

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. П.Н. ЛЕБЕДЕВА
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Шелковников Александр Сергеевич

РЕЗОНАНСЫ НАСЫЩЕННОЙ ДИСПЕРСИИ МЕТАНА С
ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ШИРИНОЙ 10^{-9} - 10^{-12} ДЛЯ ЗАДАЧ СТАНДАРТОВ
ЧАСТОТЫ И ЗАДАЮЩИЙ РАДИО ГЕНЕРАТОР НА ИХ ОСНОВЕ.

01.04.21. Лазерная физика

Диссертация

на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

доктор физ.-мат. наук

Губин Михаил Александрович

Москва – 2012 г.

СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	5
ГЛАВА 1. ЛАЗЕРНЫЙ СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ЧАСТОТНЫХ РЕЗОНАНСОВ В МЕТАНЕ С ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ШИРИНОЙ 4×10^{-12}	20
1.1. Форма резонансов насыщенной дисперсии с учетом пролетных эффектов.....	24
1.2. Искажение формы линии и сдвиги частоты из-за методических факторов.....	25
1.3. Общая схема спектрометра.....	26
1.4. Опорный и гетеродинный лазеры.....	29
1.5. Особенности оптической схемы He-Ne/CH ₄ лазера с внутренним телескопическим расширителем пучка.....	36
1.6. Оценка сдвигов нелинейных резонансов из-за наличия пучка с большой кривизной волнового фронта.....	40
1.7. Конструкция лазера с внутренним телескопическим расширителем пучка.....	46
1.8. Регистрация сигнала.....	49
1.9. Программное обеспечение.....	55
1.10. Частотные измерения при разрешенном дублете отдачи....	56
1.11. Определение частоты невозмущенного перехода F ₂ ⁽²⁾ линии метана.....	64
1.12. Измерение частотного расщепления МСТС.....	65
Основные результаты Главы 1.....	67
ГЛАВА 2. ТРАНСПОРТИРУЕМЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ HE-NE/CH ₄ СТАНДАРТ С ПОВТОРЯЕМОСТЬЮ ЧАСТОТЫ $3 \cdot 10^{-14}$	68
2.1. Особенности оптической схемы и конструкции ТОСЧ-60.	69

2.2.	Общая схема ТОСЧ-60.....	72
2.3.	Двухмодовый режим генерации.....	75
2.4.	Компьютерная стабилизация частоты ТОСЧ-60.....	77
2.5.	Метрологические испытания ТОСЧ-60.....	80
	2.5.1. Стабильность частоты.....	80
	2.5.2. Результаты абсолютных частотных измерений.....	81
2.6.	Спектроскопические и метрологические применения ТОСЧ-60.....	85
	2.6.1. Измерение частоты 1S - 2S перехода водорода.....	85
	2.6.2. Измерение частоты E – линии метана.....	85
	2.6.3. Сравнение радиооптических цепей РТВ и LPTF.....	86
	Основные результаты Главы 2.....	87
ГЛАВА 3.	ИССЛЕДОВАНИЕ СДВИГОВ ЧАСТОТЫ He-Ne/CH ₄ ЛАЗЕРОВ.....	88
3.1.	Влияние обратных отражений внутри резонатора на долговременную стабильность оптических стандартов частоты.....	89
	3.1.1. Поле в резонаторе с дополнительной отражающей пластинкой.....	92
	3.1.2. Сдвиг из-за частотной модуляции резонатора.....	94
	3.1.3. Сдвиги в двухмодовом режиме.....	95
	3.1.4. Экспериментальное измерение сдвигов.....	99
3.2.	Зависимость сдвигов частоты лазера от конфигурации поля моды, задаваемой настройкой внутрирезонаторного телескопа.....	102
	3.2.1. Экспериментальные исследования сдвигов частоты в ТОСЧ-60 от положения окуляра.....	103
	3.2.2. Обсуждение результатов эксперимента.....	108

Основные результаты Главы 3.....	114
ГЛАВА 4. КОМПАКТНЫЙ ЗАДАЮЩИЙ РАДИО ГЕНЕРАТОР НА ОСНОВЕ ИК ПЕРЕХОДА МЕТАНА И ВОЛОКОННОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА.....	115
4.1. Фемтосекундные лазеры в метрологии оптических частот. Схема метанового радио генератора.....	117
4.2. Результаты эксперимента с титан-сапфировым фемтосекундным делителем частоты.....	122
4.3. Параметры He-Ne/CH ₄ стандарта частоты.....	124
4.4. Волоконная фемтосекундная лазерная система.....	125
4.5. Стабилизации частоты повторения фемтосекундных импульсов по радиочастотному синтезатору.....	127
4.6. Генерация спектра разностных частот.....	130
4.7. Компактный метановый задающий генератор.....	132
Основные результаты Главы 4.....	136
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	137
ПЕРСПЕКТИВЫ.....	139
ПРИЛОЖЕНИЕ. Расчет параметров гауссова пучка в резонаторе с телескопическим расширителем.....	142
ЛИТЕРАТУРА.....	150

ВВЕДЕНИЕ.

Актуальность темы диссертационной работы.

Разработка высокоточных квантовых стандартов частоты (КСЧ) и частотно-временные измерения на их основе – одно из фундаментальных направлений квантовой радиофизики, начавшейся с создания КСЧ на основе мазеров, сначала на инверсионном переходе молекул аммиака, а затем на переходе между уровнями сверхтонкой структуры атомов водорода [1,2,3].

Реализация возможности длительного удержания атомов в долгоживущем возбужденном состоянии в СВЧ резонаторе высокой добротности сразу позволила создать водородный мазер (H-мазер, $\nu_{\text{H}} = 1,420$ ГГц) со стабильностью частоты выходного радиосигнала на два порядка лучшей по сравнению с кварцевыми генераторами. В настоящее время стабильность частоты H-мазеров достигла 10^{-15} при времени усреднения $\tau = 1$ сутки, и мазеры, используемые в качестве «хранителей частоты» и непрерывно идущих часов, стали основным инструментом высокоточных частотно-временных и координатных измерений [4]. Помимо исключительной важности исследований по повышению стабильности и точности частотной и временной шкал для фундаментальной науки (прецизионная спектроскопия, фундаментальные физические эксперименты, астрофизика и радиоастрометрия, использующие интерферометры со сверхдлинной базой, и др.), существенно расширилась практическая сфера применений результатов таких исследований. Системы спутниковой навигации ГЛОНАСС / GPS имеют своей целью создание глобального «координатно-временного поля», доступного в любой точке Земли и в ближайшем (до 2000 км) космосе, позволяющего производить высокоточные измерения координат и времени для задач навигации, управления, синхронизации приема-передачи информации между удаленными объектами, и т.д. Центральными элементами, определяющими точность синхронизации всех наземных и бортовых элементов этих систем, являются КСЧ, как

активного типа на основе Н-мазеров, так и пассивного на основе цезиевых и рубидиевых реперов, пассивных Н-мазеров. Прогресс этих навигационных систем, в частности при определении координат в реальном масштабе времени с точностью 10 см и менее, в определяющей степени зависит от улучшения стабильности и точности КСЧ. Для следующего поколения спутниковых навигационных систем стоит задача создания КСЧ с точностью $\sim 10^{-17}$ и суточной стабильностью до $1 \cdot 10^{-16}$. Возможность столь радикального повышения точности и стабильности связана с использованием реперных переходов в оптическом диапазоне спектра и созданием лазерных стандартов частоты на основе холодных атомов и ионов в световых и электромагнитных ловушках [5].

Общие принципы и преимущества применения лазеров в стандартах частоты были перечислены еще в первом отечественном обзоре, посвященном оптическим стандартам частоты (ОСЧ) [6]. Однако несколько десятилетий ОСЧ развивались «в отрыве от практики», поскольку не существовало удобных средств измерения оптических частот и переноса стабильности и точности лазерных стандартов в привычный для потребителя радиодиапазон.

Ситуация революционным образом изменилась в начале 2000-х годов благодаря достижениям физики сверхбыстрых (фемтосекундных) процессов в лазерных генераторах и созданию генератора суперконтинуума, перекрывающего октаву в оптическом диапазоне спектра [7]. Развитие фемтосекундных технологий решило одну из труднейших проблем ОСЧ и создало эффективный способ измерения оптических частот, позволяющий использовать точностной потенциал оптических переходов, «синхронизовать» и объединить различные лазерные и радио стандарты, отстоящие по частоте на десятки и сотни терагерц, в единую систему с помощью компактных лазерных устройств.

Одно из преимуществ такого объединения – передача метрологических параметров одного устройства другому, что позволяет потребителю

приблизиться к «идеальному» стандарту, выбирая нужное сочетание свойств этого стандарта (относительная стабильность частоты, ширина спектра, точность).

Поскольку в одном устройстве крайне сложно достигнуть и предельной стабильности на малых временах, и предельной точности частоты (требования на параметры квантового дискриминатора при этом противоречат друг другу), стандарты развиваются по трем основным направлениям: (1) - *задающие генераторы* (узкий спектр излучения, высокая кратковременная стабильность частоты, например - кварцевые генераторы); (2) - *хранители частоты* (высокая долговременная стабильность, например – Н-мазер); (3) – *реперы* (предельная точность воспроизведения частоты невозмущенного перехода, и соответственно, размера секунды, например – Cs репер частоты).

Что касается развития реперов, то в достижении предельной точности и воспроизводимости частоты неоспоримыми преимуществами обладают СВЧ и оптические реперы, использующие спектральные линии глубоко охлажденных атомов/ионов, захваченных в ловушках или совершающих движение в геометрии «фонтана» [8,9]. Собственная неопределенность значения частоты современных ОСЧ на одиночных холодных ионах Hg^+ и Al^+ , дополненных фемтосекундными делителями частоты (часто эти устройства называются «оптическими часами»), в настоящее время снижена до величины 10^{-17} [10,11]. Недостатком ОСЧ на одиночных частицах является малое отношение сигнал / шум и необходимость длительного усреднения сигнала. В значительной степени эта проблема решена в ОСЧ, использующих холодные атомы, захваченные в оптических решетках. Так, в ОСЧ на атомах Sr и Yb число атомов, дающих вклад в сигнал реперной спектральной линии, достигает 10^5 - 10^6 [12,13]. Указанные варианты оптических стандартов, претендующие на высшую точность и воспроизводимость частоты, в настоящее время представляют собой сложные стационарные установки, и для их работы необходимы задающие генераторы с чрезвычайно узким (доли

Гц) спектром и высокой ($\sim 10^{-15}$ за 1 с) кратковременной стабильностью частоты [14,15]. Создание таких оптических задающих генераторов стало реальностью с развитием техники стабилизации частоты лазеров по высокочастотным интерферометрам Фабри-Перо [16,17,18].

Для работы первичных стандартов частоты, использующих часовые переходы в микроволновом диапазоне, также требуются задающие генераторы с предельной кратковременной стабильностью. Лучшие кварцевые генераторы имеют совершенно недостаточную ($\sim 10^{-13}$ за 1 с) стабильность частоты, и поэтому, активно развиваются задающие генераторы на основе криогенных СВЧ резонаторов [19], а также на основе оптических задающих генераторов с делением их частоты и переносом их стабильности в микроволновый диапазон [20,21].

Следующий важный для практики вопрос - тиражирование шкал времени и частоты в сотнях лабораторий с помощью менее сложных и дорогих чем реперы - хранителей частоты, периодически калибруемых по реперам сигналами, передаваемыми из национальных метрологических центров через космические ретрансляторы или по линиям волоконно-оптической связи.

Недостатком активных H-мазеров, являющихся лучшими хранителями частоты, является наличие дрейфа на временах усреднения больше суток ($\tau > 10^5$ с), высокие требования на условия эксплуатации, недостаточно высокая кратковременная стабильность частоты (10^{-13} , при $\tau = 1$ с), значительные массо-габаритные параметры (75-200 кг), высокая стоимость.

В настоящей работе исследуются возможности создания высокостабильного задающего генератора, хранителя и переносчика частоты оптического диапазона на основе He-Ne лазеров, стабилизированных по спектральным линиям молекулы метана.

Большая доля изложенного в диссертации материала (главы 1, 2, 3) относится к «дофемтосекундной эпохе», когда отсутствовали удобные средства связи оптического и радиодиапазонов. Роль созданных метановых

задающих генераторов и переносчиков оптической частоты была важна, но позволяла решать сравнительно узкий круг научных и метрологических задач (это относится ко всем ранее разрабатывавшимся оптическим стандартам частоты).

С появлением в 1999-2000 гг. фемтосекундных делителей оптической частоты результаты выполненных исследований стали доступны и для радиодиапазона спектра, что резко расширило сферу возможных применений метановых стандартов частоты.

Поэтому заключительная часть диссертационной работы (глава 4) посвящена переносу стабильности метановых стандартов в радиодиапазон спектра с помощью компактного оптоволоконного фемтосекундного делителя оптической частоты.

Цели диссертационной работы:

1. Оценка возможности создания стандартов частоты с повторяемостью и воспроизводимостью $\sim 10^{-14} - 10^{-15}$ на основе резонансов насыщенной дисперсии с относительными ширинами $\sim 10^{-12}$ на $F_2^{(2)}$ линии метана в условиях полного разрешения дублета отдачи.

2. Создание компактного транспортируемого He-Ne/CH₄ ОСЧ, стабилизированного по резонансу насыщенной дисперсии в условиях полного разрешения магнитной сверхтонкой структуры (с относительной шириной 3×10^{-11}).

3. Калибровка шкал оптических частот различных лабораторий с точностью $10^{-13} - 10^{-14}$ транспортируемым He-Ne/CH₄ ОСЧ с целью получения новой спектральной и метрологической информации.

4. Создание на основе He-Ne/CH₄ лазера и волоконного фемтосекундного делителя оптической частоты лабораторного макета радио генератора с кратковременной стабильностью частоты на 1-2 порядка выше, чем у лучших кварцевых генераторов.

Все исследования в работе выполнены с газовыми He-Ne лазерами с длиной волны $\lambda = 3,39$ мкм, различной конструкции и назначения, стабилизированными по внутридоплеровским резонансам метана на переходе $F_2^{(2)}$ линии P(7) полосы ν_3 .

Данный выбор связан со случайным совпадением линии усиления He-Ne лазера и указанной линии метана, что стимулировало исследования и разработки по He-Ne/CH₄ системе с внешней и внутренней метановой поглощающей ячейкой, начатые пионерскими работами В.С. Летохова, Дж. Холла и В.П. Чеботаева в конце 60-х годов [22,23, ссылки в них]. Дальнейшие исследования выявили целый ряд тонких спектроскопических и методических особенностей, влияющих на предельные параметры по стабильности, повторяемости, воспроизводимости и точности не только данной системы, но и других ОСЧ с поглощающими ячейками на I₂ [24,25,26], C₂H₂ [27], SF₆ [28], OsO₄ [29,30,31], Rb [32] с использованием газовых, твердотельных и полупроводниковых лазеров. Среди различных пар «лазер - поглотитель» наиболее высокая стабильность частоты в сочетании с небольшими габаритами продемонстрирована двумя системами: Nd:YAG/I₂ и He-Ne/CH₄. В частности, новейшие исследования показывают, что потенциальная стабильность лазеров, привязанных к внутридоплеровским резонансам молекулярного йода и метана, составляет 10^{-15} - 10^{-16} при времени усреднения $1-10^4$ с [33,34].

Для достижения поставленных целей в диссертационной работе решены следующие задачи:

1. Разработан и создан малогабаритный стационарный лазерный спектрометр, позволяющий исследовать резонансы насыщенной дисперсии $F_2^{(2)}$ линии метана со спектральным разрешением 10^{-11} - 10^{-12} .

2. Проведены спектроскопические исследования сверхузких резонансов насыщенной дисперсии $F_2^{(2)}$ линии метана в условиях полного разрешения дублета отдачи, измерены сдвиги частоты стабилизированного лазера от

давления и насыщающей мощности в области ширин реперных резонансов 400-900 Гц.

3. Созданы компактные транспортируемые He-Ne/CH₄ переносчики частоты, стабилизированные по резонансам насыщенной дисперсии метана с относительной шириной 3×10^{-11} . Выполнены абсолютные измерения их частоты относительно цезиевого репера, доказавшие, что повторяемость частоты созданных образцов достигает 3×10^{-14} .

4. Разработана модель сдвигов частоты He-Ne/CH₄ лазера от внутренних паразитных обратных отражений. Определен диапазон сдвигов частоты лазера от перестройки телескопического резонатора по области устойчивости.

5. На основе He-Ne/CH₄ лазера и волоконного фемтосекундного лазера создан лабораторный макет задающего радио генератора, превосходящий по кратковременной стабильности лучшие кварцевые генераторы.

Научная новизна результатов, полученных в диссертации, состоит в следующем:

1. Доказана возможность регистрации резонансов насыщенной дисперсии с разрешением 4×10^{-12} в малогабаритном спектрометре на основе двухмодового лазера.

2. Получены зависимости сдвигов частоты лазера, стабилизированного по резонансам насыщенной дисперсии, от давления метана и насыщающей мощности в условиях полного разрешения дублета отдачи.

3. Продемонстрирована возможность создания компактных транспортируемых He-Ne/CH₄ переносчиков оптической частоты, хранящих значение частоты с погрешностью 3×10^{-14} на интервалах времени до 3 лет.

4. Описаны и оценены сдвиги частоты He-Ne/CH₄ лазера от внутренних паразитных обратных отражений.

5. Измерена зависимость сдвига частоты He-Ne/CH₄ лазера от перестройки телескопического резонатора по области устойчивости.

6. Доказана возможность создания на основе He-Ne/CH₄ лазера и волоконного фемтосекундного лазера радио генератора, превосходящего по кратковременной стабильности лучшие кварцевые генераторы.

Научная и практическая ценность:

1. Созданный малогабаритный стационарный лазерный спектрометр позволяет проводить спектроскопические исследования сверхузких резонансов насыщенной дисперсии F₂⁽²⁾ линии метана в условиях полного разрешения дублета отдачи и оценивать возможности дальнейшего развития стандартов частоты на основе методов спектроскопии насыщения с газовыми ячейками.

2. Разработанный компактный транспортируемый переносчик оптической частоты, способен синхронизовывать удаленные шкалы оптических частот с точностью 3×10^{-14} без использования систем спутниковой и волоконно-оптической связи.

3. Абсолютное значение частоты созданных переносчиков использовано для калибровки шкал оптических частот в нескольких ведущих лабораториях мира.

4. Результаты исследований сдвигов частоты He-Ne/CH₄ лазера от внутренних паразитных обратных отражений и перестройки по области устойчивости телескопического резонатора позволяют сформулировать отдельные требования для разработки метановых ОСЧ нового поколения с прогнозируемой стабильностью $10^{-15} - 10^{-16}$.

5. Лабораторный макет радио генератора на основе He-Ne/CH₄ лазера и фемтосекундного оптоволоконного лазера продемонстрировал возможность создания компактных радио генераторов нового типа с высокой кратковременной стабильностью частоты и низким уровнем фазовых шумов.

Основные результаты и положения, выносимые на защиту:

1. Созданный малогабаритный стационарный лазерный спектрометр позволяет регистрировать и исследовать резонансы насыщенной дисперсии на $F_2^{(2)}$ линии метана со спектральным разрешением 10^{-11} - 10^{-12} .

2. Сдвиги частоты лазера, стабилизированного по резонансу насыщенной дисперсии метана в условиях полного разрешения дублета отдачи, от давления метана и насыщающей мощности, не превышают величины 5×10^{-15} при условии поддержания величины обоих параметров с точностью 5%.

3. Повторяемость частоты созданного транспортируемого He-Ne/CH₄ оптического стандарта составляет 3×10^{-14} на интервале времени до 3 лет.

4. Величина измеренного сдвига частоты He-Ne/CH₄ лазера от внутренних паразитных обратных отражений соответствует расчетному значению, полученному на основе теории, включающей в уравнение для поля граничные условия с потерями на всех элементах резонатора.

5. Перестройка телескопического резонатора по области устойчивости при наличии поперечной неоднородности усиливающей среды и больших дифракционных потерь приводит к сдвигам частоты транспортируемого He-Ne/CH₄ ОСЧ, достигающим величины $\sim 4 \times 10^{-12}$.

6. Созданный лабораторный макет радиогенератора на основе He-Ne/CH₄ лазера и оптоволоконного фемтосекундного лазера превосходит по стабильности частоты водородный мазер пассивного типа на временах усреднения $\tau \leq 30$ с.

Структура и объем работы.

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и приложения и изложена на 163 страницах машинописного текста, включая 57 рисунков, 3 таблицы и список литературы, содержащий 121 наименование.

Основное содержание диссертации.

Во **Введении** обоснована актуальность и важность работы, определены цели и задачи диссертации, отмечена научная новизна и значимость результатов, полученных в диссертации, их практическая ценность, сформулированы защищаемые положения.

Глава 1 посвящена созданию малогабаритного стационарного лазерного спектрометра и исследованию внутريدоплеровских резонансов насыщенной дисперсии $F_2^{(2)}$ линии метана в условиях полного разрешения дублета отдачи. Приведено описание спектрометра в целом, особенностей оптической схемы и конструкции He-He/ CH_4 лазера с внутррезонаторным 60-кратным телескопическим расширителем пучка, схемы регистрации сигнала. Минимальная достигнутая относительная ширина резонансов насыщенной дисперсии составила 4×10^{-12} . Приведены результаты измерения сдвигов частоты лазера от давления метана и насыщающей мощности в диапазоне ширин реперных резонансов 400-900 Гц. Приведены данные по измерению с погрешностью 3 Гц частотных расщеплений между компонентами магнитной сверхтонкой структуры (МСТС) $F_2^{(2)}$ линии метана.

В **Главе 2** приведен материал по разработке транспортируемого оптического стандарта частоты на основе He-He/ CH_4 лазера (ТОСЧ-60), стабилизированного по центральной компоненте разрешенной МСТС $F_2^{(2)}$ линии метана (относительная ширина резонансов насыщенной дисперсии - 3×10^{-11}). Созданные образцы ТОСЧ-60 испытывались и калибровались на традиционном радиооптическом частотном мосту Физико-технического института Германии относительно цезиевого репера. Были определены основные характеристики ТОСЧ-60: стабильность и повторяемость частоты. Повторяемость частоты измерялась для разных экземпляров на интервалах времени от нескольких месяцев до 3-х лет.

В **Главе 3** приведены результаты исследования двух видов частотных сдвигов, имеющих место в лазерах, стабилизированных по резонансам, выделяемым методами внутريدоплеровской спектроскопии насыщения.

Первый обусловлен наличием паразитных обратных отражений, второй – изменением пространственного распределения поля в лазерах с внутрирезонаторными телескопами при перестройке резонатора по области устойчивости.

Найдены два механизма сдвигов из-за обратных отражений: (1) возникающая при детектировании производных резонансов частотнозависимая «паразитная» амплитудная модуляция излучения лазера; (2) изменение пьедестала под резонансом в двухмодовом режиме. Эксперимент количественно подтвердил теоретические оценки сдвигов из-за обратных отражений.

Установлено, что сдвиги частоты от изменения конфигурации поля моды, задаваемой настройкой телескопов в транспортируемых He-Ne/CH₄ ОСЧ с высоким спектральным разрешением в «пролетной» области параметров и при больших диффракционных потерях могут достигать величины $5 \cdot 10^{-12}$. Это объясняет разброс частот отдельных образцов транспортируемого оптического стандарта частоты, описанного в Главе 2.

Глава 4 посвящена созданию компактного задающего радиогенератора на основе He-Ne/CH₄ лазера и фемтосекундного делителя оптической частоты. Проблема задающих генераторов с предельно низким уровнем частотных и фазовых шумов является одной из центральных для успешной реализации КСЧ наивысшей точности. В отличие от применения сверхдобротных СВЧ и оптических резонаторов, в диссертационной работе исследуется другой подход к созданию задающих генераторов с высокой кратковременной стабильностью частоты. В качестве репера используются нелинейные резонансы на переходах молекулы метана.

В настоящей работе в качестве источника стабильной частоты использовался He-Ne/CH₄ лазер, стабилизированный по резонансу насыщенной дисперсии F₂⁽²⁾ линии метана с относительной шириной 10^{-9} и обладающий кратковременной стабильностью частоты $1 \cdot 10^{-14}$ (при времени усреднения 1 с). В качестве делителя оптической частоты использовался

специально разработанный фемтосекундный оптоволоконный Er^{3+} лазер, частота следования импульсов которого с помощью созданного нелинейно-оптического интерфейса, стабилизировалась по частоте He-Ne/ CH_4 ОСЧ. Тем самым, был впервые создан компактный высокостабильный «метановый» задающий радио генератор. В Главе приводится описание эксперимента и основных характеристик полученных радиосигналов.

В **Приложении** выполнен расчет параметров гауссова пучка в резонаторе с телескопическим расширителем и приведены удобные для расчетов формулы.

Личный вклад автора.

Все выносимые на защиту результаты и положения диссертационной работы получены и разработаны автором лично или при его непосредственном участии. Автор участвовал в постановке, проведении и обработке результатов всех экспериментов.

Апробация результатов.

Основные результаты, изложенные в диссертации, докладывались и обсуждались на следующих конференциях и отчетных совещаниях:

1. International Symposium “Modern problems of laser physics”, Novosibirsk, Russia, August 28 - September 2, 1995.
2. Conference on Precision Electromagnetic Measurements (CPEM 96), Braunschweig, Germany, 17-20 June, 1996.
3. 9th International Conference on Laser Physics, St.Petersburg, Russia, June 22-26, 1998.
4. 16th International Conference on Coherent and Nonlinear Optics, Moscow, Russia, June 29-July 3, 1998.
5. Conference on Precision Electromagnetic Measurements (CPEM 98), Washington DC, USA, July 6-10, 1998.

6. International Quantum Electronics Conference, Conference of Lasers, Applications, and Technologies (IQEC/LAT), Moscow, Russia, June 22-27, 2002.
7. XXIII Съезд по спектроскопии, г.Звенигород, Московская обл., 17-21 октября 2005 г.
8. European Frequency and Time Forum (EFTF 08), Toulouse, France, 21-25 April, 2008.
9. European Frequency and Time Forum (EFTF 09), Besancon, France, 23-28 April, 2009.
10. Отчетные совещания по Программе Президиума РАН «Экстремальные световые поля и их приложения»: 3-4 декабря 2009, 16-17 декабря 2010г., 26-27 декабрь 2011 г.

Публикации.

По материалам диссертации опубликованы следующие работы:

1. Alekseev V.A., Gubin M.A., Krylova D.D., Tyurikov D.A., **Shelkovnikov A.S.** “Methane frequency standard ($\lambda = 3.39 \mu\text{m}$) with the bandwidth of the reference line of 800 Hz”, Laser Physics, **4**, p.356-363 (1994).
2. Gubin M.A., Tyurikov D.A., **Shelkovnikov A.S.**, Koval’chuk E.V., Kramer G., Liphardt B. “Transportable He-Ne/CH₄ optical frequency standard and absolute measurements of its frequency”, IEEE J. Quantum Electron., **31**, 2177-2182 (1995).
3. Tyurikov D.A., Gubin M.A., **Shelkovnikov A.S.**, Koval’chuk E.V. “Accuracy of the computer-controlled laser frequency standards based on resolved hyperfine structure of a methane line”, IEEE Trans. Instr. Meas., **44**, 166-169 (1995).
4. Gubin M.A., Tyurikov D.A., Kireev A.N., Kovalchuk E.V., **Shelkovnikov A.S.**, Depatie D. “New approaches towards high precise,

- compact methane optical frequency standard ($\lambda = 3.3 \mu\text{m}$)”, Proceedings of the Fifth Symposium on Frequency Standards and Metrology, Woods Hole, Massachusetts USA, October 15-19, 1995, p.305-309.
5. Gubin M., **Shelkovnikov A.**, Kovalchuk E., Krylova D., Petrukhin E., Tyurikov D. “Present performance of the transportable He-Ne/CH₄ optical frequency standards”, Proceedings of the 13th European Frequency and Time Forum, Besancon, France, April 13-16, 1999, pp.710-713.
 6. Acef O., Clairon A., Rovera D., Ducos F., Hilico L., Kramer G., Lipphardt B., **Shelkovnikov A.**, Kovalchuk E., Petrukhin E., Tyurikov D., Petrovskiy M., Gubin M., Felder R., Gill P., Lea S. “Absolute frequency measurements with a set of transportable methane optical frequency standards”, Proceedings of the 13th European Frequency and Time Forum, Besancon, France, April 13-16, 1999, pp.742-745.
 7. Gubin M., Petrukhin E., Krylova D., Kovalchuk E., Tyurikov D., **Shelkovnikov A.**, “Physical and technological aspects of compact He-Ne/CH₄ optical frequency standards of a highest performance”, Proceedings of SPIE Symposium 2001: Laser Frequency Stabilization, Standards, Measurements, and Applications, John L. Hall, Jun Ye Editors, **4269**, 272-276 (2001).
 8. Gubin M., Kovalchuk E., Petukhin E., **Shelkovnikov A.**, Tyurikov D., et al “Absolute frequency measurements with a set of transportable He-Ne/CH₄ OFS and prospects for future design and applications”, in Proceedings of the 6th International Symposium on Frequency Standards and Metrology, 9 - 14 September 2001, St.Andrews, Scotland, World Scientific Publishing Ltd, editor P.Gill, pp.453-460.
 9. Крылова Д.Д., **Шелковников А.С.**, Петрухин Е.А., Губин М.А. «Влияние обратных отражений внутри резонатора на точность и стабильность оптических стандартов частоты», Квантовая Электроника, **34**, 554-558 (2004).

10. Gubin M.A., Kireev A.N., Tausenev A.V., Konyashchenko A.V., Kryukov P.G., Tyurikov D.A., **Shelkovikov A.S.** “Femtosecond Er^{3+} fiber laser for application in an optical clock”, *Laser Physics*, **17**, 1286-1291 (2007).
11. Губин М.А., Киреев А.Н., Конященко А.В., Крюков П.Г., Таусенев А.В., Тюриков Д.А., **Шелковников А.С.** «Реализация компактных метановых оптических часов», *Квантовая электроника*, **38**, 613-614 (2008).
12. Губин М.А., Киреев А.Н., Конященко А.В., Крылова Д.Д., Крюков П.Г., Таусенев А.В., Тюриков Д.А., **Шелковников А.С.** «Создание компактного задающего генератора и оптических часов на основе ИК перехода метана и фемтосекундного лазера», с.400-415, т.3 «Оптическая спектроскопия и стандарты частоты» под ред. Е.А. Виноградова и Л.Н. Сеницы, Томск: изд. Института оптики атмосферы СО РАН, 2009.
13. Gubin M.A., Kireev A.N., Konyashchenko A.V., Kryukov P.G., **Shelkovnikov A.S.**, Tausenev A.V., Tyurikov D.A. “Femtosecond fiber laser based methane optical clock”, *Applied Physics B*, **95**, p.661-666 (2009).
14. Губин М.А., Крылова Д.Д., Тюриков Д.А., **Шелковников А.С.**, «Способ стабилизации частоты лазера и устройство для его осуществления». Патент РФ на изобретение № 2318278, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН. Зарегистрировано в Государственном реестре 27.02.2008 г., приоритет от 18.09.2006 г.
15. Губин М.А., Трушковский Э.В., Тюриков Д.А., **Шелковников А.С.**, «Стабилизированный двухмодовый He-Ne/ CH_4 лазер». Патент РФ на изобретение № 2343611, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН. Зарегистрировано в Государственном реестре 10.01.2009 г., приоритет от 05.09.2007 г.

ГЛАВА 1

ЛАЗЕРНЫЙ СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ЧАСТОТНЫХ РЕЗОНАНСОВ В МЕТАНЕ С ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ШИРИНОЙ 4×10^{-12} .

Основой квантовых стандартов частоты (КСЧ) пассивного типа, на базе которых развиваются наиболее точные эталоны времени и частоты, являются узкие спектральные линии СВЧ или оптического диапазона, по характерным точкам которых электронными системами АПЧ осуществляется стабилизация частоты излучения генератора. Параметры выделяемых реперных линий – относительная ширина (добротность), отношение сигнал/шум (С/Ш), зависимость формы и сдвига линии от изменения внешних условий, а также способ регистрации этих линий определяют достигаемую относительную стабильность частоты, воспроизводимость и точность стандарта.

Предельно достижимая относительная стабильность частоты $\sigma(\tau)$ стандартов пассивного типа в случае белого частотного шума определяется соотношением:

$$\sigma(\tau) = \frac{\gamma}{\omega} \cdot \frac{N/\sqrt{\tau}}{S},$$

где ω - несущая частота генератора, γ - полуширина резонанса, τ – время усреднения, N – уровень шума при $\tau = 1$ с, S – величина сигнала.

Как видно из соотношения, *относительная стабильность частоты*, определяется комбинацией ширины резонанса и отношения С/Ш. На практике такая ситуация характерна лишь до времен усреднения $1 - 10^5$ с (для разных типов стандартов), после чего характер шума обычно меняется и соответственно меняется зависимость стабильности КСЧ от времени усреднения. В отличие от этого, *воспроизводимость и точность* КСЧ зависят, прежде всего, от чувствительности формы реперной линии к изменению различных макроскопических факторов: параметров

экспериментальной установки, давления, температуры, электрических, магнитных полей и т.д.

Подавляющее большинство физических механизмов искажения формы линии приводят к сдвигам, величины которых пропорциональны ширине γ выделенной реперной линии. Поэтому, с целью повышения воспроизводимости и точности КСЧ, исследования направлены, прежде всего, на увеличение спектрального разрешения, несмотря на неизбежные при этом потери в величине сигнала.

Высокое спектральное разрешение позволяет, в частности, снизить влияние соседних линий, частично перекрывающихся с основным репером. $F_2^{(2)}$ линия метана, совпадающая с частотой He-Ne лазера ($\lambda = 3,39$ мкм, $\omega = 88,4$ ТГц) и являющаяся предметом настоящих исследований, состоит из трех основных компонент магнитной сверхтонкой структуры (МСТС) с дополнительными слабыми линиями перекрестных резонансов [35]. На рис. 1.1 показана схема переходов между уровнями МСТС. $F_2^{(2)}$ линии метана соответствует переход из основного колебательного состояния ($\nu = 0, J = 7$) в первое возбужденное ($\nu = 1, J = 6$). В обоих состояниях суммарный спин ядра $I = 1$. Трех сильным (но не одинаковым) компонентам соответствуют переходы с $\Delta F = \Delta J = -1$, двум слабым – запрещенные переходы с $\Delta F = 0$ ($F = J + I$ – полный угловой момент количества движения молекулы). Частотное расстояние между сильными компонентами ~ 11 кГц. Слабые компоненты находятся на расстоянии около 80 кГц от сильных с низкочастотной стороны [35]. На частоте, равной полусумме частот связанных переходов, в спектроскопии насыщенного поглощения/дисперсии возникает перекрестный резонанс. Его появление связано с наличием общего уровня. Данной системе уровней соответствует четыре перекрестных резонанса на расстоянии около 40 кГц от сильных компонент. Интенсивность перекрестного резонанса равна среднеквадратичному значению интенсивностей сильной и слабой компонент. Соотношение интенсивностей резонансов различных групп составляет приблизительно $1:(1/20):(1/20)^2$.

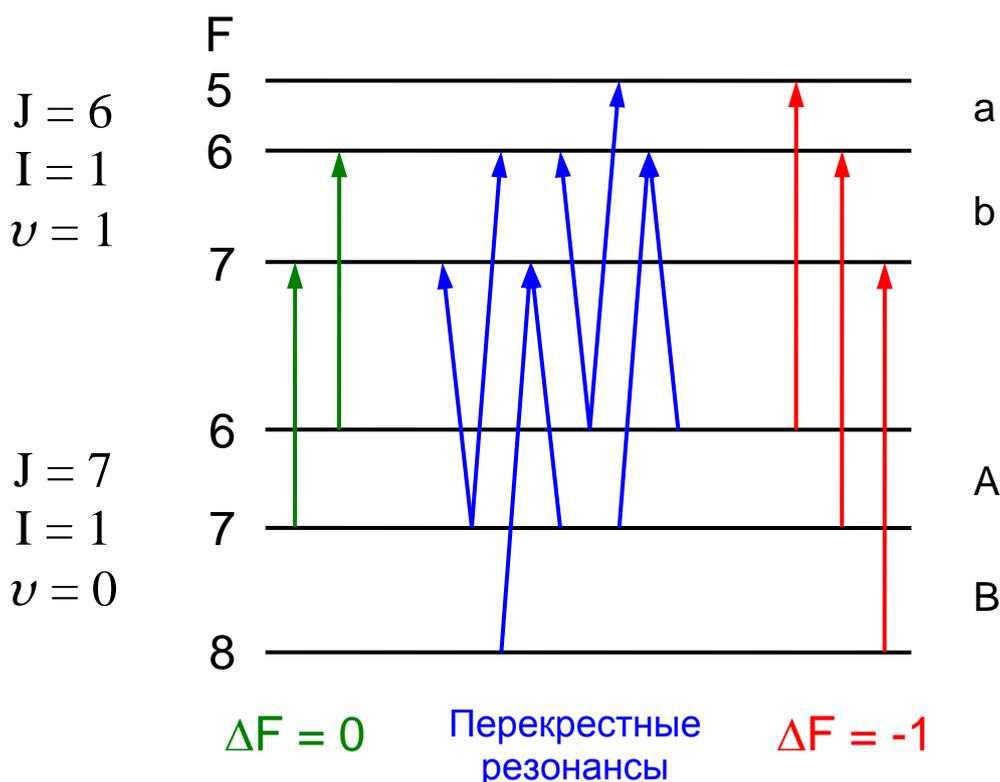


Рис. 1.1. Схема магнитной сверхтонкой структуры энергетических уровней и переходов, соответствующих $F_2^{(2)}$ линии метана [35].

Более слабая линия с $\Delta F = +1$ и ее перекрестные резонансы не показаны.

Сложная структура линии является одним из основных препятствий повышения повторяемости, воспроизводимости и точности He-Ne/CH₄ оптических стандартов частоты (ОСЧ). При использовании в качестве репера нелинейных внутридоплеровских резонансов с шириной $\gamma \sim 100$ кГц ($\gamma/\omega \sim 10^{-9}$) в условиях неразрешенной МСТС линии характерные значения достигнутой воспроизводимости и точности составляют $10^{-11} - 10^{-12}$ [22]. Только повышение спектрального разрешения до уровня $\gamma/\omega = (3-5) \cdot 10^{-11}$ ($\gamma = 3 - 5$ кГц) позволило стабилизировать частоту по отдельной компоненте МСТС, и повысило повторяемость частоты He-Ne/CH₄ лазеров на два порядка до $10^{-13} - 10^{-14}$ [36,23].

Следующая область спектрального разрешения, перспективная для дальнейшего повышения воспроизводимости частоты метановых ОСЧ и

прецизионных измерений спектроскопических констант рассматриваемого перехода, начинается со значений $\gamma/\omega < 1 \cdot 10^{-11}$ ($\gamma < 1$ кГц), когда компоненты МСТС расщепляются на дублеты из-за квантового эффекта отдачи при поглощении и испускании фотона [37]. Наблюдение такого фундаментального эффекта в оптическом диапазоне методами нелинейной лазерной спектроскопии потребовало создания уникальных спектроскопических установок.

Доминирующим фактором, ограничивающим разрешение нелинейной внутридоплеровской спектроскопии, является время пролета молекулы через луч, и одним из эффективных способов снижения пролетного уширения стало использование телескопических расширителей лазерного пучка. Одновременно, для снижения ударного уширения приходится уменьшать рабочее давление в поглощающей ячейке, что приводит к резкому падению величины сигнала и, как правило, компенсируется длиной поглощающей ячейки. Оба фактора резко усложняют конструкцию и увеличивают габариты спектрометров с таким разрешением.

