнитами 65 мм
- расстояние от второго магнита до входа в накопительную колбу 140 мм, что определяется конструкцией ВГ;

- радиус входного отверстия накопительной колбы 2,7 мм.

На основе теоретических исследований была разработана система формирования пучка атомов водорода с СДС, представленная на Рис. 5.1.

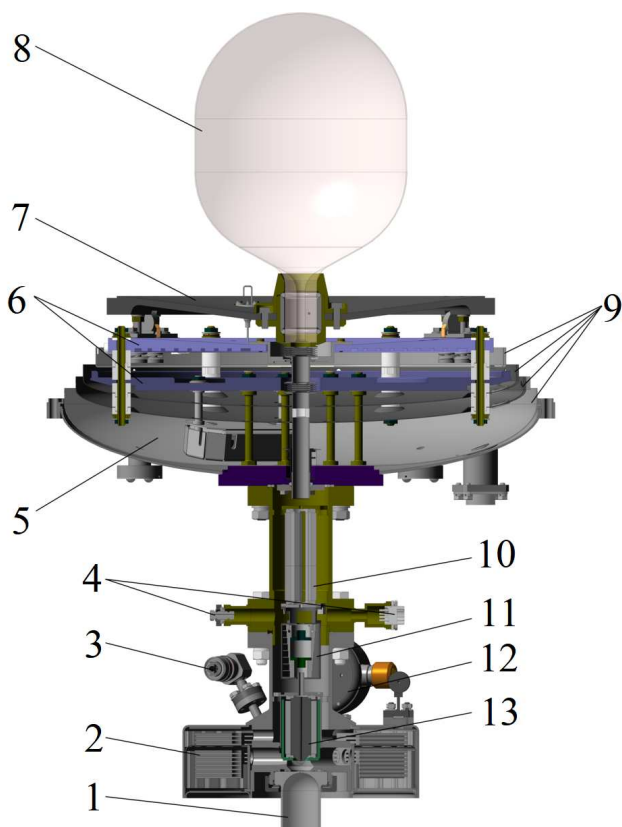


Рис. 5.1. Конструкция ВГ с СДС:

1-разрядная колба источника атомарного водорода, 2-геттерный насос, 3-очиститель, 4-разъемы для питания инвертирующей области, 5-высоковакуумная система (вакуумный колпак), 6-термостаты, 7-основание резонатора, 8-накопительная колба, 9-магнитные экраны, 10-второй сортирующий магнит, 11-инвертирующая область, 12-магниторазрядный насос, 13-первый сортирующий магнит

Молекулярный водород через очиститель 3 поступает в разрядную колбу 1, где с помощью ВЧ разряда происходит диссоциация молекулярного водорода, узконаправленный пучок атомарного водорода последовательно проходит первый 13 и второй 10 сортирующие магниты, между которыми располагается инвертирующая область 11. В результате прохождения СДС в накопительную колбу 8 попадают только атомы в состоянии с $F=1$ $m_F=0$. Накопительная колба расположена внутри СВЧ резонатора 7, окруженного пятизонным термостатом 6 и системой магнитных экранов 9. Все элементы конструкции находятся внутри высоковакуумной системы 5, отработанные атомы откачиваются геттерным 2 и магниторазрядным 12 насосами. Сортирующие магниты установлены и закреплены в несущем каркасе, выполненном из немагнитных материалов. СДС расположена в трубе, соединяющей вакуумный насос и источник атомарного водорода с входом в накопительную колбу. Соосность магнитов обеспечивается за счет высокой точности изготовления посадочных размеров. Применение новых неодимовых магнитов из сплава NdFeB позволило уменьшить внешний диаметр сортирующей системы. При этом отпала необходимость намагничивать магниты после сборки системы, однако из-за довольно низкой точки Кюри 310 °С при отжиге геттерного насоса необходимо использовать охладитель. Ограничение на входное отверстие накопительной колбы задается фторопластовой шайбой, расположенной перед ножкой накопительной колбы. Это позволяет независимо выбирать время накопления и ограничение на траектории атомного пучка. Для проверки теоретических расчетов, были проведены экспериментальные исследования для шайб с внутренним диаметром 5 мм, 5,2 мм, 5,4 мм и при отсутствии шайбы: диаметр входного отверстия накопительной колбы 6.4 мм.

Разработаны два варианта конструкции инвертирующей области - по методу адиабатического быстрого прохождения [81] и быстрого изменения направления магнитного поля [82].

Конструкция инвертирующей области по методу быстрого изменения направления магнитного поля состоит двух антигельмгольцевских катушек. Оси катушек совпадают с направлением пучка атомов водорода, а магнитные поля

направлены навстречу друг другу. Витки катушек намотаны на фторопластовый каркас (Рис. 5.2), помещенный в тройной цилиндрический магнитный экран для защиты от полей рассеяния сортирующих магнитов.

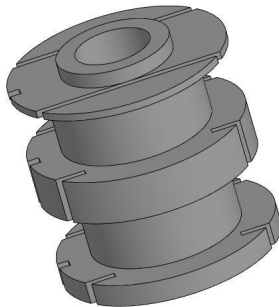


Рис. 5.2. Внешний вид каркаса антигельмгольцевских катушек

Подача напряжения осуществлялась независимо на каждую из катушек с помощью прецизионного блока питания, количество витков в каждой катушке 25, радиус витков 10 мм, расстояние между витками 6 мм.

Конструкция инвертирующей области по методу адиабатического быстрого прохождения состоит из секционного соленоида длиной 40 мм с коническим по длине диаметром. В центре соленоида в электростатическом экране длиной 10 мм расположены катушки, создающие переменное магнитное поле, перпендикулярное оси атомного пучка (Рис. 5.3).

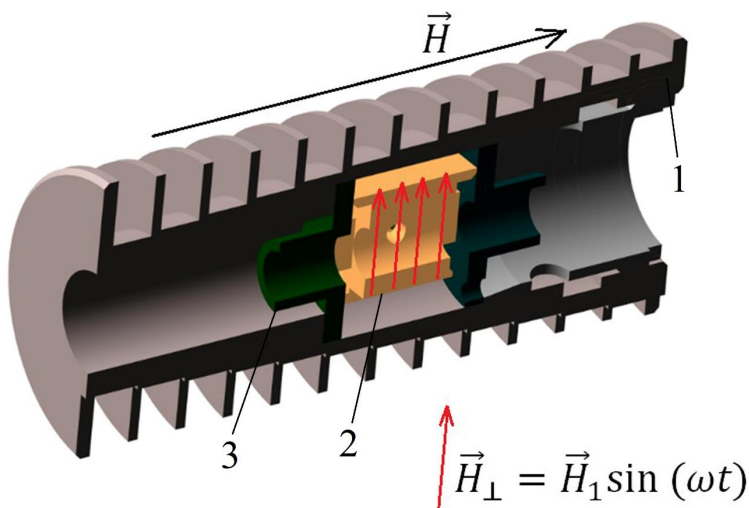


Рис. 5.3. Схема расположения катушек в соленоиде при реализации метода адиабатического быстрого прохождения: 1 – каркас соленоида, 2,3 – каркас и электростатический экран катушек.

Для защиты инвертирующей области от полей рассеяния сортирующих магнитов соленоид помещается в цилиндрический магнитный экран с отверстиями для пропускания пучка атомов водорода.

По результатам теоретических исследований для создания требуемого градиента продольного магнитного поля плотность витков в соленоиде в зависимости от длины должна изменяться по закону $N(z) = N_0 \times e^{(2z/L+1)}$, N_0 – начальное количество витков, намотка осуществляется с секции с наибольшим диаметром. Для удовлетворения этому требованию каркас соленоида выполнен секционным, количество витков в каждой секции которого задано функцией $N(z)$. Экспериментальные результаты по измерению зависимости напряженности магнитного поля соленоида от координаты на оси представлены на Рис. 5.4.

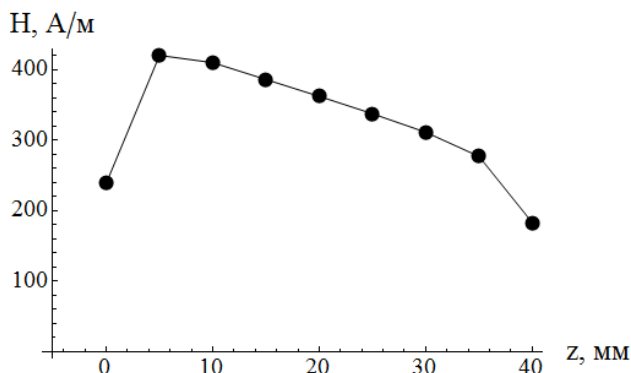


Рис. 5.4. Зависимость напряженности магнитного поля соленоида от координаты на оси

Квадратные катушки, создающие поперечное переменное магнитное поле, размещены на фторопластовом каркасе с отверстиями для прохождения атомов водорода (Рис. 5.5).

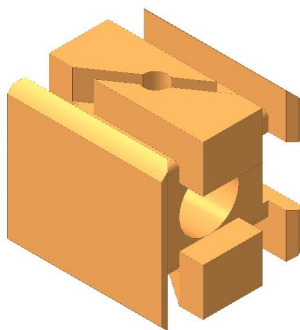


Рис. 5.5. Внешний вид каркаса катушек.

Подача постоянного тока на соленоид осуществлялась с прецизионного блока питания, подача и управление амплитудой и частотой переменного сигнала осуществлялась с генератора сигналов специальной формы. На разработанную конструкцию инвертирующей области получен патент на изобретение [26].

5.2 Экспериментальные результаты по измерению мощности генерации, добротности спектральной линии и параметра $Q_s\sqrt{P}$

Согласно результатам теоретических исследований Главы 1, максимально возможное увеличение параметра $Q_s\sqrt{P}$ за счет получения пучка атомов в одном квантовом состоянии составляет 1,6 раза в случае идеальной работы системы двойной сортировки атомов. Для экспериментального достижения результата необходимо: убедиться, что с выключенной инвертирующей областью СДС значение параметра $Q_s\sqrt{P}$ не хуже, чем достигается на серийно выпускаемых приборах; провести экспериментальную проверку и подбор параметров инвертирующей области, при которых значение $Q_s\sqrt{P}$ принимает максимальное значение.

Для проведения экспериментальных исследований были выпущена опытная партия ВГ с СДС: ВГ-1, ВГ-2, ВГ-3 с инвертирующей областью по методу адиабатического быстрого прохождения и ВГ-4 с инвертирующей областью по методу быстрого изменения направления магнитного поля. Экспериментальные результаты по измерению мощности генерации, добротности спектральной линии и значения параметра $Q_s\sqrt{P}$ от интенсивности пучка для ВГ с СДС в сравнении с типичными значениями для серийно-выпускаемых приборов Ч1-1003М представлены в Таблицах 10-12. При проведении экспериментальных исследований для исключения паразитных неадиабатических переходов на инвертирующую область накладывалось постоянное магнитное поле: в методе адиабатического быстрого прохождения через соленоид пропускали постоянный ток величиной 0,22 А, в методе быстрого изменения направления магнитного поля через катушки пропускали постоянный ток величиной около 10 мА таким образом, чтобы магнитные поля катушек были со направлены.

Таблица 10. Зависимость мощности генерации от интенсивности пучка

Интенсивность пучка N_a/N_n	P , пВт				
	ВГ-1	ВГ-2	ВГ-3	ВГ-4	Ч1-1003М ВГ-170
5	-	-	0,170±0,002	0,273±0,002	0,107±0,002
10	0,175±0,002	0,211±0,002	0,375±0,002	0,559±0,002	0,286±0,002
15	0,339±0,002	0,419±0,002	0,551±0,002	0,796±0,002	0,431±0,002
20	0,483±0,002	0,589±0,002	0,700±0,002	0,992±0,002	0,562±0,002
25	0,630±0,002	0,746±0,002	0,822±0,002	1,157±0,002	0,696±0,002
30	0,802±0,002	0,917±0,002	0,919±0,002	1,299±0,002	0,849±0,002
35	1,023±0,002	1,128±0,002	0,993±0,002	1,426±0,002	1,042±0,002

Таблица 11. Зависимость добротности спектральной линии от интенсивности пучка

Интенсивность пучка N_a/N_n	Q_n , 10^9				
	ВГ-1	ВГ-2	ВГ-3	ВГ-4	Ч1-1003М ВГ-170
5	-	-	3,000±0,001	2,180±0,001	2,640±0,001
10	2,390±0,001	2,640±0,001	2,350±0,001	1,820±0,001	2,320±0,001
15	2,170±0,001	2,240±0,001	1,910±0,001	1,590±0,001	2,070±0,001
20	2,000±0,001	1,960±0,001	1,610±0,001	1,440±0,001	1,870±0,001
25	1,840±0,001	1,740±0,001	1,410±0,001	1,330±0,001	1,710±0,001
30	1,690±0,001	1,540±0,001	1,230±0,001	1,230±0,001	1,560±0,001
35	1,510±0,001	1,310±0,001	1,000±0,001	1,090±0,001	1,420±0,001

Таблица 12. Зависимость параметра $Q_a\sqrt{P}$ от интенсивности пучка

Интенсивность пучка N_a/N_n	$Q_a\sqrt{P}, 10^3$				
	ВГ-1	ВГ-2	ВГ-3	ВГ-4	Ч1-1003М ВГ-170
5	-	-	1,24±0,02	1,14±0,02	0,87±0,02
10	1,00±0,01	1,22±0,01	1,439±0,007	1,361±0,008	1,238±0,008
15	1,265±0,007	1,452±0,006	1,415±0,005	1,416±0,006	1,357±0,006
20	1,389±0,005	1,501±0,005	1,35±0,004	1,433±0,005	1,401±0,005
25	1,464±0,004	1,501±0,004	1,279±0,003	1,435±0,004	1,425±0,004
30	1,514±0,004	1,474±0,003	1,183±0,003	1,403±0,003	1,442±0,003
35	1,528±0,003	1,396±0,003	1,018±0,002	1,301±0,003	1,446±0,003

Согласно экспериментальным результатам Таблицы 12, на ВГ с СДС при отсутствии квантового перехода в инвертирующей области достигаются значения параметра $Q_a\sqrt{P}$ не хуже, чем на ВГ с классической системой сортировки атомов. Следовательно, фокусировка рабочих атомов в накопительную колбу осуществляется правильно. Максимальное значение параметра $Q_a\sqrt{P}$ достигается при различных интенсивностях пучка, что связано с различием в среднем времени нахождения атомов в накопительной колбе, размеров коллиматоров, качестве покрытия накопительной колбы ВГ.

Для получения экспериментальных результатов по измерению мощности генерации, добротности спектральной линии и значения параметра $Q_a\sqrt{P}$ от интенсивности пучка для ВГ с СДС был проведен подбор параметров инвертирующей области.

Для приборов с инвертирующей областью по методу адиабатического быстрого прохождения величина тока секционного соленоида, была определена ранее и составляет 0,22 А, при этом величина напряженности магнитного поля в центре соленоида около 520 А/м. Определение частоты и амплитуды переменного

тока катушек, создающих поперечное переменное магнитное поле, проводилось экспериментально по максимальному значению мощности, поступающей на вход приемника, и добротности спектральной линии. Пример зависимости мощности и добротности линии от частоты и амплитуды переменного тока представлены на Рис. 5.6-5.7.

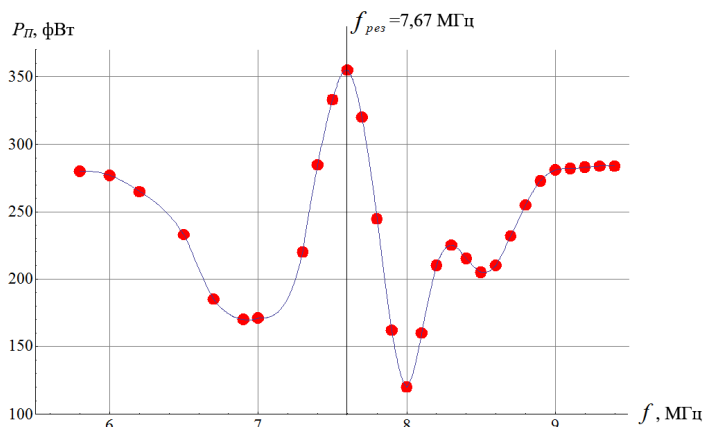


Рис. 5.6. Зависимость мощности, поступающей на вход приемника, от частоты переменного тока катушек

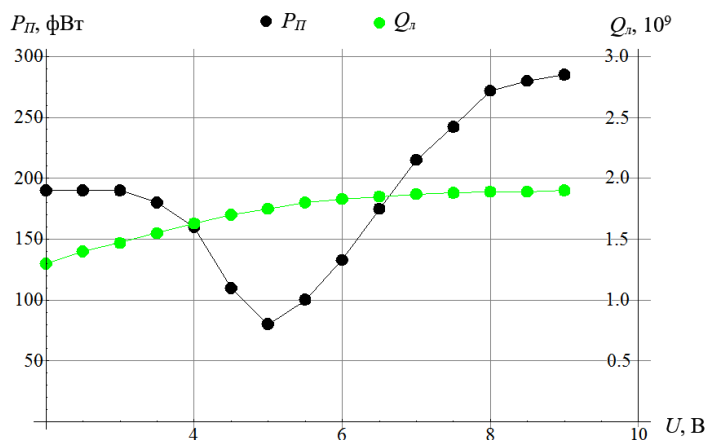


Рис. 5.7. Зависимость мощности, поступающей на вход приемника, и добротности спектральной линии от амплитуды переменного тока катушек

Согласно Рис. 5.6-5.7 зависимость мощности генерации в зависимости от частоты и амплитуды переменного тока носит резонансный характер. В резонансе происходит увеличение мощности генерации с одновременным увеличением добротности спектральной линии. При определенной частоте и амплитуде переменного тока наблюдается существенное уменьшение мощности генерации, что связано с низкой вероятностью неадиабатического перехода в инвертирующей области СДС. При этом добротность спектральной линии монотонно возрастает при подходе к резонансу, поскольку зависит от общего количества атомов в накопительной колбе, которое монотонно уменьшается.