До настоящей работы для регистрации линий метана с разрешением $10^{-11} - 10^{-12}$ было создано два спектрометра с телескопическими расширителями лазерного пучка: в Объединенном институте лабораторной астрофизики (JILA, США) [35,38] и Институте физики полупроводников (позднее – Институт лазерной физики) СО РАН [39,40]. В обоих спектрометрах регистрировались сверхузкие резонансы насыщенного поглощения в интенсивности излучения одномодовых лазеров. Так в спектрометре [38] использовалась внешняя метановая поглощающая ячейка длиной 13 м с диаметром лазерного пучка 22 см, а запись трех основных компонент МСТС $F_2^{(2)}$ линии с разрешением дублета отдачи потребовала 36 часов. В [40] описан спектрометр с внутриврезонаторной поглощающей ячейкой длиной 8 м и диаметром лазерного пучка 30 см с рекордным разрешением $\sim 3 \cdot 10^{-12}$.

В настоящей работе для регистрации сверхузких резонансов на $F_2^{(2)}$ линии метана был применен высокочувствительный двухмодовый метод нелинейной спектроскопии. Это позволило создать гораздо более компактный спектрометр (длина ячейки – 1,4 м), достичь спектрального разрешения $4 \cdot 10^{-12}$ и впервые выполнить спектроскопические и частотные исследования резонансов насыщенной дисперсии $F_2^{(2)}$ линии метана в условиях полностью разрешенного дублета отдачи.

1.1. Форма резонансов насыщенной дисперсии с учетом пролетных эффектов.

Форма резонансов насыщенного поглощения с учетом пролетных эффектов описывалась в многочисленных теоретических работах [41,42,43,44].

Резонанс насыщенной дисперсии с учетом квадратичного эффекта Доплера и эффекта отдачи может быть описан [45,46]:

$$F(\Delta\omega) = C_0 \cdot \text{Im} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{d\xi d\eta e^{-\eta-2\xi} \left(e^{-i2\xi \frac{\Delta\omega+\delta}{\Gamma}} + e^{-i2\xi \frac{\Delta\omega-\delta}{\Gamma}} \right)}{(\Gamma\tau)^2 \left(1 + 2i\xi \frac{\Omega_D}{\Gamma} \right) + \xi^2 + (\xi + \eta)^2},$$

где

$\Delta\omega = \omega - \omega_0$ - отстройка от частоты перехода ω_0 ;

Γ - однородная ширина линии;

$\tau = W_0/V_0$ - время пролета молекулы со среднетепловой скоростью V_0 через гауссов пучок с радиусом W_0 ;

$\Omega_D = \frac{\omega_0 V_0^2}{2c^2}$ - квадратичный сдвиг Доплера;

$\delta = \frac{\hbar\omega_0^2}{2mc^2}$ - сдвиг из-за эффекта отдачи.

В ударном пределе $\Gamma\tau \gg 1$ и $\Omega_D \ll \Gamma$ формула сводится к дисперсионному виду со сдвигом всего дублета отдачи на $-\Omega_D$:

$$F(\Delta\omega) = -\frac{C_0}{2(\Gamma\tau)^2} \left[D \left(\frac{(\Delta\omega + \Omega_D) + \delta}{\Gamma} \right) + D \left(\frac{(\Delta\omega + \Omega_D) - \delta}{\Gamma} \right) \right],$$

$$D(x) = \frac{x}{1 + x^2}$$

Особенности влияния квадратичного эффекта Доплера на форму и сдвиги резонансов в пролетном пределе $\Gamma\tau \ll 1$ для амплитудных резонансов впервые были описаны в [44], а для резонансов дисперсии, в том числе и в переходной области $\Gamma\tau \sim 1$, были описаны в [45,46].

1.2. Искажение формы линии и сдвиги частоты из-за методических факторов.

Факторы, вызывающие девиацию частоты центра резонансов насыщенного поглощения/дисперсии, определяют долговременную стабильность и воспроизводимость частоты ОСЧ на газовых ячейках и являются объектом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований [36,42,44,47,48,49,50,51]. Условно их можно разделить на «физические» и «методические».

Под «физическими» факторами — понимаются принципиальные причины, присутствующие независимо от метода выделения нелинейных резонансов. Это - столкновительный сдвиг, квадратичный эффект Доплера, пролетные эффекты, эффект отдачи, эффекты Штарка и Зеемана, сложная спектральная структура линии и др.

Помимо перечисленных выше физических эффектов существует группа «методических» факторов, также приводящих к асимметрии и сдвигам наблюдаемых резонансов насыщенной дисперсии и поглощения. Методические факторы связаны с применяемым методом и техникой выделения резонансов. Такими причинами асимметрии являются несовмещение центров линий активной и пассивной сред [52], поперечная неоднородность лазерного поля в резонаторе [53], обратные отражения в резонатор [Глава 3, 54] и др.

Влияние вышеперечисленных методических факторов приводит к искажению формы резонанса и сдвигу его вершины. В ударном пределе это

искажение (асимметрия) сводится к добавлению функции другой четности (той же ширины) с малым коэффициентом k , т.е. в случае регистрации резонансов насыщенной дисперсии к функции дисперсионной формы добавляется функция лоренцевской формы (резонанса поглощения):

$$F(\Delta\omega) = D\left(\frac{\Delta\omega + \delta}{\Gamma}\right) + D\left(\frac{\Delta\omega - \delta}{\Gamma}\right) + k \cdot \left[L\left(\frac{\Delta\omega + \delta}{\Gamma}\right) + L\left(\frac{\Delta\omega - \delta}{\Gamma}\right) \right],$$

$$D(x) = \frac{x}{1 + x^2}, \quad L(x) = \frac{1}{1 + x^2}.$$

В общем случае (произвольного $\Gamma\tau$) форма линии представляется в виде приведенного интеграла и не всегда разделяется подобным образом на резонанс дисперсии с добавкой резонанса поглощения. Тем не менее, для некоторых видов измерений указанная аппроксимация позволяет достаточно удачно учитывать и вычитать такого типа сдвиги. И, несмотря на то, что экспериментальная установка оптимизирована на условия работы в режиме $\Gamma\tau \sim 1$, мы часто пользовались такой аппроксимацией.

1.3. Общая схема спектрометра.

Для регистрации и исследования частотных резонансов в метане был разработан и создан комплекс лазеров и электронной контрольно-измерительной аппаратуры.

Главным отличием созданного спектрометра от известных с аналогичным разрешением является использование лазеров, работающих в двухмодовом (двухчастотном) режиме.

Двухмодовый метод выделения нелинейных резонансов насыщенной дисперсии, положенный в основу настоящего спектрометра, позволил получить аналогичный уровень спектрального разрешения при существенно меньших габаритах, повысив вместе с тем устойчивость и надежность работы спектрометра.

Высокопрецизионный спектрометр построен по обычной схеме [22,35,39] и состоит из трех лазеров: опорного с узким спектром излучения, гетеродинного и исследуемого лазера с телескопическим расширителем пучка внутри резонатора для выделения сверхузких резонансов $F_2^{(2)}$ линии метана (Рис. 1.2).

1. Опорный лазер путем активной привязки его частоты к нелинейным резонансам $F_2^{(2)}$ линии метана обеспечивает спектрометру излучение с узким спектром и задает ему стабильную оптическую шкалу частот. Опорный лазер, является двухмодовым с ортогонально поляризованными модами и межмодовым расстоянием ~ 4 МГц.

2. Лазер-гетеродин является одномодовым и служит опорным генератором для исследуемого лазера с телескопом. Его ширина линии излучения соответствует ширине линии опорного лазера. Частота гетеродина отстроена от исследуемой $F_2^{(2)}$ линии метана, что позволяет привязать к нему исследуемый лазер и перестраивать его в окрестности этой линии. Кроме того, излучение гетеродина, в отличие от опорного лазера, не модулировано.

3. Исследуемый лазер с телескопическим расширителем пучка внутри резонатора служит для регистрации и исследования сверхузких резонансов нелинейного насыщения $F_2^{(2)}$ линии метана. Он, как и опорный лазер, является двухмодовым с ортогонально поляризованными модами и межмодовым расстоянием ~ 2 МГц.

Исследуемый лазер системой фазовой автоподстройки частоты (ФАП) с перестраиваемым сдвигом частоты привязывается к лазеру-гетеродину, который, в свою очередь, аналогичной системой ФАП привязывается к стабилизированному опорному лазеру. В результате обеспечивается передача узкого спектра генерации от опорного лазера к лазеру с телескопом и задается (с точностью до долговременной стабильности опорного лазера) оптическая шкала частот исследуемого лазера. Сканирование частотной расстройки между лазерами позволяет перестраивать исследуемый лазер по частоте и прописывать линию метана.

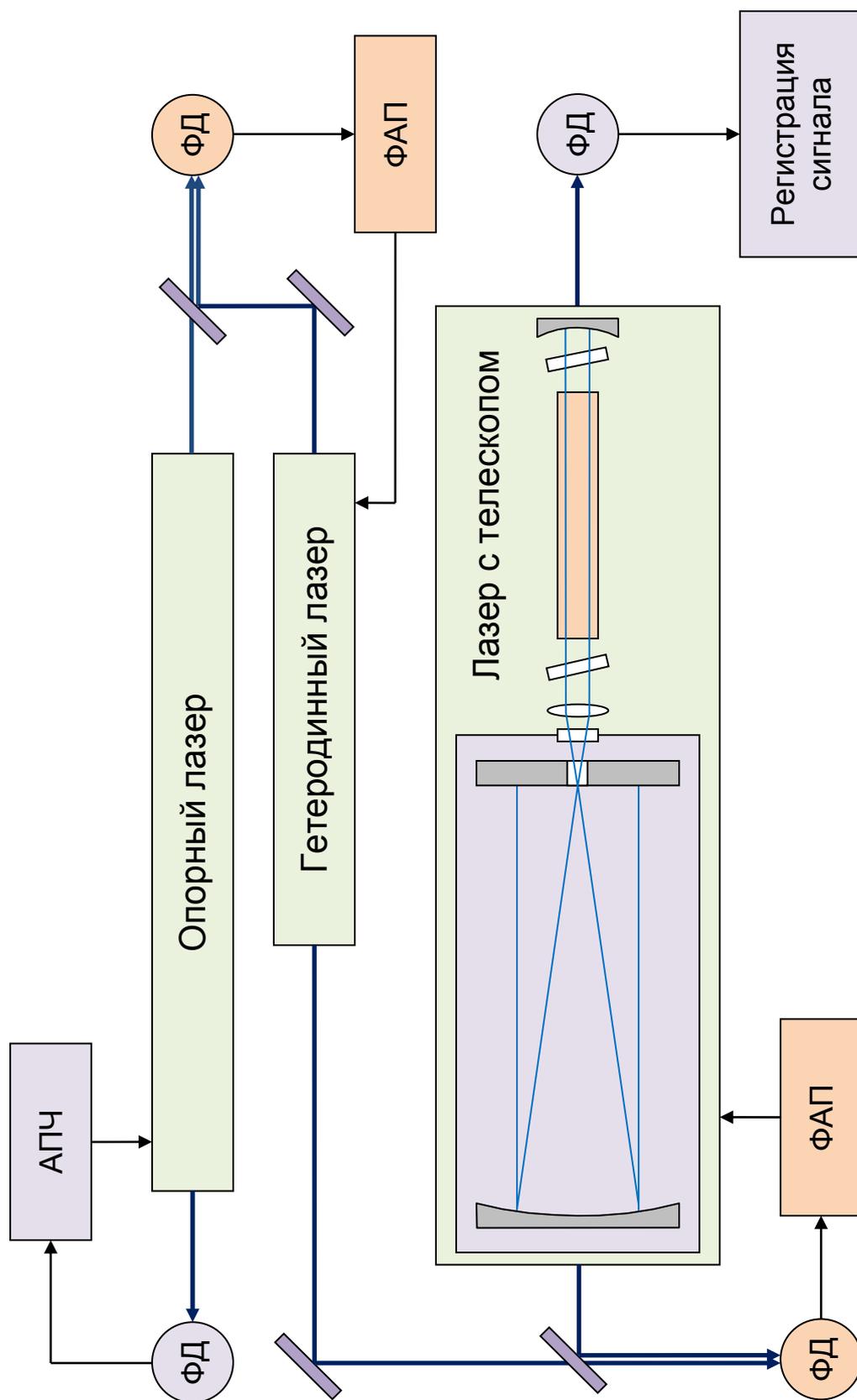


Рис. 1.2. Схема лазерного спектрометра высокого разрешения.
 ФД – фотодетектор, АФЧ – система автоподстройки частоты,
 ФАП – система фазовой автоподстройки частоты.

Относительное расположение частот лазеров, входящих в состав спектрометра, приведено на рис. 1.3.

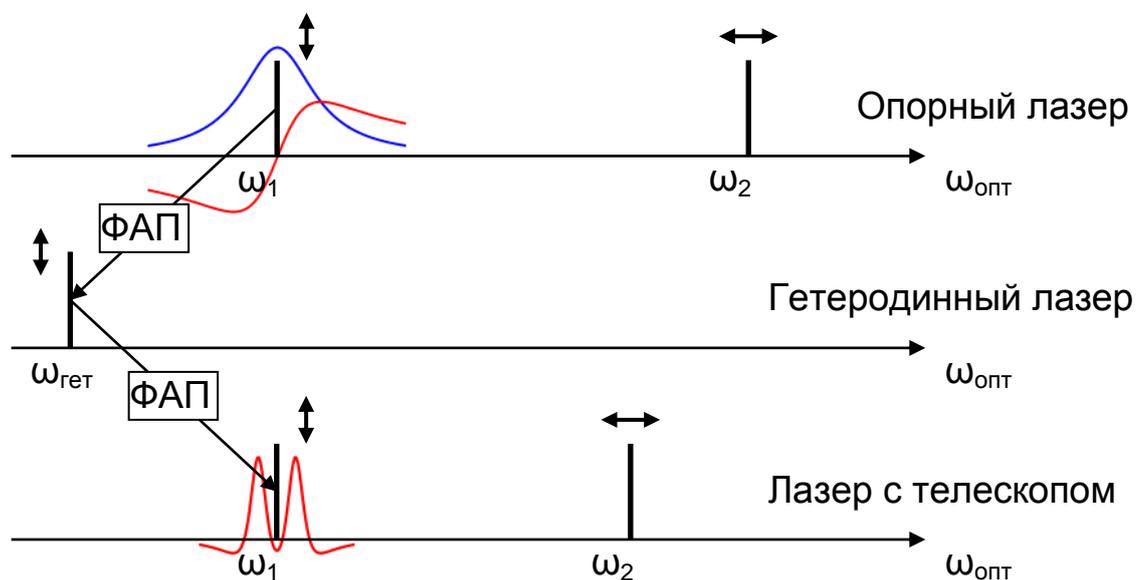


Рис. 1.3. Схема относительного расположения частот лазеров.

1.4. Опорный и гетеродинный лазеры.

В лазерной спектроскопии атомов и молекул ширина излучения лазера и недостаточная стабильность его частоты на временах накопления сигнала может ограничивать разрешение спектроскопических исследований. Поэтому опорный лазер является существенным элементом созданного спектрометра.

Ширина спектра He-Ne лазера в свободном режиме определяется, как правило, акустическими возмущениями оптической длины резонатора, частота которых лежит в диапазоне $10 - 10^3$ Гц. Амплитуда этих возмущений диктует требуемый коэффициент усиления в петле обратной связи при активной стабилизации частоты лазера.

Наилучшие результаты по сужению ширины спектра излучения лазера при стабилизации по спектральной линии были получены при использовании резонанса насыщенного поглощения на линии метана ($\lambda = 3,39$ мкм). В работе [55] описан лазер с шириной спектра $\sim 0,4$ Гц. Он был стабилизирован

по амплитудному резонансу $F_2^{(2)}$ линии метана шириной ~ 50 кГц. В [56] описан похожий лазер с шириной спектра $\sim 0,07$ Гц.

В созданном спектрометре опорный лазер является двухмодовым с ортогонально поляризованными модами. Его частота стабилизируется по широким и сильным резонансам нелинейного поглощения (НП) и нелинейной дисперсии (НД) с неразрешенной магнитной сверхтонкой структурой $F_2^{(2)}$ линии метана с однородной шириной $\Gamma \approx 150$ кГц. Система стабилизации лазера (рис. 1.4), используя два канала (дисперсии и поглощения) [57], обеспечивает излучение с шириной спектра менее 20 Гц и кратковременной стабильностью $10^{-14} / \tau^{1/2}$ (при $\tau < 5$ с.). Таким образом формируется опорное излучение в оптической области с узкой спектральной шириной.

Способ регистрации резонансов НП и НД в двухмодовом лазере с внутрирезонаторной поглощающей ячейкой был описан в [58]. Резонанс НП является обращенным Лэмбовским провалом в мощности лазера усиленный конкуренцией мод (с контрастностью $\sim 15\%$). Он может быть также назван как "амплитудный резонанс" (АР) и используется в «медленном» канале петли обратной связи. Резонанс НД возникает благодаря эффекту нелинейного затягивания частоты генерации лазера к центру линии поглощения и регистрируется путем детектирования частоты межмодовых биений лазера ("частотный резонанс", ЧР). Сигнал частоты межмодовых биений с помощью частотного детектора преобразуется в напряжение и используется как сигнал ошибки в аналоговой «быстрой» петле обратной связи для стабилизации частоты лазера. ЧР имеет дисперсионную форму (с полным размахом ~ 40 кГц) и непосредственно используется для стабилизации частоты лазера, что позволяет расширить полосу обратной связи, поскольку она не ограничена очень строго частотой модуляции. В то же время из-за дрейфа частоты межмодовых биений на низких частотах для стабилизации используется первая гармоника АР (при частоте модуляции лазера 22 кГц).

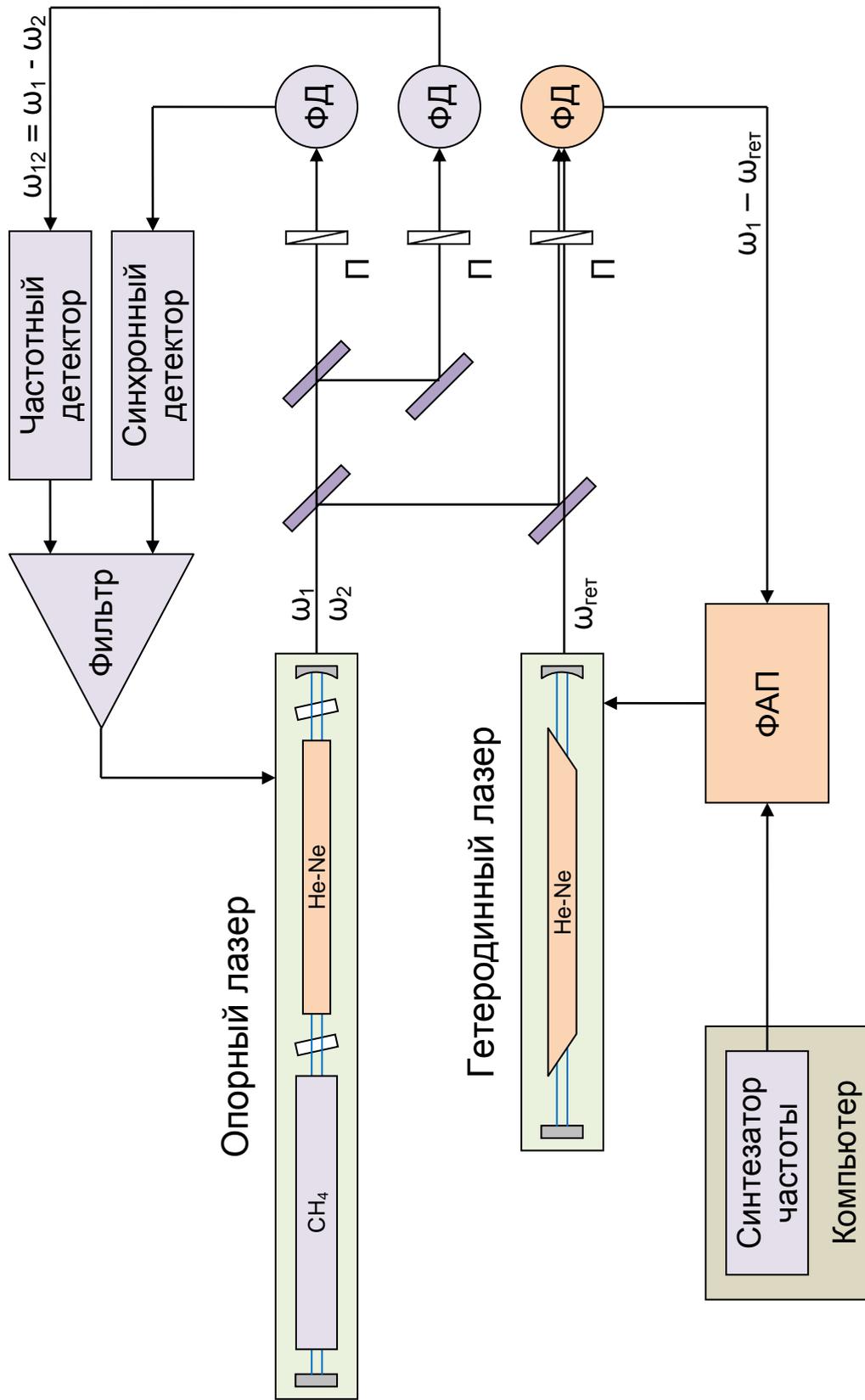


Рис. 1.4. Схема стабилизации опорного лазера и привязки гетеродинного лазера.

ФД – фотодетектор, П – поляризатор,

ФАП – система фазовой автоподстройки частоты.

Конструкция лазера представляет собой инваровую трубу длиной 1,3 м и диаметром 80 мм, внутри которой расположены He-Ne разрядная трубка длиной 60 см и метановая поглощающая ячейка длиной 50 см (рис. 1.5.).

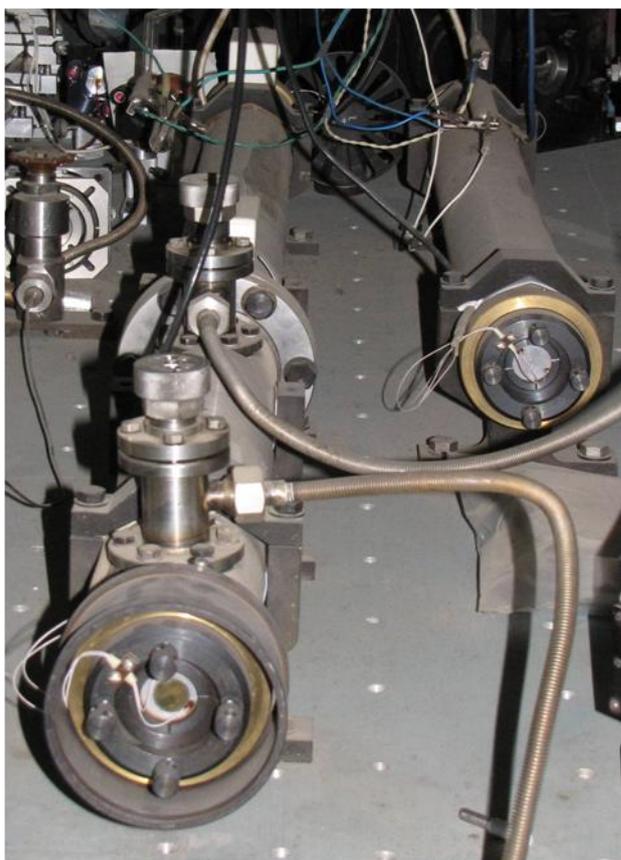


Рис. 1.5. Внешний вид опорного (слева) и гетеродинного (справа) лазеров.

Резонатор образован плоским глухим зеркалом и выходным зеркалом с радиусом кривизны 5 м и отражением 74%.

Для уменьшения конкуренции двух мод и создания устойчивого двухмодового режима в широкой области перестройки частоты излучения лазера использовались две просветленные $\lambda/4$ пластинки, изготовленные из сапфира и расположенные с двух сторон активной среды [59]. Межмодовое расщепление в опорном лазере выбиралось путем небольшого взаимного поворота осей $\lambda/4$ пластинок и из соображений

удобства работы составляло ~ 4 МГц. Окна усилительной и поглощающей сред изготовлены из кристалла CaF_2 и просветлены. Для уменьшения обратных отражений нормали окон и $\lambda/4$ пластинок расположены под небольшим углом (3° - 5°) к оси оптической системы.

В разрядной трубке использовалась смесь ${}^3\text{He}:{}^{22}\text{Ne} = 20:1$. Рабочее давление 2,0 мм рт. ст. обеспечивало совпадение центров усиливающей и поглощающей сред. При типичном токе разряда 10 мА выходная мощность лазера составляет ~ 50 мкВт в каждой из двух мод.

В метановой поглощающей ячейке рабочее давление составляло ~ 2 мТорр. Для обеспечения постоянства давления и чистоты метана осуществлялась его непрерывная прокачка.

Предпринятые меры по пассивной стабилизации лазера позволили получить ширину линии излучения лазера в свободном режиме ~ 10 кГц.

Для отработки возмущений использовались две независимо закрепленные с двух концов лазера пьезокерамики: «быстрая» - таблетка типа П-3 и «медленная» - склейка из двух колец типа ПП-12 с частотой разделения ~ 100 Гц. Для лучшей развязки пьезокерамики от корпуса лазера для ее крепления использовалась подложка, изготовленная из свинца. Амплитудно-частотная характеристика закрепленной в лазере «быстрой» пьезокерамики была плоской до частот не менее 25 кГц.

Исследуемый лазер с телескопическим расширителем пучка предназначен для регистрации резонансов $F_2^{(2)}$ линии метана. Та же самая линия используется для стабилизации опорного лазера, причем его стабильность путем активной привязки должна переноситься на исследуемый лазер. Чтобы исключить трудноосуществимую привязку исследуемого лазера на низких частотах, в состав спектрометра введен промежуточный гетеродинный He-Ne лазер (рис. 1.4, 1.5). Гетеродинный лазер системой ФАП с некоторой отстройкой по частоте, задаваемой расположенным в компьютере синтезатором частоты, привязан к стабилизированному опорному лазеру с узким спектром излучения. В результате спектр и стабильность опорного лазера навязывается гетеродинному лазеру, который служит опорным генератором для лазера с телескопом. Частота гетеродина отстроена от исследуемой $F_2^{(2)}$ линии метана, что позволяет аналогичным способом привязать к нему исследуемый лазер и перестраивать его в окрестности этой линии. Типичная частота отстройки, использовавшаяся в экспериментах, составляла 600 кГц.

Лазер-гетеродин является одномодовым. Конструкция лазера представляет собой инваровую трубу длиной 0,8 м и диаметром 80 мм,

внутри которой расположена He-Ne разрядная трубка длиной 65 см с кварцевыми окнами под углом Брюстера. Резонатор образован плоским глухим зеркалом и выходным зеркалом с радиусом кривизны 5 м и отражением 60%. Зеркала закреплены на аналогичной пьезокерамике таким же способом, как и в опорном лазере.

Спектр излучения и стабильность опорного лазера определялся по флуктуациям разностной частоты биений двух гетеродинов двух похожих независимых систем. Из рис. 1.6 видно, что спектр хорошо аппроксимируется лоренцевской формой с полной шириной ~ 40 Гц, т.е. по 20 Гц на систему в случае их одинаковости, что вполне достаточно для прописывания резонансов с шириной больше 200 Гц. Частота отстройки двух гетеродинов ~ 40 кГц определялась разницей их отстроек от опорных лазеров.

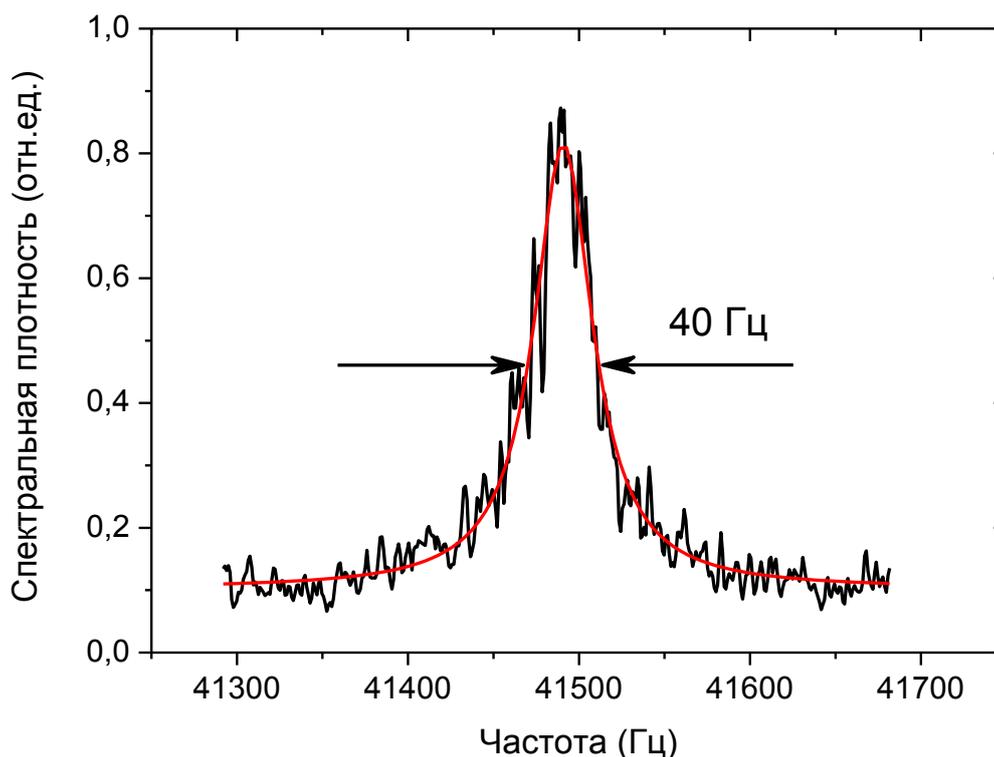


Рис. 1.6. Спектр биений двух гетеродинных лазеров, привязанных к двум независимым опорным лазерам.

На рис. 1.7 приведен результат измерения нестабильности (девиации Аллана) двух гетеродинов независимых стабилизированных систем. Видно, что значение кратковременной нестабильности частоты в пересчете на один «опорный» лазер составляет $\sigma = 1 \cdot 10^{-14}$ при времени усреднения $\tau = 1$ с, а средневременная нестабильность на временах усреднения $\tau = 5-100$ с достигает величины $\sigma = 6 \cdot 10^{-15}$. На временах усреднения больше 100 с опорный лазер начинает дрейфовать, но при типичном времени прописывания сигнала $\sim 100-400$ с этот дрейф составляет ~ 1 Гц. Такой дрейф не приводит к заметному искажению формы резонанса на указанных временах накопления сигнала при имеющемся отношении сигнал/шум в лазере с телескопом.

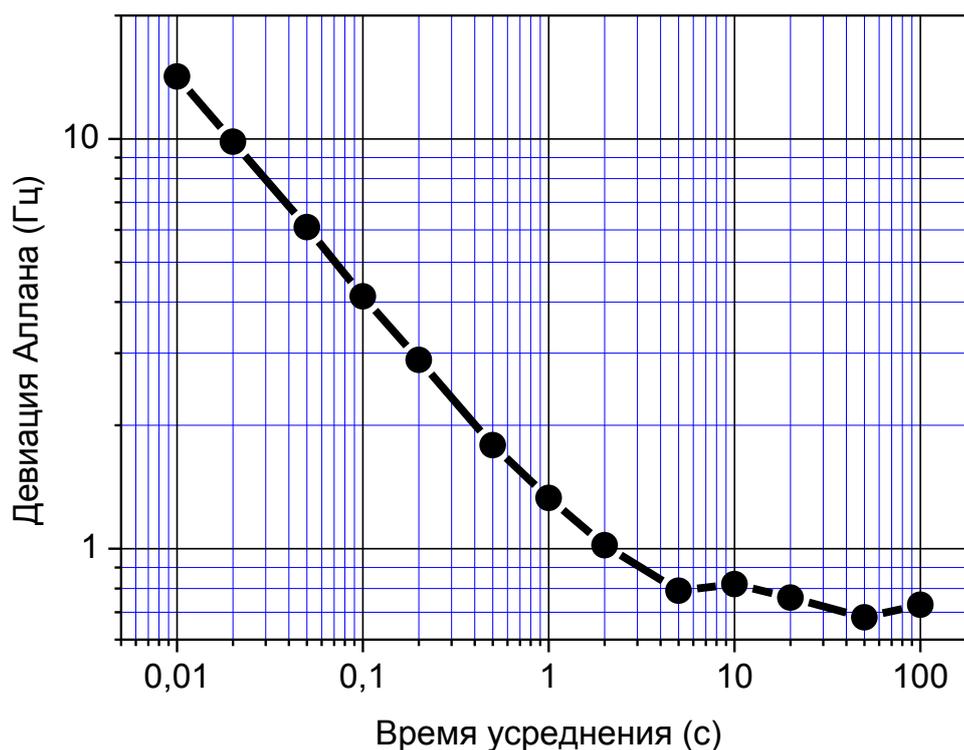


Рис. 1.7. Нестабильность двух независимых опорных лазеров, измеренная при сравнении двух привязанных к ним гетеродинных лазеров.

Следует отметить, что частота излучения гетеродинного лазера, в отличие от опорного лазера, не модулирована. Это существенно упрощает

процедуру сличения двух систем при малых временах усреднения. Для измерения частоты биений использовался частотомер GT200, исполненный в виде платы расширения и установленный в слот компьютера, что позволяло производить последовательные измерения частоты с минимальной задержкой. Его комбинированный (с измерением периода) принцип работы резко увеличивал точность измерения частоты. Счет производился на частоте 1,2 МГц, когда гетеродины привязывались с разных сторон от опорных лазеров с отстройкой по 600 кГц.

1.5. Особенности оптической схемы He-Ne/CH₄ лазера с внутренним телескопическим расширителем пучка.

Для получения лазерных пучков большого диаметра в поглощающей ячейке низкого давления используются телескопические расширители пучка.

Лазер с линзовым внутрирезонаторным телескопическим расширителем пучка обычно содержит линзовые объектив и окуляр с совпадающими фокусами, расположенные на одной оптической оси с зеркалами резонатора. Причем, при большом увеличении и небольших длинах телескопа для уменьшения сферических aberrаций приходится использовать сложные составные объективы. Внутрирезонаторное исполнение телескопа требует материалов с малыми потерями в используемом инфракрасном диапазоне (3,4 мкм), обычно это кристаллические материалы: CaF₂, гранат, сапфир, и высококачественный плавленый кварц. Из-за ограничений на требуемую однородность указанных материалов большого размера, дороговизны и сложности изготовления линз и окон большого диаметра возникают естественные ограничения сверху на размер лазерного пучка.

В связи с этим использование зеркального телескопического расширителя пучка является более предпочтительным для систем с большим диаметром. Кроме того, сферические aberrации зеркала существенно меньше, чем сферические aberrации линзы того же фокусного расстояния.

Самые узкие резонансы в метане шириной ~ 1 кГц наблюдались как в схеме с внешним [38], так и с внутррезонаторным [60,61] телескопическим расширителем пучка. Здесь надо отметить, что для уменьшения пролетной ширины резонансов требуется не только увеличение диаметра лазерного пучка в поглощающей ячейке, но и соответствующее обеспечение плоскостности волнового фронта в ней. Если отношение диаметров пучков на входе и выходе телескопической системы определяется отношением фокусов линз (зеркал) телескопа, то кривизна волнового фронта в области поглощающей ячейки в лазере с внутррезонаторным телескопическим расширителем пучка при большом увеличении полностью определяется кривизной зеркал самого резонатора. В этом случае, в отличие от внешней поглощающей ячейки, происходит естественное согласование фронтов встречных бегущих волн и обеспечение плоскостности волнового фронта при использовании плоского зеркала резонатора R_2 со стороны ячейки.

Во всех работах, где были получены оптические резонансы с относительной шириной $\sim 10^{-11} - 10^{-12}$ на молекулярных переходах, использовались одномодовые лазеры с регистрацией резонансов насыщенного поглощения в интенсивности излучения.

В нашей лаборатории развивается высокочувствительный метод регистрации резонансов нелинейной дисперсии в двухмодовом лазере [62,63]. При сравнительно небольших габаритах установки в He-He/ CH_4 лазере с линзовым телескопом с диаметром пучка ~ 60 мм были выделены резонансы с полушириной $\gamma = 1,2$ кГц [64,65]. В этом случае для уменьшения пролетного уширения газ в поглощающей ячейке охлаждался до температуры жидкого азота. Надо отметить, что при такой ширине резонанса дублет отдачи разрешен далеко не полностью (дублетное расщепление линии из-за эффекта отдачи составляет $2\delta = 2,16$ кГц), а отношение сигнал/шум при таком разрешении резко падало.

В связи с вышеизложенным, выбор был остановлен на схеме линейного двухмодового лазера с внутррезонаторным зеркально-линзовым

телескопическим расширителем пучка, оптическая схема которого изображена на рис. 1.8 [71].

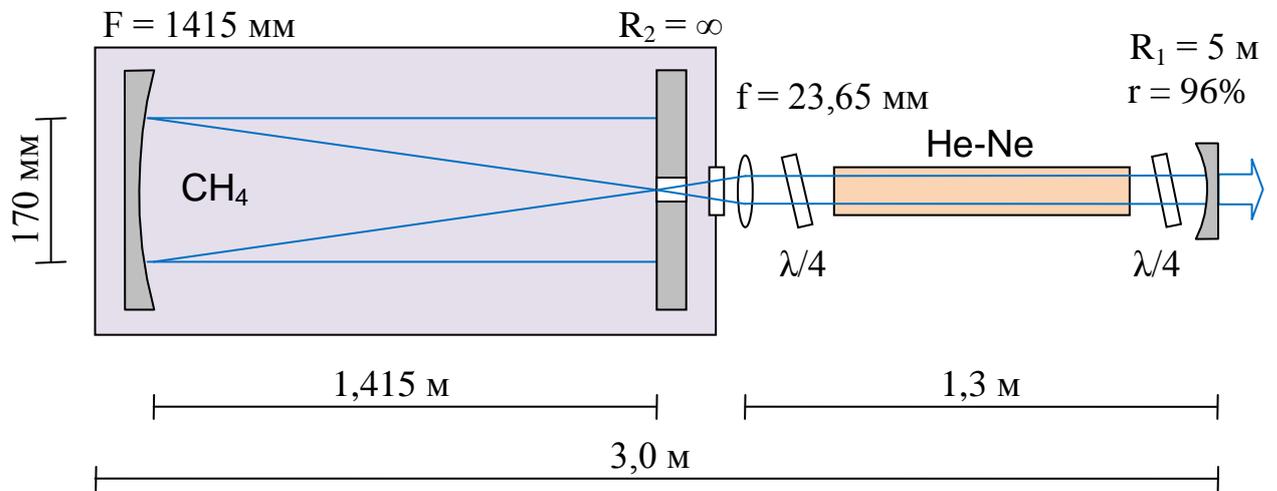


Рис. 1.8. Оптическая схема лазера с телескопическим расширителем пучка.

Резонатор лазера замыкается выходным зеркалом R_1 с радиусом кривизны 5 м (отражением $r = 94\%$) и глухим плоским зеркалом с большой апертурой R_2 диаметром 300 мм со сквозным отверстием диаметром 6 мм в центре. Шестидесятикратный телескоп образован линзой с фокусным расстоянием $f = 23,65$ мм и глухим зеркалом с большой апертурой (диаметром 300 мм) с фокусным расстоянием $F = 1415$ мм. Геометрия пучка в таком резонаторе показана на рис. 1.8.

Для уменьшения сферических aberrаций телескопа его линза изготовлена из иттрий алюминиевого граната (с коэффициентом преломления $n = 1,776$), а поверхность зеркала диаметром 300 мм имеет параболическую форму. Радиусы кривизны поверхностей линзы также выбраны из расчета минимума сферических aberrаций.