Для прибора с инвертирующей областью по методу быстрого изменения направления магнитного поля подбор токов в антигельмгольцевских катушках проводился независимо друг от друга. Согласно теоретическим исследованиям Главы 3, для увеличения вероятности неадиабатического перехода необходимо уменьшать магнитное поле, создаваемое катушками. Подбор величины тока проводился следующим образом. Начальная величина тока антигельмгольцевских катушек была около 10 мА, при этом максимальная величина напряженности магнитного поля, создаваемого катушками, составляет около 6 А/м. Затем величину тока в каждой катушке последовательно уменьшали с шагом в 1 мА и одновременно измеряли мощность, поступающую на вход приемника. Минимальное значение тока, при котором выходная мощность еще зависит величины тока, составило около 0,5 мА, при этом максимальная величина напряженности магнитного поля катушек составила около 0,3 А/м. При дальнейшем уменьшении тока катушек мощность, поступающая на вход приемника, практически не менялась. Основной причиной является проникновение внешних неконтролируемых магнитных полей внутрь инвертирующей области, ограничивающих дальнейшее понижение величины магнитного поля. Согласно результатам расчетов Главы 3, при максимальной величине напряженности магнитного поля катушек 0,3 А/м отношение $\frac{\omega}{K_1 H} \approx 4,7$, а вероятность неадиабатического перехода составляет около 79%.

Далее были проведены экспериментальные исследования по измерению мощности генерации, добротности спектральной линии и значения параметра $Q_{\lambda}\sqrt{P}$ от интенсивности пучка для ВГ с СДС с включенной инвертирующей областью. Результаты сведены в Таблицы 13-15.

Таблица 13. Зависимость мощности генерации от интенсивности пучка

Интенсивность пучка N_a/N_n	P , пВт			
	ВГ-1	ВГ-2	ВГ-3	ВГ-4
5	-	-	0,192±0,002	0,364±0,002
10	0,249±0,002	0,210±0,002	0,447±0,002	0,670±0,002
15	0,463±0,002	0,462±0,002	0,671±0,002	0,960±0,002
20	0,658±0,002	0,665±0,002	0,884±0,002	1,242±0,002
25	0,871±0,002	0,864±0,002	1,105±0,002	1,522±0,002
30	1,138±0,002	1,107±0,002	1,353±0,002	1,806±0,002
35	1,497±0,002	1,441±0,002	1,646±0,002	2,102±0,002

Таблица 14. Зависимость добротности спектральной линии от интенсивности пучка

Интенсивность пучка N_a/N_n	Q_{λ} , 10^9			
	ВГ-1	ВГ-2	ВГ-3	ВГ-4
5	-	-	3,53±0,001	2,21±0,001
10	2,58±0,001	2,99±0,001	3,0±0,001	1,88±0,001
15	2,43±0,001	2,7±0,001	2,62±0,001	1,65±0,001
20	2,3±0,001	2,47±0,001	2,33±0,001	1,5±0,001
25	2,18±0,001	2,28±0,001	2,1±0,001	1,38±0,001
30	2,05±0,001	2,09±0,001	1,89±0,001	1,28±0,001
35	1,89±0,001	1,86±0,001	1,66±0,001	1,16±0,001

Таблица 15. Зависимость параметра $Q_a\sqrt{P}$ от интенсивности пучка

Интенсивность пучка N_a/N_n	$Q_a\sqrt{P}, 10^3$			
	ВГ-1	ВГ-2	ВГ-3	ВГ-4
5	-	-	1,547±0,02	1,333±0,008
10	1,290±0,009	1,37±0,01	2,009±0,008	1,535±0,005
15	1,654±0,007	1,833±0,007	2,145±0,006	1,615±0,004
20	1,868±0,005	2,015±0,006	2,190±0,005	1,666±0,003
25	2,037±0,004	2,119±0,005	2,206±0,004	1,707±0,003
30	2,188±0,004	2,196±0,004	2,195±0,003	1,725±0,002
35	2,31±0,003	2,234±0,003	2,128±0,003	1,684±0,002

По результатам Таблиц 12 и 15 вычислим увеличение максимального значения $Q_a\sqrt{P}$, достигаемого за счёт использования пучка атомов в одном квантовом состоянии (Таблица 16).

Таблица 16. Отношение максимальных значений $Q_a\sqrt{P}$ с включённой и выключенной инвертирующей областью

	ВГ-1	ВГ-2	ВГ-3	ВГ-4
$\frac{(Q_a\sqrt{P})_{\max} - \text{вкл}}{(Q_a\sqrt{P})_{\max} - \text{выкл}}$	1,512±0,004	1,488±0,005	1,533±0,008	1,202±0,004

Увеличение параметра $Q_a\sqrt{P}$ за счет двойной сортировки атомов с инвертирующей областью по методу быстрого изменения направления магнитного поля составляет 1,2 раза. Незначительное увеличение параметра $Q_a\sqrt{P}$ обусловлено сложностями при практической реализации этого метода: создании и экранировании области нулевого продольного магнитного поля, поскольку проникновение даже слабых внешних магнитных полей нарушает работу устройства. К таким полям можно отнести поля рассеяния сортирующих магнитов,

остаточную намагниченность магнитных экранов, неполную симметрию полей катушек. Из-за ограничения на размер инвертирующей области, полученного в результате теоретических исследований Главы 2, расстояние от сортирующих магнитов до плоскости нулевого магнитного поля было всего около 30 мм. Несмотря на установку системы катушек в трёхслойный магнитный экран, не удалось добиться эффективной работы метода. При некотором увеличении мощности генерации ВГ добротность линии практически не увеличивалась, что свидетельствует о внешних неконтролируемых магнитных полях в нулевой области. При этом мощность генерации была чувствительна к изменению внешнего магнитного поля, в результате чего отсутствовала воспроизводимость результатов. Авторы [47] дополнительно установили систему катушек, создающих поперечные взаимно-перпендикулярные поля в нулевой плоскости. При этом использовали шестиполусные сортирующие магниты, имеющие меньшие чем у четырёхполусных поля рассеяния, затем подобрали величину и направление тока в каждой катушке и получили пучок атомов водорода с долей активных атомов до 75 %. Однако такая система также чувствительна к изменениям внешних полей и требует постоянной регулировки величины токов в компенсирующих катушках. Поэтому, несмотря на кажущуюся простоту метода и устройства для его реализации, не удалось получить положительные результаты.

Увеличение параметра $Q_s \sqrt{P}$ за счет двойной сортировки атомов с инвертирующей областью по методу адиабатического быстрого прохождения составляет приблизительно 1,5 раза, что хорошо согласуется с результатами проведенных теоретических исследований Главы 1. При этом полученный результат хорошо и устойчиво воспроизводится в обычных условиях эксплуатации и сохраняется неограниченно долго. Это связано с гораздо меньшей чувствительностью инвертирующей области к внешним магнитным полям, обеспечивая тем самым устойчиво высокую вероятность неадиабатического перехода. Достигнутый результат также подтверждает справедливость проведенных теоретических исследований Главы 2 и 3.

Таким образом, экспериментально доказано что на ВГ с СДС по методу адиабатического быстрого прохождения получено стабильно высокое значение параметра $Q_a \sqrt{P}$, поэтому разработанная конструкция инвертирующей области является наиболее пригодной для использования в промышленно выпускаемых ВГ с СДС.

5.3 Результаты оценки эффективности формирования пучка атомов в одном квантовом состоянии

В Главе 4 были рассмотрены 3 метода экспериментальной оценки эффективности двойной сортировки атомов по квантовым состояниям. Согласно методу оценки определения параметра качества по экспериментальным зависимостям мощности генерации от добротности спектральной линии были вычислены значения параметра качества с включенной и выключенной СДС, результаты представлены в Таблице 17.

Таблица 17. Результаты вычисления параметра качества q

	ВГ-1	ВГ-2	ВГ-3
СДС выкл.	$(5,92 \pm 0,41) \cdot 10^{-2}$	$(5,91 \pm 0,42) \cdot 10^{-2}$	$(5,61 \pm 0,4) \cdot 10^{-2}$
СДС вкл.	$(3,07 \pm 0,18) \cdot 10^{-2}$	$(3,03 \pm 0,18) \cdot 10^{-2}$	$(2,95 \pm 0,18) \cdot 10^{-2}$
$\frac{q_{\text{выкл}}}{q_{\text{вкл}}}$	$1,93 \pm 0,17$	$1,95 \pm 0,18$	$1,9 \pm 0,18$

Полученные результаты по оценке параметра качества указывают на высокую эффективность работы системы двойной сортировки атомов и хорошо согласуются с экспериментальными результатами Таблицы 16 и результатами теоретических исследований, проведенных в Главе 1.