Усиливающая He-Ne трубка с диаметром канала 6 мм и длиной 80 см расположена между выходным зеркалом и линзой телескопа. Для уменьшения конкуренции двух мод и создания устойчивого двухмодового режима с ортогональными модами в широкой области перестройки частоты

излучения лазера использовались две $\lambda/4$ пластинки, изготовленные из сапфира и расположенные с двух сторон активной среды [59]. Межмодовое расщепление выбиралось путем небольшого взаимного поворота осей $\lambda/4$ пластинок и из соображений удобства работы составляло $\omega_{12} \approx 2$ МГц.

Зеркала большой апертуры расположены непосредственно в поглощающей ячейке низкого давления и через оптическое окно связаны с остальными элементами сложного резонатора. При этом расходящаяся часть гауссова пучка также находится в поглощающей ячейке. Оптическая длина резонатора составляет 4,2 м ($c/2L = 35$ МГц), из них только 1,4 м (т.е. 1/3 оптической длины резонатора) приходится на гауссов пучок большой апертуры с плоским фронтом в ячейке поглощения.

Окна усилительной трубки и поглощающей ячейки изготовлены из кристалла CaF_2 . Для уменьшения обратных отражений нормали окон и $\lambda/4$ пластинок расположены под небольшим углом (3° - 5°) к оси оптической системы.

Большие зеркала резонатора изготовлены из ситалла и имеют глухое диэлектрическое покрытие. Выходное зеркало изготовлено из кварца и установлено на пьезокерамику. Все остальные внутррезонаторные оптические элементы просветлены.

Расчет параметров лазерного пучка в резонаторе с телескопом выполнен с помощью метода лучевых матриц и подробно описан в Приложении. Там же приведена эквивалентная линзовая система половины наименьшего симметричного периода резонатора с телескопическим расширителем пучка с условными обозначениями.

Резонатор устойчив в некоторой области расстроек фокусов линз (зеркал) телескопа, которую будем называть областью устойчивости. Размер области устойчивости зависит только от оптических элементов с индексом «1» (в обозначениях рис. П.1 из Приложения) и определяется выражением:

$$k_1 = \frac{f_1^2}{d_1 - f_1} \cdot \frac{1}{1 - \frac{d_1 - f_1}{R_1}}$$

При длине усиливающей He-He трубки ~ 1 м и большом увеличении телескопа $d_2 \sim f_2 \gg f_1$ получим, что $d_1 \gg f_1$, и в центре области устойчивости размер пучка на выходном зеркале при $R_1 \gg d_1$ почти полностью определяется расстоянием от него до окуляра:

$$w_{1\text{Э}} = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \cdot \frac{d_1 - f_1}{1 - \frac{d_1 - f_1}{R_1}}} \approx \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \cdot d_1}$$

Размер пучка в поглощающей ячейке при $R_2 = \infty$ и $d_2 \approx f_2$ составит:

$$w_{2\text{Э}} = w_{1\text{Э}} \cdot \frac{f_2}{f_1} \cdot \left(1 - \frac{d_1 - f_1}{R_1}\right) \cdot \sqrt{2}$$

В результате были выбраны параметры оптической схемы, указанные выше. Гауссов пучок в области поглощающей метановой ячейки имеет перетяжку на плоском зеркале с минимальным диаметром в центре области устойчивости. Диаметр поля практически не изменяется на длине ячейки и по расчетам составляет $2w_{2\text{Э}} = 170$ мм. На выходном зеркале диаметр поля составляет $2w_{1\text{Э}} = 2,7$ мм. Расстояние от выходного зеркала до перетяжки составляет $z_{10} = 52$ см (для звена резонатора с усилительной трубкой). Область устойчивости описанной оптической схемы с указанными параметрами составляет $k_1 = 0,6$ мм.

1.6. Оценка сдвигов нелинейных резонансов из-за наличия пучка с большой кривизной волнового фронта.

Поле в поглощающей ячейке лазера с телескопом (рис. 1.8) является суперпозицией почти плоского гауссова пучка и гауссова пучка с большой кривизной волнового фронта. В таких условиях необходимо оценить возможные искажения формы резонанса и появление сдвига его вершины из-за кривизны волнового фронта [94]. Для резонансов насыщенной дисперсии

и использованной в данной работе экспериментальной установки этот вопрос подробно обсуждался в [71].

На рис. 1.9 приведена схема резонатора, аналогичного используемому резонатору лазера с телескопом. В реальном резонаторе лазера (рис. 1.8) область 3 и большая часть области 2 (рис. 1.9) пространственно совмещены.

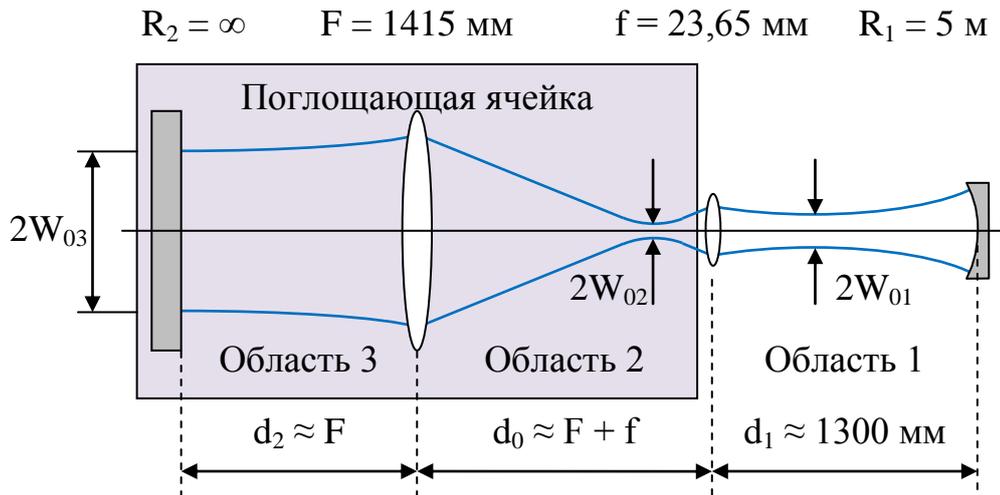


Рис. 1.9. Эквивалентная схема резонатора лазера с телескопическим расширителем пучка.

Нулевая поперечная мода резонатора, представленного на рис. 1.9, в каждой из трех выделенных областей имеет вид гауссова пучка:

$$\exp\left(-\frac{r^2}{W(z)^2} + ik\frac{r^2}{2R(z)}\right)$$

где

$$W(z)^2 = W_0^2 \left(1 + \left(\frac{\lambda(z - z_0)}{\pi W_0^2}\right)^2\right)$$

$$R(z) = (z - z_0) \left(1 + \left(\frac{\pi W_0^2}{\lambda(z - z_0)}\right)^2\right)$$

$W(z)$ - ширина пучка, $R(z)$ - радиус кривизны волнового фронта, r - поперечная координата, z_0 - координата перетяжки пучка (в соответствующей области), $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$.

В области 3 перетяжка гауссова пучка находится на глухом плоском зеркале, и в центре области устойчивости резонатора ее размер минимален и составляет $W_{03} = 85$ мм. Соответствующая ей пролетная ширина составляет $(1/\tau_3)/2\pi = (V_0/W_{03})/2\pi \approx 940$ Гц ($V_0 = 5 \cdot 10^4$ см/с – среднетепловая скорость молекул метана при комнатной температуре). На линзе F ширина пучка $W_F = W_{03} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda F}{\pi W_{03}^2}\right)^2}$ и с точностью порядка 10^{-8} пучок в области 3 можно считать плоским с постоянной шириной W_{03} .

В области 2 гауссов пучок имеет перетяжку в районе, где находятся фокусы двух линз, и ширина пучка в перетяжке равна: $W_{02} \approx \frac{\lambda F}{\pi W_{03}} = 1,8 \cdot 10^{-2}$ мм.

Из этих оценок следует, что время пролета среднетепловых молекул в перетяжках области 2 (τ_2) и области 3 (τ_3) различаются почти на 4 порядка, и при рабочих значениях пролетного параметра $\Gamma\tau_3 \sim 1$ (Γ - однородная ширина линии метана) имеем $\Gamma\tau_2 \ll 1$, т.е. сигнал в области 2 формируется фактически в чисто пролетном режиме.

Теоретически форма нелинейных резонансов поглощения и дисперсии с учетом пролетных эффектов и кривизны волнового фронта [42,43,49] получается усреднением по максвеловскому распределению нелинейной поляризуемости различных скоростных групп молекул с учетом зависимости степени насыщения в каждой группе от времени нахождения в поле. Результат сводится к так называемому «пролетному интегралу» и существенным образом зависит от пространственной конфигурации поля.

Для резонатора, показанного на рис. 1.9, проинтегрированная по длине поглощающей ячейки зависящая от частоты часть нелинейной поляризуемости имеет вид [42,43]:

$$\begin{aligned}
a_{-}^{(3)} = g_{-} \sum_{j=2,3} \int dz_j \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} d\xi d\eta e^{-\eta-2\xi(1+i\nu)} \\
\times \left(\frac{(|\kappa_{j2}| \tau_j)^2}{(\Gamma \tau_j)^2 |l_j|^2 + \xi^2 (|l_j|^2 + l_j^2) + 2\xi \eta l_j + \eta^2} \right. \\
\left. + \frac{(|\kappa_{j1}| \tau_j)^2}{(\Gamma \tau_j)^2 |l_j|^2 + \xi^2 (|l_j|^2 + l_j^{*2}) + 2\xi \eta l_j^* + \eta^2} \right)
\end{aligned} \tag{1.1}$$

$$l_j = 1 + i \frac{z\lambda}{\pi W_{0j}^2}; \quad \tau_j = \frac{W_{0j}}{V_0}; \quad \kappa_{ji} = \frac{dE_{ji}}{\hbar}; \quad \nu = \frac{\omega - \omega_0}{\Gamma};$$

Здесь $j = 3$ для плоской части пучка (область 3) и $j = 2$ для конической части (область 2), d – электрический дипольный момент перехода, E_{ji} – амплитуды встречных волн в области перетяжки.

В плоской части пучка величина $F\lambda/(\pi W_{03}^2) = 2 \times 10^{-4}$, так что величину l_3 можно положить равной единице $l_3 = 1$.

При отсутствии потерь в поглощающей ячейке интенсивности встречных волн равны $E_{j1} = E_{j2}$ и резонансы от обеих зон будут симметричными. Однако, в реальном эксперименте это не так. Существуют потери на зеркалах и на поглощение в газе. Если последним из-за малого поглощения при низких давлениях можно пренебречь, то потери на зеркалах по амплитуде могут достигать (2-4)%.

Несмотря на это резонанс в области 3 остается симметричным, поскольку $l_3 = 1$, в то время как в резонансе от области 2 появляется несимметричная добавка, пропорциональная разнице интенсивностей встречных волн.

Для оценки влияния области 2 на сдвиги вершины линии разобьем ее на две зоны: вблизи перетяжки и конусную. В зоне вблизи перетяжки пренебрежем мнимой частью l_2 , т.е. положим $l_2 = 1$. Характерный размер этой зоны составляет: $|z - z_{02}| \lesssim 0,3$ мм. В этой зоне резонанс также будет

симметричным, причем из-за маленькой длины зоны его амплитуда будет существенно меньше по сравнению с резонансом в области 3. Поэтому пренебрежем резонансом от этой зоны.

В конусной зоне области 2 положим $|l_2| \gg 1$, т.е. $l_2 = i \frac{z\lambda}{\pi W_{02}^2}$, что приводит к появлению несимметричной добавки к резонансу. После этого учтем, что $\kappa_2/\kappa_3 = |l_2|F/z$, $\tau_2/\tau_3 = W_{02}/W_{03}$.

В результате, (1.1) можно переписать в виде:

$$a_-^{(3)} = g_- F \left[\int_0^\infty \int_0^\infty d\xi d\eta e^{-\eta-2\xi(1+iv)} \times \frac{(\kappa_{31}\tau_3)^2 + (\kappa_{32}\tau_3)^2}{(\Gamma\tau_3)^2 + 2\xi^2 + 2\xi\eta + \eta^2} + \int_{\pi W_{02}^2/\lambda}^F \frac{dz}{z^2} F \int_0^\infty \int_0^\infty d\xi d\eta e^{-\eta-2\xi(1+iv)} \times \left(\frac{(\kappa_{31}\tau_3)^2}{(\Gamma\tau_3)^2 + 2i(\xi^2 + \xi\eta)\pi W_{03}^2/(z\lambda)} + \frac{(\kappa_{32}\tau_3)^2}{(\Gamma\tau_3)^2 - 2i(\xi^2 + \xi\eta)\pi W_{03}^2/(z\lambda)} \right) \right]$$

После интегрирования по z и с учетом того, что описывается зона с $|l_2| \gg 1$ и $\Gamma\tau_3 \lesssim 1$, получаем:

$$a_-^{(3)} = g_- F \int_0^\infty \int_0^\infty d\xi d\eta e^{-\eta-2\xi(1+iv)} \left[\frac{(\kappa_{31}\tau_3)^2 + (\kappa_{32}\tau_3)^2}{(\Gamma\tau_3)^2 + 2\xi^2 + 2\xi\eta + \eta^2} - [(\kappa_{31}\tau_3)^2 - (\kappa_{32}\tau_3)^2] \frac{F\lambda}{2i\pi W_{03}^2(\xi^2 + \xi\eta)} \ln\left(\frac{\pi W_{02}^2}{F\lambda}\right) \right] \quad (1.2)$$

Производная (1.2) по частоте будет иметь вид:

$$\frac{\partial a_-^{(3)}}{\partial \nu} = i g_- F \tau_3^2 \int_0^\infty \int_0^\infty d\xi d\eta e^{-\eta-2\xi(1+iv)} \times \left[\frac{(\kappa_{31}^2 + \kappa_{32}^2)\xi}{(\Gamma\tau_3)^2 + \xi^2 + (\xi + \eta)^2} + i \frac{\kappa_{31}^2 - \kappa_{32}^2}{\xi + \eta} \cdot \frac{F\lambda}{2\pi W_{03}^2} \ln\left(\frac{\pi W_{02}^2}{F\lambda}\right) \right] \quad (1.3)$$

Первое слагаемое в правой части (1.3) имеет вид обычного пролетного интеграла без учета кривизны волнового фронта. Его вещественная часть является антисимметричной функцией отстройки ν описывает форму производной поглощения, а симметричная по ν мнимая часть – форму производной дисперсии. Второе чисто мнимое слагаемое в (1.3) возникает в результате учета кривизны волнового фронта, разрушает эту симметрию и приводит к сдвигу резонансов. Относительный сдвиг (Δ/Γ) из-за кривизны волнового фронта в конусной части пучка равен отношению второго и первого слагаемых в (1.3):

$$\left| \frac{\Delta}{\Gamma} \right| = (\Gamma\tau_3)^2 \frac{F\lambda}{2\pi W_{03}^2} \ln \left(\frac{\pi W_{03}^2}{F\lambda} \right) \times \left| \frac{E_{31}^2 - E_{32}^2}{E_{31}^2 + E_{32}^2} \right|, \quad \text{если } (\Gamma\tau_3) \gg 1;$$

и

$$\left| \frac{\Delta}{\Gamma} \right| = \frac{F\lambda}{2\pi W_{03}^2} \ln \left(\frac{\pi W_{03}^2}{F\lambda} \right) \times \left| \frac{E_{31}^2 - E_{32}^2}{E_{31}^2 + E_{32}^2} \right|, \quad \text{если } (\Gamma\tau_3) \ll 1.$$

$$\text{Здесь учтено, что: } \frac{\pi W_{02}^2}{F\lambda} = \frac{F\lambda}{\pi W_{03}^2}.$$

Величина $\frac{F\lambda}{2\pi W_{03}^2}$, как уже отмечалось, равна $1 \cdot 10^{-4}$. Таким образом, в области значений $\Gamma\tau_3 \sim 1$, при которых работает установка, сдвиг из-за кривизны волнового фронта при величине потерь в поглощающей ячейке в 5% не превышает величины:

$$|\Delta/\Gamma| \lesssim 2 \cdot 10^{-5} \quad (1.4)$$

Отметим, что формула (1.1) не полностью описывает нелинейную поляризуемость в поглощающей ячейке лазера с телескопом, поскольку в реальной установке пучки из областей 2 и 3 рис. 1.9 находятся в одной области пространства и поэтому в поляризуемости существуют дополнительные перекрестные члены. Рассмотрение всех слагаемых более громоздко, однако очевидно, что по порядку величины вклад неучтенных слагаемых не превышает вклада второго слагаемого в (1.3) и оценка (1.4) остается справедливой.

1.7. Конструкция лазера с внутренним телескопическим расширителем пучка.

При конструировании и создании лазера с большой апертурой принимались все возможные меры для улучшения его пассивной стабильности. Лазер выполнен в виде линейной конструкции, размещенной на четырехметровой оптической плите, жестко закрепленной на многотонном бетонном основании метровой толщины, развязанном от фундамента здания. Все элементы лазера, включая юстировочные головки и промежуточные связывающие фланцы, нанизаны на инваровые стержни и жестко закреплены на них. Габариты получившейся конструкции составляют 50x57x305 см (рис. 1.10).



Рис. 1.10. Внешний вид лазера с телескопическим расширителем пучка.

Поглощающая ячейка с юстировочными головками зеркал большой апертуры изготовлена из нержавеющей стали. Внутри ячейки на фланцах размещены зеркала диаметром 300 мм, которые оптически связаны с остальными элементами резонатора через окно в центре фланца ячейки. Большие зеркала юстировались через вакуумные вводы с помощью микрометрических винтов. Для тонкой подъюстировки во время работы использовалась система электронной пьезокерамической подвижки больших зеркал. Подача сканирующего переменного напряжения на юстировочные

пьезокерамики также резко упрощала первоначальную юстировку системы. Отметим, что из-за двойного отражения лазерного пучка от параболического зеркала его чувствительность к разъюстировке в два раза выше, чем чувствительность плоского зеркала.

На наружной стороне фланца ячейки крепилась линза телескопа. Крепеж линзы позволял осуществлять ее непрерывную тонкую подвижку в трех координатах для оптимальной юстировки сложного резонатора без диафрагмирования на 6 мм отверстия плоского зеркала.

Для уменьшения пролетного уширения резонансов в конструкции ячейки заложена рубашка проходным диаметром 270 мм с возможностью ее охлаждения до азотных температур.

Для уменьшения влияния поперечного магнитного поля Земли азотная рубашка обернута магнитным экраном (лента из сплава 71КНСР). А для компенсации продольной составляющей магнитного поля на корпус ячейки намотан соленоид. Измерения показали, что магнитное поле Земли в месте размещения установки изначально было небольшим и составляло около 0,2-0,3 от среднего значения поля Земли.

Система откачки ячейки магниторазрядным насосом НОРД-250 легко обеспечивала вакуум 10^{-7} мм рт. ст., что позволяло уверенно работать при давлении метана до 10^{-5} мм рт. ст. Для обеспечения постоянства давления и чистоты метана при таком вакууме система работала в режиме непрерывной прокачки. Метан непрерывно подавался в ячейку через микронатекатель и скачивался диффузионным насосом.

Для уменьшения шумов плазмы в He-Ne усилительной трубке использовалась конструкция трубки со сферическими расширителями канала и «бедная» смесь: ${}^3\text{He}:{}^{22}\text{Ne} = 20:1$. Рабочее давление 2,0 мм рт. ст. обеспечивало совпадение центров усиливающей и поглощающей сред.

Для уменьшения влияния конвекционных потоков окружающего воздуха оставшийся оптический путь в резонаторе был изолирован.

Главной трудностью в юстировке лазера с телескопом является совмещение фокусов элементов телескопа с точностью $\sim 0,1$ мм. При этом «красный» юстировочный лазер ограничен в применении из-за различия фокусных расстояний линзы на рабочей длине волны (3,39 мкм) и длине волны красного лазера (0,63 мкм). Для упрощения процесса юстировки после предварительной установки элементов резонатора по юстировочному лазеру в резонаторе между окуляром и усиливающей трубкой размещалось промежуточное плоское зеркало с коэффициентом отражения 40%. Вначале генерация получалась на выходном и промежуточном зеркале, а далее по максимуму сигнала обратной связи от «внешней» ячейки такого составного резонатора юстировалась линза и большие зеркала. При этом большие зеркала сканировались юстировочной пьезокерамикой в двух координатах.

Второй сложностью была возможность «неправильной» юстировки резонатора таким образом, что пучок, отраженный от параболического зеркала фокусировался на плоском зеркале, а не в фокусе линзы. В результате регистрировался нелинейный резонанс, но намного шире ожидаемого из-за неконтролируемой кривизны волнового фронта в поглощающей ячейке. Этот вариант характерен тем, что оптическая длина ячейки при этом удваивается, что легко регистрируется при использовании промежуточного зеркала. Кроме того, в случае такой «неправильной» юстировки лазер становится неожиданно нечувствительным к разъюстировке больших зеркал, что так же является хорошим критерием.

При правильной юстировке пороговый ток лазера с телескопом составлял 1,3 мА. Потери резонатора за полный проход оценивались в 40%.

Для активной стабилизации лазера выходное зеркало установлено на сборку пьезокерамик из четырех элементов типа ПП-4 для «медленной» и одного элемента типа П-4 для «быстрой» отработки возмущений. «Медленная» часть сборки подключалась к управляющей электронике через фильтр высоких частот, и ее быстродействие ограничивалась полосой ~ 1 кГц. В результате амплитудно-частотная характеристика сборки в целом

является плоской до 20 кГц, что достаточно для надежной работы ФАП и передачи узкого спектра генерации опорного лазера лазеру с телескопом. Варианты сборок пьезокерамик и методика измерения их характеристики подробно описаны в [65].

1.8. Регистрация сигнала.

Сигнал нелинейного насыщения можно наблюдать в амплитуде, частоте или фазе лазерного излучения, взаимодействующего с поглощающей средой. Используемый двухмодовый метод регистрации сигнала нелинейного насыщения детектирует нелинейное изменение частоты лазера с внутренней поглощающей ячейкой. При совпадении одной из мод двухмодового лазера с центром доплеровской линии ее частота испытывает резонансное нелинейное затягивание к центру линии поглощения, при этом вторая мода находится на расстоянии большем ширины резонанса и служит естественным гетеродином, не испытывающим такого затягивания частоты. В результате в частоте межмодовых биений возникает сигнал нелинейного насыщения дисперсионной формы. При этом технические флуктуации обеих мод сильно коррелированы, что обеспечивает высокую чувствительность метода. Предельная чувствительность метода определяется естественными частотными флуктуациями используемого лазера (шумами Шавлова-Таунса).

Схема регистрации частотных резонансов лазера с телескопом изображена на рис. 1.11. В эксперименте используется двухмодовый He-Ne/CH₄ лазер с ортогональными поляризациями. Излучение лазера после поляризатора попадает на фотодетектор, выходом которого является частота биений двух мод лазера. Отметим, что поскольку сигнал содержится в частоте, а не в амплитуде, используемый метод не столь критичен к мощности падающего на фотоприемник излучения по сравнению с методом регистрации поглощения (мощности). Т.е. выходное зеркало может быть более глухим, а резонатор лазера более добротным, что приводит к

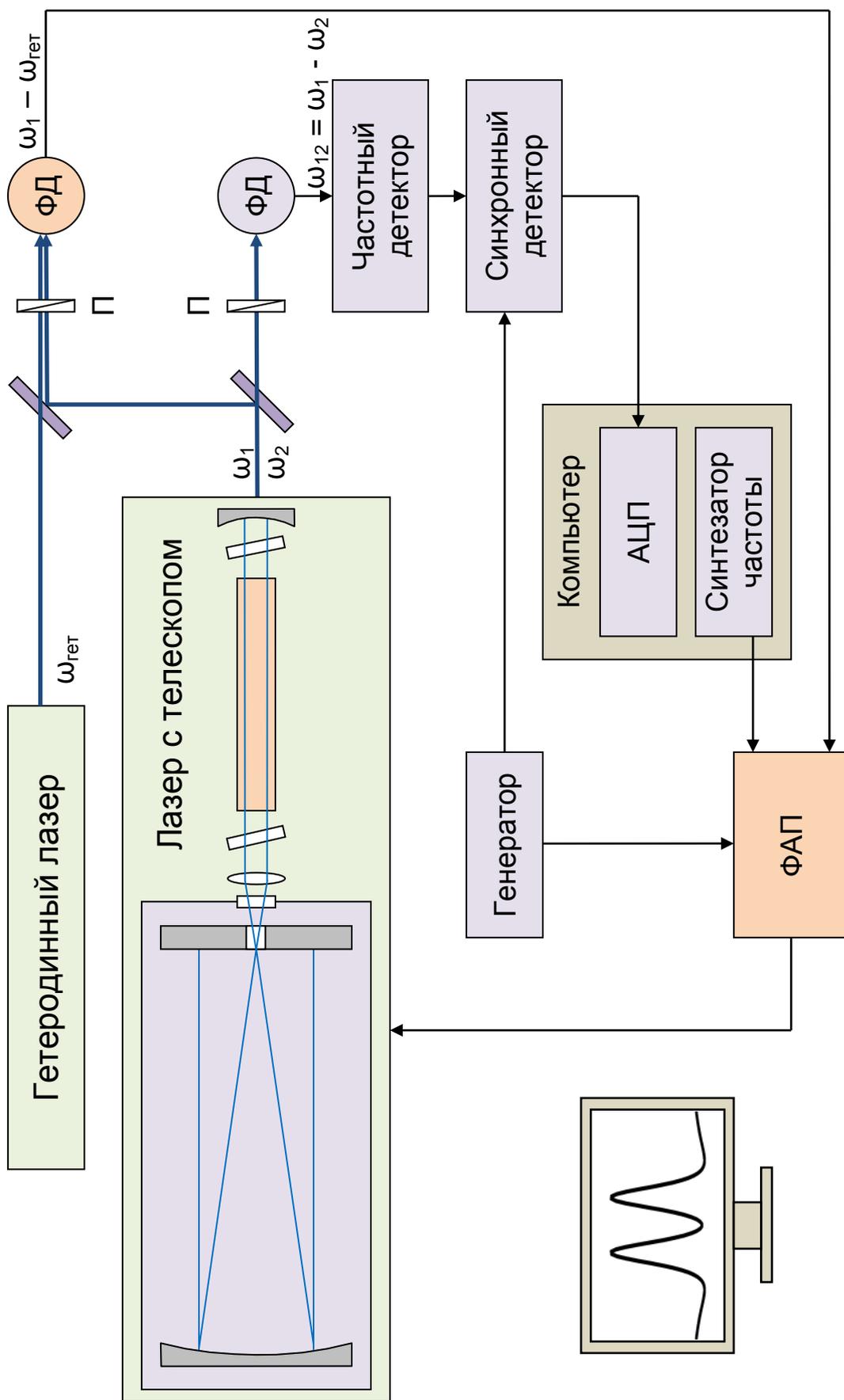


Рис. 1.11. Схема регистрации частотных резонансов в лазере с телескопом.
 ФД – фотодетектор, ФАП – система фазовой автоподстройки частоты,
 П – поляризатор, АЦП – аналого-цифровой преобразователь.

снижению естественных частотных шумов лазера при той же плотности поля внутри резонатора. Еще одно преимущество используемого метода состоит в том, что по той же причине форма зарегистрированного резонанса не критична к диафрагмированию излучения лазера на фотоприемнике. В случае регистрации амплитудного резонанса для уменьшения искажения его формы требуется очень тщательное фокусирование всего излучения лазера на площадку фотодетектора.

С фотоприемника сигнал подается на частотный детектор (ЧД), который преобразует изменение частоты биений в напряжение. Это еще одна критическая точка при использовании метода. Поскольку естественные шумы лазера с телескопом опускаются до уровня $0,1 \text{ Гц/Гц}^{1/2}$, то для достижения предельной чувствительности требуется частотный детектор с меньшими собственными шумами. В работе [63] приводится схемотехнический вариант реализации частотного детектора с собственными шумами $0,04 \text{ Гц/Гц}^{1/2}$, на основе которого был сконструирован ЧД для регистрации сигнала.

Для уменьшения шумов сигнал с выхода ЧД поступает на синхронный детектор, далее он оцифровывается расположенным в компьютере аналого-цифровым преобразователем (АЦП) с последующим сохранением и математической обработкой.

Для оцифровки использовался коммерческий 16 канальный 14 битный АЦП с биполярным входом $\pm 10 \text{ В}$, исполненный в виде платы расширения, которая вставлялась в слот шины компьютера.

Для регистрации спектральных резонансов с шириной $< 1 \text{ кГц}$ требуются существенно меньшие частоты синхронного детектирования сигнала (желательно в 4-5 раза меньше ширины наблюдаемых резонансов). В этой области спектра установка имеет достаточно много механических резонансов и сетевых электрических наводок, которые в виде «технического» шума отражаются в частоте межмодовых биений лазера. Спектр шума регистрируется с выхода ЧД на анализаторе спектра. Основные

механические возмущения лежат на частотах ниже 350 Гц. Самые мощные возмущения наблюдаются на частотах 91 и 98 Гц и соответствуют резонансным частотам механических колебаний двух закрепленных больших зеркал. Исходя из спектра частотных флуктуаций межмодовых биений лазера с телескопом, были выбраны две частоты регистрации с локальными минимумами технических шумов: 274 и 117 Гц.

Для эффективной регистрации узких резонансов требуется, чтобы спектр излучения исследуемого лазера был существенно уже ширины прописываемого резонанса. Сужение спектра излучения, ширина которого в пассивном режиме составляла ~ 50 кГц, осуществлялось путем активной привязки частоты лазера с телескопом через промежуточный лазер-гетеродин к стабилизированному опорному лазеру с узким спектром излучения системой фазовой автоподстройки частоты (ФАП). В результате, ширина линии излучения лазера с телескопом сужалась до ширины опорного (менее 20 Гц).

Прописывание резонансов осуществляется прецизионной перестройкой частоты лазера с телескопом относительно лазера-гетеродина. Система ФАП с точностью до фазы привязывает лазер с телескопом к гетеродину с программируемой отстройкой частоты, задаваемой расположенным в компьютере синтезатором частоты. При перестройке частоты синтезатора происходит перестройка частоты исследуемого лазера.

ФАП исполнен с делением частоты на 6. Серединная частота привязки, на которую он был оптимизирован, составляла 600 кГц. Динамический диапазон перестройки ФАП составлял ± 100 кГц. Для подавления возмущений от больших зеркал в ФАП был встроен активный резонансный фильтр с коррекцией (подъемом) усиления на частотах около 100 Гц.

Синтезатор был сконструирован на принципе прямого синтеза частоты (DDS) в виде платы расширения, которая вставлялась в слот шины компьютера. Управляющее слово составляло 3 байта. При опорной частоте синтезатора 14 МГц его максимальная частота составляла 3,5 МГц и

изменялась с минимальным шагом 0,4 Гц. Возможности цифровой модуляции синтезатор не имел.

Модуляция лазера для синхронного детектирования сигнала осуществлялась через ФАП аналоговым генератором.

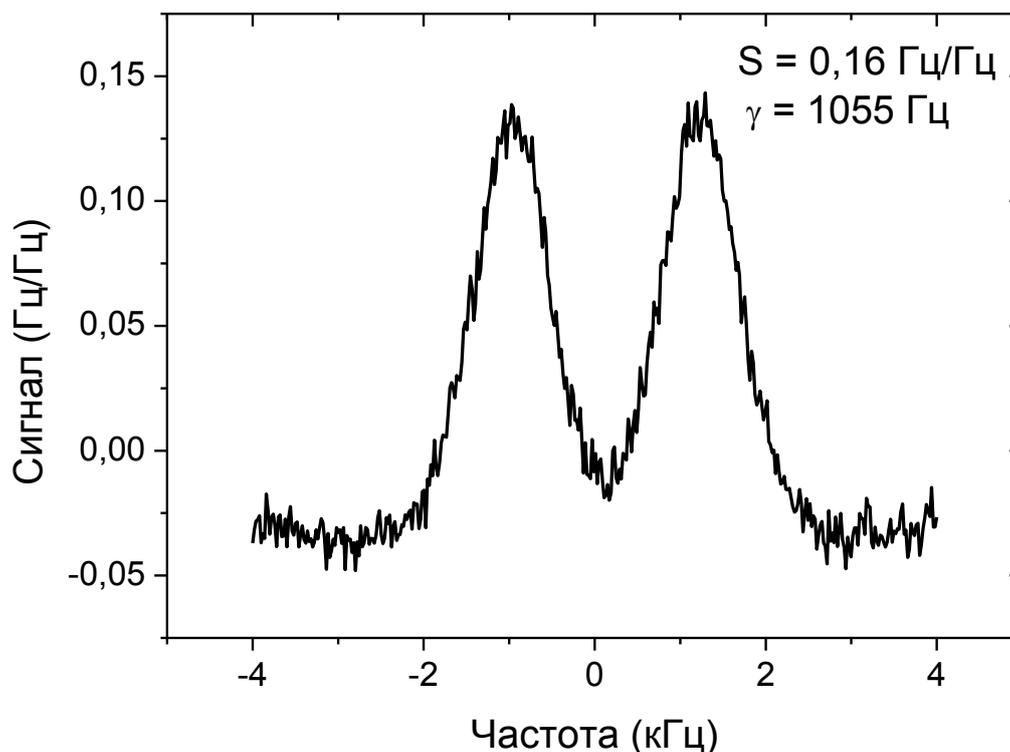


Рис. 1.12. Спектрограмма дублета отдачи $F_2^{(2)}$ линии метана.
Запись первой гармоники частотного резонанса.

На рис. 1.12 приведена типичная спектрограмма дублета отдачи центральной компоненты магнитной сверхтонкой структуры $F_2^{(2)}$ линии метана с расчетным расстоянием между компонентами $2\delta = 2,16$ кГц. С выхода синхронного детектора регистрировалась первая гармоника частотного резонанса. Через передаточную функцию частотного и синхронного детектора сигнал пересчитан в изменение частоты межмодовых биений лазера и отнормирован на амплитуду девиации частоты лазера. При малой девиации спектрограмма отражает крутизну (производную) исходного частотного резонанса. Форма приведенного сигнала хорошо

аппроксимируется производной от функции дисперсии с полушириной исходного частотного резонанса на полувывоте $\gamma = 1,06$ кГц. Ширина на полувывоте зарегистрированного сигнала производной примерно вдвое меньше ширины первообразной функции, т.е. составляет $\gamma_{1пр} = 530$ Гц.

Запись произведена в диапазоне сканирования 8 кГц с разбиением на 400 интервалов (с шагом 20 Гц). Для уменьшения влияния дрейфов и случайных шумов на форму сигнала он усреднялся по 10 сканам с временем одного скана – 40 с (0,1 с/точку/скан). Таким образом, время усреднения сигнала составило 1 с/точку.

Для данной спектрограммы отношение сигнала к шуму составляет $C/Ш = 30$ при времени усреднения 1 с.

Для сравнения упомянем, что время регистрации резонансов с близким разрешением и $C/Ш$ в [38] составила 36 часов, в [60] – 30 минут (с постоянной времени 4 с), а в случае приведенной спектрограммы – 400 с (с временем усреднения 1 с/точку).

На рис. 1.13 приведена спектрограмма дублета отдачи с регистрацией частотного резонанса непосредственно с выхода частотного детектора (без модуляции лазера и без синхронного детектирования) при тех же параметрах установки. Форма сигнала хорошо аппроксимируется функцией дисперсии с полушириной на полувывоте $\gamma = 0,92$ кГц и полным размахом 95 Гц. Уменьшение ширины резонанса связано с отсутствием частотной модуляции поля лазера, уширяющей резонанс.

Надо отметить, что межмодовая частота биений лазера, средняя величина которой составляет ~ 2 МГц, из-за технических дрейфов элементов резонатора лазера также дрейфует во времени на величину до 2 кГц, т.е. в несколько раз большую величины зарегистрированного сигнала. Для уменьшения влияния таких дрейфов на форму сигнала время одного скана уменьшалось до 2 с (5 мс/точку/скан). С учетом существенно больших шумов на низких частотах (без синхронного детектирования), на одном проходе при таком времени усреднения сигнал на фоне шумов не наблюдался. На

спектрограмме приведен сигнал при усреднении по 1000 сканов, т.е. при времени усреднения 5 с/точку.

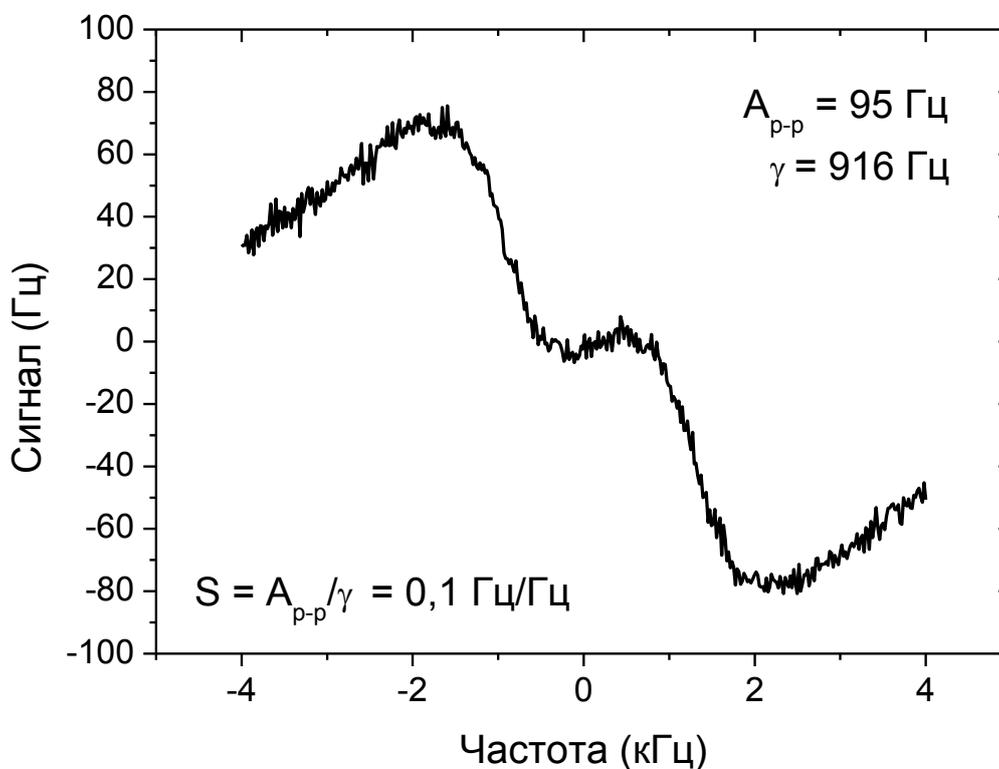


Рис. 1.13. Спектрограмма дублета отдачи $F_2^{(2)}$ линии метана.

Запись непосредственно частотного резонанса.

Запись резонанса с рекордным разрешением, достигнутым в созданном спектрометре, изображена на рис. 1.14 [71]. Полуширина на полувысоте зарегистрированного сигнала производной составляет $\gamma_{1пр} = 380 \text{ Гц}$.

1.9. Программное обеспечение.

Процесс регистрации спектров обеспечивался специально разработанной компьютерной программой. Программное обеспечение, имея удобный интерфейс, позволяло:

- Прописывать до 8 спектрограмм одновременно с заданной скоростью сканирования, управляя частотой синтезатора в требуемом диапазоне и читая сигнал с разных каналов АЦП.

- Накапливать сигнал при многопроходном сканировании.
- Отображать текущее прописывание спектрограммы на мониторе.
- Сохранять данные в файл на диске.
- Читать спектрограмму с диска и отображать ее на мониторе в удобных для пользователя пределах.
- Управлять частотой второго синтезатора.
- Определять параметры заданной модели формы линии резонанса по экспериментальным данным методом наименьших квадратов с оценкой точности этих параметров.
- Стабилизировать частоту лазера по экстремуму или по модели формы линии.