Была проведена оценка эффективности двойной сортировки атомов по квантовым состояниям по методу, основанному на эффекте Ауслера–Таунса, вычисления выполнялись для включенной и выключенной СДС. У ВГ с СДС были определены частоты Зеэмана классическим методом двойного резонанса и

составляли около 450 Гц, далее для проведения измерений интенсивности спектральных компонент уменьшены интенсивности пучка ниже пороговой, обеспечивая при этом стабильность работы ВЧ генератора. Ток очистителя при этом составлял 0,25-0,3 А для разных ВГ. Уровень накачки выбирался следующим образом. Плавно увеличивали уровень накачки и проводили измерение мощности выходного сигнала ВГ. При увеличении уровня накачки достигался режим насыщения, т.е. мощность выходного сигнала переставала расти, поэтому рабочий уровень накачки следует выбирать на линейном участке зависимости снимаемой мощности ВГ от уровня накачки. С другой стороны, уровень накачки определяет уровень шума, ниже которого невозможно измерить интенсивность спектральных компонент. Таким образом, для обеспечения приемлемого уровня сигнала и шума был подобран уровень накачки, который составил около -45 дБм, что обеспечило уровень сигнала около -78 дБм и уровень шума около -80 дБм. НЧ сигнал на петлю Зеемана подавался с генератора сигналов, амплитуда выбиралась таким образом, чтобы величина $\gamma_e H_x$ составляла около 20 Гц для обеспечения необходимого разрешения спектральных компонент. Далее проводились измерения соотношения сигнал/шум спектральных компонент триплета в зависимости от частоты НЧ сигнала в диапазоне ± 50 Гц от частоты Зеемана. Результаты зависимости интенсивности спектральных компонент триплета от параметра u , определяемого по (4.9), для случаев включенной и выключенной СДС для ВГ-1 представлены на Рис. 5.8-5.9.

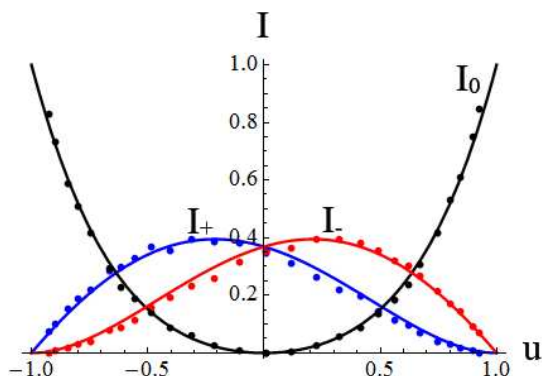


Рис. 5.8. Зависимость интенсивности компонент триплета от параметра u с выключенной СДС, точками показаны экспериментальные результаты, линиями показаны теоретические зависимости для вычисленных значений населенностей

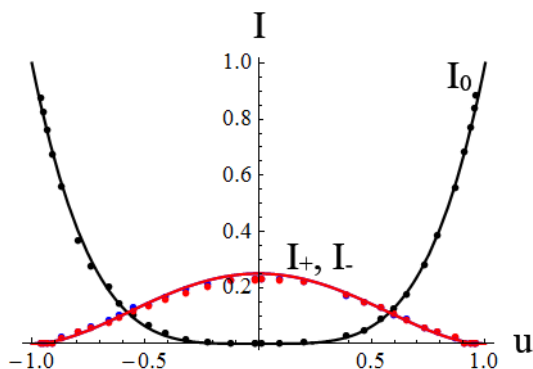


Рис. 5.9. Зависимость интенсивности компонент триплета от параметра u с включенной СДС, точками показаны экспериментальные результаты, линиями показаны теоретические зависимости для вычисленных значений населенностей

В таблице 18 представлены результаты вычисления относительных населенностей магнитных подуровней при включенной и выключенной СДС.

Таблица 18. Населенности магнитных подуровней для ВГ с СДС с включенной и выключенной СДС

	Населенности магнитных подуровней	ВГ-1	ВГ-2	ВГ-3
СДС выкл.	$p_{1,1}$	$0,483 \pm 0,02$	$0,492 \pm 0,02$	$0,473 \pm 0,02$
	$p_{1,0}$	$0,513 \pm 0,02$	$0,502 \pm 0,02$	$0,524 \pm 0,02$
	$p_{1,-1}$	$(4 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$	$(5,6 \pm 0,22) \cdot 10^{-3}$	$(3,2 \pm 0,13) \cdot 10^{-3}$
СДС вкл.	$p_{1,1}$	$(4,4 \pm 0,18) \cdot 10^{-3}$	$(6,8 \pm 0,27) \cdot 10^{-3}$	$(3,9 \pm 0,16) \cdot 10^{-3}$
	$p_{1,0}$	$0,99 \pm 0,05$	$0,99 \pm 0,05$	$0,99 \pm 0,05$
	$p_{1,-1}$	$(2,3 \pm 0,09) \cdot 10^{-3}$	$(3,1 \pm 0,12) \cdot 10^{-3}$	$(1,9 \pm 0,08) \cdot 10^{-3}$

По результатам вычислений Таблицы 18 видно, что при включении СДС относительная населенность магнитного подуровня $p_{1,0}$ увеличилась практически в 2 раза, при этом населенности подуровней $p_{1,1}$ и $p_{1,-1}$ пренебрежительно малы по сравнению с $p_{1,0}$.

Проведено вычисление разности населенностей между магнитными подуровнями с $F=1$ $m_F=\pm 1$ по методу, основанному на зависимости выходной частоты от частоты Зеемана. Экспериментально проведено измерение зависимости выходной частоты от частоты Зеемана при включенной и выключенной СДС, измерения проводились для со направленного и противоположно направленного поля подмагничивания магнитному полю Земли. Результаты измерений для ВГ-1 представлены на Рис. 5.10.

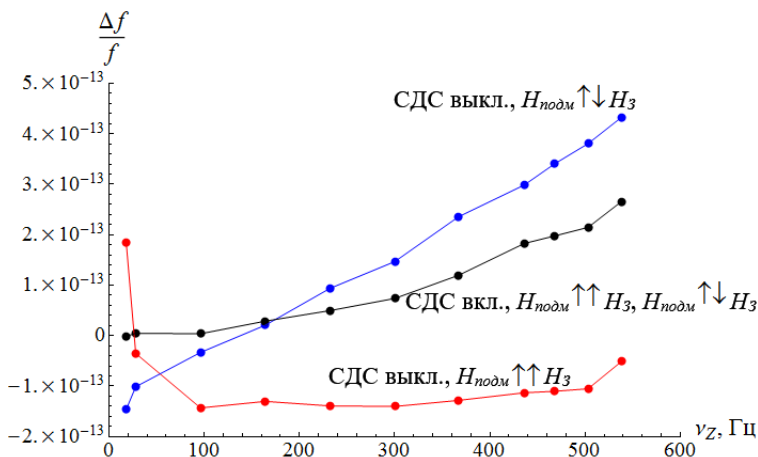


Рис. 5.10. Зависимость выходной частоты ВГ-1 от частоты Зеемана: красный – СДС выключена, поле подмагничивания со направлено с полем Земли; синий – СДС выключена, поле подмагничивания противоположно направлению поля Земли; черный – СДС включена, выходная частота не зависит от направления поля подмагничивания

Как видно из Рис. 5.10, при выключении СДС выходная частота прибора сильно зависит от направления поля подмагничивания относительно поля Земли, причиной этому является неоднородность магнитного поля в накопительной колбе. При включении СДС зависимость выходной частоты от направления поля подмагничивания полностью исчезает.

Измерение зависимости выходной частоты от частоты Зеемана для разных направлений поля подмагничивания значительно упрощает задачу по вычислению зависимости сдвига за счет неоднородности магнитного поля от частоты Зеемана. Согласно формуле Брейта-Раби (1.1), сдвиг частоты рабочего перехода зависит только от величины поля подмагничивания, а не направления. Сдвиг за счет неоднородности магнитного поля при изменении направления поля подмагничивания меняет знак на противоположный, поэтому вычисляя разность между значениями выходной частоты при разных направлениях поля подмагничивания в зависимости от частоты Зеемана получим экспериментальную

зависимость удвоенного сдвига за счет неоднородности магнитного поля от частоты Зеемана. Поскольку при включении СДС выходная частота не зависит от направления поля подмагничивания, сдвиг за счет неоднородности магнитного поля равен нулю, следовательно, равна нулю и разность населенностей между подуровнями $\rho_{m_F=+1} - \rho_{m_F=-1}$. Для случая выключенной СДС приведем экспериментальную зависимость сдвига за счет неоднородности магнитного поля от частоты Зеемана (Рис. 5.11), в результате вычислений по методу наименьших квадратов получено значение величины $C=1,76 \cdot 10^{-3}$.

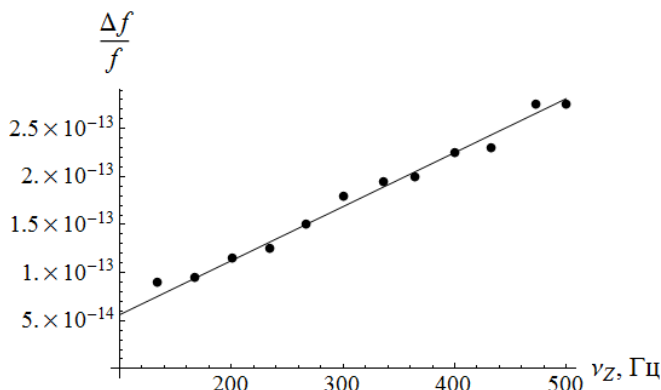


Рис. 5.11. Зависимость сдвига за счет неоднородности магнитного поля от частоты Зеемана для ВГ-1. Точками показаны экспериментальные результаты, линия – результат аппроксимации по методу наименьших квадратов.

Для ВГ-2 и ВГ-3 были проведены аналогичные измерения, при включении СДС зависимость выходной частоты от направления поля подмагничивания отсутствовала, что подтверждает высокую эффективность работы СДС.

5.4 Экспериментальные исследования нестабильности выходной частоты

Были проведены экспериментальные исследования нестабильности ВГ с СДС. Для этого проведена комплексная регулировка ВГ с блоком автоматической подстройки частоты (БАПЧ) в составе ВСЧВ. Исследуемые приборы были размещены в климатической камере VCH-A18, где изменения температуры

составляют не более $\pm 0,1$ °С. Для установления нестабильности исследуемых приборов с помощью компаратора фазового многоканального Ч7-315 с полосой пропускания 3 Гц проводили измерение совместной нестабильности частоты на интервале времени наблюдения 14 суток. Результаты измерений за вычетом линейного дрейфа выходной частоты представлены на Рис. 5.12 и Таблице 19.

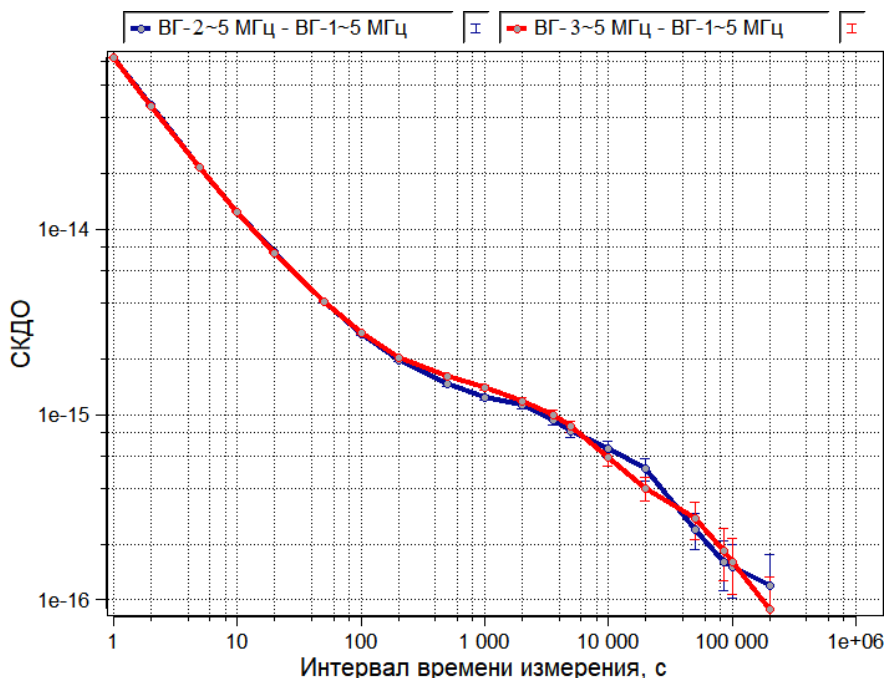


Рис. 5.12. Зависимость совместной нестабильности частоты ВСЧВ с СДС от интервала времени измерения

Таблица 19. Совместная нестабильность частоты ВСЧВ с СДС от интервала времени измерения

Интервал времени измерения, τ	ВГ-2 – ВГ-1	ВГ-3 – ВГ-1
1 с	$8,4 \cdot 10^{-14}$	$8,35 \cdot 10^{-14}$
10 с	$1,24 \cdot 10^{-14}$	$1,25 \cdot 10^{-14}$
100 с	$2,7 \cdot 10^{-15}$	$2,75 \cdot 10^{-15}$
1000 с	$1,25 \cdot 10^{-15}$	$1,4 \cdot 10^{-15}$
1 час	$9,4 \cdot 10^{-16}$	$1,0 \cdot 10^{-15}$
10 000 с	$6,5 \cdot 10^{-16}$	$5,8 \cdot 10^{-16}$
1 сутки	$1,7 \cdot 10^{-16}$	$1,8 \cdot 10^{-16}$

Для сравнения метрологических характеристик ВСЧВ с СДС с серийно-выпускаемыми ВСЧВ проведено измерение нестабильности частоты ВСЧВ с СДС с помощью компаратора фазового многоканального Ч7-315 с полосой пропускания 3 Гц при использовании кросскорреляционной обработки. Сравнение проведено с ВСЧВ Ч1-1003М и Ч1-1035. Результаты измерений представлены на Рис. 5.13 и Таблице 20.

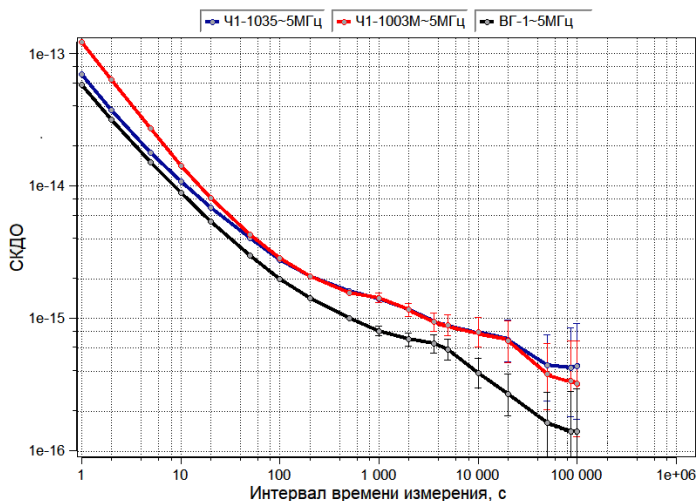


Рис. 5.13. Зависимость нестабильности частоты ВСЧВ с СДС от интервала времени измерения по сравнению нестабильностью серийно-выпускаемых ВСЧВ Ч1-1003М и Ч1-1035

Таблица 20. Нестабильность частоты ВСЧВ с СДС от интервала времени измерения после кросскорреляционной обработки по сравнению нестабильностью частоты серийно-выпускаемых ВСЧВ Ч1-1003М и Ч1-1035.

Интервал времени измерения, τ	ВГ-1	Ч1-1003М	Ч1-1035
1 с	$5,8 \cdot 10^{-14}$	$1,3 \cdot 10^{-13}$	$7,0 \cdot 10^{-14}$
10 с	$9,0 \cdot 10^{-15}$	$1,4 \cdot 10^{-14}$	$1,1 \cdot 10^{-14}$
100 с	$2,0 \cdot 10^{-15}$	$2,9 \cdot 10^{-15}$	$2,8 \cdot 10^{-15}$
1000 с	$8,1 \cdot 10^{-16}$	$1,4 \cdot 10^{-15}$	$1,4 \cdot 10^{-15}$
1 час	$6,5 \cdot 10^{-16}$	$9,5 \cdot 10^{-16}$	$9,3 \cdot 10^{-16}$
10 000 с	$3,9 \cdot 10^{-16}$	$8,0 \cdot 10^{-16}$	$7,9 \cdot 10^{-16}$
1 сутки	$1,3 \cdot 10^{-16}$	$3,4 \cdot 10^{-16}$	$4,1 \cdot 10^{-16}$

Согласно экспериментальным результатам по установлению метрологических характеристик ВСЧВ с СДС, за счет использования пучка атомов в одном квантовом состоянии удалось экспериментально уменьшить нестабильность частоты, обусловленную тепловыми шумами резонатора, до $2 \cdot 10^{-14} \cdot \tau^{-1/2}$, что в 1,4-1,5 раза меньше, чем у серийно-выпускаемых ВСЧВ Ч1-1003М и Ч1-1035 [81].

5.5 Исследование влияния параметров СДС на выходную частоту ВСЧВ

Для определения уровня стабилизации тока соленоида СДС, амплитуды и частоты НЧ сигнала, подаваемого на катушки СДС, необходимо исследовать влияние этих параметров на выходную частоту ВСЧВ. Изменение выходной частоты ВСЧВ при отстройке параметров СДС от резонансных возможно по нескольким причинам: во-первых, при отстройке от резонанса происходит уменьшение добротности спектральной линии (Рис. 5.7), связанное увеличением количества атомов в накопительной колбе; во-вторых, при попадании в накопительную колбу атомов в состоянии с $F=1$ $m_F=1$ возникает сдвиг выходной частоты из-за неоднородности магнитного поля в колбе (см. Глава 4). Согласно Рис. 5.7, при малых отстройках от резонанса происходит малое уменьшение

добротности спектральной линии. Более значительное изменение выходной частоты может возникать по причине сдвига выходной частоты за счет неоднородности магнитного поля, однако этот сдвиг можно устранить с помощью катушки инверсии, выравнивающей населенности магнитных подуровней с $F=1$ $m_F=1$ и $F=1$ $m_F=-1$. График выходной частоты ВСЧВ в зависимости от отстройки НЧ сигнала от резонанса для включенной и выключенной катушки инверсии представлен на Рис. 5.14.