1.10. Частотные измерения при разрешенном дублете отдачи.

Для исследования формы линии и проведения частотных измерений в экспериментах регистрировалась форма первой производной резонансов НД $F_2^{(2)}$ линии метана для различных значений давления метана, интенсивности излучения, давления He-Ne смеси, девиации частоты, разъюстировки резонатора. Характерный вид резонанса нелинейной дисперсии центральной компоненты МСТС $F_2^{(2)}$ линии метана показан на рис. 1.12.

Второго лазера с аналогичным разрешением в лаборатории не было, поэтому измерения сдвигов центра частотного резонанса проводились относительно He-Ne/ CH_4 транспортируемого оптического стандарта частоты (ТОСЧ-30), параметры работы которого не изменялись в течение измерений.

ТОСЧ-30 построен по такой же схеме спектрометра и состоял из трех лазеров. Двухмодовый лазер с телескопом в ТОСЧ-30 имел существенно меньшее разрешение и работал в режиме разрешенной сверхтонкой структуры с полушириной резонанса $\gamma \sim 7$ кГц. Диаметр пучка во внутрирезонаторной поглощающей ячейке составлял ~ 30 мм. Подробное описание и точностные характеристики ТОСЧ-30 приведены в [66,67].

Частотные измерения производились путем одновременной регистрации двух резонансов при сканировании двух лазеров с телескопом относительно общего гетеродинного лазера, а положение вершины линии ТОСЧ-30 служило опорной частотой для измерения частотных сдвигов исследуемого лазера (рис. 1.14) [68].

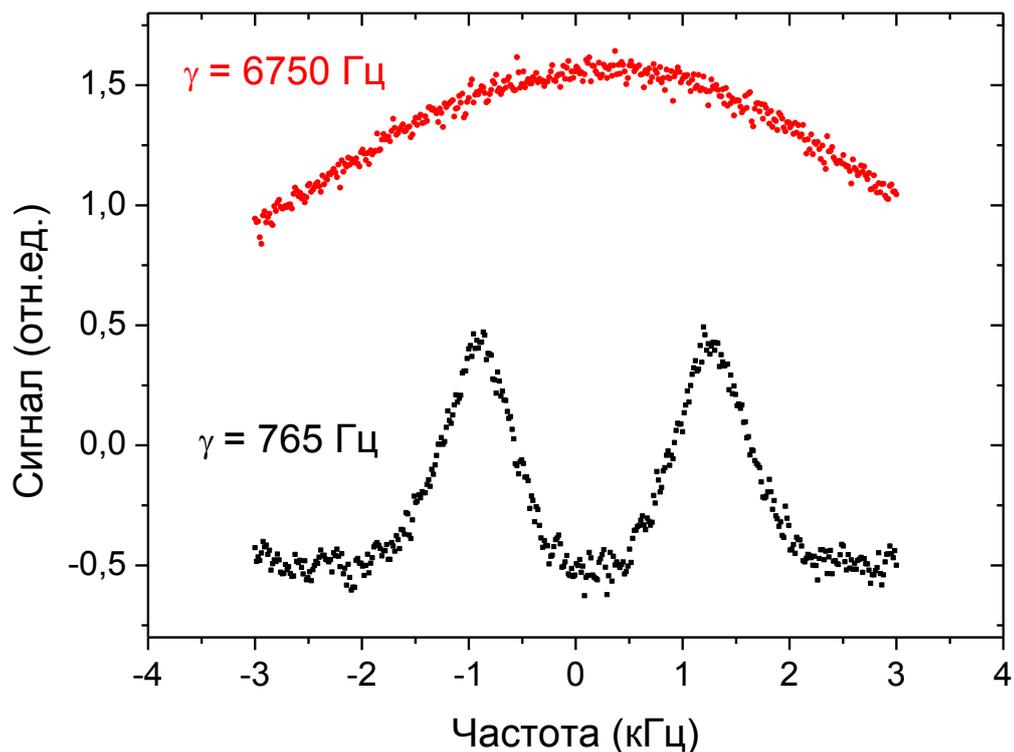


Рис. 1.14. Одновременная запись первой гармоники частотного резонанса
- вершины линии в ТОСЧ-30 (верхняя спектрограмма),
- дублета отдачи в стационарном лазере.

Это позволяло исключить влияние возможного дрейфа опорного лазера с узким спектром излучения в течение достаточно длительного цикла измерений, но, тем не менее, точность измерений была ограничена долговременной стабильностью ТОСЧ-30 из-за недостаточного разрешения МСТС и отношением сигнал/шум его резонансов. Например, параболическая аппроксимация верхней кривой на рис. 1.14 дает ошибку определения

вершины линии в 8 Гц только из-за имеющегося отношения сигнал/шум на спектрограмме.

Для сравнения разрешения на рис. 1.15 приведена совместная запись резонансов ТОСЧ-30 и стационарной установки в более широких пределах (60 кГц).

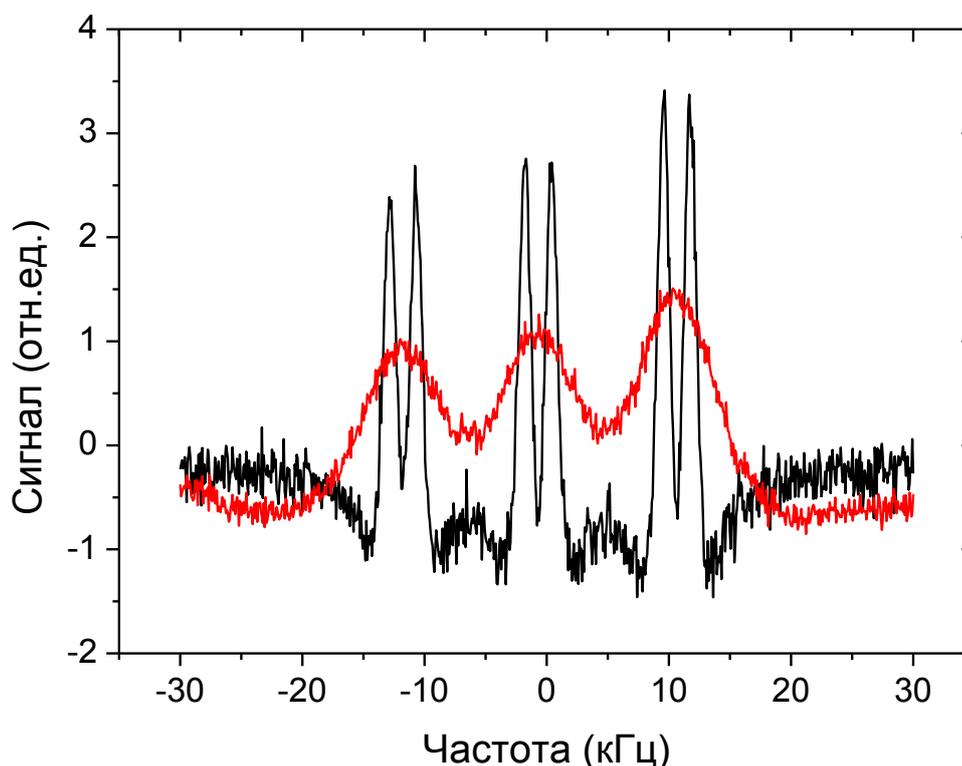


Рис. 1.15. Спектрограмма резонансов ТОСЧ-30 и стационарной установки.

Обработка записанных резонансов позволяла отслеживать изменение формы и параметров резонанса, таких как амплитуда, ширина, асимметрия и частота центра линии при изменении экспериментальных условий. Для вычисления этих параметров осуществлялась аппроксимация спектрограммы методом наименьших квадратов по модели, определяемой в виде суммы контуров 6 линий, учитывающей 3 сильных компоненты сверхтонкой структуры и расщепление каждой из них из-за эффекта отдачи с формой первой производной от дисперсионной (см.пп. 1.1, 1.2):

$$F'(\omega) = \sum_{i=1}^6 A_i \left[D' \left(\frac{\omega - \omega_i}{\gamma} \right) + k \cdot L' \left(\frac{\omega - \omega_i}{\gamma} \right) \right],$$

$$\text{где } D(x) = \frac{x}{1+x^2}, \quad L(x) = \frac{1}{1+x^2},$$

A_i, ω_i, γ – амплитуды, частоты и ширина компонент.

Искажение (асимметрия) формы линии описывается здесь добавкой функции другой четности (той же ширины) с малым коэффициентом k , который будем называть коэффициентом асимметрии. Изменение коэффициента асимметрии напрямую приводит к искажению формы линии и сдвигу ее вершины. В рамках описанной модели сдвиг вершины одиночной линии равен:

$$\Delta = \frac{1}{3} k \gamma.$$

Из-за наложения крыльев соседних компонент МСТС к сдвигу также приводит и изменение ширины компонент. Моделирование позволяет вычесть влияние этих эффектов и вычислять сдвиги центра линии. Под центром линии будем понимать среднюю частоту дублета:

$$(\omega_- + \omega_+)/2,$$

где ω_{\pm} - частоты компонент дублета отдачи.

На рис. 1.16 - 1.19 приведены экспериментальные результаты, характеризующие параметры реперной линии в исследуемом лазере и сдвиги его частоты [72]. Эти результаты получены путем обработки по описанной выше процедуре нескольких серий спектрограмм, полученных на протяжении нескольких дней. В диапазоне параметров установки, обеспечивающих разрешение дублета, модельная кривая с формой линии, указанной выше, при имеющемся отношении сигнал/шум хорошо ложится на экспериментальные спектрограммы.

На рис. 1.16 представлена зависимость однородной ширины линии (полуширины γ в модельной форме линии) от давления метана в

поглощающей ячейке для двух значений мощности лазера. Дублетное расщепление линий наблюдалось во всем диапазоне давлений до $P \approx 100$ мкТорр. Коэффициент ударного уширения метана, рассчитанный из этой зависимости равен $\alpha_{\text{уд}} = 17,7 \pm 0,2$ Гц / мкТорр. Это значение отличается примерно на 10% от значения $\alpha_{\text{уд}}^* = 15,8 \pm 1$ Гц / мкТорр, также полученного в условиях полного разрешения дублета отдачи, но для резонансов насыщенного поглощения [69]. Наиболее вероятной причиной этого отличия является систематическая ошибка измерения давления метана в поглощающей ячейке. Измерения давления производились серийным ионизационным преобразователем ПМИ-3-2 и полученная ошибка величины $\alpha_{\text{уд}}$ лежит в пределах паспортной ошибки прибора.

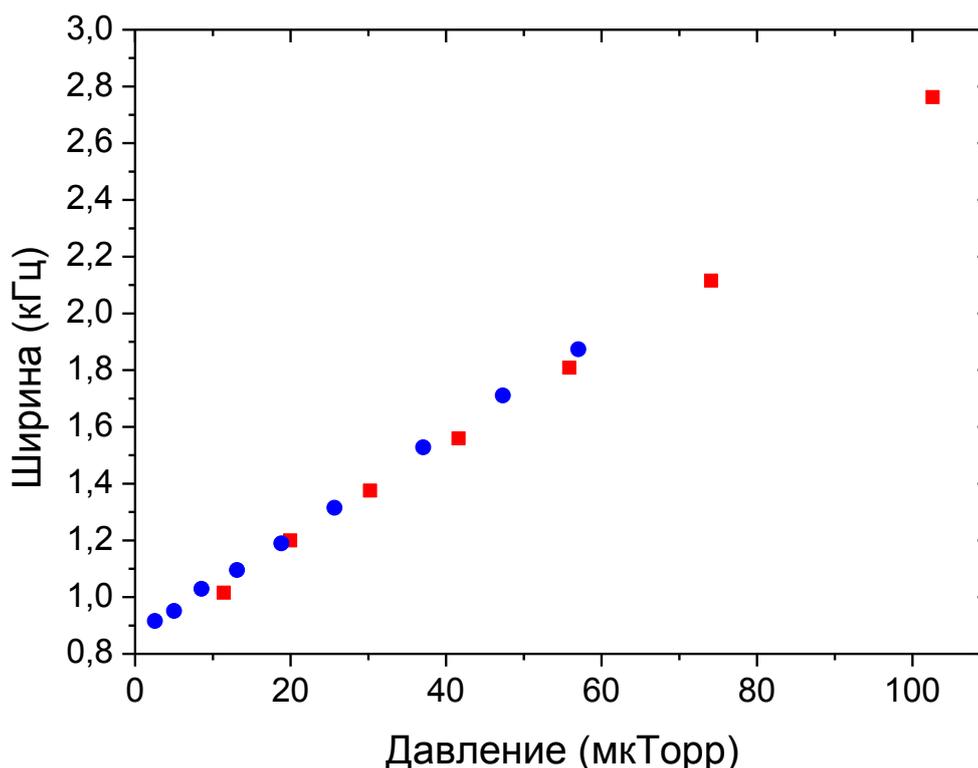


Рис. 1.16. Зависимость ширины резонанса от давления метана при двух значениях мощности лазера (отношение мощностей 1 (■) : 1,5 (●)).

Рис. 1.17 демонстрирует изменение амплитуды первой производной частотного резонанса от давления метана для двух значений мощности

лазера (отношение мощностей 1 : 1,5). Согласно теории резонансов в сильных полях в рамках скоростных уравнений максимуму в зависимости от давления соответствует значение параметра насыщения $I = 4,83$.

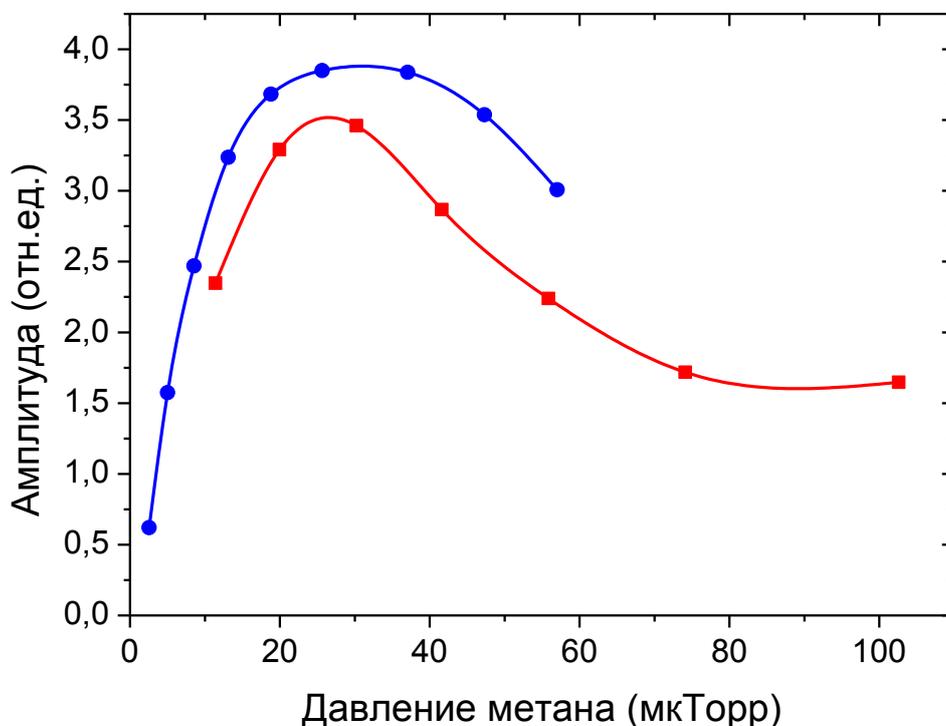


Рис. 1.17. Зависимость амплитуды 1-й производной резонанса НД от давления метана при двух значениях мощности лазера.

На рис. 1.18 показаны сдвиги частоты лазера при изменении давления метана. Ошибка, указанная на рисунке соответствует только ошибке вычисленной частоты центра линии (по модели) и определяется только отношением сигнал/шум экспериментальной спектрограммы. При этом в измерениях дополнительно присутствует ошибка из-за случайного разброса частоты ТОСЧ-30, которая оценивается в ± 10 Гц [67].

На рис. 1.19 изображен сдвиг центральной частоты лазера от мощности вертикально поляризованной моды, которой прописывается резонанс. Мощность указана в относительных единицах. При уменьшении мощности амплитуда сигнала уменьшается, а шум при этом увеличивается. Поэтому

при мощности менее 50 мВ существенно возрастает ошибка определения коэффициента асимметрии и центра линии.

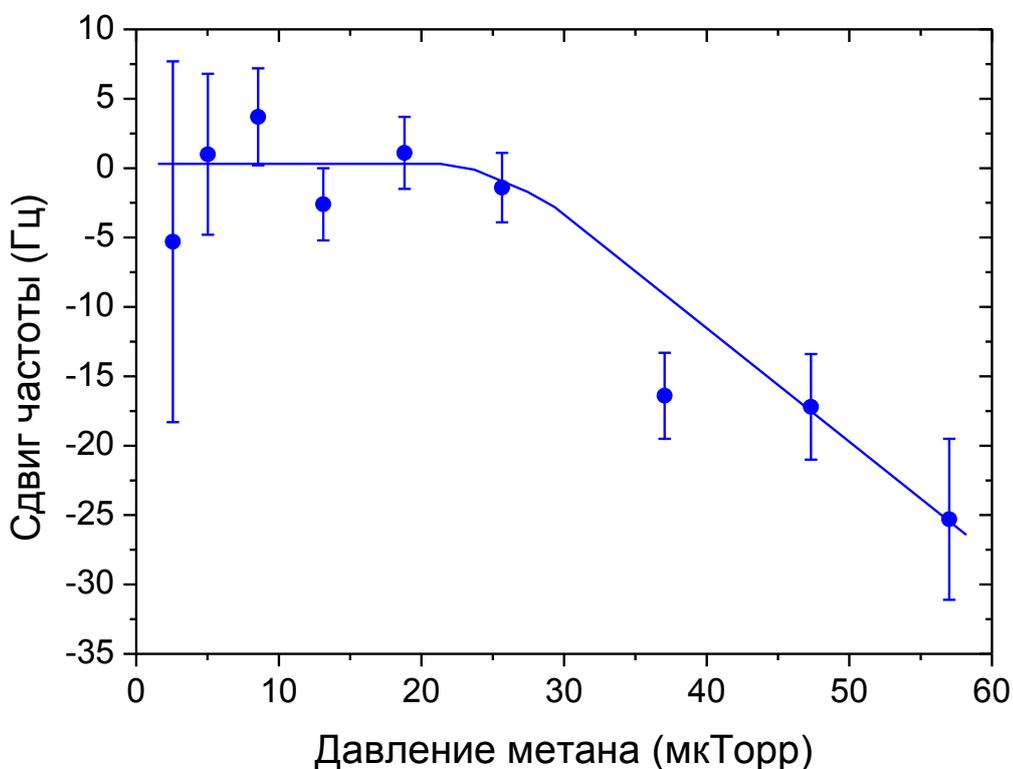


Рис. 1.18. Зависимость сдвига центра линии от давления метана.

Из рис. 1.18, 1.19 видно, что на фоне случайных ошибок трудно выявить какой-либо систематический сдвиг, превосходящий ± 10 Гц в широком диапазоне давлений метана и мощности лазера. Таким образом, какой-либо сдвиг центра линии метана в диапазоне давлений 5-30 мкТорр и диапазоне мощностей 50-130 мВ с точностью до $1 \cdot 10^{-13}$ не проявляются. При условии поддержания величины обоих параметров в этом диапазоне с точностью 5% от выбранного значения сдвига частоты составят не более 0,5 Гц, что соответствует повторяемости частоты $5 \cdot 10^{-15}$.

Сравнение рис. 1.18, 1.19 с аналогичными зависимостями для резонансов насыщенного поглощения в условиях разрешенного дублета, полученными на спектрометре ИЛФ СО РАН в пролетной области

параметров [61,69] показывает, что наклоны обеих зависимостей фактически совпадают.

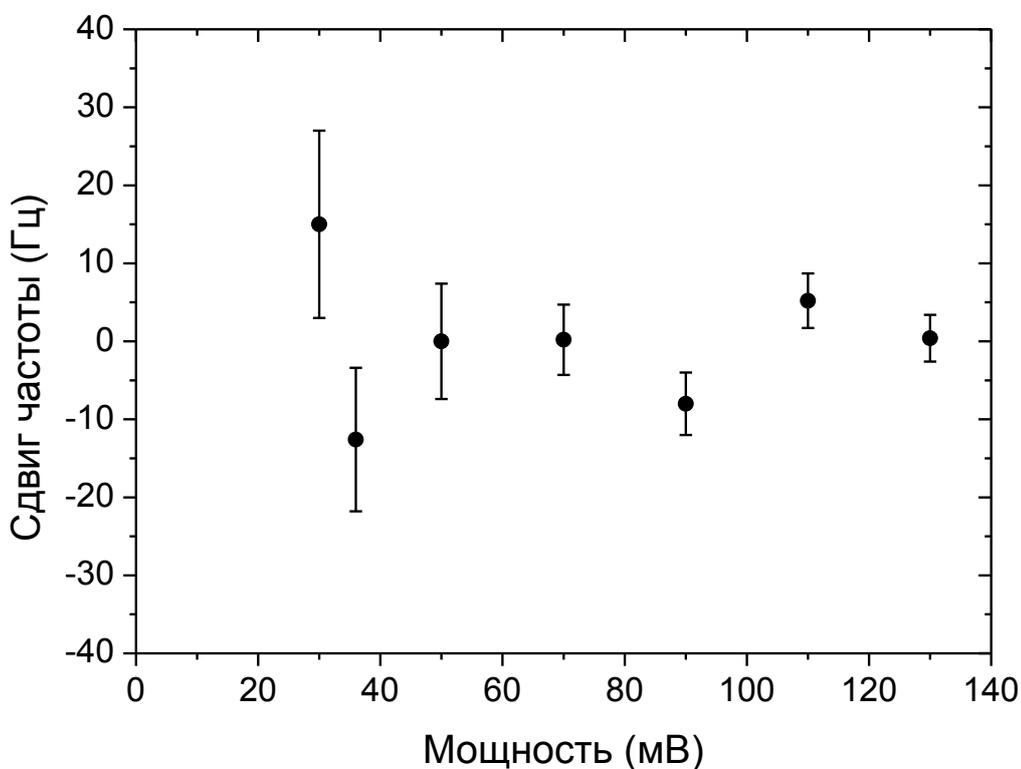


Рис. 1.19. Зависимость сдвига центра линии от мощности лазера.

Взаимная долговременная стабильность/повторяемость стационарного лазера и ТОСЧ-30 исследовалась путем сравнения их частот при неизменных параметрах - мощность, давление метана, модуляция. Менялась только юстировка обоих лазеров – подстройка на максимум мощности между измерениями, но при этом контролировалось постоянство параметров реперной линии (ширина, амплитуда).

На рис. 1.20 показана типичная запись разности частот транспортируемого и стационарного лазеров [67]. Производилась парная запись относительно гетеродинного лазера с последующим вычитанием вычисленных значений частот вершины линии в ТОСЧ-30 и центра линии в стационарной установке. Каждой точке соответствует время измерения

(прописывания резонанса) 200 с. Приведенные данные были получены в течение двух дней.

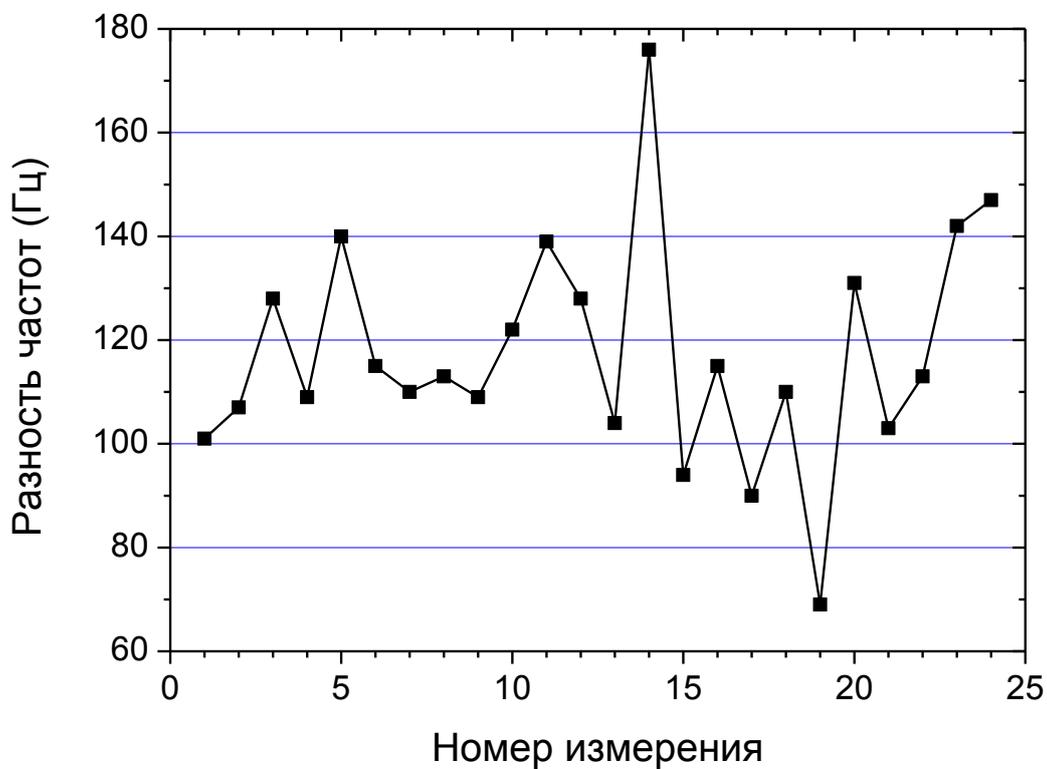


Рис. 1.20. Запись разности частот реперов ТОСЧ-30 и стационарного лазера.

Измерения относительно ТОСЧ-30 показали, что в области ширины $\gamma = 800-1000$ Гц и точности определения коэффициента асимметрии $\Delta k = \pm 1\%$, повторяемость частоты стационарного лазера при переюстировке может быть оценена величиной ± 10 Гц ($1 \cdot 10^{-13}$), причем она полностью определяется долговременной нестабильностью частоты ТОСЧ-30.

Уточнение таких важных параметров, как повторяемость и долговременная стабильность частоты, требует, вообще говоря, второго телескопического лазера с аналогичным спектральным разрешением.

1.11. Определение частоты невозмущенного перехода $F_2^{(2)}$ линии метана.

Абсолютные частотные измерения ТОСЧ-30 были произведены дважды: в ноябре 1991 г. и ноябре-декабре 1993 г. в Физико-техническом институте в Германии (РТВ, Braunschweig) [67]. Радиооптическая цепь, созданная в РТВ [70] продемонстрировала очень устойчивую и надежную работу, и не вносила существенной ошибки во время этих измерений.

По результатам двух измерений в РТВ и последующего сравнения частоты ТОСЧ-30 и стационарного лазера с разрешенным дублетом отдачи были получены следующие значения частоты невозмущенного перехода центральной компоненты МСТС $F_2^{(2)}$ линии метана [68]:

1. Ноябрь 1991: $88\,376\,181\,600\,151 \pm 80$ Гц
2. Ноябрь-декабрь 1993: $88\,376\,181\,600\,106 \pm 55$ Гц

При вычислении частоты невозмущенного перехода использовалась модель с пролетным интегралом (см. п. 1.1).

Значение частоты невозмущенного перехода центральной компоненты МСТС $F_2^{(2)}$ линии метана, полученное в условиях разрешенного дублета отдачи для резонанса насыщенного поглощения, приведенное в [61] составляет:

$$f(7 \rightarrow 6) = 88\,376\,181\,600\,038 \pm 35 \text{ Hz.}$$

Таким образом, значения, полученные на двух разных спектрометрах и разными методами для резонансов насыщенного поглощения и дисперсии, совпадают в пределах ошибок измерений.

1.12. Измерение частотного расщепления МСТС.

Разрешение сложной структуры $F_2^{(2)}$ линии метана до одиночной линии с разрешением дублета отдачи позволило с большей точностью измерить частотное расщепление между сильными компонентами сверхтонкой структуры. Для этого прописывалась структура из 6 линий в диапазоне 60 кГц: 3 линии сверхтонкой структуры, каждая из которых расщеплена из-за эффекта отдачи. Далее по модели из шести контуров вычислялась частотная отстройка боковых компонент относительно центральной, причем под

частотой компоненты понималась средняя частота дублета: $(\omega_- + \omega_+)/2$, где ω_{\pm} - частоты компонент дублета отдачи. Параметры эксперимента выбирались из соображений максимального отношения сигнал/шум, но с разрешением дублета отдачи. Было проанализировано несколько серий спектрограмм с небольшим изменением параметров, таких как мощность лазера и амплитуда модуляции лазера. Время записи спектрограмм варьировалось от 100 с до 2000 с.

В результате получены значения:

$$\Delta_1 = -11080 \text{ Гц}, \sigma = 3 \text{ Гц}$$

$$\Delta_2 = +11331 \text{ Гц}, \sigma = 3 \text{ Гц}$$

При аппроксимации были испытаны различные модели формы контура линии, все они дали результат в пределах 1 Гц от указанных величин и лежат заведомо внутри указанной ошибки.

На момент этих измерений (сентябрь 2000 г.) полученные значения были определены с наименьшей погрешностью и их значения перекрывались с данными в [61]. Более поздние измерения, выполненные в [69] имеют погрешность в 1 Гц, при этом значения не перекрываются в пределах заявленных ошибок. Отметим, что данные получены на резонансах, регистрируемых разными методами.

Для сравнения результаты измерений частот отстройки компонент МСТС приведены в таблице 1.1:

Таблица 1.1

Переходы ($V=0, J=7, F_1$) \rightarrow ($V=1, J=6, F_2$)	Отстройка от перехода 7 \rightarrow 6 (Гц)		
	[61] 1996 г.	[69] 2006 г.	Наш результат 2000 г.
8 \rightarrow 7	11336 \pm 18	11335 \pm 1	11331 \pm 3
7 \rightarrow 6	0	0	0
6 \rightarrow 5	-11081 \pm 22	-11070 \pm 1	-11080 \pm 3

Основные результаты Главы 1.

1. На основе двухмодового He-Ne/CH₄ лазера с телескопическим расширителем пучка создана наиболее компактная стационарная установка, позволяющая проводить спектроскопические исследования нелинейных внутридоплеровских резонансов с относительной шириной 10^{-11} - 10^{-12} , а также выполнять частотные измерения при стабилизации лазера по таким резонансам.

2. Выделены резонансы нелинейной дисперсии с шириной ~ 350 Гц, что соответствует относительной ширине $4 \cdot 10^{-12}$ и является одним из лучших результатов по спектральному разрешению в оптическом диапазоне для молекулярных переходов.

3. Произведена экспериментальная оценка воспроизводимости частоты лазера, стабилизированного по резонансам нелинейной дисперсии с шириной ~ 1 кГц, показывающая, что потенциальные возможности созданной установки составляют $\sim 1 \cdot 10^{-15}$.

4. Измерены с точностью 3 Гц частотные расщепления компонент сверхтонкой структуры $F_2^{(2)}$ линии метана ($\lambda = 3,39$ мкм) по резонансам насыщенной дисперсии.

ГЛАВА 2

ТРАНСПОРТИРУЕМЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ He-Ne/CH₄ СТАНДАРТ С ПОВТОРЯЕМОСТЬЮ ЧАСТОТЫ $3 \cdot 10^{-14}$.

Одной из отличительных особенностей выделения узких нелинейных резонансов с помощью двухмодового метода является сравнительно небольшой размер используемых лазеров, что отражает факт высокой чувствительности метода. Это послужило основанием для создания в нашей лаборатории первого поколения транспортируемого оптического стандарта частоты (ТОСЧ-30) на основе He-Ne/CH₄ лазера, стабилизированного по разрешенной сверхтонкой структуре F₂⁽²⁾ линии метана [73,74]. Диаметр пучка во внутриврезонаторной поглощающей ячейке составлял ~30 мм, что позволило выделить резонансы с полушириной $\gamma \sim 7$ кГц и использовать их для стабилизации частоты прибора. Проведенные метрологические испытания подтвердили высокие точностные характеристики ТОСЧ-30 и перспективность его использования в качестве источника стабильной частоты в оптическом диапазоне. С 1986 г. по 1996 г. это был наиболее стабильный источник оптического излучения, позволявший сравнивать стабилизированные частоты, реализуемые стационарными установками, расположенными в различных лабораториях.

С созданием ТОСЧ-30 появилась возможность переноса с погрешностью $\pm 3 \cdot 10^{-13}$ абсолютной оптической частоты, измеренной относительно цезиевого репера из лабораторий, где были созданы радиооптические частотные мосты между оптическим и СВЧ диапазонами, в лаборатории, занимающиеся прецизионной оптической спектроскопией и стабилизацией частоты лазеров.

Радиооптические мосты (цепи синтеза оптических частот) вплоть до 2000 года представляли собой чрезвычайно сложные, громоздкие системы, и только считанные лаборатории в мире обладали ими. Наличие такого

перевозимого источника оптической частоты позволяло сравнивать и сами радиооптические мосты с указанной точностью.

Другие типы транспортируемых ОСЧ с газовыми ячейками, созданные в 80-90-е годы демонстрировали на 1-2 порядка худшую стабильность и повторяемость частоты. К этим системам относятся лазерные стандарты на двухфотонном переходе в атоме Rb (780 нм) [32], однофотонных переходах молекулы I₂ (532 нм - вторая гармоника Nd:YAG лазера) [24,25,26], на пучке атомов Ca (657 нм) [75] и другие.

В [67,68] была подтверждена правильность основной концепции транспортируемых He-Ne/CH₄ лазеров с разрешенной МСТС, но одновременно были выявлены возможности дальнейшего повышения стабильности и повторяемости частоты за счет совершенствования их оптической схемы и конструкции. Накопленный опыт позволил перейти к созданию опытных образцов ТОСЧ следующего поколения, чему и посвящена настоящая глава.

2.1. Особенности оптической схемы и конструкции ТОСЧ-60.

Основными вопросами, решавшимися при разработке новой версии прибора, были:

1. Улучшение стабильности и повторяемости частоты ТОСЧ.
2. Улучшение массогабаритных параметров ТОСЧ.
3. Улучшение надежности ТОСЧ.

Главными факторами, ограничивавшими стабильность частоты первой версии транспортируемого оптического стандарта частоты (ТОСЧ-30), стабилизированного по центральной компоненте МСТС, являлись:

1. Недостаточное разрешение компонент магнитной сверхтонкой структуры (МСТС) F₂⁽²⁾ линии метана. Это уменьшало крутизну дискриминатора, используемого для стабилизации ТОСЧ-30, и приводило к сдвигам частоты на уровне $3 \cdot 10^{-13}$ из-за влияния крыльев соседних компонент МСТС на положение вершины центральной компоненты. Напомним, что

попарные расстояния между тремя сильными компонентами МСТС $F_2^{(2)}$ линии метана составляют около 11 кГц, а полуширина выделявшихся резонансов составляла $\gamma \sim 7$ кГц. Ширина резонансов ограничивалась пролетным и полевым уширением.

2. Недостаточное отношение сигнал/шум (С/Ш) при разрешенной МСТС. Из-за полевого уширения компоненты МСТС разрешались только при малой мощности излучения лазера, а при уменьшении мощности возрастает частотный шум лазера, в нашем случае определяемый естественным шумом Шавлова-Таунса.

3. Недостаточная пассивная стабильность лазеров, определяющая низкочастотные технические шумы системы и медленные дрейфы стабилизированной частоты.

Для решения этих задач был разработан и создан транспортируемый оптический стандарт частоты следующего поколения (ТОСЧ-60) на основе двухмодового He-Ne/CH₄ лазера с 25-кратным внутррезонаторным телескопом по схеме Кассегрена, совмещенным с поглощающей ячейкой (рис. 2.1).

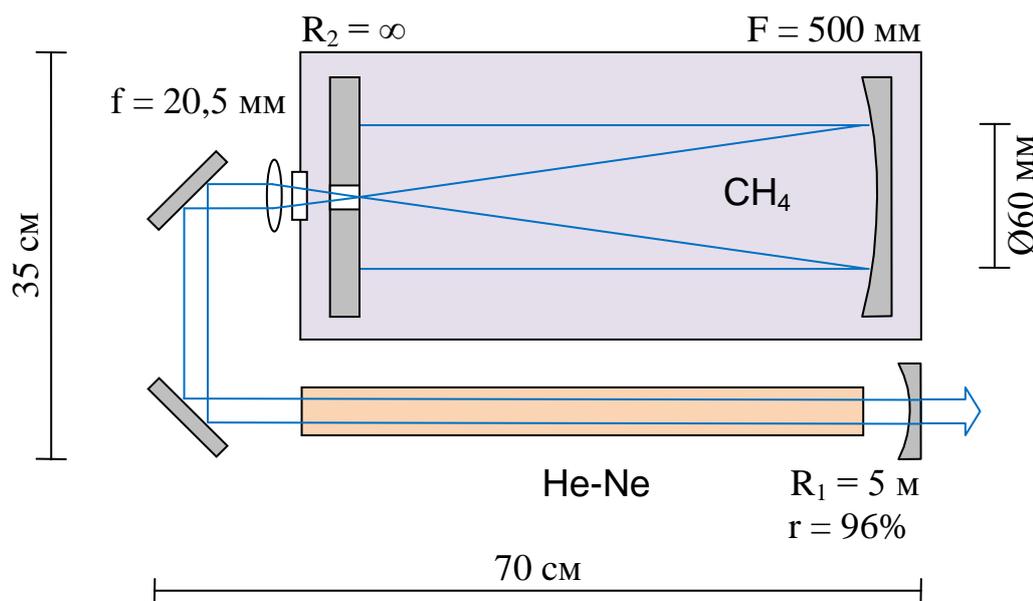


Рис. 2.1. Оптическая схема лазера с телескопическим расширителем пучка.

Оптическая схема и конструкция лазера с телескопом схожи с приведенными в Главе 1 (п.1.5, рис. 1.8). Основные отличия состоят в величине увеличения телескопа, П-образной конструкции резонатора лазера и способе создания двухмодового режима генерации лазера.

Поскольку разрешение репера напрямую связано с пролетным уширением, т.е. диаметром лазерного пучка в поглощающей ячейке, то был выбран разумный компромисс между шириной резонанса и массогабаритными параметрами прибора.

Отметим основные преимущества конструкции ТОСЧ-60 (по сравнению с ТОСЧ-30).

1. Для снижения пролетного уширения в лазере с разрешенной МСТС использован зеркально-линзовый (а не чисто линзовый) телескопический расширитель пучка, что позволило:

- уменьшить число оптических элементов и потери в резонаторе,
- не увеличивать оптическую длину лазера при сохранении той же величины области устойчивости резонатора.

2. Увеличен вдвое (до 60 мм) диаметр пучка в поглощающей ячейке, что позволило регистрировать почти вдвое более узкие резонансы с полушириной $\gamma \sim 4$ кГц. Улучшение разрешения МСТС увеличило крутизну дискриминатора и уменьшило влияние крыльев соседних компонент на положение вершины центрального резонанса. В тоже время, следующая проблемная область ширин резонанса, связанная с разрешением дублета отдачи еще не была достигнута (дублетное расщепление $2\delta = 2,16$ кГц).

3. Двойное увеличение диаметра лазерного пучка уменьшило в 4 раза плотность мощности в резонаторе (при неизменной полной мощности лазера). В результате появилась возможность работать при большей мощности излучения в резонаторе без полевого уширения резонанса, что уменьшило уровень спонтанных шумов лазера и улучшило отношение С/Ш при регистрации резонанса.

4. В двухмодовых лазерах, входящих в ТОСЧ-60, были использованы сложенные вдвое (П-образные) резонаторы. В результате почти двукратного уменьшения общей длины всей конструкции улучшились:

- пассивная стабильность и устойчивость к разъюстировке двухмодовых лазеров, что существенно уменьшило дрейфы частоты ТОСЧ.

- потребительские качества ТОСЧ (в частности, упростилась его транспортировка).

5. Способ создания двухмодового режима генерации лазеров на фазоанизотропных зеркалах привел к более стабильному двухмодовому режиму, уменьшению дрейфа межмодовой частоты, уменьшению числа элементов и потерь в резонаторе (см. ниже).

2.2. Общая схема ТОСЧ-60.

ТОСЧ-60 построен по обычной схеме высокоточного спектроскопа, описанной в Главе 1, и состоит из трех лазеров (рис. 2.2): опорного с узким спектром излучения, гетеродинного лазера и лазера с телескопическим расширителем пучка внутри резонатора для выделения разрешенных компонент МСТС $F_2^{(2)}$ линии метана.

Опорный лазер и лазер с телескопом, как и в стационарной установке, работали в режиме двух ортогонально поляризованных мод с межмодовым расстоянием $\omega_{12} \sim 4$ МГц. Для стабилизации частоты ТОСЧ-60 используются резонансы нелинейного поглощения (НП) и нелинейной дисперсии (НД). Способ регистрации резонансов НП и НД в двухмодовом лазере с внутренней поглощающей ячейкой описан в Главе 1.

Частота опорного лазера стабилизируется по широким и сильным резонансам НП и НД $F_2^{(2)}$ линии метана с однородной шириной линии $\Gamma \approx 150$ кГц (МСТС не разрешена). Система стабилизации опорного лазера, используя два канала (дисперсии и поглощения), обеспечивает излучение с узким спектром (< 20 Гц) и кратковременную стабильность $10^{-14} / \tau^{1/2}$ (при $\tau < 1$ с).

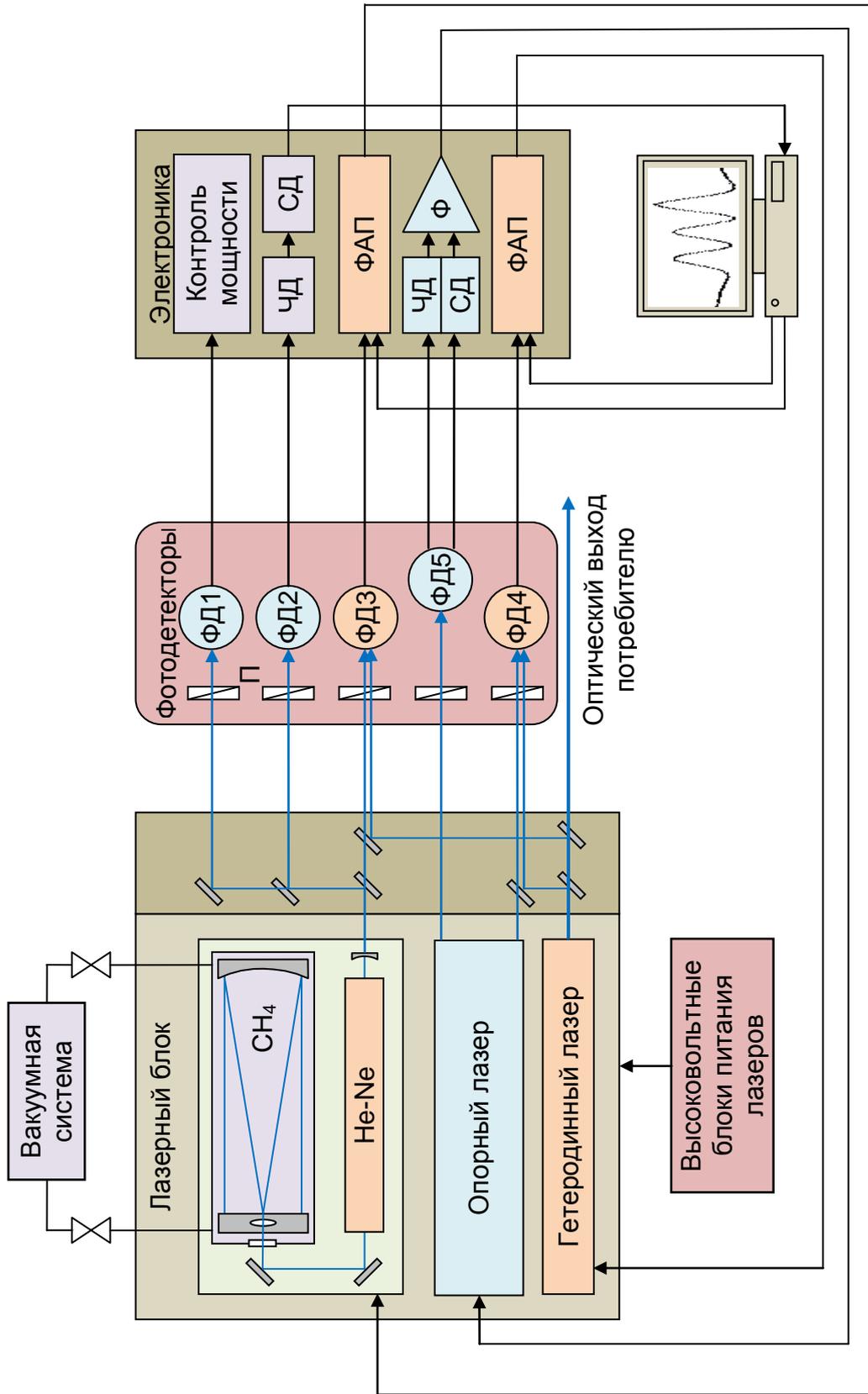


Рис. 2.2. Схема транспортируемого оптического стандарта частоты (ТОСЧ-60).
 ФД – фотодетектор, П – поляризатор, ЧД – частотный делитель, СД – синхронный детектор,
 Ф – фильтр, ФАП – система фазовой автоподстройки частоты.

Одномодовый гетеродинный лазер привязывается системой фазовой автоподстройки (ФАП) к опорному лазеру с программируемым сдвигом частоты. Лазер с телескопом привязывается к гетеродинному лазеру, и сдвиг его частоты также контролируется компьютером. Так узкий спектр опорного лазера навязывается лазеру с телескопом, а при сканирования частоты отстройки этого лазера в нем осуществляется прописывание резонансов.

В лазере с внутррезонаторным телескопическим расширителем световой пучок в поглощающей ячейке расширяется до диаметра 60 мм, что позволяет полностью разрешить компоненты МСТС. Для регистрации МСТС $F_2^{(2)}$ линии метана используются частотные резонансы. Сигнал межмодовых биений подается на частотный детектор (преобразователь "частота-напряжение") и используется как сигнал ошибки для компьютерной стабилизации частоты ТОСЧ-60.

Функционально прибор состоит из лазерного блока, блока фотоприемников, трех высоковольтных источников питания лазеров, корзины с электроникой, вакуумной системы с натекателем метана и компьютера с платами расширения 2-х синтезаторов частоты и АЦП. Для текущего контроля работы прибора использовались два двухлучевых осциллографа. Внешний вид ТОСЧ-60 (лазерный блок и блок фотоприемников) приведен на рис. 2.3.

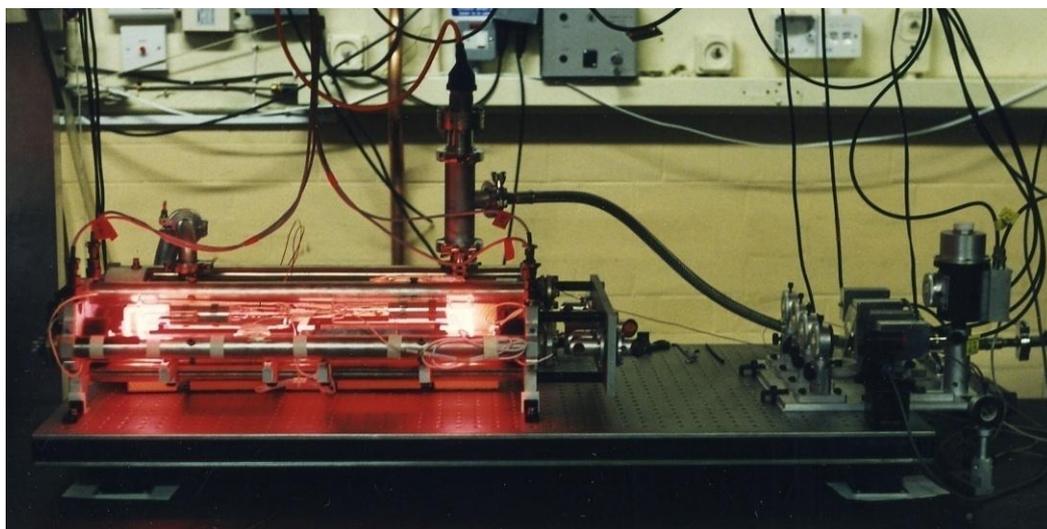


Рис. 2.3. Внешний вид ТОСЧ-60.

Размеры лазерного блока: $71 \times 35 \times 18$ см, вес - 25 кг.

2.3. Двухмодовый режим генерации.

Главным отличием стандартов частоты, созданных в нашей лаборатории, является использование лазеров, работающих в двухмодовом режиме, обеспечивающим более высокую по сравнению с другими методами чувствительность выделения нелинейных внутридоплеровских резонансов. Поэтому особое внимание было уделено способу создания устойчивого двухмодового режима.

В предыдущих схемах со стационарными и транспортируемыми He-Ne/CH₄ лазерами [58] двухмодовый режим создавался двумя $\lambda/4$ пластинками внутри резонатора (рис. 2.4 А).

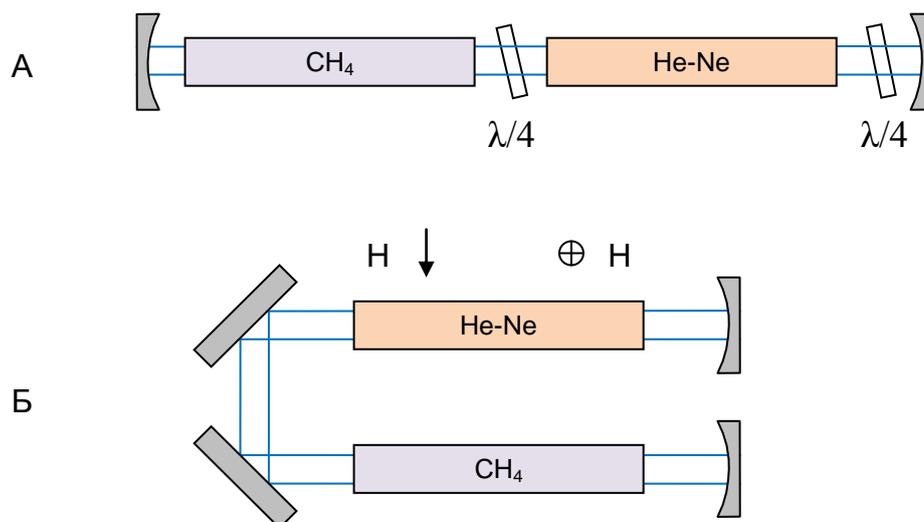


Рис. 2.4. Способы создания устойчивого двухмодового режима.

А) С помощью двух четвертьволновых пластинок.

Б) С помощью фазоанизотропных зеркал и скрещенных поперечных магнитных полей в активной среде.

Две четвертьволновые пластинки, расположенные с двух сторон активной среды, обеспечивают необходимое частотное расщепление

($\omega_{12} \gg \gamma$) и уменьшение конкуренции двух ортогонально поляризованных мод за счет продольного пространственного сдвига стоячих волн в активной среде на $\lambda/4$ [59]. Недостаток данного способа состоит в том, что неидеальность просветляющих покрытий и недостаточно жесткий резонатор приводят к изменениям внутрирезонаторных потерь во времени из-за интерференции излучения в пластинках.

С целью повышения стабильности режимов работы транспортируемого прибора впервые был реализован другой способ создания двухмодового режима в He-Ne/CH₄ лазерах, основанный на фазоанизотропных свойствах поворотных зеркал в П-образном резонаторе (рис. 2.4 Б). Были промерены фазовые сдвиги и разность потерь зеркал, напыленных металлом (Al и Au). Характерная разность фаз для волн ортогональных линейных (S и P) поляризаций при отражении от одного зеркала под углом 45° составляла величину $\Delta\varphi = 2^\circ - 4^\circ$. При длине резонатора $L \approx 1$ м и использовании двух поворотных зеркал это соответствует межмодовому расщеплению $\omega_{12} = 2(\Delta\varphi/\pi)(c/2L) \approx 3-6$ МГц.

Для уменьшения конкуренции мод и получения устойчивого двухмодового режима в широкой области перестройки частоты излучения лазера к активной среде лазера были приложены скрещенные поперечные магнитные поля.¹ Усилительная трубка расположена между полюсами двух пар длинных постоянных магнитов, повернутых на 90° друг относительно друга. Поскольку линейные поляризации мод имеют ортогональные направления и определяются плоскостью П-образного резонатора, магнитные поля ориентировались в плоскости и перпендикулярно плоскости резонатора. Величины полей составляли 100-120 эрстед, а конструкция магнитов позволяла производить их небольшую подстройку. Поперечное магнитное поле, приложенное к лазерной трубке, меняет усиление двух линейно

¹ Теоретическая оценка ширины области устойчивости двухмодового режима от величины магнитного поля, угла между полями, соотношения длин участков с наложенными полями была кратко изложена в [76].

поляризованных мод по-разному в зависимости от угла между направлением магнитного поля и поляризации. Зеемановское расщепление приводит к уменьшению усиления для моды, поляризованной ортогонально к приложенному магнитному полю. В результате две моды эффективно усиливаются в различных частях лазерной трубки, тем самым конкуренция мод уменьшается. Это позволяет влиять и на устойчивость режима генерации ортогонально поляризованных мод на линии с однородным характером уширения, регулируя разность их усилений.

Наличие наклонных зеркал в резонаторе приводит к небольшой разнице потерь для двух мод S и P поляризаций. Для выравнивания потерь в резонатор лазера вставлялся клин из CaF_2 , небольшим наклоном которого регулировалась эта разница. В результате был создан способ управления свойствами двухмодового режима, позволивший значительно снизить медленные флуктуации межмодовой частоты и интенсивностей мод по сравнению с использованием $\lambda/4$ пластин.

2.4. Компьютерная стабилизация частоты ТОСЧ.

Выходом ТОСЧ-60 является излучение гетеродинного лазера. Он может быть использован как опорный оптический осциллятор с контролируемым компьютером сдвигом частоты относительно компонент МСТС $F_2^{(2)}$ линии метана.

Гетеродинный лазер с некоторой отстройкой по частоте привязан к стабилизированному опорному лазеру. Вследствие недостаточной точности и медленного дрейфа частоты опорного лазера требуется корректировать эту отстройку с использованием более узких и стабильных реперных резонансов.

Для этой цели лазер с телескопом привязывался к гетеродинному лазеру системой ФАП, и его частота с прецизионной точностью сканировалась в диапазоне $\pm 2,5$ кГц относительно вершины центральной компоненты МСТС $F_2^{(2)}$ линии метана. С выхода синхронного детектора регистрировался сигнал первой производной резонанса насыщенной дисперсии. После каждой пары

сканов производились вычисления частоты вершины линии. С использованием вычисленной величины частотный сдвиг гетеродинного лазера относительно опорного лазера корректировался так, чтобы его отстройка относительно центральной компоненты МСТС поддерживалась постоянной (обычно 600,000 кГц). При вычислениях использовалась параболическая аппроксимация вершины линии. Коррекция осуществлялась дискретно, время накопления сигнала и период коррекции составлял 20-24 с. Таким образом, медленный частотный дрейф опорного лазера исключался из частоты излучения ТОСЧ-60 (т.е. из частоты излучения гетеродинного лазера).

Для вычисления частоты невозмущенного перехода производилось прописывание всего триплета в диапазоне ± 30 кГц, и аппроксимация экспериментальной спектрограммы методом наименьших квадратов по заданной модели формы линии.

Типичный сигнал первой производной частотного резонанса в ТОСЧ, изображен на рис. 2.5. Полуширина на полувысоте исходного частотного резонанса, соответствующего данной спектрограмме, составляет $\gamma = 5$ кГц (ширина центральной части регистрируемой производной приблизительно в 2 раза уже). На спектрограмме 400 точек, время усреднения – 0,2 с/точку. Время записи – 80 с (4 скана по 20 с).

По вершине центральной компоненты МСТС с таким разрешением производилась стабилизация частоты ТОСЧ. На рис. 2.6 изображен сигнал вершины центральной компоненты, использовавшийся для стабилизации. На спектрограмме 400 точек, время записи – 20 с (2 скана по 10 с).

Вершина резонанса хорошо аппроксимируется параболой, и при таком времени накопления сигнала полученное отношение С/Ш дает стандартную девиацию вычисленного значения частоты вершины $\sigma_{\text{ТЕЛ}} \sim 5$ Гц. Такое значение девиации превышает значение параметра Аллана опорного лазера для указанного времени усреднения: $\sigma_{\text{ОП}} \sim 1$ Гц, что ухудшает

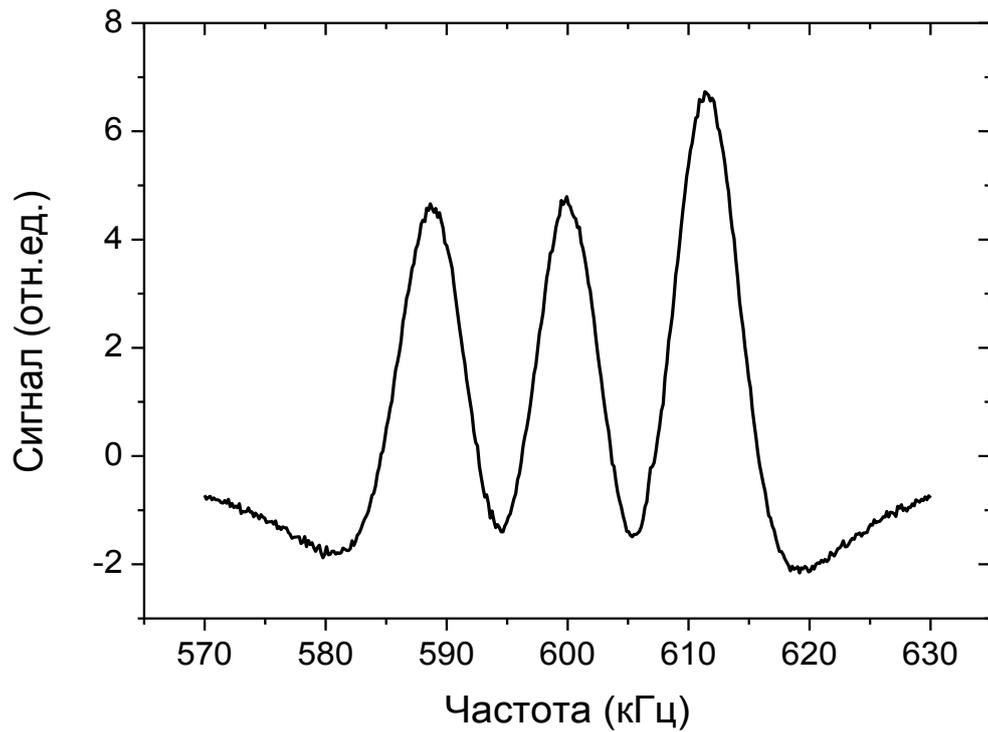


Рис. 2.5. Запись типичной спектрограммы 1-й производной резонанса насыщенной дисперсии в ТОСЧ-60.

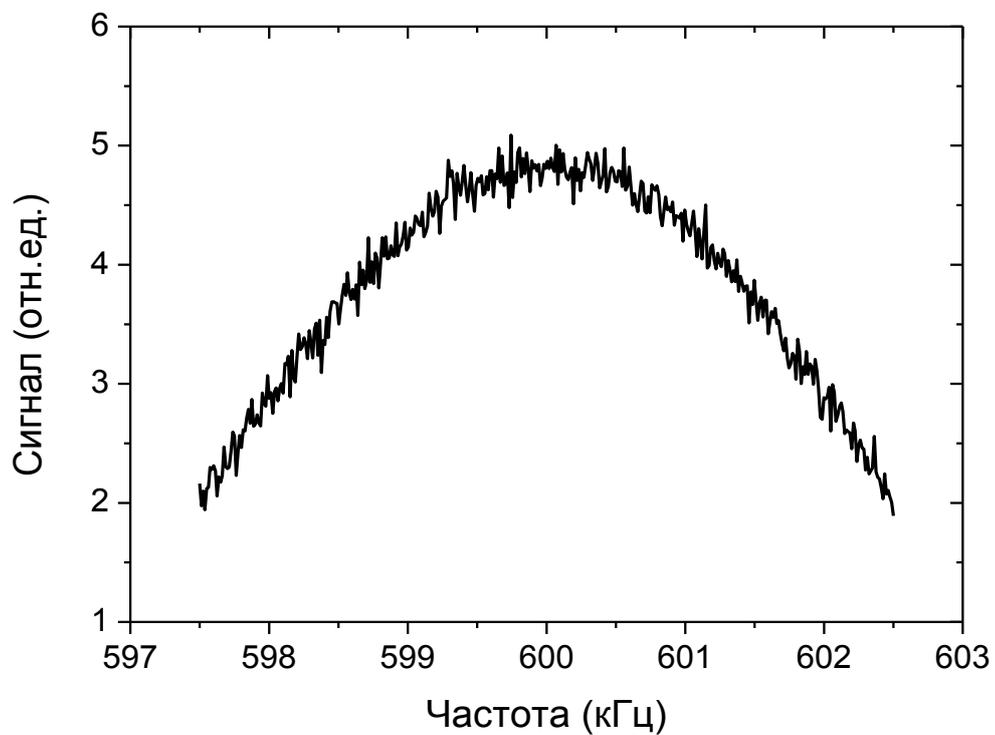


Рис. 2.6. Запись сигнала, использовавшегося для стабилизации ТОСЧ-60.

потенциальную стабильность системы («разбалтывает» стабильность опорного лазера) на указанном времени усреднения. Тем не менее, увеличение периода коррекции (накопления сигнала) с целью улучшения С/Ш приводит к слишком длительному возврату системы к стационарному значению при нестационарном возмущении (случайном выбросе). Потенциальным последствием таких нестационарных возмущений является ухудшение параметра Аллана прибора на больших временах. Поэтому период коррекции в 20 с является некоторым компромиссом.

2.5. Метрологические испытания ТОСЧ-60.

В силу объективных обстоятельств 90-х годов двух аналогичных приборов ТОСЧ-60 для прямых взаимных сличений одновременно в лаборатории никогда не было. Измерение параметров стабильности и повторяемости частоты, созданных ТОСЧ-60, проводилось непосредственным сравнением с водородным мазером и цезиевым репером на радиооптическом мосту Физико-технического института в Брауншвейге (РТВ, Braunschweig, Германия) в рамках сотрудничества ФИАН с рядом ведущих метрологических центров.

2.5.1. Стабильность частоты.

На рис. 2.7 изображена стабильность (относительная девиация Аллана) ТОСЧ-60, измеренная на радиооптическом мосту в РТВ в ноябре 1997 г. относительно водородного мазера (Ч1-75А, производство ГНИИПИ «Кварц», г. Н.Новгород) [77]. Нижняя кривая изображает собственную стабильность мазера. Видно, что на временах до 10 с измеренная стабильность почти повторяет паспортную стабильность водородного мазера (реальная стабильность ТОСЧ-60 на этих временах лучше мазерной), после чего наблюдается некоторое ухудшение стабильности по сравнению с мазером по причине, описанной в конце п.2.4. Тем не менее, далее кривая уверенно идет вниз и при времени усреднения чуть более 1000 с опускается до уровня

$8 \cdot 10^{-15}$. К сожалению, лимит времени, выделенный в РТВ для эксперимента, и его сложность, не позволили сделать измерения на существенно больших временах.

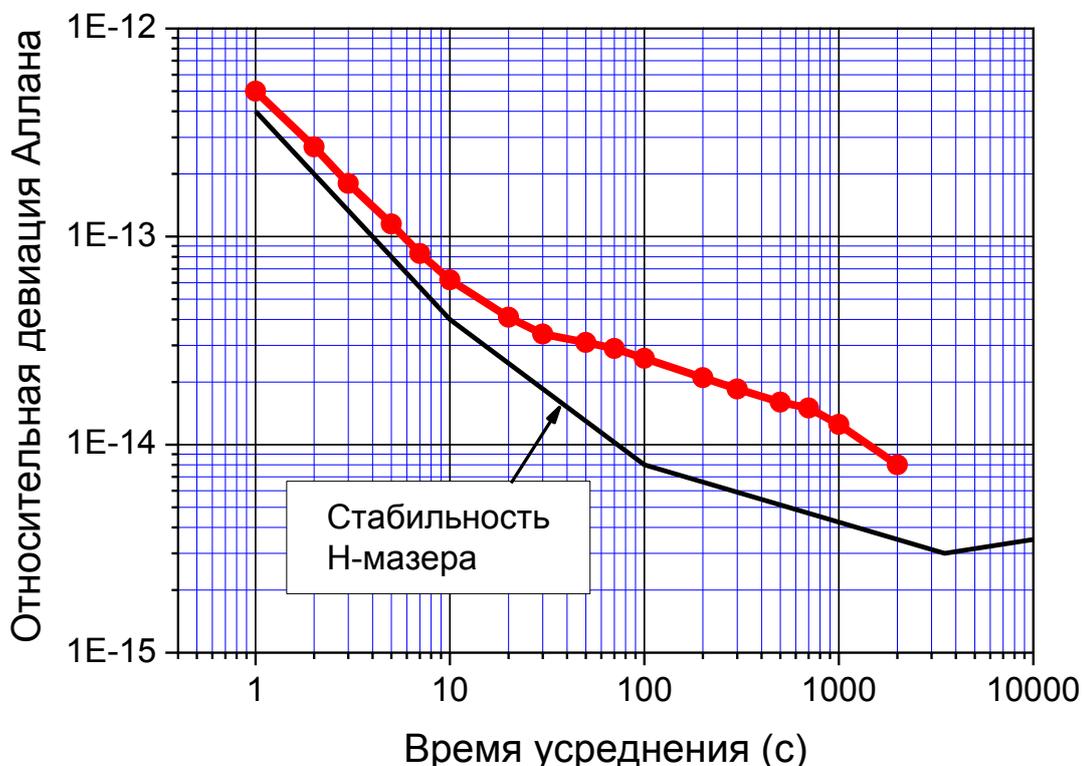


Рис. 2.7. Относительная девиация Аллана ТОСЧ-60, измеренная на радиооптическом мосту (РТВ, Braunschweig, Германия) относительно активного водородного лазера (Ч1-75А).

2.5.2. Результаты абсолютных частотных измерений.

Первый экземпляр ТОСЧ-60 ФИАН был изготовлен в 1996 г., и осенью того же года был продемонстрирован в ведущих метрологических лабораториях Европы: в «Лаборатории первичных стандартов времени и частоты» (LPTF, Париж, Франция, современное название SYRTE), в «Международном бюро меры и весов» (BIPM, г. Севр, Франция), в РТВ (г.Брауншвейг, Германия). Результаты первых измерений стабильности и воспроизводимости ТОСЧ-60 на радиооптическом мосту РТВ показали хорошие точностные характеристики прибора, а интерес к ним указанных

лабораторий подтвердил востребованность такого класса приборов. В то же время, условия работы и абсолютные частотные измерения в РТВ позволили выявить и произвести минимально необходимую доработку прибора и его программного обеспечения. В частности, в относительно шумных лабораториях лазерному блоку потребовалась защита от акустических шумов (закрытый ящик).

В 1997-1998 г. были изготовлены еще два экземпляра ТОСЧ-60 и поставлены в «Национальную физическую лабораторию» (NPL, Teddington, UK) и в ВІРМ. Все три прибора в этот период проходили метрологическую поверку (абсолютные частотные измерения) в РТВ. На рис. 2.8 приведены результаты этих измерений.

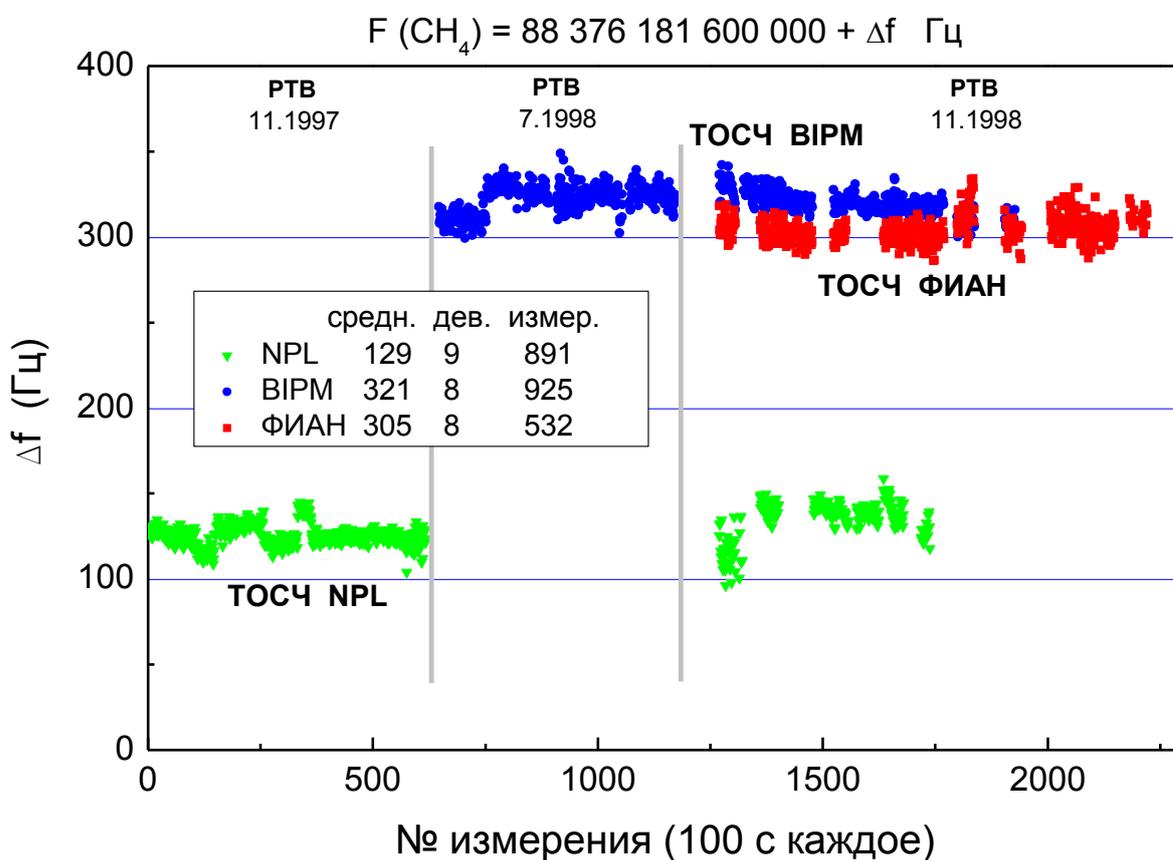


Рис. 2.8. Абсолютные частотные измерения трех ТОСЧ-60 на радиооптическом мосту РТВ.

Всего было проведено 3 цикла измерений с разрывом около полугода:
 - ноябрь 1997 г., - июль 1998 г., - ноябрь 1998 г. В каждом цикле измерения

производились в течение нескольких дней с переюстировкой ТОСЧ-60 перед началом измерений. Одной точке на рисунке соответствует измерение с временем усреднения 100 с. Нижний набор данных соответствует прибору ТОСЧ-60 NPL, а два верхних – ВРМ и ФИАН соответственно.

Экспериментальные данные, приведенные на Рис. 2.8, отражают полную информацию о поведении частот трех ТОСЧ-60 в течение циклов, без каких-либо изъятий отдельных выбросов и дрейфов, превышающих характерный статистический разброс. Отметим, что настройка параметров ТОСЧ-60 перед началом каждой серии измерений относительно частоты цезиевого репера РТВ (юстировка лазера с телескопом, давление метана, насыщающая мощность) проводилась «вслепую», без информации о значении стабилизированной частоты.

На рис. 2.9 приведена часть тех же измерений, выполненных в ноябре 1998 г. (по дням) [78].

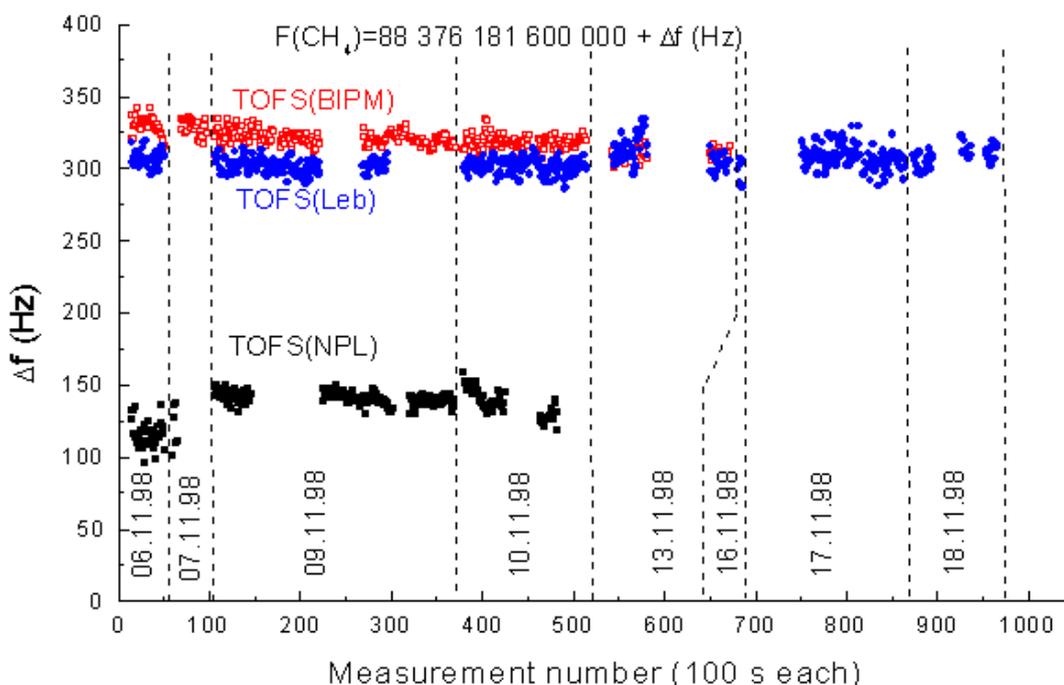


Рис. 2.9. Абсолютные частотные измерения трех ТОСЧ-60 на радиооптическом мосту РТВ в ноябре 1998г.

Результаты измерений частоты излучения F с усреднением по полному циклу представлены в таблице 2.1 [78].

Таблица 2.1

$$F = 88\,376\,181\,600\,000 + \Delta \text{ (Гц)}$$

Экземпляр ТОСЧ-60	Дата	Частота (Δ , Гц) (3 последние цифры)	Стандартное отклонение (Гц)
NPL	Ноябрь 1997	126	6
	Ноябрь 1998	136	11
BIPM	Июль 1998	323	9
	Ноябрь 1998	320	7
ФИАН	Ноябрь 1998	273	10

Самые длительные наблюдения за повторяемостью частоты были выполнены с ТОСЧ-NPL в период с ноября 1997 г. по декабрь 2000 г. Только данный экземпляр ТОСЧ-60 не подвергался модификации весь этот период.

Результаты всех измерений ТОСЧ-NPL представлены в таблице 2.2:

Таблица 2.2

$$F = 88\,376\,181\,600\,000 + \Delta \text{ (Гц)}$$

Дата	Частота (Δ , Гц) (3 последние цифры)	Стандартное отклонение (Гц)
Ноябрь 1997	126	6
Ноябрь 1998	136	11
Декабрь 2000	130	8

Наиболее важный параметр для переносчика – повторяемость частоты на длительных интервалах между калибровками по цезиевому реперу. Из приведенных данных следует, что для ТОСЧ-NPL на интервале 3 года

разброс частоты составил 10 Гц ($1 \cdot 10^{-13}$), а для ТОСЧ-ВІРМ – 3 Гц на интервале 5 месяцев.

Разброс между средними значениями частоты различных приборов (воспроизводимость частоты) составил до 200 Гц, и обсуждение возможных причин таких отличий проводится в Главе 3.

2.6. Спектроскопические и метрологические применения ТОСЧ-60.

2.6.1. Измерение частоты 1S - 2S перехода водорода.

В 1997 ТОСЧ-60 был доставлен в Макс-Планк-Институт Квантовой оптики (г. Гаршинг, Германия), где вместе с другим He-Ne/CH₄ лазером, созданным в Институте лазерной физики СО РАН (г. Новосибирск), участвовал в эксперименте по определению частоты 1S-2S перехода водорода. Измерения проводились сравнением 28-ой гармоники He-Ne/CH₄ лазера (ИЛФ СО РАН) с частотой излучения лазера на красителе ($\lambda = 486$ нм), вторая гармоника которого взаимодействовала с атомарным водородом. Для повышения точности измерений оба российских лазера работали одновременно: He-Ne/CH₄ лазер ИЛФ непрерывно калибровался по He-Ne/CH₄ ТОСЧ ФИАН. В результате совместного эксперимента из значения измеренной частоты были определены с наибольшей на то время точностью константа Ридберга и значение сдвига Лэмба нижнего 1S уровня [79].

2.6.2. Измерение частоты E – линии метана.

В 1997 г. ТОСЧ-60, откалиброванный относительно Cs эталона РТВ, использовался для определения частоты E – линии метана, отстоящей от F₂⁽²⁾ линии на величину ~ 3 ГГц. Эксперимент проводился в том же здании, где располагалась цепь синтеза оптических частот РТВ, однако установка с He-Ne/CH₄ лазером, стабилизированным по E – линии, была стационарной и находилась на другом этаже, что не позволяло включить ее напрямую в цепь синтеза. С использованием ТОСЧ-60 было измерено абсолютное значение

частоты E – линии метана с точностью до 200 Гц (точность была увеличена в 6 раз) [80].

2.6.3. Сравнение радиооптических цепей PTB и LPTF.

В 1998 г. были произведены абсолютные частотные измерения ТОСЧ-60 на двух разных цепях синтеза в PTB и LPTF (Париж, Франция). В LPTF измерения осуществлялись относительно стационарного CO_2/OsO_4 стандарта частоты, абсолютная частота которого была определена ранее относительно Cs репера. Результаты измерений в LPTF представлены на рис. 2.10. Значения частоты ТОСЧ-60, измеренные на двух цепях синтеза (LPTF и PTB), совпали с точностью 40 Гц ($5 \cdot 10^{-13}$). Статистические погрешности измерений частоты ТОСЧ-60 на двух цепях отличаются примерно в 3 раза [78].