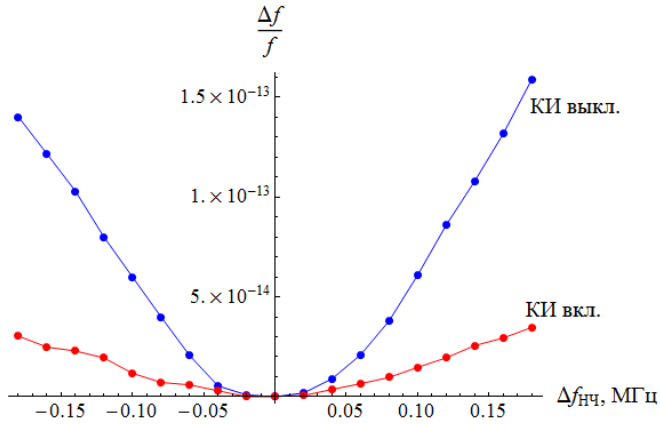


Рис. 5.14. График выходной частоты ВСЧВ в зависимости от отстройки НЧ сигнала от резонанса при включенной и выключенной катушке инверсии

В области малых отстроек от резонансной частоты представленные экспериментальные данные аппроксимируем квадратичными зависимостями вида:

$$\frac{\Delta f}{f}_{\text{КИ-выкл}} \approx 5,56 \cdot 10^{-12} (\Delta f_{\text{НЧ}})^2 \quad (5.1)$$

$$\frac{\Delta f}{f}_{\text{КИ-вкл}} \approx 1,23 \cdot 10^{-12} (\Delta f_{\text{НЧ}})^2 \quad (5.2)$$

где $\Delta f_{\text{НЧ}}$ отстройка частоты от резонанса в МГц.

Были проведены измерения выходной частоты ВСЧВ в зависимости от отстройки амплитуды НЧ сигнала от резонансного значения для включенной и выключенной катушки инверсии (Рис. 5.15).

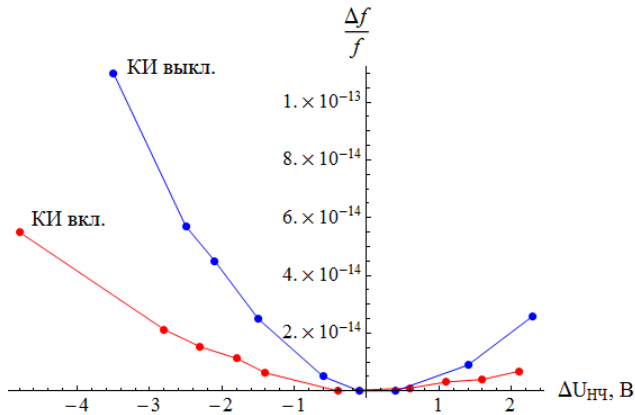


Рис. 5.15. График выходной частоты ВЧВ в зависимости от отстройки амплитуды НЧ сигнала от резонанса при включенной и выключенной катушке инверсии

Аппроксимируя полученные экспериментальные зависимости в области малых отстроек от резонанса квадратичной функцией, получим:

$$\frac{\Delta f}{f}_{КИ-выкл} \approx 7,4 \cdot 10^{-15} (\Delta U_{НЧ})^2 \quad (5.3)$$

$$\frac{\Delta f}{f}_{КИ-вкл} \approx 2,1 \cdot 10^{-15} (\Delta U_{НЧ})^2 \quad (5.4)$$

где $\Delta U_{НЧ}$ отстройка амплитуды НЧ сигнала от резонанса в вольтах. Тогда чтобы отстройка частоты ВЧВ не превышала $1 \cdot 10^{-16}$, необходимо поддерживать частоту НЧ сигнала лучше $\pm 4,3$ кГц при выключенной катушке инверсии и $\pm 19,4$ кГц при включенной катушке инверсии, амплитуду НЧ сигнала лучше ± 120 мВ при выключенной катушке инверсии и ± 422 мВ при включенной катушке инверсии.

Точность поддержания тока соленоида можно вычислить по зависимостям (5.1) и (5.2), поскольку величина напряженности постоянного магнитного поля линейно зависит от тока соленоида и связана с резонансной частотой как

$H_0 = \frac{\omega_{НЧ}}{\gamma}$. Тогда при рабочем токе соленоида 0,22А и резонансной частоте около 7,5МГц, получим $\pm 1,3 \cdot 10^{-4}$ А с выключенной катушкой инверсии и $\pm 5,7 \cdot 10^{-4}$ А с

включенной катушкой инверсии. Таким образом, использование катушки инверсии позволяет приблизительно в 3,5 раза ослабить требования по стабилизации параметров СДС, что необходимо учитывать при разработке конструкции ВГ и модуля управления СДС.

5.6 Практическая реализация прибора

Разработанный ВГ с СДС размещается в раме, аналогично ВГ серийно выпускаемых ВСЧВ (Рис. 5.16).

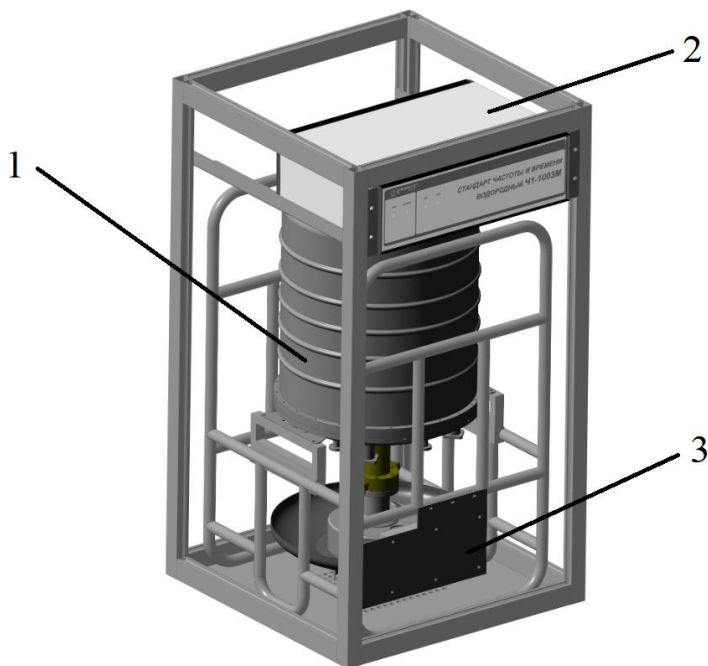


Рис. 5.16. Внешний вид ВСЧВ с СДС. 1 – ВГ с СДС, 2 – БАПЧ, 3 – модуль управления СДС

Подача сигналов на СДС осуществляется с модуля управления двойной сортировкой атомов. Для управления постоянным током и обеспечения необходимой точности поддержания подача напряжения производится с полевого транзистора в качестве стабилизатора тока, напряжение на затвор подается через

ЦАП через операционный усилитель. Управление частотой переменного сигнала осуществляется с помощью цифрового синтезатора, опорный сигнал для которого вырабатывает кварцевый генератор. Управление амплитудой переменного сигнала обеспечивается с помощью аналогового перемножителя и операционного усилителя под управлением ЦАП. Контроль величины постоянного тока и амплитуды переменного сигнала осуществляется с помощью АЦП. Упрощенная схема модуля управления двойной сортировкой атомов представлена на Рис. 5.17.

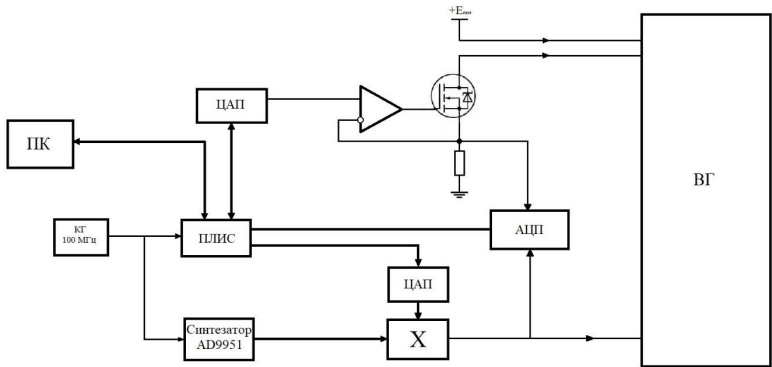


Рис. 5.17. Упрощенная схема модуля управления двойной сортировкой атомов

5.7 Выводы к Главе 5

В результате проведенных в Главе 5 исследований экспериментально получено увеличение параметра $Q_s \sqrt{P}$ в 1,5 раза по сравнению с серийно выпускаемыми ВГ. Удалось экспериментально уменьшить нестабильность частоты, обусловленную тепловыми шумами резонатора, до $2 \cdot 10^{-14}/\tau^{1/2}$, что 1,4-1,5 раза меньше промышленных ВСЧВ. СКДО на интервале времени измерения 1 сутки при этом составило $(1,3-1,5) \cdot 10^{-16}$ [83]. Приведены требования по уровню стабилизации параметров СДС и предложена схема для реализации модуля управления СДС.

Заключение

В диссертационной работе была поставлена и решена актуальная научно-техническая задача об уменьшении нестабильности частоты ВСЧВ.

1. Показано, что применение ВГ с системой двойной сортировки атомов позволит теоретически уменьшить нестабильность частоты, обусловленную тепловыми шумами, в 1,6 раза по сравнению с промышленно выпускаемыми ВСЧВ.

2. Исследована и разработана конструкция СДС с учетом ограничений, связанных с использованием в промышленных ВСЧВ. Выполнено математическое моделирование траекторий движения атомов в СДС и определены оптимальные параметры, при которых поток атомов водорода, попадающих в накопительную колбу, максимален, а доля рабочих атомов в пучке достигает 96 %.

3. Проведено исследование и разработка конструкций, реализующих методы быстрого изменения направления магнитного поля и адиабатического быстрого прохождения. Для метода адиабатического быстрого прохождения доказана надежность и воспроизводимость результатов, что обеспечивает пригодность для использования в промышленно выпускаемых ВСЧВ.

4. Разработаны методы оценки эффективности формирования пучка атомов в одном квантовом состоянии.

5. Для ВГ с системой двойной сортировки атомов по квантовым состояниям экспериментально получено увеличение параметра $Q_s \sqrt{P}$ в 1,5 раза по сравнению с промышленно выпускаемыми ВГ.

6. Экспериментально достигнута нестабильность частоты, обусловленная тепловыми шумами резонатора, на уровне $\sigma(\tau) \leq 2 \cdot 10^{-14} (\tau)^{-1/2}$, что 1,5 раза ниже, чем у промышленных ВСЧВ Ч1–1003М и Ч1–1035. СКДО на интервале времени измерения 1 сутки при этом составило $(1,3-1,5) \cdot 10^{-16}$.

7. Экспериментально определены требования по стабилизации параметров двойной сортировки атомов, предложена схема для практической реализации модуля управления СДС.

8. Результаты диссертационной работы использованы при разработке генератора квантового водородного ЯКУР.411141.052, входящего в состав перспективного стандарта частоты и времени водородного VCH-2021, получен акт внедрения.

Список литературы

1. Zhogun, V.N., Shekhovtsov, V.N. State Primary Standard Get 200–2012 of Units of Measurements of the Volumes of Digital Information Transmitted Via Internet and by Telephone. *Meas Tech* 58, 34–37 (2015).
2. Donchenko, S.I., Blinov, I.Y., Goncharov, A.S. *et al.* Current Status and Prospects for the Development of the Standards Base of the National Service for Time, Frequency, and the Determination of the Parameters of the Earth's Rotation. *Meas Tech* 58, 4–9 (2015).
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. Воронцов В.Г., Беляев А.А., Демидов Н.А., Поляков В.А., Сахаров Б.А., Гладильщиков М.Л. «Разработка активного водородного стандарта частоты и времени нового поколения для базового комплекса времени и частоты», Метрология времени и пространства: Материалы симпозиума, Менделеево, ВНИИФТРИ, 14–16 сентября, с. 55-57, 2016.
5. Донченко С.И., Блинов И.Ю., Гончаров А.С., Смирнов Ю.Ф., Беляев А.А., Демидов Н.А., Сахаров Б.А., Гладильщиков М.Л. «Эталонный комплекс времени и частоты», Метрология времени и пространства: Материалы симпозиума, Менделеево, ВНИИФТРИ, 14–16 сентября, с. 100-101, 2016.
6. Воронцов В.Г., Беляев А.А., Демидов Н.А., Поляков В.А., Сахаров Б.А. «Перевозимые квантовые часы нового поколения на основе активного водородного стандарта частоты и времени», Метрология времени и пространства: Материалы симпозиума, Менделеево, ВНИИФТРИ, 12–14 сентября, с. 21-28, 2018.
7. Блинов И.Ю., Бойко А.И., Домнин Ю.С., Купалов Д.С., Хромов М.Н., Барышев В.Н., Алейников М.С., Копылов Л.Н., Новоселов А.В., Купалова О.В., Свидо А.А., Парамзин В.А., Куроедов Н.В. «Хранитель единиц времени и частоты на основе «фонтана» атомов рубидия», Альманах современной метрологии, н. 15, с. 31-41, 2018.
8. Алейников М. С., Бойко А. И. «Активный Н-мазер с повышенной кратковременной стабильностью», Измерительная техника, вып. 10, с. 33-36, 2013.

9. Aleynikov M. S., Boyko A. I. "On the single-state selection for H-maser and its signal application for fountain atomic standard", *Proceedings EFTF*, Neuchatel, 2014, pp. 169-172.
10. Матвеев Л.И. «Исследования радиоисточников методом РСДБ – хронология событий», Труды ИПА РАН, вып. 27. – СПб, с. 55-62, 2013.
11. Уткин А.Г., Беляев А.А., Павленко Ю.К. «Квантовый водородный генератор бортового космического радиотелескопа «Радиоастрон» (конструкция и результаты испытаний)», Метрология времени и пространства: Материалы симпозиума, Менделеево, ВНИИФТРИ, 17–19 сентября, с. 312-313, 2012.
12. Belyaev A., Biriukov A., Demidov N., Likhacheva L., Medvedev S., Myasnikov A., Pavlenko Y., Sakharov B., Smirnov P., Storozhev E., Tulyakov A. «Russian hydrogen masers for space applications», *Proc. PTIT Washington*, 2–5 December, 2013, pp. 87–93.
13. Н.А. Демидов, А.А. Беляев, В.А. Поляков, Ю.В. Тимофеев. «Бортовой водородный стандарт частоты для космической обсерватории Миллиметрон», Измерительная техника, вып. 8, сс. 36-40, 2018.
14. Н.А. Демидов, В.А. Поляков, Ю.В. Тимофеев, А.В. Урутин. «Водородный стандарт частоты для космической обсерватории «Миллиметрон». Труды института прикладной астрономии РАН, выпуск 27, Санкт-Петербург, с. 178-183, 2013.
15. В.Г. Воронцов, А.А. Беляев, Н.А. Демидов, В.А. Поляков, Б.А. Сахаров. «Основные области применения и перспективы развития активных водородных стандартов частоты», Метрология времени и пространства: Материалы симпозиума. Менделеево, ВНИИФТРИ, 12–14 сентября, с. 258-259, 2018.
16. Goldenberg H. M., Kleppner D., Ramsey N.F. «Atomic hydrogen maser», *Phys. Rev. Lett.*, vol. 5, 1960, pp. 361-362.
17. Kleppner D., Goldenberg H. M., Ramsey N.F. «Theory of the atomic hydrogen maser», *Phys. Rev.*, vol. 126, 1962, pp. 603–615.
18. А.А. Беляев, В.Г. Воронцов, Н.А. Демидов, Б.А. Сахаров, В.А. Поляков. «Исследование метрологических характеристик активных водородных стандартов частоты и времени», Вестник метролога №3, с.8-11, 2018.

19. Audoin C., Desaintfuscien M., Petit P., Schermann J.-P. «Design of a double focalization in a hydrogen maser», *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. IM-17, 1968, pp. 351-353.
20. Lacey R. F., Vessot R. F. C. «Improved state selection for hydrogen masers», *Proc. 23rd Freq. Control Symp.*, 1969, pp. 279-283.
21. Mattison E. M., Vessot R.F.C., Shen W., "Single State Selection System for Hydrogen Masers," *Proceedings of the 19th Annual Precise Time and Time Interval Systems and Applications Meeting*, 1986, pp. 107-112.
22. Urabe S., Nakagiri K., Ohta Y., Kobayashi M., Saburi Y. «Majorana effect on atomic frequency standards», *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, IM-29, 1980, pp. 304- 310.
23. Boyko A.I., Aleynikov M.S. "Active H-maser with increased power of the output signal", *Proceedings EFTF 2013 Prague*, 2013, pp. 245-248.
24. Aleynikov M. S., Boyko A. I. "On the single-state selection for H-maser and its signal application for fountain atomic standard", *Proceedings EFTF 2014 Neuchatel*, 2014, pp. 169-172.
25. Aleynikov M. S. "Majorana atomic transition research in H-maser's magnetic state selection region", *Proceedings IFCS-EFTF 2015 Denver*, 2015, pp. 480-482.
26. Беляев А.А., Демидов Н.А., Поляков В.А., Тимофеев Ю.В. «Квантовый водородный генератор стандарта частоты», патент на изобретение № 2726851 от 05.03.2020.
27. Ramsey N.F. «The atomic hydrogen maser», *Metrologia*, vol. 1, 1965, pp. 7-15.
28. Basov N.G., Prokhorov A.M. «Application of molecular beams to radiospectroscopic investigations of rotational molecular spectra», *Sov. Phys. JETP*, vol. 27, 1954, pp. 431-438.
29. Gaygerov B.A., Yelkin G.A. "Automatic Tuning of the Resonator of the Hydrogen Frequency Standard," *Meas. Tech.*, vol. 11, 1968, pp. 839-840.
30. Gaygerov B. A. "Automatic Phase Tuning Circuit with Controlled Phase Inverter", *Meas. Tech.*, vol. 15, 1972, pp. 1662-1666.
31. Демидов Н. А. «Исследование и разработка квантового водородного генератора для применения в промышленном стандарте частоты», Канд. дис. Горьковский ун-т, 1972.