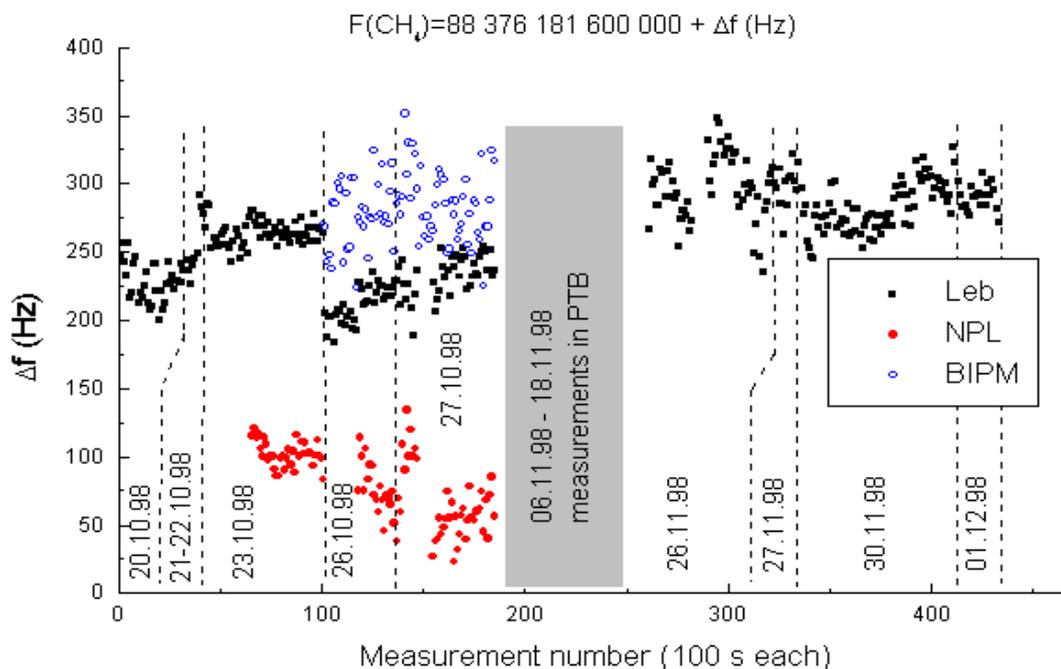


Рис. 2.10. Абсолютные частотные измерения трех ТОСЧ-60 в LPTF.

Основные результаты Главы 2.

1. Созданы компактные транспортируемые He-Ne/CH₄ переносчики оптической частоты (ТОСЧ-60), стабилизированные по резонансам насыщенной дисперсии метана с относительной шириной $3 \cdot 10^{-11}$.

2. Абсолютные частотные измерения, проведенные в сотрудничестве с ведущими метрологическими лабораториями Германии и Франции, показали, что созданные приборы ТОСЧ-60 демонстрируют воспроизводимость частоты $2 \cdot 10^{-12}$ (отличие между разными приборами), при этом повторяемость частоты отдельного прибора достигает величины $3 \cdot 10^{-14}$.

3. Применение ТОСЧ-60 в лабораториях, использующих абсолютную шкалу оптических частот, позволило значительно повысить точность определения ряда спектроскопических величин.

Тем самым, ТОСЧ-60 открыл новые возможности для лабораторий, заинтересованных в прецизионных спектроскопических и метрологических измерениях без создания полномасштабного радиооптического моста.

ГЛАВА 3

ИССЛЕДОВАНИЕ СДВИГОВ ЧАСТОТЫ He-Ne/CH₄ ЛАЗЕРОВ.

Несмотря на простоту схемы лазеров с поглощающими ячейками, в них существует целый ряд трудно делимых «физических» (связанных с фундаментальными свойствами квантового перехода) и «методических» (связанных с особенностями выбранного метода выделения резонанса) факторов, приводящих к искажениям формы и сдвигам вершины реперного резонанса. Исследованию причин, ограничивающих долговременную стабильность, повторяемость и воспроизводимость частоты лазеров, стабилизированных по нелинейным внутридоплеровским резонансам, посвящено большое количество работ [30, 42, 47, 48, 49, 50, 51, 52, 53, 54, 81, 82, 83, 84].

В He-Ne/CH₄ лазерах дрейфы частоты, вызванные нестабильностью положения вершины наблюдаемого реперного резонанса, определяются прежде всего флуктуациями во времени *параметров резонатора*, а на больших временах усреднения - *параметров активной и пассивной сред*. Возникающие вследствие этих флуктуаций изменения интенсивности, пространственных характеристик моды излучения и других параметров влияют на стабилизированную частоту через различные физические и методические факторы (КЭД, столкновения, МСТС, наличие «пьедестала» под резонансом, несовпадение центров линий усиления и поглощения, поперечная неоднородность усиливающей и поглощающей сред, и т.д.).

В настоящей Главе рассмотрены два «методических» фактора, влияющих на долговременную стабильность и повторяемость частоты стабилизированных лазеров. Один из них связан с влиянием паразитных обратных отражений (рассеяний) от внутрирезонаторных элементов (п.3.1), второй – со сдвигом частоты в зависимости от конфигурации поля моды, задаваемой настройкой внутрирезонаторного телескопа (п.3.2).

3.1. Влияние обратных отражений внутри резонатора на долговременную стабильность оптических стандартов частоты.

Проведенные абсолютные измерения частоты двухмодовых He-Ne/CH₄ ТОСЧ, стабилизированных по F₂⁽²⁾ линии метана в условиях разрешенной МСТС, показали значительное улучшение средневременной стабильности (параметр Аллана был снижен до $8 \cdot 10^{-15}$ при времени усреднения 10^3 с) [85] и повторяемости частоты по сравнению с лазерами, стабилизированными по неразрешенной МСТС.

Тем не менее, во время длительных сравнений частоты излучения с цезиевым репером были зафиксированы периодические изменения стабилизированной частоты с характерным временем несколько часов, ухудшающие средневременную стабильность приборов.

На рис. 3.1 приведена типичная запись абсолютных частотных измерений ТОСЧ-60 на радиооптическом мосту РТВ (Германия) относительно первичного цезиевого стандарта частоты, проводившихся в декабре 2000 г. [86].

Стандарт стабилизировался по центральной компоненте разрешённой сверхтонкой структуры F₂⁽²⁾ линии метана. Для стабилизации использовался резонанс насыщенной дисперсии с полушириной на полувысоте 4,5 кГц. На рисунке видны флуктуации частоты стандарта с амплитудой до 10 Гц, не объясняемые отношением сигнал/шум используемого репера.

Одна из причин такого поведения связана с трудноконтролируемыми экспериментально паразитными обратными отражениями от существующих в резонаторе отражающих и рассеивающих поверхностей. Точнее, с возможной нестабильностью положения подобных дополнительных поверхностей в резонаторе. Изменение положения отражающих внутрирезонаторных поверхностей из-за температуры и медленных механических деформаций приводит к спектрально-селективным

флуктуациям добротности резонатора, интенсивностей мод и, как следствие, искажениям формы резонансов. Наличие такого рода эффектов в ОСЧ было замечено экспериментально по корреляции осцилляций стабилизированной частоты и температурных колебаний при долговременных частотных измерениях.



Рис. 3.1. Типичная запись абсолютных частотных измерений ТОСЧ-60 на радиооптическом мосту РТВ (Германия) относительно цезиевого репера, проводившихся в декабре 2000 г. (время усреднения 100 с).

Влияние слабых отраженных полей (в основном от внешних источников) на работу лазера с линейным резонатором Фабри - Перо давно обсуждается в литературе [см., например, 87,88,89], однако механизмы его проявления в стандартах частоты на газовых ячейках, метод его подробного теоретического описания и экспериментальная проверка полученных соотношений были выполнены нами впервые [54].

На основе разработанной в [53,90] самосогласованной теории описания заполненного резонатора (с учетом усиливающей и поглощающей сред), близкого к плоскому с потерями на зеркалах, описана модель с включением внутрь резонатора пластинки с малым обратным отражением. В эксперименте такой эффект может быть обязан также рассеянию. В результате получено уравнение для поля в резонаторе, в котором часть потерь (связанная с обратным отражением от пластинки) зависит от положения данной пластины в резонаторе осциллирующим образом. Физически это связано с тем, что с введением даже одной пластинки с малым отражением резонатор формально разбивается на два. В одной части генератора находится активная среда, а элементы второй части выполняют роль зеркала с переменным отражением, зависящим от положения составляющих его элементов. Метод, изложенный в [53] позволяет привести уравнения для частоты и поля лазера такого сложного (более чем 2-х зеркального) резонатора, включающего активную и пассивную среды, к уравнениям для обычного двухзеркального резонатора введением осциллирующих потерь.

Следующим шагом было нахождение причин, по которым подобные спектрально селективные потери влияют на сдвиг стабилизированной частоты лазера. Были найдены две существенно влияющие на частоту причины.

Первая, заключается в неизбежности использования частотной модуляции для стабилизации частоты ОСЧ по центру нелинейного резонанса. Это приводит к необходимости модуляции длины резонатора, а значит, и относительного положения паразитных отражающих поверхностей, т.е. к модуляции потерь. Такого рода модуляция потерь приводит к сдвигу стабилизированной частоты от максимума любого нелинейного резонанса (поглощения или дисперсии), по которому производится привязка.

Второй существенной, характерной для двухмодового ОСЧ причиной является существующий сдвиг [91] из-за кривизны линейного контура

усиления. Данный сдвиг пропорционален коэффициенту связи между модами и превышению над порогом для данной моды. Изменение потерь из-за дрейфа отражающих поверхностей приводит к соответствующему дрейфу стабилизированной частоты.

3.1.1. Поле в резонаторе с дополнительной отражающей пластинкой.

Единственным самосогласованным на данный момент методом описания резонансов интенсивности и частоты в лазерах с внутренней и внешней поглощающей ячейкой является метод, изложенный в [53,90]. Он разработан для резонаторов, близких к плоским ($\sqrt{L/R} \ll 1$, где L - длина, R - радиус зеркал резонатора), и он для усредненной за обход всего резонатора амплитуды поля E_0 позволяет именно из-за обхода (интегрированию по длине) всего резонатора включить граничные условия на всех встречающихся поверхностях в окончательное уравнение. Только в этом случае удастся избежать противоречия между разложением по модам «пустого» резонатора (всегда используемого в литературе) и граничными условиями с потерями, которым эти моды никогда удовлетворить не могут. В данном случае потери на зеркалах учитываются таким же образом, как и линейное усиление, и могут рассматриваться вместе с ним в дальнейшем в рамках теории возмущений для описания нелинейных резонансов поглощения и дисперсии.

Уравнение для амплитуды поля E_0 , проинтегрированной вдоль всего резонатора, имеет следующий вид:

$$\left[i \frac{L}{2k} \Delta_{\vec{r}} - i \frac{kr^2}{R} + i\varphi_0 - \delta + g_+ - g_- \right] E_0(\vec{r}) = g_+ \beta_+(\omega) |E_0|^2 E_0 - g_- \beta_-(\omega) |E_0|^2 E_0. \quad (3.1)$$

Здесь $k = \omega/c$; ω - частота лазерного поля; r - радиальная координата; $\varphi_0 = kL - \pi n$; n - целое число; $|\varphi_0| \ll 1$; $1/R = (1/R_1 + 1/R_2)/2$; $\delta = (\delta_1 + \delta_2)/2$ - средний

радиус и потери на зеркалах; g_+ и g_- - линейные коэффициенты усиления и поглощения за один проход резонатора; $\beta_{\pm}(\omega)$ - параметр насыщения усиливающей и поглощающей сред [53,90].

Интересующее нас влияние поверхностей, которые вносят дополнительные отражения в резонаторе, можно рассмотреть на простой модели плоской пластинки, расположенной на расстоянии l от центра резонатора, с коэффициентом отражения по амплитуде назад r_0 и коэффициентом пропускания $1 - q$. Граничные условия на пластинке (рис. 3.2) в данном случае имеют вид

$$E_-^L = E_-^R(1 - q) + r_0 E_+^L \qquad E_+^R = E_+^L(1 - q) + r_0 E_-^R$$

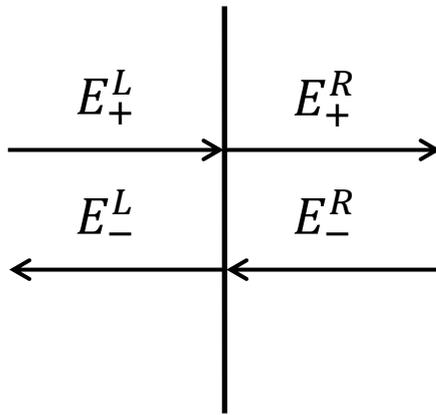


Рис. 3.2. Обозначения прямых и обратных волн на поверхностях пластинки.

В итоге суммарные потери резонатора в уравнении (3.1) приобретают вид

$$\bar{\delta} = \delta + q - r_0 \cos(2kl). \qquad (3.2)$$

В данном случае трудно говорить прямо об «осциллирующих» от расстояния l потерях. Осциллирующими они являются только на языке уравнения (3.1) для проинтегрированной по всему резонатору амплитуде поля. С другой стороны, только в этом случае можно говорить о едином для всего резонатора параметре (вне зависимости от того, сколько поверхностей встречалось по пути), а также написать для него уравнение, которое даёт

возможность описать как нелинейный резонанс поглощения, так и дисперсии.

Следующий вопрос: какое влияние такие «осцилляции» потерь в зависимости от положения отражающей поверхности могут внести в точность определения частоты нелинейного резонанса?

3.1.2. Сдвиг из-за частотной модуляции резонатора.

На данный момент выделены две наиболее ощутимые проблемы. Первая связана с неизбежностью использования частотной модуляции для стабилизации частоты по центру резонанса.

При стабилизации лазера его длина модулируется с частотой Ω :

$$L = \bar{L}(1 + x \cos \Omega t),$$

следовательно, таким же образом модулируются и другие параметры резонанса (например, потери и интенсивность), которые из-за наличия потерь, зависящих от положения поверхностей внутри резонатора, начинают также зависеть от этой модуляции:

$$\omega = \bar{\omega}(1 - x \cos \Omega t), \quad \delta = \bar{\delta} + \alpha \bar{\omega} x \cos \Omega t,$$

$$\alpha = \frac{r_0}{c/L} \left(1 - \frac{2l}{L} \right) \sin(2kl).$$

Детектирование сигнала S на частоте n -й гармоники при малых амплитудах модуляции $|x| \ll 1$ (точнее $|x\bar{\omega}/\gamma| \ll 1$, где γ – ширина резонанса) формально сводится к производным резонанса:

$$\frac{1}{T} \int_0^T dt \cos(n\Omega t) S(\omega, \delta) = \frac{(-1)^n}{n!!} x^n \bar{\omega}^n \left[\frac{\partial^n}{\partial \omega^n} - \alpha n \frac{\partial^{n-1}}{\partial \omega^{n-1}} \frac{\partial}{\partial \delta} + \alpha^2 \dots \right] S|_{x=0}. \quad (3.3)$$

Учитывая, что изменение δ главное влияние оказывает на сигнал нелинейного резонанса дисперсии или поглощения через интенсивность, которая пропорциональна превышению над порогом $\eta = g_+ - g_- - \delta$, можно

заменить в (3.3) производную $\frac{\partial}{\partial \delta} S$ на S/η . Таким образом, уже здесь в совершенно общем виде получаем, что такие «осциллирующие» потери приводят к систематическим сдвигам нелинейных резонансов при стабилизации лазера с помощью частотной модуляции. Они зависят только от положения отражающих поверхностей и параметров резонанса, и единственным способом уменьшения их влияния является уменьшение отражения от данных поверхностей.

Например, подобный сдвиг для резонанса поглощения в одномодовом режиме в ударном пределе ($\beta_- \sim 1 + \gamma/(\gamma + i\Delta\omega)$) есть

$$\Delta_a = \frac{r_0}{\eta} \frac{\gamma^2}{c/L} K \left(1 - \frac{2l}{L} \right) \sin(2kl),$$

где γ - однородная ширина линии поглощения в метане;

$K^{-1} = (g_- \beta_-(0) / g_+ \beta_+(0))$ - его контраст.

Для сдвига центра первой производной дисперсии формула аналогична, но без коэффициента контрастности,

$$\Delta_d = \frac{r_0}{\eta} \frac{\gamma^2}{c/L} \left(1 - \frac{2l}{L} \right) \sin(2kl).$$

В случае двухмодового режима в формулах появятся дополнительные коэффициенты из-за связи между модами, но порядок величины сдвигов останется прежним.

3.1.3. Сдвиги в двухмодовом режиме.

Вторым фактором, являющимся чувствительным к «осциллирующим» потерям, оказывается сдвиг, который наблюдался в двухмодовом режиме, используемом для выделения резонансов в ОСЧ [92,67]. Сдвиг связан с кривизной контура усиления и пропорционален коэффициенту связи между модами [91]. Он также зависит от большого числа параметров нелинейного резонанса, включая потери.

Методом, изложенным в [53], поле в резонаторе раскладывается по модам пустого резонатора

$$E_0(\vec{r}) = \sum_{n,m} a_{nm} \Psi_{nm}(\vec{r}),$$

которые определяются уравнением

$$\Delta_{\vec{r}} \Psi_{nm}(\vec{r}) - \frac{2k^2}{LR} r^2 \Psi_{nm} = -\mu_{nm} \Psi_{nm}$$

В двухмодовом режиме для частот $\omega_{1,2}$ и амплитуд нулевых мод $a_{1,2}$ (ортогональной поляризации) с введением коэффициентов связи между модами $\theta_{\pm}^{(1,2)}$ получаются следующие уравнения (в обозначениях теории Лэмба [93]):

$$W^2 \left[-i \left(\varphi_{1,2} - \frac{L}{2k} \mu_0^{(1,2)} \right) + \eta_{1,2} \right] = \left(g_+ \beta_+^{(1,2)} - g_- \beta_-^{(1,2)} \right) |a_0^{(1,2)}|^2 + \left(g_+ \theta_+^{(1,2)} - g_- \theta_-^{(1,2)} \right) |a_0^{(2,1)}|^2,$$

где $\eta_{1,2} = \eta'_{1,2} + i\eta''_{1,2} = g_+ - g_- - \delta^{(1,2)}$; $\varphi_{1,2} = \frac{\omega_{1,2}}{c} L - \pi N$; W - ширина лазерного пучка.

Интенсивности мод в этом случае описываются выражениями

$$I_{1,2} = |a_0^{(1,2)}|^2 = K \frac{W^2}{g_0 \beta_0} \frac{\eta'_{1,2} (K - \beta'_-(\Delta\omega_{2,1}) / \beta_-^{(0)}) - \eta'_{2,1} (K\sigma - \theta'_- / \beta_-^{(0)})}{(K - \beta'_-(\Delta\omega_1) / \beta_-^{(0)}) (K - \beta'_-(\Delta\omega_2) / \beta_-^{(0)}) - (K\sigma - \theta'_- / \beta_-^{(0)})^2},$$

где $\beta_-^{(0)} = \beta_-(0)$; $g_0 = g_+(0)$; $\sigma = \theta_0 / \beta_0$; $\beta_0 = \beta_+(0)$; $\theta_0 = \theta_+(0)$; $\Delta\omega_i = \omega_i - \omega_0$; ω_0 - частота молекулярного перехода.

В окрестности одного из резонансов ($\Delta\omega_1 \approx 0$) они принимают вид

$$I_1 = \frac{W^2}{g_0 \beta_0 (1 - \sigma^2)} (\eta'_1 - \eta'_2 \sigma) [1 + A \beta'_-(\Delta\omega_1)],$$

$$I_2 = \frac{W^2}{g_0 \beta_0 (1 - \sigma^2)} [(\eta'_2 - \eta'_1 \sigma) - A \beta'_-(\Delta\omega_1) \sigma (\eta'_1 - \eta'_2 \sigma)].$$

$$A = \frac{g_-}{g_0 \beta_0} (1 - \sigma^2)^{-1}.$$

Нелинейный резонанс разностной частоты между двумя модами описывается следующим уравнением

$$\begin{aligned} -W^2 \frac{L}{c} (\omega_1 - \omega_2 + \Omega_{12}) &= W^2 (\eta_1'' - \eta_2'') + I_1 [g_0 \beta_0''(\Delta\omega_1) - g_- \beta_-''(\Delta\omega_1)] - \\ &- I_2 [g_0 \beta_0''(\Delta\omega_2) - g_- \beta_-''(\Delta\omega_2)] + (g_0 \theta_+'' - g_- \theta_-'')(I_1 - I_2). \end{aligned}$$

Вводя зависимость для дисперсионной части поляризации и коэффициентов связи между модами в усиливающей среде

$$\begin{aligned} \beta_+''(\Delta\omega_{1,2}) &= \beta_0 \alpha_0 \frac{\Delta\omega_{1,2} + \Omega}{\Gamma_+}, \quad \alpha_0 \sim 1, \quad \Omega = \omega_0^{(-)} - \omega_0^{(+)} \\ \theta_+'' &= \theta_0 \frac{\Delta\omega_1^{(+)} + \Delta\omega_2^{(+)}}{2\Gamma_+} = \theta_0 \frac{\Delta\omega_1 + \Omega - \Omega_{12}/2}{\Gamma_+}, \end{aligned}$$

(Γ_+ - ширина линии усиления), получаем нелинейный резонанс дисперсии в межмодовой частоте

$$\omega_1 - \omega_2 + \Omega_{12} = \dots + B[-\beta_-''(\Delta\omega_1) + \beta_-'(\Delta\omega_1)D], \quad (3.4)$$

$$B = (\eta_1' - \eta_2'\sigma) \frac{c}{L g_0 \beta_0 (1 - \sigma^2)},$$

$$D = \frac{1}{1 - \sigma^2} \frac{\Omega}{\Gamma_+} (1 + \sigma)(\alpha_0 + \sigma) - \frac{\Omega_{12}}{\Gamma_+} \sigma (\alpha_0 + (1 + \sigma)/2).$$

В (3.4) опущены члены, линейно пропорциональные частоте, и константы, которые исчезают при взятии уже первой производной. Сдвиг, связанный с наличием коэффициента D (первое его слагаемое связано с несовпадением центров активной и пассивной сред) в (3.4), на данный момент полагается несущественным. Однако указанная уже в [91] кривизна

коэффициента усиления (в превышении над порогом η) должна быть учтена и приводит по оценкам к намного большим неустойчивостям из-за внутренних отражающих поверхностей. Представим ее следующим образом:

$$\eta'_1 - \sigma\eta'_2 = -\delta_1 + \sigma\delta_2 + g_0 \left[1 - \left(\frac{\Delta\omega_1}{\Gamma_+} \right)^2 \right] - g_0\sigma \left[1 - \left(\frac{\Delta\omega_1 - \Omega_{12}}{\Gamma_+} \right)^2 \right] \approx$$

$$g_0 \left[1 - \sigma \left(1 - \frac{\Omega_{12}^2}{\Gamma_+^2} \right) \right] - \delta_1 + \sigma\delta_2 - g_0\sigma 2 \frac{\Omega_{12}\Delta\omega_1}{\Gamma_+^2}. \quad (3.5)$$

Это ведет к появлению нелинейного резонанса (как для дисперсии, так и для поглощения) вида

$$(1 + \rho\Delta\omega)S(\Delta\omega),$$

что в ударном пределе приводит к сдвигам вершины резонанса поглощения

$$\Delta_a = \frac{1}{2} \rho \gamma^2 K (1 - \sigma^2)$$

и производной дисперсии

$$\Delta_a = -\frac{1}{3} \rho \gamma^2.$$

Коэффициент ρ можно взять из эксперимента или оценить из (3.5) при примерно равных потерях для мод, как

$$\rho \approx 2\sigma \frac{g_0}{\eta(1-\sigma)} \frac{\Omega_{12}}{\Gamma_+^2}.$$

Это сдвиг, указанный в [91]. Интересующая нас часть сдвига определяется выражением для «осциллирующих» потерь, входящих в η_i . Таким образом, чтобы получить сдвиг из-за неустойчивости положения отражающих поверхностей, сдвиг, вычисленный в отсутствие этих потерь, должен быть домножен на коэффициент

$$\frac{r_1^{(0)} \cos(2k_1 l) - r_2^{(0)} \sigma \cos(2k_2 l)}{\eta(1-\sigma)},$$

где $r_i^{(0)}$ - потери на отражение, внесенные пластинкой в i -той моде (в принципе, они могут быть разными). После этого сдвиг резонанса поглощения имеет вид

$$\Delta_a = \rho\gamma^2 K(1+\sigma) \frac{r_1^{(0)} \cos(2k_1 l) - r_2^{(0)} \sigma \cos(2k_2 l)}{2\eta}.$$

При сильной связи между модами ($\sigma \rightarrow 1$) и примерно равных потерях на отражение, вносимых пластинкой ($\delta_1^{(0)} \approx \delta_2^{(0)}$), этот сдвиг можно представить в виде

$$\Delta_a = \rho\gamma^2 K \frac{r_0}{\eta} 2 \frac{\Omega_{12}}{c/L} \frac{l}{L} \sin(2kl).$$

3.1.4. Экспериментальное измерение сдвигов.

С целью оценки влияния обратных отражений на частоту стабилизированного лазера и проверки полученных теоретических соотношений был поставлен эксперимент по измерению сдвигов частоты лазера в зависимости от положения отражающей пластинки. Для простоты и однозначности эксперимент проводился с внешней отражающей пластинкой (рис. 3.3).

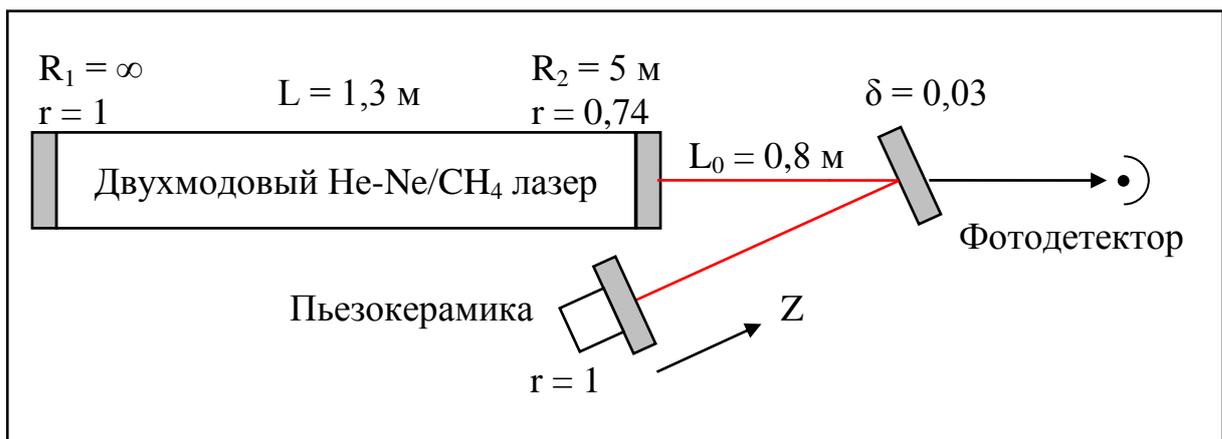


Рис. 3.3. Схема эксперимента с внешней слабо отражающей пластинкой.

Описание влияния внешней отражающей пластинки аналогично описанию влияния, вносимого внутренней, и сдвиги описываются

практически теми же формулами. Только «осциллирующие» потери в данном случае вносятся как дополнительное отражение от одного из зеркал с набегом фазы ($\bar{\delta}_1 = r_0 \exp(i2kL_0)$, где L_0 - расстояние до внешнего отражателя).

В эксперименте использовался двухмодовый He-Ne лазер с метановой поглощающей ячейкой, стабилизированный по нелинейному резонансу поглощения метана ($\lambda = 3,39$ мкм). Полуширина на полувысоте амплитудного резонанса составляла 150 кГц (рис. 3.4). Часть излучения лазера возвращалась назад через поворотное зеркало с малым коэффициентом отражения (3% по интенсивности) и возвратное зеркало, установленное на пьезокерамику. Изменение абсолютной частоты исследуемого лазера при введении в него паразитного обратного отражения регистрировалось в частоте биений с другим (опорным) стабилизированным лазером.

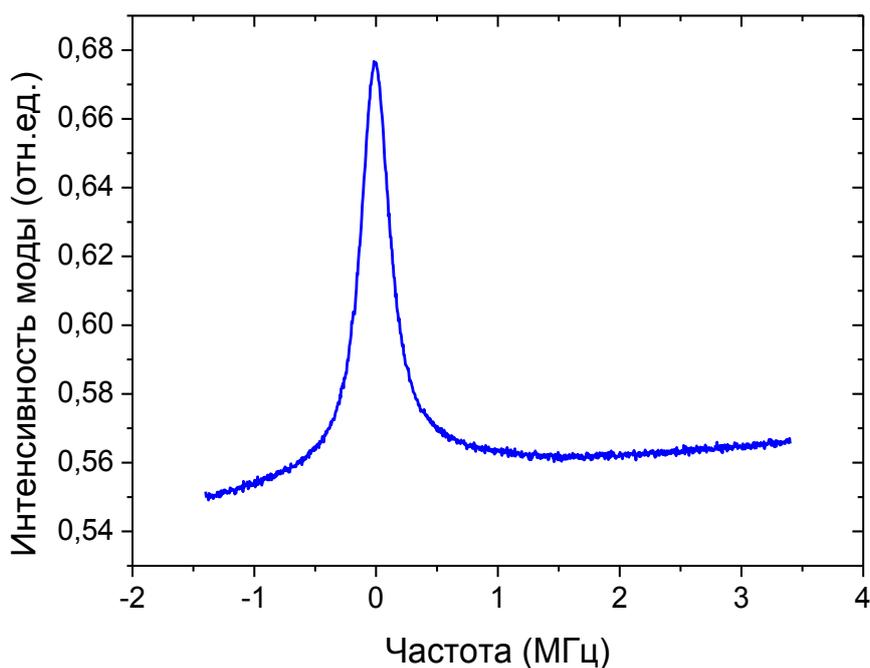


Рис. 3.4. Резонанс насыщенного поглощения метана в исследуемом двухмодовом лазере, наблюдаемый в интенсивности одной из мод. Стабилизация частоты лазера осуществлялась путем его привязки к вершине этого резонанса.

На рис. 3.5 представлена характерная осциллирующая зависимость частоты стабилизированного лазера при смещении пьезокерамики на величину около $3 \times (\lambda/2)$. Амплитуда осцилляций составила ~ 160 Гц.

Для сравнения этой величины со сдвигами, описанными выше, нужно оценить несколько величин из экспериментальных данных. Амплитуда r_0 осциллирующих от положения пьезокерамики потерь (по полю) с учетом пропускания выходного зеркала резонатора (0,26 по интенсивности) и коэффициента попадания в моду вернувшегося сигнала ($\sim 0,57$ для схемы, приведенной на рис. 3.3) будет равна $r_0 = 0,0044$. Экспериментальное значение амплитуды осцилляций величины $\omega_1 - \omega_2$ от движения пьезокерамики ($\approx r_0 \Omega_{12} \frac{2L_0}{L}$ из формул, приведенных выше) также подтверждает правильность калибровки r_0 . Другие коэффициенты из экспериментальных данных таковы: $\rho \approx 2,5 \cdot 10^{-8} \text{ Гц}^{-1}$, $K \approx 50$, $2\eta \sim 0,3$, $\Omega_{12} = 3,75 \text{ МГц}$.

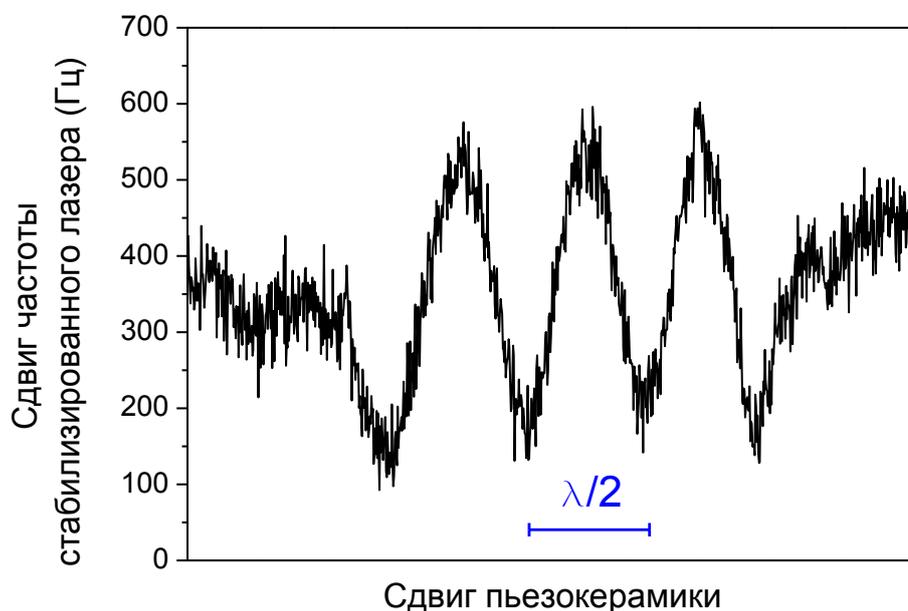


Рис. 3.5. Сдвиг частоты стабилизированного двухмодового лазера в зависимости от расстояния между лазером и возвратным зеркалом.

Формулы для внешней отражающей пластинки несколько отличаются от описанных выше для пластинки внутри резонатора, но могут быть получены таким же методом. Для осциллирующей части сдвига максимума резонанса поглощения в двухмодовом лазере они имеют вид

$$\Delta\omega_s = G\rho\sin(2kL_0), \quad G = \frac{r_0}{\eta} K \frac{\Omega_{12}}{c/L} \gamma^2 \frac{L_0}{L},$$

для сдвига из-за наклона коэффициента усиления и

$$\Delta\omega_m = G \frac{1}{c/L} 2 \left(\frac{L_0}{L} + 1 \right) \cos(2kL_0),$$

для сдвига из-за модуляции длины резонатора. В результате получаем амплитуду осцилляций сдвига стабилизированной частоты ~ 92 Гц из-за частотной модуляции и ~ 26 Гц из-за наклона линейного коэффициента усиления (для меньших η они будут больше).

Таким образом, экспериментально наблюдаемая амплитуда сдвига частоты стабилизированного лазера согласуется с ее теоретической оценкой.

3.2. Зависимость сдвигов частоты лазера от конфигурации поля моды, задаваемой настройкой внутрирезонаторного телескопа.

Разность абсолютных частот ТОСЧ-60 (NPL) и ТОСЧ-60 (ФИАН) почти в 200 Гц ($2 \cdot 10^{-12}$) стимулировала поиски причин сдвигов частоты такой величины. Все изученные «стандартные» сдвиги, такие как сдвиг от давления метана, сдвиг от мощности, сдвиг от несовпадения центров активной и пассивной сред, сдвиг от газовой линзы для резонансов шириной ~ 5 кГц имеют существенно меньшие значения. Исследованный выше сдвиг из-за обратных отражений для резонансов указанной ширины также не дает таких больших величин.

Не проверенным осталось влияние параметров резонатора на положение вершины реперной линии. Поэтому было предположено, что возможной причиной столь большого сдвига является различие пространственного распределения поля в резонаторе в различных приборах. С этой целью после

проведения частотных измерений в РТВ были исследованы сдвиги частоты от перестройки внутрирезонаторного телескопа в области устойчивости.

3.2.1. Экспериментальные исследования сдвигов частоты в ТОСЧ-60 от положения окуляра.

Из-за малости размера области устойчивости резонатора наиболее критичным параметром при настройке резонатора с телескопом является взаимное расположение фокусов объектива и окуляра. Конструктивно подвижным элементом при настройке является окуляр, от продольного смещения которого и был измерен сдвиг вершины резонанса.

Отметим основные параметры резонатора и гауссова пучка в лазере с телескопическим расширителем пучка ТОСЧ. Как и в стационарной установке, в лазере используется оптическая схема с зеркально-линзовым телескопом (глава 2, рис. 2.1). В обозначениях рис. П.1 (из Приложения) резонатор замыкается сферическим зеркалом $R_1 = 5$ м и плоским зеркалом большой апертуры R_2 диаметром $D = 90$ мм. Внутри резонатора вставлен телескопический расширитель пучка с 25-кратным увеличением, образованный линзовым окуляром с фокусным расстоянием $f_1 = 20,5$ мм и зеркальным объективом со сферической поверхностью диаметром $D = 90$ мм с фокусным расстоянием $f_2 = 500$ мм. Расстояние от выходного зеркала до окуляра составляет $d_1 = 780$ мм. В результате в центре области устойчивости (см. Приложение) расчетный диаметр поля на плоском зеркале (в метановой ячейке) имеет величину $2w_2 = 60$ мм (при этом $2w_2 / D = 0,65$), а на выходном зеркале - $2w_1 = 2,0$ мм. Расстояние от перетяжки до выходного зеркала (для звена резонатора с усилительной трубкой) составляет $z_{10} = 15$ см. Размер области устойчивости оптической схемы с указанными параметрами составляет 0,65 мм.

Изменение размеров пучка при движении окуляра в пределах области устойчивости приведено в приложении. Отметим только, что на одной границе области устойчивости диаметр поля расходится на обоих концевых

зеркала резонатора, а положение перетяжки для звена резонатора с усилительной трубкой стремится к R_1 , что соответствует поведению близкого к концентрическому двухзеркального резонатора при изменении расстояния между зеркалами. На другой же границе области устойчивости диаметр поля на выходном зеркале R_1 стремится к нулю, а положение перетяжки стремится к зеркалу R_1 . В двухзеркальном резонаторе это соответствует случаю, когда центр кривизны второго зеркала стремится к поверхности зеркала R_1 . Таким образом, геометрия гауссова пучка в области усиливающей He-Ne трубки изменяется достаточно сильно при перестройке телескопа по области устойчивости.

На рис. 3.6-3.9 приведены зависимости сдвига частоты стабилизированного лазера и параметров резонанса (изменение которых также приводит к сдвигам) от положения окуляра. Как опорная, на всех указанных рисунках изображена зависимость порогового тока лазера, дающая информацию о центре области устойчивости и об изменении потерь в резонаторе.

На рис. 3.6 приведена зависимость сдвига частоты ТОСЧ-60 от смещения линзы в лазере с телескопическим расширителем пучка при двух значениях разрядного тока в усиливающей среде (6 мА и 8 мА). Точке «0» по оси абсцисс соответствует положение линзы с минимальным пороговым током (минимальными потерями) лазера, а положение «0» по оси ординат - условное. Зависимость порогового тока лазера, отражающая потери в нем, изображена на том же рисунке треугольниками (правая ось ординат).

Из рис. 3.6 видно, что полный размах сдвига действительно большой и составляет 340-400 Гц, что может объяснить разброс в 190 Гц абсолютных значений частот для разных образцов ТОСЧ-60 (см. Гл.2, рис.2.8 и табл.2.1). Следует отметить, что в данном эксперименте масштаб перемещения линзы (0,5 мм) также очень большой и соответствует почти полному размеру области устойчивости резонатора лазера. В двухзеркальном симметричном

резонаторе это соответствует изменению его конфигурации от концентрического до конфокального.

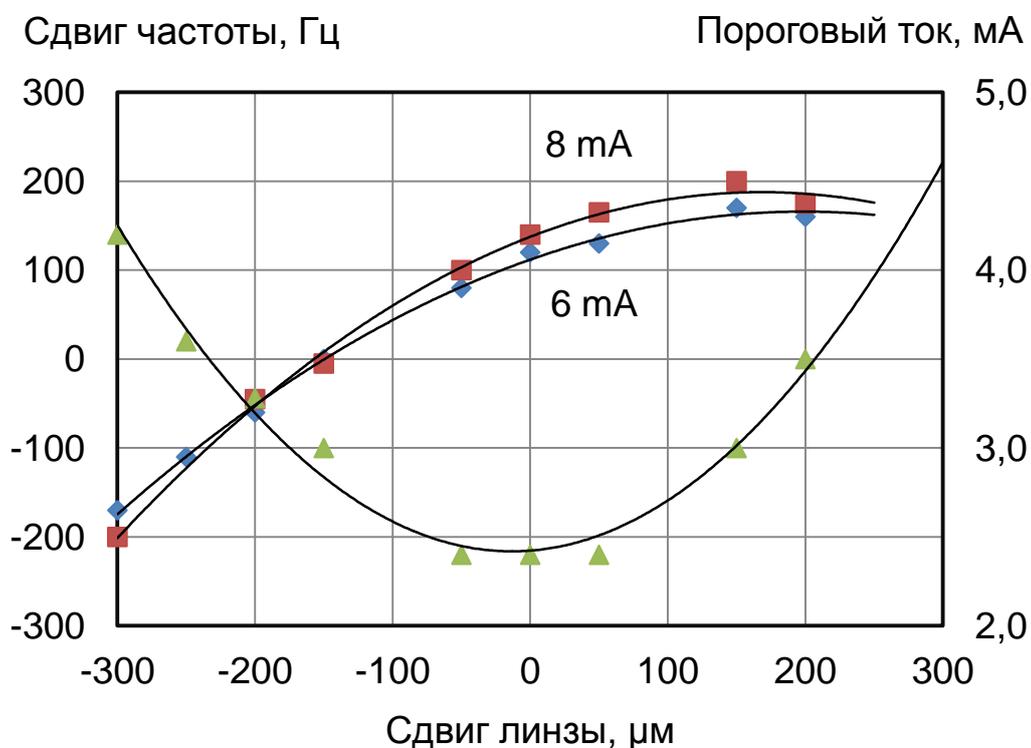


Рис. 3.6. Зависимость сдвига частоты ТОСЧ-60 от смещения линзы в лазере с телескопическим расширителем пучка.

Измерения сдвига частоты ТОСЧ-60 проводились путем регистрации вершины первой производной частотного резонанса (в диапазоне 5 кГц, рис.2.6) центральной компоненты МСТС с последующей аппроксимацией параболой и вычислением частоты ее вершины при различных положениях окуляра. Одновременно прописывались резонансы двух идентичных лазеров с телескопом относительно единого гетеродинного лазера, при этом один из лазеров с телескопом играл роль опорного, и его параметры не изменялись в течение всего цикла измерений. Регистрация сразу двух узких резонансов при сканировании двух лазеров с телескопом относительно единого гетеродинного лазера позволила исключить влияние возможного дрейфа

опорного лазера с узким спектром излучения в течение достаточно длительного цикла измерений.

В том же цикле измерений осуществлялась запись резонансов в широком диапазоне (60 кГц), позволявшая отслеживать изменение формы и параметров резонанса, таких как амплитуда, ширина, асимметрия. Для вычисления этих параметров осуществлялась аппроксимация экспериментальных спектрограмм по модели методом наименьших квадратов. Использовалась простая модель из 6 линий (три линии МСТС, каждая с дублетным расщеплением из-за эффекта отдачи) с формой первой производной от дисперсионной (ударный предел, см. гл.1, п.1.10).

Графики изменения асимметрии резонанса, ширины резонанса и мощности лазера при смещении линзы приведены на рис. 3.7 - 3.9.

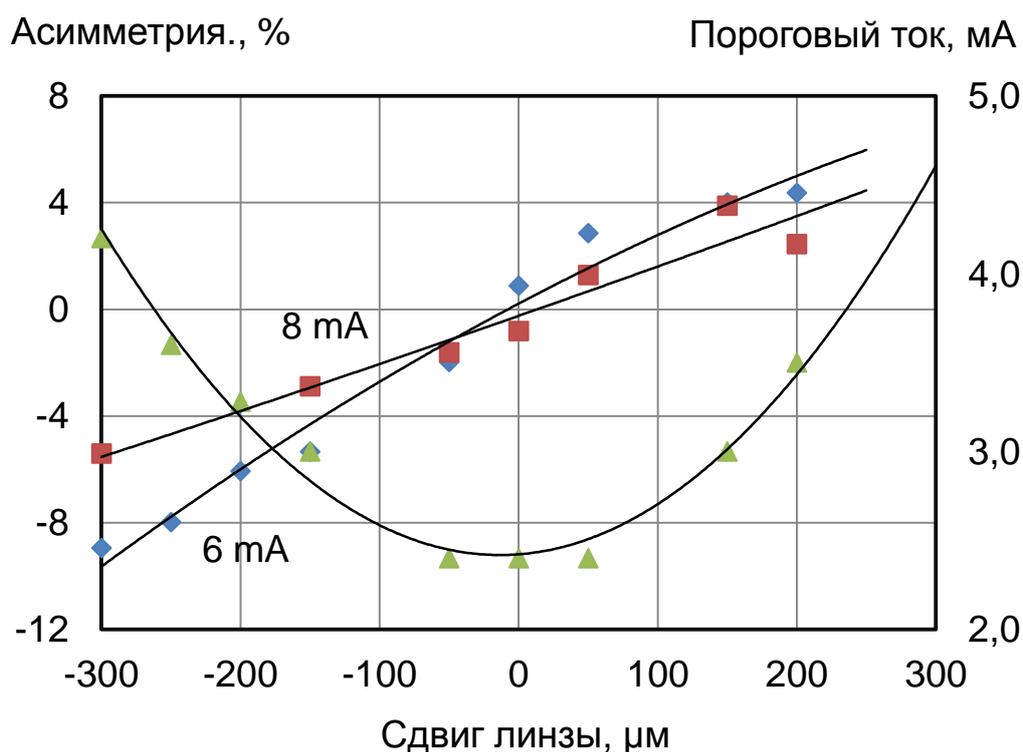


Рис. 3.7. Зависимость асимметрии резонанса от сдвига линзы в лазере с телескопическим расширителем пучка.

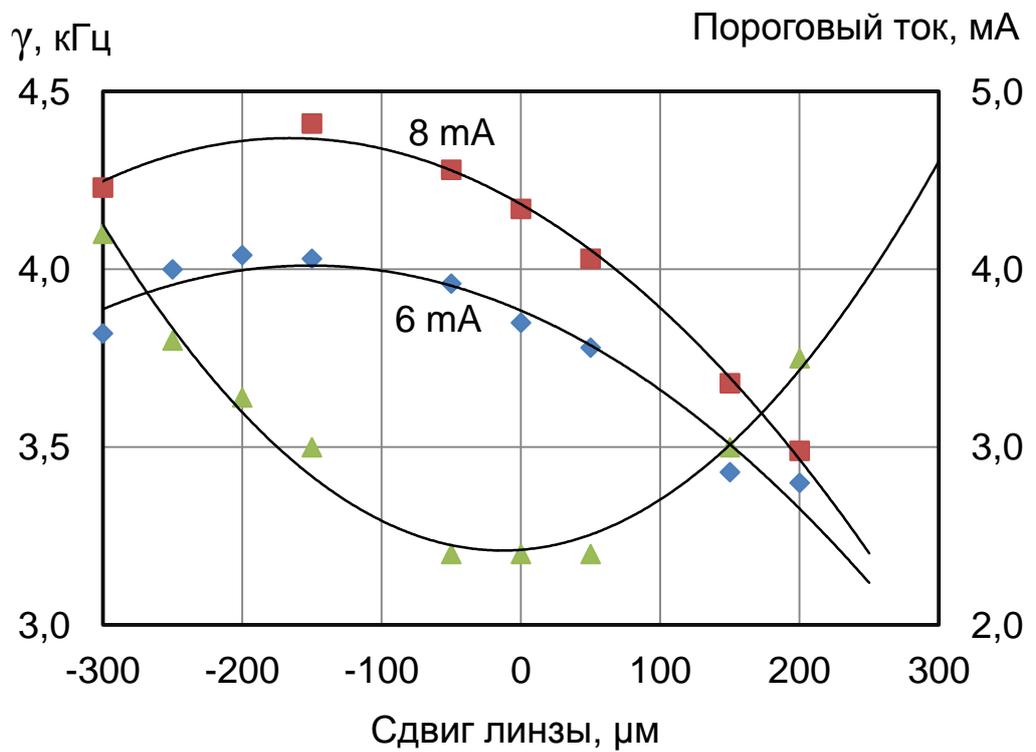


Рис. 3.8. Зависимость ширины резонанса от сдвига линзы в лазере с телескопическим расширителем пучка.

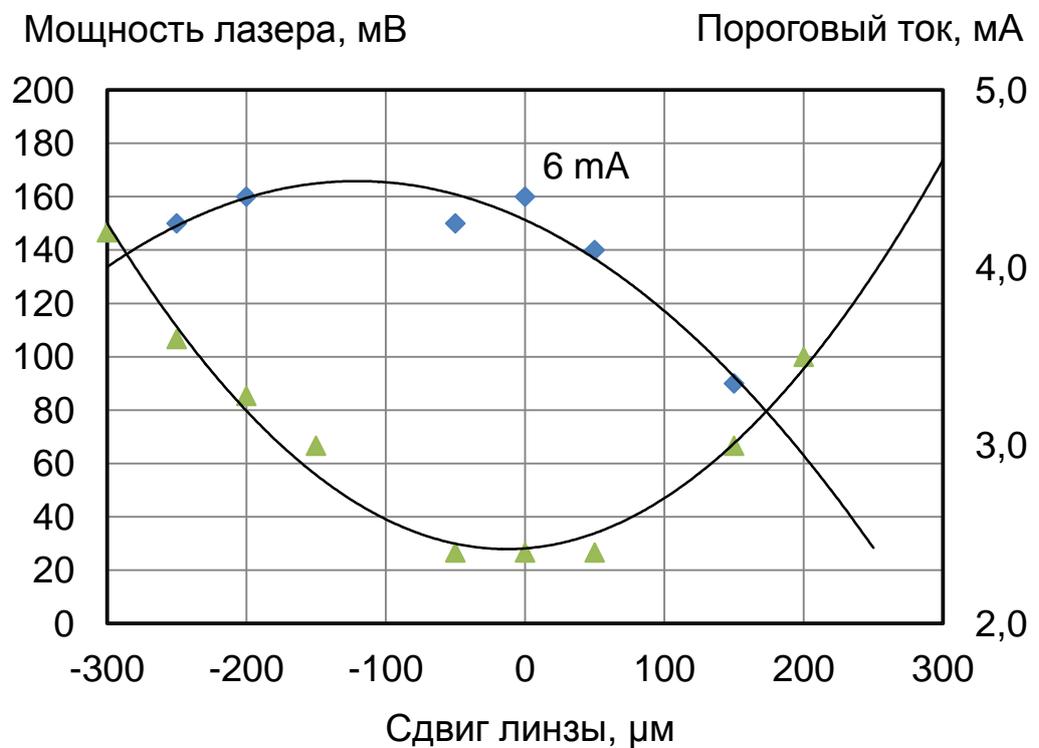


Рис. 3.9. Зависимость мощности лазера с телескопическим расширителем пучка от сдвига линзы.

3.2.2. Обсуждение результатов эксперимента.

В [94, 42] впервые экспериментально и теоретически было показано для случая внешней поглощающей ячейки, что конфигурация поля встречных волн оказывает существенное влияние на форму лэмбовских резонансов. При помещении поглощающей ячейки в гауссово поле большой кривизны с разностью интенсивностей встречных волн в $\sim 25\%$ были продемонстрированы асимметрия резонанса и сдвиг частоты его вершины, достигавший по величине $\sim 0,4 \gamma$, где γ – полуширина наблюдаемого резонанса. Величина пролетного параметра в эксперименте составляла $\Gamma\tau \approx 3$ (см. Гл.1, п.1.1). Физически искажение формы линии регистрируемого резонанса связано с тем, что в «пролетном» режиме происходит перенос населенности между областями поля, имеющими из-за кривизны фронта отличающиеся волновые вектора. Молекулы насыщаются полем с одним волновым вектором, а считаются в другой области поля с другим волновым вектором, и отличие интенсивности встречных волн приводит не просто к уширению нелинейного лэмбовского резонанса из-за кривизны поля, а вызывает несимметричное искажение его формы. Это приводит к сдвигам частоты лазера, стабилизированного по нелинейному резонансу.

В лазере с внутренней поглощающей ячейкой качественное рассмотрение асимметрии лэмбовского провала из-за кривизны поля при разной интенсивности встречных волн, а также из-за возникающих по различным причинам «рассеянных» полей, проводилось в [47]. Одним из таких источников рассеяния является поперечная неоднородность показателя преломления усиливающей среды. Было показано, что рассеянные поля с интенсивностью $\sim 10^{-3}$ от основной волны, если не принимать меры по их устранению, приводят к асимметрии и сдвигам частоты лэмбовского резонанса в метане $\sim 10^{-3} \gamma$.

При движении окуляра по области устойчивости происходит существенное изменение параметров поля в резонаторе ТОСЧ-60:

поперечного размера каустики на зеркалах, положения перетяжки пучка, частотного расстояния между поперечными модами. В результате, из-за конечной апертуры больших зеркал и диаметра He-Ne трубки, вследствие диафрагмирования поля происходит изменение разности интенсивностей встречных волн, кривизны и степени фазового согласования их волновых фронтов в метановой ячейке.

К такому же эффекту приводит изменение диаметра каустики в области активной среды вследствие изменения степени влияния неоднородности усиливающей среды на формирование моды резонатора.

Свой вклад в изменение формы поля в резонаторе ТОСЧ-60 (и, соответственно, в потери) вносят и aberrации сферического зеркала большой апертуры. Его продольные сферические aberrации на радиусе $y = 30$ мм (что соответствует радиусу пучка в центре области устойчивости) составляют $\Delta S_y = y^2/(8f_2) = 0,225$ мм. Эта величина составляет существенную долю от размера всей области устойчивости, равной 0,65 мм.

В результате искажений формы поля в резонаторе деформируется форма линии резонанса, и происходит сдвиг частоты стабилизированного лазера. Строгое количественное объяснение влияния таких искажений на сдвиги частоты лазера выходит за рамки настоящей работы, т.к. требует специально поставленных экспериментов и создания лазера, с параметрами отвечающими области применимости имеющихся теоретических моделей: слабое поле, малые потери, резонатор близкий к плоскому. Последнее требование типичного теоретического приближения наиболее далеко от экспериментальных условий. Напомним, что при перестройке лазера от одной границы области устойчивости до другой фазовый набег волны при прохождении резонатора изменяется на $\pi/2$, т.е. частотное расстояние до первой поперечной моды изменяется от $c/2L$ до $c/4L$. В симметричном двухзеркальном резонаторе это соответствует изменению конфигурации резонатора от концентрического до конфокального. Даже в рабочей точке (в центре области устойчивости, соответствующей минимуму дифракционных

потерь на зеркалах телескопа) резонатор очень далек от плоского (для резонатора близкого к плоскому расстояние до первой поперечной моды $\Delta v_{01} \ll c/2L$).

Тем не менее, представление о величине сдвигов по порядку величины в ситуации с ТОСЧ-60 получить можно.

Теоретически форма нелинейных резонансов для гауссовых полей для случая внешней и внутренней поглощающей ячейки рассматривалось в третьем порядке теории возмущений по полю в ряде работ [41,42,44,49,50,53,83]. Из указанных работ следует, что в ударном и пролетном пределе влияние пространственных эффектов на форму резонансов различается. Если в ударном пределе линия имеет простую лоренцевскую/дисперсионную форму и искажения резонансов из-за «методических» факторов описываются, в основном, добавкой функции другой четности (см. Гл.1, п.1.1 и 1.2), то в условиях, когда существенно влияние пролетных эффектов, невозмущенная форма линии является более сложной. Она описывается так называемым «пролетным интегралом», в который входит пролетный параметр $\Gamma\tau$ (Γ - однородная ширина линии, определяемая ударным и полевым уширением, τ - время пролета молекулы со среднетепловой скоростью через гауссов пучок) и пространственная конфигурация полей встречных волн. В этом случае искажения формы резонансов необходимо описывать отдельно для разных типов возмущений (таких как неоднородность активной среды, диафрагмирование, обратные отражения и т.д.).

В экспериментальной ситуации с ТОСЧ-60 выполняется соотношение $\Gamma\tau \sim 1$, и пролетные эффекты могут проявляться в значительной степени.

Наиболее существенным параметром поля, вызывающим искажение формы резонанса, является фазовое рассогласование (различная кривизна) волновых фронтов встречных гауссовых волн в резонаторе. Поперечная неоднородность усиливающей среды, в нашем случае радиальная неоднородность усиления в He-Ne разрядной трубке, навязывает резонатору

дополнительную кривизну волнового фронта, что приводит к рассогласованию волновых фронтов встречных волн [95].

Теоретическое рассмотрение формы резонансов нелинейной дисперсии в условиях возникновения дополнительной кривизны и рассогласования волновых фронтов встречных волн выполнено разными методами в работах [53,83]. В [53] рассмотрено влияние на структуру мод резонатора поперечной неоднородности усиливающей среды. В [83] в общем виде рассмотрены искажения мод, вызванные, не только поперечной неоднородностью усиливающей среды, но и дифракцией на элементах резонатора.

Результаты расчета сдвигов резонансов насыщенной дисперсии для двухзеркального симметричного резонатора с типичной для He-Ne разрядной трубки зависимостью коэффициента усиления $g(r)$ параболической формы

$$g(r) = g_0 \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right)$$

приведены на рис. 3.10 (из работы [53]). Здесь g_0 – коэффициент усиления за один проход среды на оси трубки, R – радиус усиливающей He-Ne трубки, r – расстояние до оси усиливающей среды. На рисунке представлен набор зависимостей сдвига вершины производной резонанса насыщенной дисперсии $\Delta\omega_d$ (нормированного на Γ) от неоднородности усиливающей среды G при различных значениях пролетного параметра $\Gamma\tau$, меняющегося в диапазоне от чисто ударного до чисто пролетного предела. Безразмерный параметр неоднородности усиливающей среды G описывается выражением:

$$G = \frac{g_0}{8\pi} \cdot \frac{\lambda R_3}{R^2} \approx g_0 \frac{\pi}{4} \left(\frac{w_3}{R} \right)^2 \cdot \frac{w_3^2}{\lambda L}$$

Здесь R_3 – радиус зеркал, w_3 – размер поля на зеркалах, L – длина резонатора.

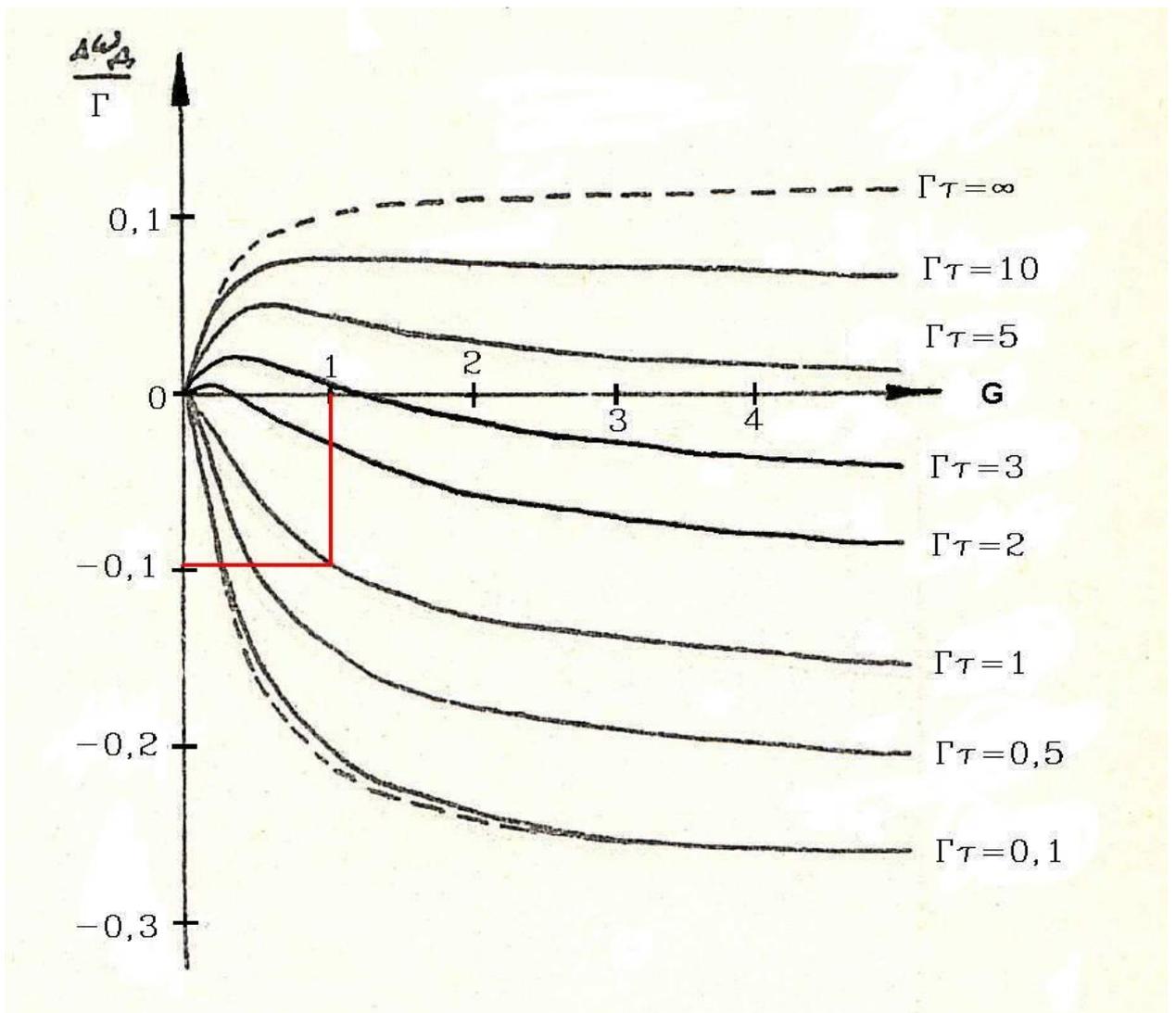


Рис. 3.10. Зависимости сдвигов вершины первой производной нелинейного резонанса дисперсии $\Delta\omega_d$ от неоднородности усиливающей среды G для различных значений пролетного параметра $\Gamma\tau$ (из работы [53]).

Для сравнения экспериментальных сдвигов (рис. 3.6) с расчетными от неоднородности усиливающей среды (рис. 3.10) были оценены диапазоны изменения параметров G и $\Gamma\tau$ в экспериментальной ситуации с ТОСЧ-60 при движении окуляра по области устойчивости. Параметр G оценивался по вышеприведенной формуле при радиусе разрядной трубки $R = 3$ мм. Величина g_0 рассчитывалась из значения потерь резонатора в 40% (за полный проход). Размер каустики в области активной среды оценивался из экспериментальных данных по возрастанию порогового тока от положения

окуляра и из формул, приведенных в Приложении. В результате изменение величины G оценивается от 1 до 0,07 при изменении положения линзы от -200 мкм до +200 мкм (данный размах соответствует перестройке по области устойчивости на 0,6 от ее полного размера). При значении пролетного параметра $\Gamma\tau = 1$ из рис. 3.10 видно, что при указанном изменении G расчетный сдвиг частоты по знаку соответствует эксперименту, а по величине составляет около $0,09 \cdot \Gamma \approx 250$ Гц. Отметим, что при перестройке резонатора по области устойчивости происходит изменение диаметра каустики как в активной среде, так и в поглощающей ячейке. Оба фактора приводят к изменению мощности в резонаторе и, в результате, к изменению величины Γ (рис. 3.8). Изменение диаметра каустики в поглощающей ячейке (см. Приложение) приводит также к изменению пролетного времени τ . В результате изменяется и величина пролетного параметра $\Gamma\tau$, т.е. фактически на рис. 3.10 происходит переход с одной кривой на другую. Однако эти изменения влияют на приведенную оценку меньше, чем неопределенность определения параметра G . Таким образом, экспериментальные результаты сдвигов частоты стабилизированного лазера (см. рис. 3.6) качественно согласуются с результатами теории [53].

Другой причиной, приводящей к такому же результату, может являться дифракция на зеркалах телескопа и усиливающей трубке. Аналитических выражений для формы резонансов нелинейной дисперсии с диафрагмированием на зеркалах, которыми можно было бы воспользоваться для нашей экспериментальной ситуации, нет. Но качественно диафрагмирование должно приводить к аналогичному искажению формы резонанса, ведь в случае «мягкой» диафрагмы (с радиальной неоднородностью потерь) ее можно представить как неоднородность усиливающей среды.

Основные результаты Главы 3.

1. Описаны сдвиги нелинейных резонансов поглощения и дисперсии в лазерах с внутренней поглощающей ячейкой, вызванные паразитным отражением от элементов внутри резонатора и зависящие от их положения осциллирующим образом.

Показано, что резонатор со слабоотражающими пластинками внутри сводится к двухзеркальному резонатору с осциллирующими потерями. Искажение резонанса в ударном пределе описывается резонансной добавкой другой четности по отношению к форме основного резонанса.

Экспериментально наблюдаемая амплитуда сдвига частоты стабилизированного лазера при изменении положения отражающей пластинки согласуется с ее теоретической оценкой.

2. Измерены сдвиги частоты He-Ne/CH₄ лазера с внутррезонаторным телескопическим расширителем пучка, стабилизированного по отдельной компоненте МСТС, от перестройки резонатора лазера по области устойчивости, которая меняет пространственную конфигурацию поля.

Показано, что в лазере с внутррезонаторным телескопическим расширителем пучка перестройка резонатора по области устойчивости позволяет оценить влияние конфигурации поля на форму и положение центра нелинейных резонансов.

ГЛАВА 4

КОМПАКТНЫЙ ЗАДАЮЩИЙ РАДИО ГЕНЕРАТОР НА ОСНОВЕ ИК ПЕРЕХОДА МЕТАНА И ВОЛОКОННОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО ЛАЗЕРА.

Проблема создания задающих генераторов с предельно низким уровнем частотных и фазовых шумов является одной из центральных для успешной реализации квантовых стандартов частоты наивысшей точности на холодных атомах и ионах. Фундаментальные (квантовые) шумы в этих стандартах снижены до уровня, позволяющего достигать долговременной стабильности и точности $\sim 10^{-16} - 10^{-18}$, но препятствием стали ограничения из-за присущего этим стандартам частоты импульсного режима работы. Такой способ работы приводит к деградации стабильности частоты стандарта из-за шумов задающего генератора.

Данное явление, называемое обычно «эффектом Дика», связано с переносом частотного шума задающего генератора из области вблизи гармоник частоты опроса в область низких частот, где работает система обратной связи. Процедура измерений обычно включает в себя некоторую последовательность операций: подготовка ансамбля частиц, взаимодействие частиц с микроволновым излучением, детектирование перехода, преобразование полученной информации по некоторому алгоритму в изменение частоты задающего генератора. В результате, в работе системы обратной связи неизбежно возникает «мертвое» время, и она не совсем корректно компенсирует воспринимаемую ошибку [96].

Для стандарта частоты на фонтане холодных атомов Cs, цикл получения одного отсчета положения частоты опрашивающего генератора относительно центра реперного резонанса составляет ~ 1 с, и только около половины этого времени происходит взаимодействие частиц с микроволновым излучением. Взаимосвязь стабильности частоты (параметра Аллана) задающего

кварцевого генератора σ_y^{LO} и стабильности стандарта $\sigma_{y(lim)}(\tau)$ для типичных условий работы Cs-фонтана оценивается соотношением [97]:

$$\sigma_{y(lim)}(\tau) \cong \frac{\sigma_y^{LO}}{\sqrt{2 \ln 2}} \left| \frac{\sin(\pi d)}{\pi d} \right| \sqrt{\frac{T_c}{\tau}} \quad (4.1)$$

где $d = T/T_c$ – коэффициент заполнения, т.е. отношение интервала между моментами пересечения СВЧ резонатора при полете по баллистической траектории (T) к длительности полного цикла получения одного отсчета (T_c), τ – время усреднения.

Из соотношения (4.1) следует, что при использовании кварцевых генераторов в качестве задающих ($\sigma_y^{LO} \sim 1 \cdot 10^{-13}$, $\tau = 1$ с) для достижения стабильности частоты цезиевого стандарта $\sim 1 \cdot 10^{-16}$ требуется время усреднения $\tau \sim 10^6$ с.

Снижение нестабильности частоты задающих генераторов на 1-2 порядка позволит снизить на 2-4 порядка время достижения долговременной стабильности 1×10^{-16} . Это одно из важных оснований для совершенствования стабильности задающих генераторов, и в настоящее время активно развиваются новые типы задающих генераторов: (1) на основе криогенных СВЧ резонаторов [19]; (2) лазеров, стабилизированных по высокочастотным интерферометрам Фабри-Перо [14, 15, 16, 17, 18].

В отличие от применения сверхдобротных СВЧ и оптических резонаторов, в диссертационной работе исследуется другой подход к созданию задающих генераторов с высокой кратковременной стабильностью частоты. В качестве репера предлагается использовать нелинейные резонансы насыщенной дисперсии на линиях метана, обладающие необходимой добротностью и отношением С/Ш.

Исследования настоящей главы направлены на создание компактного задающего радио генератора на основе оптического стандарта частоты (ОСЧ) и волоконного фемтосекундного делителя оптической частоты.

В качестве ОСЧ взят He-Ne/CH₄ лазер, стабилизированный по резонансу насыщенной дисперсии F₂⁽²⁾ линии метана с относительной шириной $\sim 10^{-9}$,

обладающий кратковременной стабильностью частоты $\sim 1 \cdot 10^{-14}$ при времени усреднения 1 с.

В состав созданного фемтосекундного делителя оптической частоты входят:

- фемтосекундный волоконный Er^{3+} лазер ($\lambda = 1,55$ мкм) с генератором суперконтинуума (разработан А.В. Таусеневым);

- нелинейно-оптический интерфейс, обеспечивающий частотную связь He-Ne/ CH_4 ОСЧ ($\lambda = 3,39$ мкм) и генератора суперконтинуума ($\lambda = 1,55$ мкм) (разработан совместно с А.Н. Киреевым);

В Главе приводится описание схемы и результаты измерения стабильности частоты созданного метанового задающего радио генератора сравнением с частотой серийного водородного мазера (H-мазер).

4.1. Фемтосекундные лазеры в метрологии оптических частот.

Схема метанового радио генератора.

Созданные в 70-80-е годы прошлого века цепи измерения оптических частот («радио-оптические частотные мосты»), использующие лазеры, нелинейные преобразователи, клистроны, смесители частот, представляли собой весьма сложные системы и предполагали, как правило, измерение единственной оптической частоты. Подобные уникальные установки были реализованы лишь в нескольких ведущих национальных метрологических лабораториях.

Развитие лазеров, излучающих непрерывную последовательность ультракоротких импульсов фемтосекундной длительности с высокой частотой повторения $f_{rep} = 10^8 - 10^9$ Гц дало возможность отказаться от этих сложных и громоздких систем. Спектр излучения импульсных фемтосекундных лазеров с пассивной синхронизацией мод представляет собой широкую гребёнку эквидистантных спектральных компонент, отстоящих друг от друга на частоту повторения импульсов. Центр гребенки определяется несущей частотой фемтосекундного лазера, частота повторения

- временем обхода импульсом резонатора, а полная ширина гребенки - длительностью отдельного импульса. В современных лазерах протяжённость спектра гребёнки может достигать сотен ТГц. До суперконтинуума ширину спектра гребёнки можно также расширить и с помощью оптических волокон, обладающих высокой нелинейностью. Именно такие широкополосные (с диапазоном больше октавы), фазово-когерентные гребёнки частот, генерируемые с помощью фемтосекундных лазеров в сочетании со специальными оптическими волокнами, и вызвали подлинную революцию в прецизионной метрологии оптических частот [7, 98].

Интервал между компонентами гребёнки определяется частотой следования импульсов f_{rep} , а сдвиг спектра всей гребенки линий как целого относительно нуля частоты зависит от несовпадения фазовой и групповой скоростей (несовпадения скоростей несущей и огибающей) фемтосекундных импульсов. В результате, частота n -ой линии оптической гребёнки ν_n с точностью до 10^{-19} [99] определяется простым соотношением:

$$\nu_n = nf_{rep} + f_0, \quad (4.2)$$

где целое число $n \sim 10^5 - 10^6$, а f_0 – сдвиг гребенки как целого относительно нуля, причём $0 < f_0 < f_{rep}$. Важно, что частоты f_{rep} и f_0 лежат в радиодиапазоне и могут быть измерены методами радиоэлектроники с точностью, определяемой существующими микроволновыми стандартами частоты, а целочисленное значение n определяется из более грубых интерферометрических измерений длины волны с помощью « λ -метра». Таким образом устанавливается связь оптической частоты ν_n с легко измеряемыми микроволновыми частотами.

Соотношение (4.2) открывает возможность построения оптических часов, т.е. системы, где «ход часов» задается стабильными колебаниями ОСЧ, а перенос его стабильности в радиодиапазон (деление частоты) осуществляется с помощью фемтосекундного лазера. Частотная стабилизация гребенки в оптической области означает стабилизацию частоты повторения импульсов f_{rep} , т.е. приводит к появлению стабилизированного

сигнала в радиодиапазоне. На этой основе и создаются схемы высокостабильных задающих генераторов радиодиапазона (оптических часов), в которых осциллятором, определяющим их точность, является лазерное излучение, стабилизированное по сверхузким спектральным резонансам в оптической области спектра [100, 101, 102].

В зависимости от взаимного расположения частоты ОСЧ и спектра гребенки возможны различные схемы измерения оптической частоты или переноса стабильности оптического стандарта в радиодиапазон.

В первых работах использовались фемтосекундные титан-сапфировые (Ti:Sa) лазеры ($\lambda = 0,8$ мкм, $\nu = 375$ ТГц), нелинейные оптические волокна с поперечной структурой типа фотонных кристаллов и схема регистрации прямых радиочастотных биений измеряемой оптической частоты с одной из компонент гребенки. В этом случае требуются точные значения обоих параметров f_{rep} и f_0 , входящих в (4.2). Для определения f_0 использовались фемтосекундные лазеры со спектром суперконтинуума шириной в октаву и схема измерений на основе “ $f-2f$ ” интерферометра [100].

Схема существенно упрощается, если частота используемого ОСЧ меньше ширины спектра гребенки, при этом частота стандарта может лежать вне спектра фемтосекундного лазера. Упрощение схемы связано с прямым исключением из процесса измерения частоты f_0 . В [103] была реализована схема, в которой разница частот двух компонент гребенки стабилизировалась по CO₂/OsO₄ ОСЧ ($\lambda = 10,6$ мкм, $\nu = 28,4$ ТГц). Для этого к двум компонентам гребенки Ti:Sa лазера привязывались два непрерывных диодных лазера так, что при суммировании частот одного из диодов и CO₂/OsO₄ лазера на нелинейном кристалле получалась частота, близкая к частоте второго диода. В результате измерение частоты CO₂/OsO₄ лазера сводится к измерению f_{rep} . Схема [103], тем не менее, достаточно сложна, т. к. в ней используются дополнительные лазеры и частотно-фазовые сервосистемы.

В данной работе для реализации задающего радио генератора в качестве источника стабильной частоты выбран метановый стандарт ($\lambda = 3,39$ мкм,

$\nu = 88,4$ ТГц), исследованию которого посвящены предыдущие главы. Схема метановых оптических часов на основе Ti:Sa лазера с *суммированием* оптических частот в нелинейном кристалле была рассмотрена в работе [105].

В [104] продемонстрированы оптические метановые часы, основанные на другой схеме - генерации гребенки *разностных* частот из спектра суперконтинуума Ti:Sa лазера, что позволило еще более упростить измерения и избежать дополнительных гетеродинных лазеров и сервосистем (рис. 4.1).

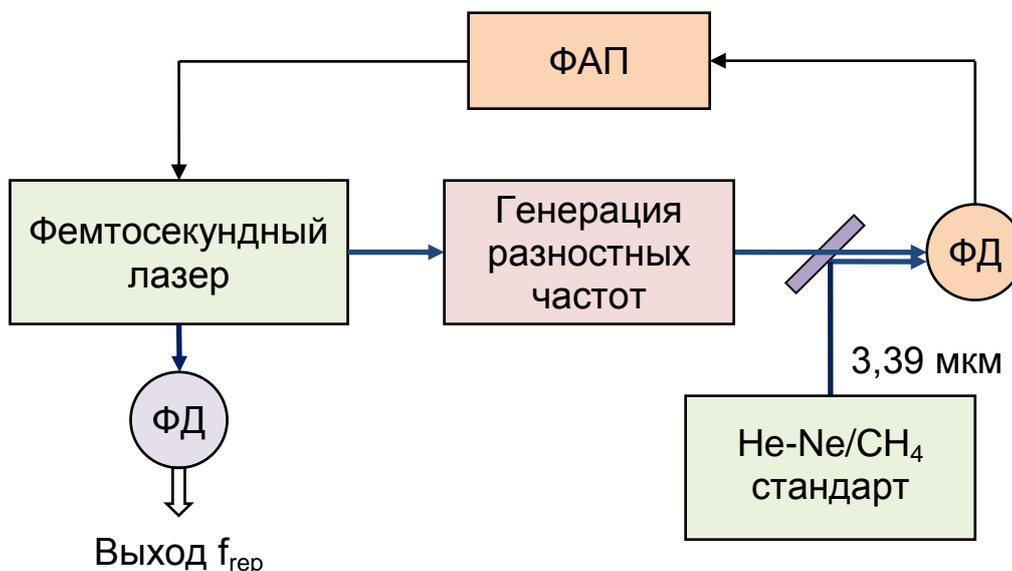


Рис. 4.1. Общая схема метанового задающего радио генератора на основе генерации спектра разностных частот.

ФД – фотодетектор, ФАП – система фазовой автоподстройки частоты.

$f_{гер}$ – частота повторения фемтосекундных импульсов.

Схема с генерацией разностных частот между компонентами начальной гребенки, приводит к переносу ее спектра из видимого/ближнего ИК диапазонов в среднюю ИК область, где расположена частота He-Ne/CH₄ ОСЧ (ν_{CH4}).

Излучение суперконтинуума, генерируемого с помощью фемтосекундного лазера, направляется в нелинейный кристалл, в котором выполняется условие фазового синхронизма для генерации спектра

разностных частот в области $\lambda = 3,39$ мкм. Важно, что образующийся в такой схеме спектр разностных частот ($\nu_n^{PЧ}$), не содержит отстройки f_0 и отпадает необходимость стабилизации ее частоты:

$$\nu_n^{PЧ} = \nu_{m'} - \nu_{m''} = (m'f_{rep} + f_0) - (m''f_{rep} + f_0) = nf_{rep},$$

$$n = m' - m''.$$

Отметим, что каждая компонента $\nu_n^{PЧ}$ образована суммированием большого числа синфазных разностных компонент с различными m' и m'' (для данного n). Число взаимодействующих компонент определяется полосой преобразования кристалла. В результате, при низкой эффективности преобразования нелинейного кристалла, получаем компоненты спектра разностных частот $\nu_n^{PЧ}$ с интенсивностью, достаточной для привязки к He-Ne лазеру.

Гребенка разностных частот смешивается с излучением метанового стандарта частоты на фотодетекторе. Сигнал биений f_b между частотой ν_{CH_4} и ближайшей компонентой спектра разностных частот с номером $n = k$ (считая от нулевой частоты)

$$f_b = \nu_{CH_4} - kf_{rep}$$

используется системой частотно-фазовой автоподстройки для управления длиной резонатора фемтосекундного лазера, т.е. стабилизации частоты повторения импульсов f_{rep} . Таким образом, стабильность оптической частоты метанового стандарта переносится на частоту повторения фемтосекундных импульсов. Это и требуется для реализации метанового задающего генератора.

С учетом небольшой выходной мощности He-Ne лазеров схема с генерацией разностных частот представляется наиболее простой и компактной.

4.2. Результаты эксперимента с титан-сапфировым фемтосекундным делителем частоты.

В 2004 г. выполнен совместный эксперимент ФИАН-JILA-MIT [104], где впервые был продемонстрирован метановый фемтосекундный задающий генератор («молекулярные оптические часы») с применением схемы генерации спектра разностных частот в нелинейном кристалле (рис. 4.1). В эксперименте использовался фемтосекундный Ti:Sa лазер, стабилизация частоты повторения импульсов которого осуществлялась по опорному He-Ne/CH₄ лазеру ФИАН (см. п. 4.3). Нелинейное преобразование частоты суперконтинуума в среднюю ИК область осуществлялось в кристалле периодически поляризованного ниобата лития.

Стабилизированная частота повторения импульсов ($f_{rep} = 78$ МГц) фемтосекундного лазера сравнивалась либо с сигналом частоты водородного мазера, либо с сигналом частоты повторения другого Ti:Sa лазера, стабилизированного по йодному оптическому стандарту частоты (стационарный Nd:YAG/I₂ лазер, разработанный в JILA) [106].