32. Bogdan D. A., Demidov N. A., Ezhov E. M., Lavrov A. I., Logachev V. A., Sakharov B. A., Chernov G. M., Ul'yanov A. A., Fateev B. P., Sharov Y. P. «A hydrogen frequency standard», *Measurement Techniques*, 17(11), 1974, pp. 1701–1704.
33. Belyaev A. A., Demidov N. A., Kozlov S. A., Logachev V. A., Polvalyashko S. V., Simanskii V. L., Ul'yanov A. A. «Experimental investigation of a passive hydrogen frequency standard», *Measurement Techniques*, 27(3), 1984, pp. 224–226.
34. D. Kleppner, H.C. Berg, S.B. Crampton, N.F. Ramsey, R.F.C. Vessot, H.E. Peters, J. Vanier. «Hydrogen-maser Principles and Techniques», *Phys. Rev.*, vol. 138, 1965, pp. A972–983.
35. C. Audoin. «Measurement of the hydrogen-hydrogen spin-exchange cross section», *Phys. Lett.*, vol. 28A, 1968, pp. 372–373.
36. R.F.C. Vessot, M. Levine, L. Cutler, M. Baker, and L. Mueller. «Progress in the development of the hydrogen masers», *Proc. 22nd Annu. Symp. Frequency Control*, USAEC, Fort Monmouth, New Jersey, 1968, pp. 605–620.
37. S.B. Crampton. «Spin-exchange shifts in the hydrogen maser». *Phys. Rev.*, vol. 158, 1967, 57–61.
38. N. F. Ramsey. *Molecular beams* (Oxford: Oxford University Press), 1956.
39. Kleppner D., Goldenberg H. M., Ramsey N. F. «Theory of the hydrogen maser», *Phys. Rev.*, vol. 126, 1962, pp. 603–615.
40. Вайнштейн Л.А. *Электромагнитные волны*, Сов. радио, Москва, 1957.
41. Wittke I.P., Dicke R.H. «Redetermination of the hyperfine splitting in the ground state of atomic hydrogen», *Phys. Rev.*, vol. 103, 1965, pp. 620–631.
42. Mazo R.M. «Linewidths in the electron paramagnetic resonance spectrum of gaseous atomic hydrogen», *J. Chem. Phys.*, vol. 34, 1961,
43. Audoin C., Desaintfuscien M., Petit P., Schermann J.-P. Design of a double focalization in a hydrogen maser // *IEEE Trans. Instrum. Mass.* IM-17, 1968.
44. Audoin C., Desaintfuscien M., Piejus P., Schermann J.-P. «A new method of the population difference of hyperfine-levels of stored atoms», *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 5, 1969, pp. 288–296.

45. Mattison E. M., Vessot R.F.C. Shen W., "Single State Selection System for Hydrogen Masers," *IEEE Transactions on Ultrasonics Ferroelectrics and Frequency Control* 34(6), 1987, 622- 628.
46. Boyko A., Yolkin G., Gestkova N., Kurnikov G., and Paramzin V. «Hydrogen maser with improved short-term frequency stability», *Proceedings EFTF*, 2001, pp.406-408.
47. Aleynikov M. S., Boyko A. I. "On the single-state selection for H-maser and its signal application for fountain atomic standard", *Proceedings EFTF 2014 Neuchatel*, 2014, pp. 169-172.
48. А.А. Беляев, Н.А. Демидов, В.А. Поляков, Ю.В. Тимофеев. «Оценка возможного уменьшения нестабильности частоты водородного генератора при использовании пучка атомов в одном квантовом состоянии», *Измерительная техника*, вып. 8, с. 28-31, 2018.
49. Троицкий В.С. «Направленность молекулярного пучка, образованного истечением газа из канала». *ЖТФ*, 1962, т. 32, вып. 4.
50. Демидов Н.А., Зак Л.М., Логачев В.А., Ульянов А.А., Фатеев Б.П., Чернов Г.М. «Водородный стандарт частоты». «Вопросы радиоэлектроники. Радиоизмерительная техника», 1970, вып. 3.
51. Jaduszliwer B., Yat C. Chan. «Atomic velocity distributions out of hydrogen maser dissociators», *Proc. 21th Ann. PTTI Appl. and Plan. Meeting*, 1989, pp. 223-232.
52. Christensen R.L., Hamilton D.R. «Permanent magnet for atomic beam focusing», *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 30, 1959, pp. 356-358.
53. Басов Н.Г., Страховский Г.М., Никитин А.Н., Никитина Т.Ф., Татаренков В.М., Успенский А.В. Труды ФИАН, сер. «Квантовая радиофизика», т.31, с. 139-177 (1965).
54. Vanier J., Audoin C. *The Quantum Physics of Atomic Frequency Standards*. Bristol and Philadelphia: IOP Publishing Ltd, 1989. V. 1. P. 519–525.
55. Поляков В.А., Беляев А.А., Демидов Н.А., Тимофеев Н.А. «Математическое моделирование системы сортировки пучка атомов водорода с целью повышения кратковременной стабильности частоты водородного генератора», *Метрология времени и пространства*:

- Материалы симпозиума, Менделеево, ВНИИФТРИ, 17–19 сентября, с. 354-355, 2012.
56. Rabi I.I., Ramsey N.F., Schwinger J. «Use of rotating coordinates in magnetic resonance problems», *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 26, 1954, p. 167-171.
 57. Born M., Fock V.A. «Beweis des Adiabatenatzes», *Zeitschrift für Physik*, Vol. 51, Issue 3-4, 1928, pp. 165-180.
 58. Дыхне А.М. «Адиабатическое возмущение дискретного спектра», «ЖЭТФ», т. 41, 1961, с. 1324.
 59. Покровский В.Л. Квазиклассическое приближение. Физическая энциклопедия. – Т. 2. – М.: СЭ, с. 252-255, 1990.
 60. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Квантовая механика, 4 изд., М., с.181, 1989.
 61. Абрагам А., Блيني Б. Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов. Т.1, Перевод с англ. – М.: Мир, 1972.
 62. Мессиа А. Квантовая механика. Т.1. М.: Наука, 1979.
 63. E.C. Kemble. Fundamental principles of quantum mechanics, New York and London, 1937.
 64. J. M. B. Kellogg, I. I. Rabi, N. F. Ramsey, Jr., and J. R. Zacharias. «The magnetic moments of the proton and the deuteron. The radiofrequency spectrum of H_2 in various magnetic fields», *Phys. Rev.*, vol. 56, 1939, pp. 728-743.
 65. E. Majorana. «Atomi orientate in campo magnetico variabile», *Nuovo Gimento*, vol. 9, 1932, pp. 43-50.
 66. F. Bloch, I.I. Rabi. «Atoms in variable magnetic fields», *Rev. Mod. Phys.*, vol. 17, 1945, pp. 237-244.
 67. J. Schwinger. On angular momentum, Nuclear Development Associates, 1952.
 68. N.F. Ramsey. «Resonance transitions induced by perturbations at two or more different frequency», *Phys. Rev.*, vol. 100, 1955, pp. 1191-1194.
 69. В.А. Поляков, А.А. Беляев, Н.А. Демидов, Ю.В. Тимофеев, «Система двойной сортировки атомов по квантовым состояниям для промышленного водородного стандарта частоты», Измерительная техника, вып. 8, с. 31-36, 2018.

70. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория поля. Издание 7-е, исправленное. М.: Наука, 1988.
71. С.Д. Купалян. Теоретические основы электротехники, Ч. 3, Электромагнитное поле, 1970.
72. S.H. Autler, C.H. Townes. «Stark effect in rapidly varying fields», *Phys. review*, vol. 100, 1955, pp. 703-722.
73. H.G. Andresen. «Hydrogen maser frequency shifts due to coherently excited $\Delta m_F = \pm 1$ transitions between $F=1$ levels of the atomic hydrogen ground state», *Z. Physik*, vol. 210, 1968, pp. 113-141.
74. C. Cohen – Tannoudji. «Dressed-atom description of resonance fluorescence and absorption spectra of a multi-level atom in an intense laser beam», *J. Phys. B.: Atom. Molec. Phys.*, vol. 10, 1977, pp. 345-363.
75. C. Audoin, M. Desaintfuscien, P. Piejus, J.P. Schermann. «Double-resonance method for the determination of level population», *J. Quantum Electr.*, vol. QE-5, № 9, 1969, pp. 431-434.
76. Пихтелев А.И., Ульянов А.А., Фатеев Б.П. Стандарты частоты и времени на основе квантовых генераторов и дискриминаторов. М.: Радио и связь, 1978.
77. S.B. Crampton, E.C. Fleri, H.T.M. Wang. «Effects of atomic resonance broadening mechanism on atomic hydrogen maser long-term frequency stability», *Metrologia*, vol. 13, 1977, pp. 131-135.
78. S.B. Crampton, H.T.M. Wang. «Duration of hydrogen-atom spin-exchange collisions», *Phys. Rev. A*, vol. 12, 1975, pp. 1305-1312.
79. S.F. Watanabe, H.G. Robinson. «Motional narrowing of Zeeman resonance lineshapes» *J. Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, vol. 10, 1977, pp. 931-941.
80. Ф. Риле. Стандарты частоты. Принципы и приложения. М.: Физматлит, 2009.
81. Ю.В. Тимофеев, В.А. Поляков, А.А. Беляев, Н.А. Демидов, «Результаты экспериментальных исследований водородного генератора с двойной сортировкой атомов по квантовым состояниям», *Измерительная техника*, вып. 8, с. 40-43, 2018.
82. В.А. Поляков, Н.А. Демидов, Ю.В. Тимофеев, А.В. Урутин. «Водородный стандарт частоты с двойной сортировкой атомов водорода по энергетическим состояниям», *Метрология времени и пространства*:

Материалы симпозиума, Менделеево, ВНИИФТРИ, 17–19 сентября, 2014, с. 100–102.

83. Polyakov V., Timofeev Y., Demidov N. EFTF-IFCS 2021 conference program, p. 38.