Было установлено, что стабильность частоты метанового задающего генератора ($f_{rep}^{CH_4}$) лучше стабильности H-мазера на временах усреднения $\tau < 50$ с.

Измерение фазовых шумов разности частот двух оптических задающих генераторов ($f_{rep}^{CH_4}$ и $f_{rep}^{I_2}$) показало, что суммарная спектральная плотность шумов $\mathcal{L}(f)$, приведенная к частоте несущей в 1 ГГц, в низкочастотной (~ 0,1 Гц) области спектра на 30-50 дБ ниже, чем у лучших кварцевых генераторов (рис. 4.2).

Таким образом, в [104] была продемонстрирована перспективность разработки задающих радио генераторов на основе метанового ОСЧ и фемтосекундного делителя оптической частоты.

Однако фемтосекундные Ti:Sa лазеры имеют серьезные недостатки. Их стоимость высока, они недостаточно компактны, в них проблематично поддерживать непрерывную генерацию в течение нескольких дней и тем

более недель, что является одним из основных требований, предъявляемых к таким устройствам, как задающие генераторы и оптические часы.

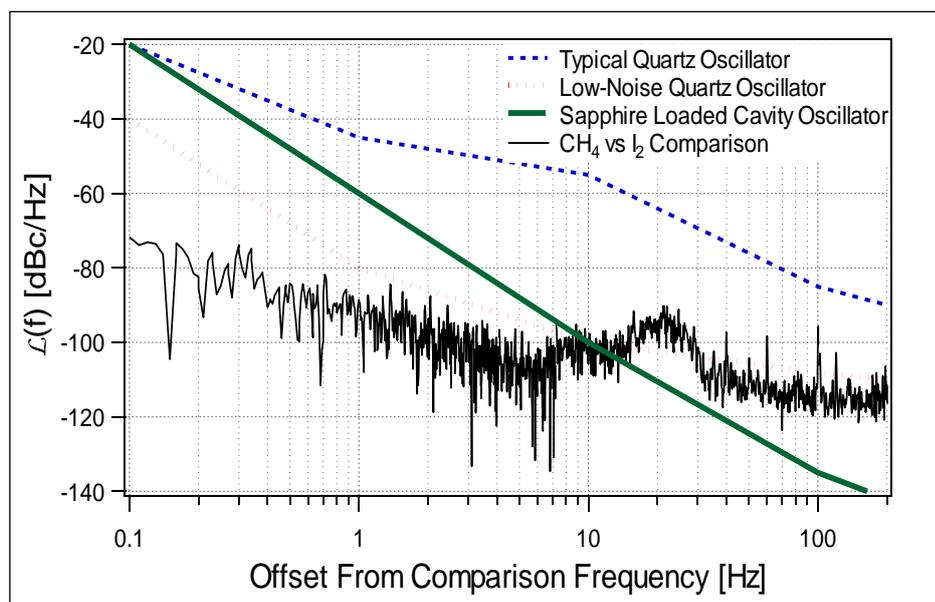


Рис. 4.2. Спектральная плотность фазовых шумов разности частот двух фемтосекундных задающих генераторов: «CH₄-Ti:Sa» и «I₂-Ti:Sa», приведенная к частоте несущей в 1 ГГц (из работы [104], совместный эксперимент ФИАН-JILA-MIT 2004 г.).

Настоящая работа, в отличие от [104], посвящена созданию компактного и устойчиво работающего делителя оптической частоты на основе волоконного Er³⁺ фемтосекундного лазера. Хотя волоконные лазеры характеризуются большим высокочастотным фазовым шумом излучения по сравнению с Ti:Sa лазерами, они значительно предпочтительнее по целому ряду параметров и, прежде всего, по компактности и долговременности работы без перезапусков. В них удаётся поддерживать непрерывный режим генерации ультракоротких импульсов неделями, что делает их перспективными кандидатами для метрологических применений в составе непрерывно работающих задающих генераторов и оптических часов [107, 108, 109].

4.3. Параметры He-Ne/CH₄ стандарта частоты.

ОСЧ, участвовавший в эксперименте [104] и в исследованиях, описанных в данной главе, состоял из двух собранных в одном корпусе лазеров: опорного и гетеродинного. Опорный лазер представлял собой вариант двухмодового He-Ne/CH₄ ОСЧ, стабилизированного по резонансам насыщенной дисперсии с относительной шириной $\sim 10^{-9}$. В быстрой петле обратной связи использовался сигнал непосредственно резонанса насыщенной дисперсии, а в медленной петле – сигнал 2-ой гармоники частоты модуляции того же резонанса (при частоте модуляции 22 кГц), что позволило обойтись без использования охлаждаемых фотодетекторов, необходимых при детектировании амплитудных резонансов. Резонатор «П - образного» опорного лазера, представлял собой легкую конструкцию на основе инваровых труб, удобную для транспортировки (Рис. 4.3).

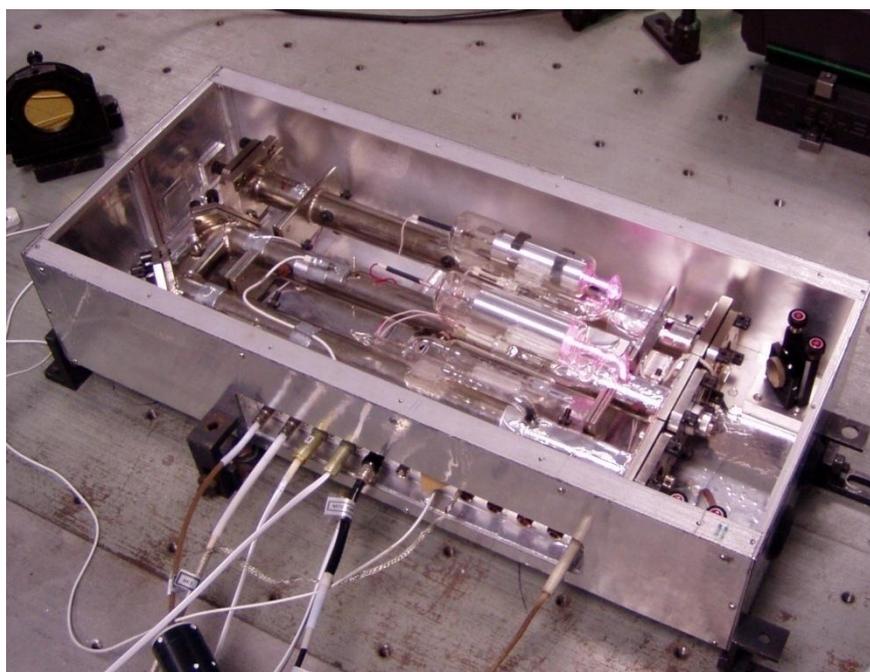


Рис. 4.3. Внешний вид He-Ne/CH₄ ОСЧ, использовавшегося в эксперименте.

Выходом стандарта являлось излучение гетеродинного лазера, привязанного к опорному. Стабильность частоты (параметр Аллана) ОСЧ, измеренная в ФИАН после экспериментов в JILA приведена на рис. 4.4.

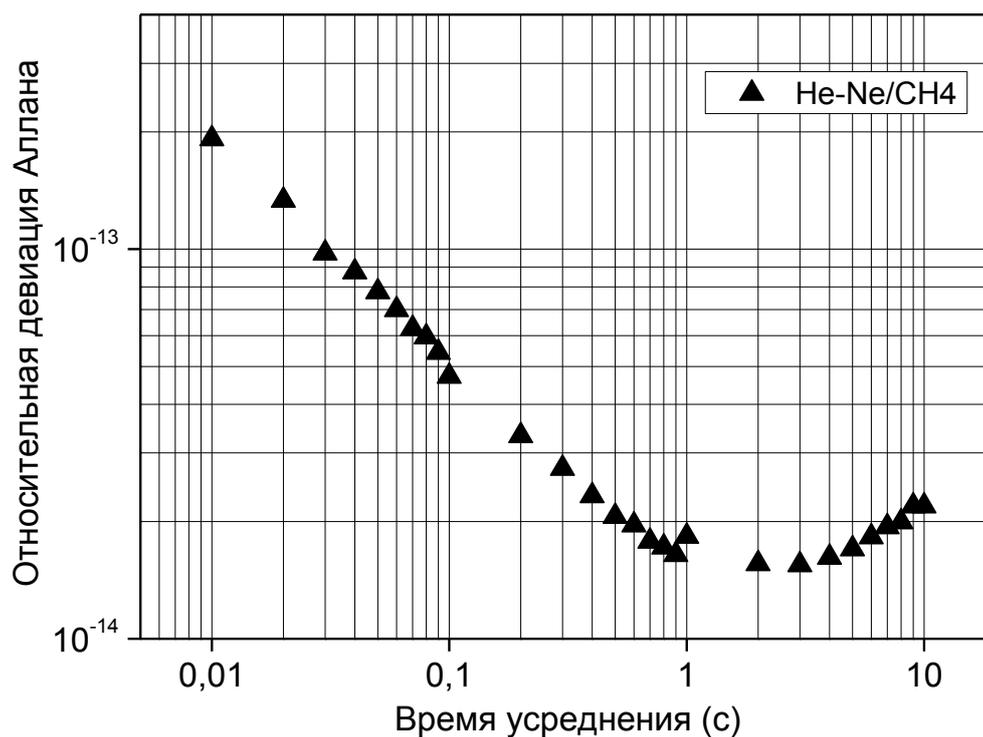


Рис. 4.4. Стабильность частоты He-Ne/CH₄ ОСЧ.

Сравнение проводилось с имеющимся в лаборатории стационарным опорным лазером. На временах усреднения более 1 с происходит ухудшение стабильности данного варианта ОСЧ из-за его недостаточной механической стабильности и тепловых градиентов, приводящих к разъюстировке опорного лазера.

4.4. Волоконная фемтосекундная лазерная система.

Блок схема использовавшейся в эксперименте фемтосекундной лазерной системы представлена на рис. 4.5.

Она включает в себя собранные в едином корпусе: Er³⁺ волоконный фемтосекундный лазер ($\lambda = 1,55$ мкм), Er³⁺ волоконный усилитель и световод с высокой нелинейностью для генерации суперконтинуума. Волоконный лазер с однонаправленным кольцевым резонатором работает с использованием нелинейного вращения поляризации в качестве механизма

синхронизации мод [110]. Однонаправленность обеспечивалась за счет применения фарадеевского изолятора. Лазер излучал импульсы с энергией 0,12 нДж и длительностью 100 фс (ширина спектра 35 нм) при частоте следования 62 МГц (~ 8 мВт средней мощности). Импульсы задающего генератора усиливались в волоконном усилителе до 120 мВт средней мощности. Усилитель состоял из отрезка волокна, легированного Er^{3+} , длиной 3,5 м, которое накачивалось с двух сторон лазерными диодами с мощностью 300 мВт на длине волны 980 нм. Для минимизации длительности выходного импульса, полученного при прохождении волокна усилителя, на выходе усилителя располагался отрезок одномодового волокна с нужными дисперсией групповых скоростей и длиной.

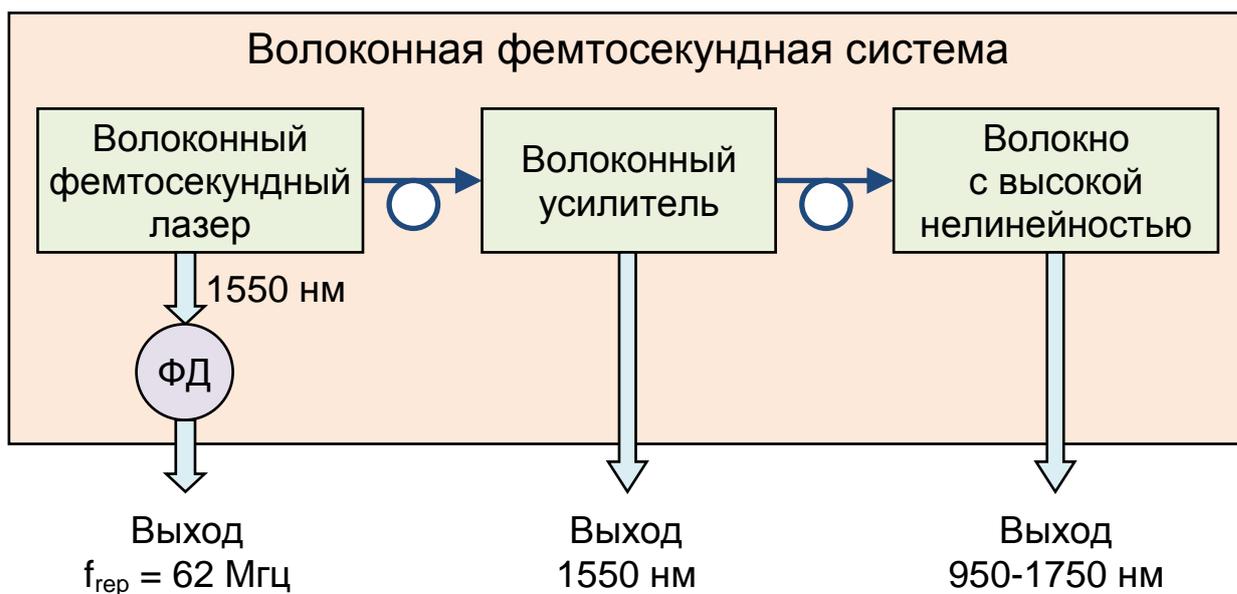


Рис. 4.5. Схема волоконной фемтосекундной лазерной системы.

ФД – InGaAs PIN фотодиод.

Усиленные импульсы с длительностью $< 100 \text{ фс}$ и шириной спектра 50 нм, направлялись в отрезок волокна с высокой нелинейностью длиной $\sim 0,5 \text{ м}$, в котором генерировалось излучение суперконтинуума со спектром от 950 до 1750 нм (рис. 4.6) [111].

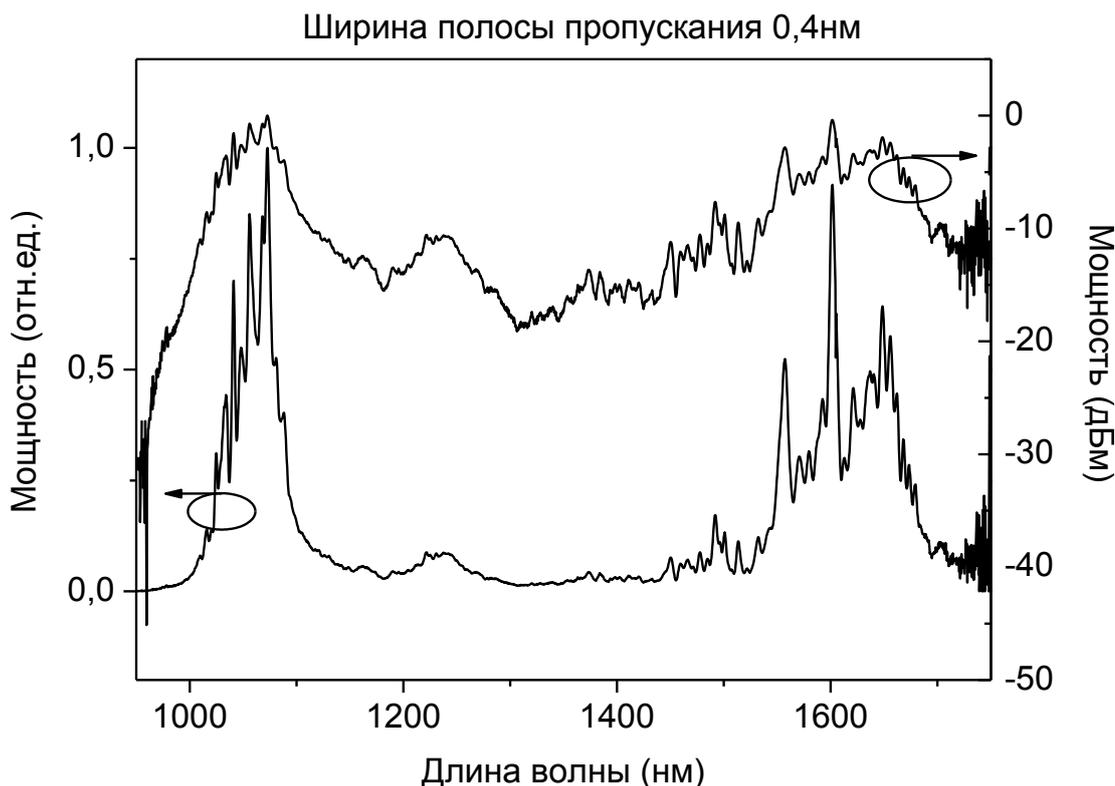


Рис. 4.6. Спектр суперконтинуума волоконной лазерной системы.

Для уменьшения влияния окружающей среды на частоту повторения f_{rep} вся система (лазер, усилитель и волокно с высокой нелинейностью) помещалась в закрытый корпус и термостабилизировалась с точностью 0,1°C.

4.5. Стабилизации частоты повторения фемтосекундных импульсов по радиочастотному синтезатору.

В Ti:Sa лазерах, использующих локализованные оптические элементы, регулирование и контроль частоты повторения сравнительно легко достигается с помощью перемещения одного из зеркал резонатора пьезоэлектрическим транслятором. В волоконных лазерах, представляющих собой кольцевые схемы с распределенными элементами, при существенно больших частотных шумах лазера, контроль частоты повторения импульсов является более сложной задачей.

Для определения, насколько стабильной может быть генерация с активным регулированием длины резонатора и выяснения требуемого динамического диапазона системы стабилизации частоты, были проведены эксперименты по стабилизации частоты повторения фемтосекундных импульсов Er^{3+} волоконного лазера по внешнему прецизионному синтезатору радиочастот. Для этого, в резонатор фемтосекундного лазера была введена оптическая система, позволяющая изменять длину резонатора. Она представляла собой разнесенные на несколько миллиметров два коллиматора, один из которых был помещен на пьезокерамический транслятор. Полный диапазон перестройки частоты повторения f_{rep} , с помощью пьезокерамического транслятора составлял 60 Гц. Лазер оставался в режиме синхронизации мод во всем диапазоне перемещений пьезокерамического транслятора.

Для стабилизации частоты повторения $f_{rep} = 62$ МГц по синтезатору радиочастот сигнал с фотодетектора поступал на двойной балансный смеситель, где сравнивался с опорным сигналом от синтезатора. Сигнал ошибки усиливался высоковольтным усилителем и подавался на пьезокерамику, управляющую длиной резонатора лазера. Результаты измерения частоты повторения лазера представлены на рис. 4.7, 4.8. На рис. 4.7а приведены остаточные флуктуации частоты повторения для времени усреднения $\tau = 1$ с. Соответствующее стандартное отклонение частоты составляет 0,22 мГц. Для сравнения на рис. 4.7б приведены флуктуации частоты опорного синтезатора.

На рис. 4.8 показана стабильность (относительная девиация Аллана) частоты повторения лазера в свободном режиме, в режиме привязки к опорному синтезатору и частоты самого опорного синтезатора (с временем усреднения до 100 с). Из приведенных кривых видно, что полученная стабильность частоты повторения лазера полностью определяется стабильностью опорного синтезатора.

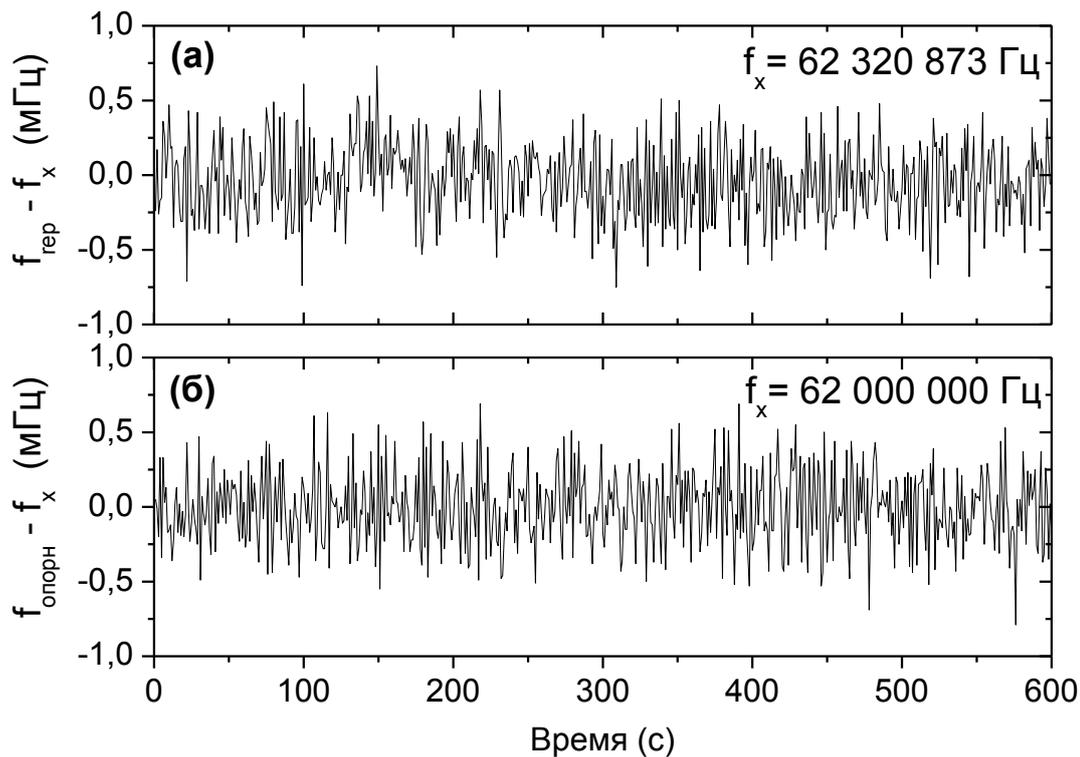


Рис. 4.7. Флуктуации (а) частоты повторения стабилизированного Er^{3+} лазера и (б) частоты опорного синтезатора.

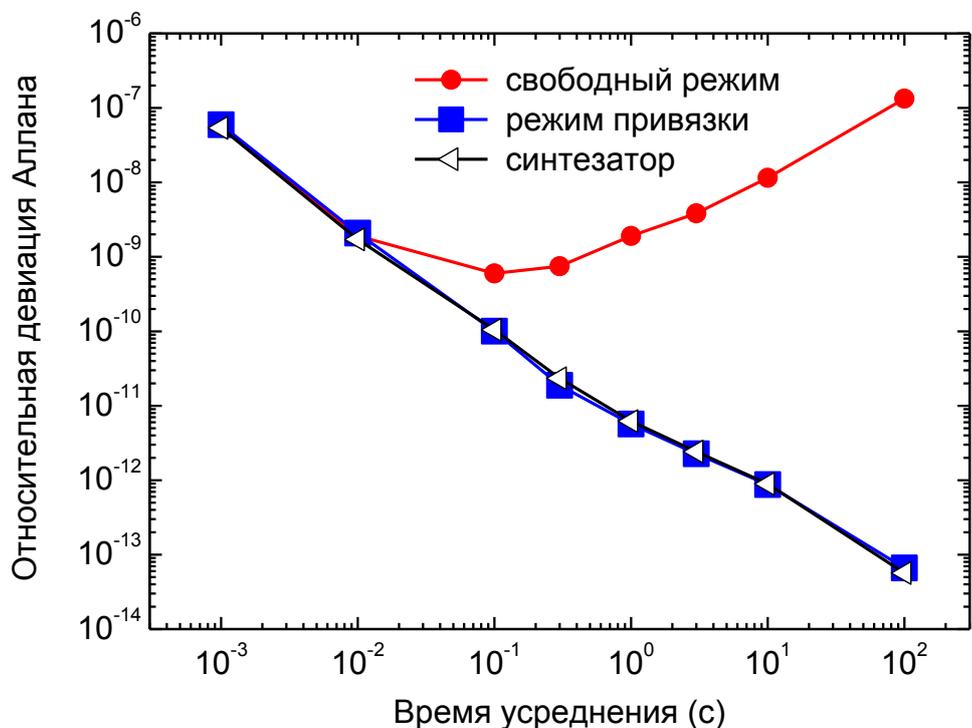


Рис. 4.8. Относительная девиация Аллана частоты повторения Er^{3+} лазера.

4.6. Генерация спектра разностных частот.

Оптическая схема установки для получения гребенки разностных частот в области длин волн 3,39 мкм приведена на рис. 4.9.

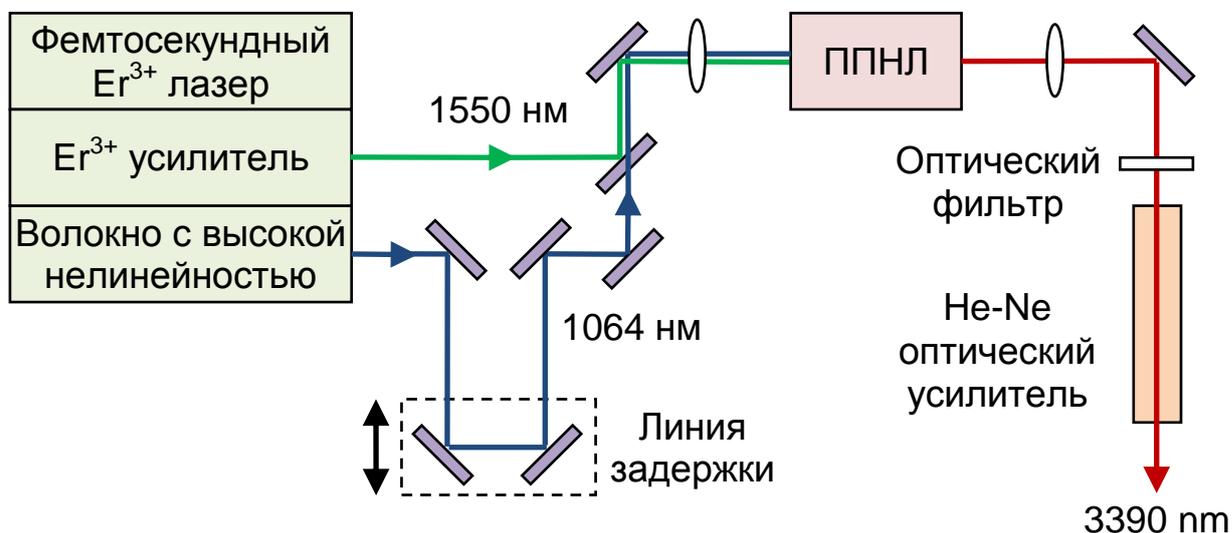


Рис. 4.9. Оптическая схема установки для генерации разностной частоты.

ППНЛ – кристалл периодически поляризованного ниобата лития.

Около 10% мощности излучения с выхода Er^{3+} волоконного усилителя использовалось в качестве компоненты с длиной волны 1550 нм для генерации гребенки разностных частот. Основная часть излучения направлялась в волокно с высокой нелинейностью для генерации суперконтинуума, на выходе которого в спектре излучения сформирован пик на длине волны ~ 1064 нм (рис. 4.6). Из спектра суперконтинуума с помощью фильтра выделялась спектральная составляющая на длине волны 1064 нм, которая далее использовалась в качестве второй компоненты для смешения в кристалле периодически поляризованного ниобата лития (ППНЛ), в котором выполнялось условие фазового синхронизма для указанных выше длин волн. Два пучка с длинами волн 1064 нм и 1550 нм совмещались на делительном зеркале (с пропусканием $\geq 95\%$ на длине волны 1064 нм и отражением $\geq 95\%$ на длине волны 1550 нм) и фокусировались в

кристалле ППНЛ. Для оптимального совмещения импульсов в кристалле перед делительным зеркалом была установлена линия задержки на основе зеркал с микрометрической подвижкой. В эксперименте использовался кристалл ППНЛ с примесью MgO (5 мол. %), длиной 8 мм и периодом решетки 30,45 мкм для генерации разностной частоты по схеме:

$$1 / 1064 \text{ нм} - 1 / 1550 \text{ нм} = 1 / 3390 \text{ нм} .$$

Мощность излучения, падающего на кристалл, составляла 10 мВт на $\lambda = 1550 \text{ нм}$ в полосе $\sim 50 \text{ нм}$ и 8 мВт на $\lambda = 1064 \text{ нм}$ в полосе $\sim 50 \text{ нм}$. Результирующее излучение гребенки разностных частот, уже не содержащей f_0 , проходило через оптический фильтр высоких частот с частотой среза $\sim 3000 \text{ нм}$. Мощность гребенки после фильтра на $\lambda = 3390 \text{ нм}$ составляла $\sim 20 \text{ мкВт}$. Оптический спектр излучения приведен на рис. 4.10. Ширина спектра составляет $\sim 70 \text{ нм}$ (1,8 ТГц), что при интервале между компонентами гребёнки 62 МГц соответствует мощности отдельной спектральной компоненты $P_n \sim 1 \text{ нВт}$.

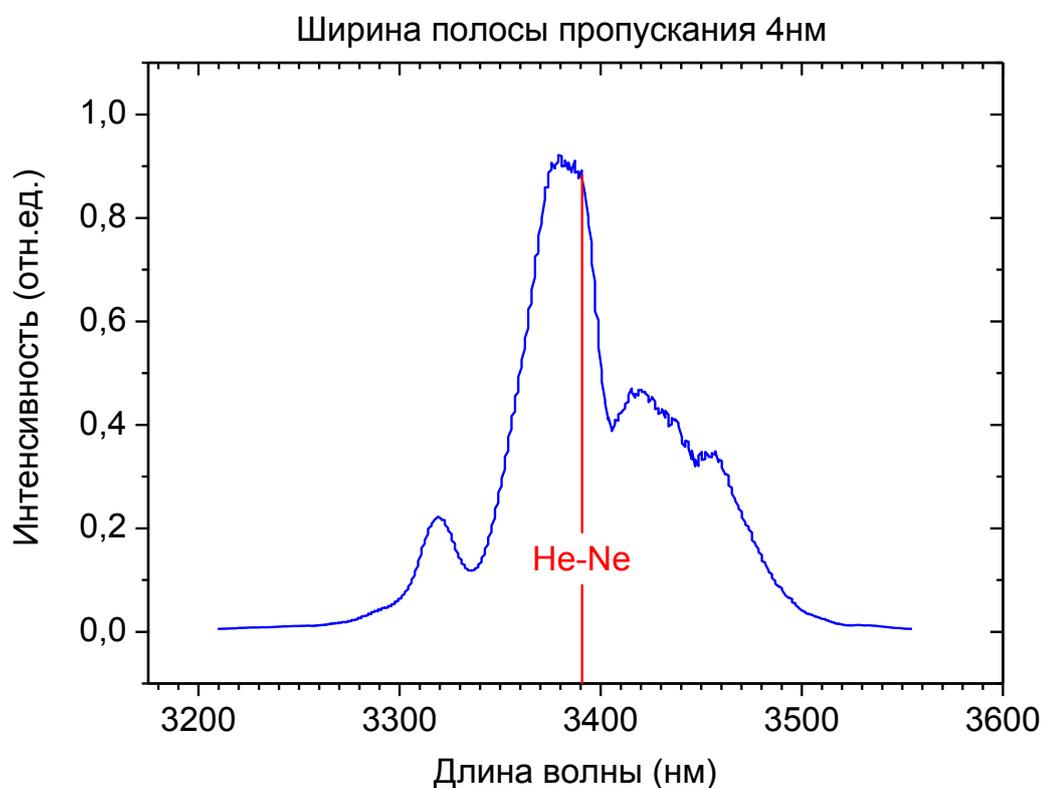


Рис. 4.10. Спектр излучения на разностной частоте.

Для увеличения мощности спектральной компоненты, которая сбивается с излучением He-Ne/CH₄ ОСЧ, в конструкцию введен He-Ne оптический усилитель. За счет его узкополосности (~ 300 МГц) отношение С/Ш биений с выхода фотоприемника улучшается на 10-15 дБ, что приводит к устойчивой работе системы привязки частоты повторения импульсов к ОСЧ.

4.7. Компактный метановый задающий генератор.

Для фазовой привязки частоты повторения f_{rep} фемтосекундного Er³⁺ лазера использовался промежуточный одночастотный He-Ne гетеродинный лазер мощностью 1,3 мВт, фазово-когерентно связанный с He-Ne/CH₄ стандартом. Излучение гетеродинного лазера и гребенка сбиваются на InAs фотодиоде с площадкой диаметром 250 мкм через зеркало с пропусканием 80% (для гребенки). Фотодетектор регистрировал сигнал биений между излучением He-Ne лазера (с частотой ν_{HeNe}) и k -ой компонентой ИК гребенки на частоте $f_b = kf_{rep} - \nu_{HeNe}$ с отношением С/Ш ~ 25÷30 дБ в полосе 100 кГц (рис. 4.11).

Сигнал биений фильтровался, усиливался и привязывался по фазе к кварцевому генератору на частоте 4 МГц. Контроль f_b осуществлялся путем подачи сигнала обратной связи от блока фазовой автоподстройки частоты (ФАП) на пьезокерамики Er³⁺ лазера, управляющими длиной его резонатора.

Для увеличения коэффициента усиления в петле обратной связи и, таким образом, сужения ширины спектра частоты повторения импульсов (~ 62 МГц) в конструкцию фемтосекундного лазера для управления длиной его резонатора была введена вторая («быстрая») пьезокерамика. «Быстрый» канал управления представлял собой 5 мм участок волокна лазера, наклеенный непосредственно на пьезокерамику. В результате полоса обратной связи системы стабилизации частоты повторения импульсов была увеличена до ~ 50 кГц и ограничивалась резонансами пьезокерамики.

Сигнал биений f_b в захваченном состоянии при ширине полосы пропускания анализатора спектра 3 кГц показан на рис. 4.12.

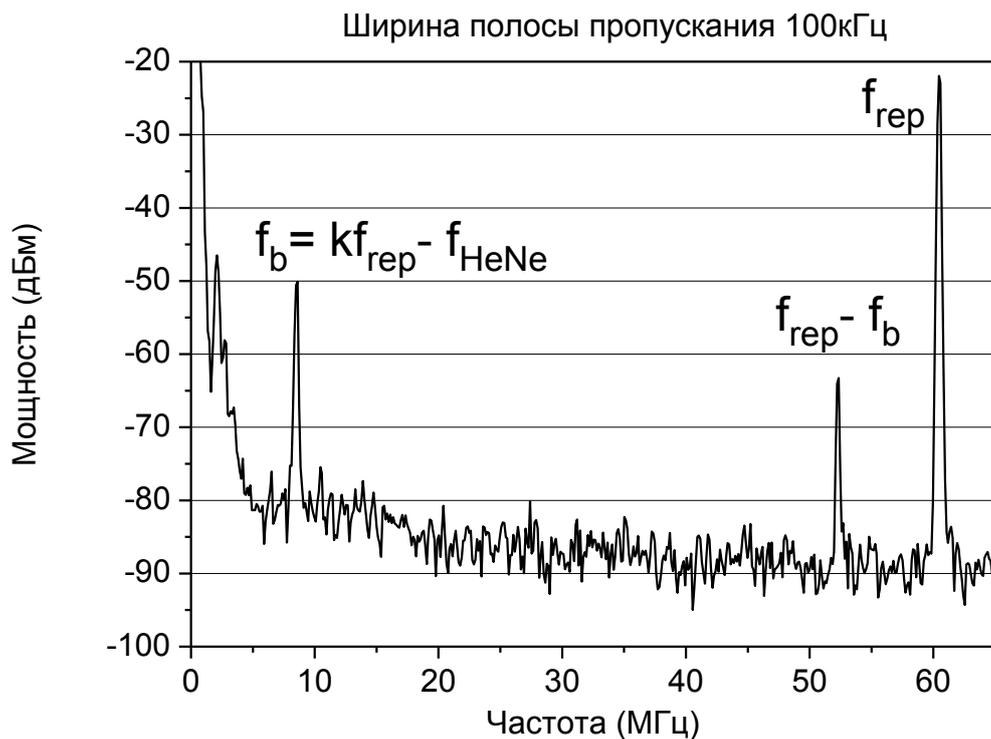


Рис. 4.11. Радиочастотный спектр биений излучения He-Ne гетеродинного лазера и ближайшей компоненты гребенки разностных частот.

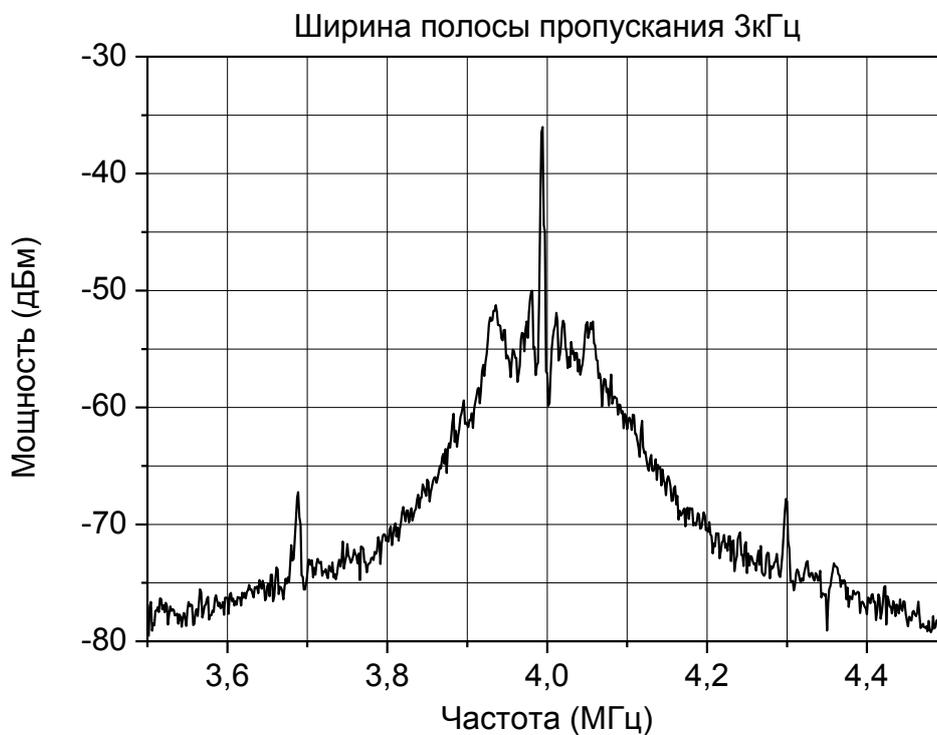


Рис. 4.12. Сигнал биений He-Ne лазера и одной компоненты ИК гребенки в захваченном состоянии.

В режиме стабилизации радиочастота f_{rep} напрямую выражается через оптическую частоту ν_{HeNe} : $f_{rep} = (\nu_{HeNe} + 4 \text{ МГц}) / k$, и поскольку ν_{HeNe} жестко связана с частотой He-Ne/CH₄ стандарта ν_{CH_4} , то и f_{rep} оказывается стабилизированной по He-Ne/CH₄ ОСЧ. Из данного соотношения можно, зная k (в нашем случае $k = 1415468$) и измеряя f_{rep} по радиочастотному стандарту, определять абсолютную частоту He-Ne лазера с точностью, которую обеспечивает этот радиочастотный стандарт.

Сигнал метанового задающего радио генератора, представленный f_{rep} , детектировался непосредственно с волоконного выхода фемтосекундного Er³⁺ генератора (рис. 4.5). Его стабильность определялась сравнением с водородным мазером Ч1-1006.

Путем вычитания частоты опорного синтезатора в двойном балансном смесителе частота сигнала понижалась до 1,9 кГц. После чего он пропусклся через фильтр низких частот с полосой 600 Гц, усиливался и подавался на частотомер НР 53132а. Частотомер работал в режиме с внешним запуском, т.е. в режиме П-эстиматора [112]. Синтезатор частоты и частотомер были синхронизованы с мазером через его 10 МГц выход. Остаточные флуктуации сигнала (на частоте 1,9 кГц), зарегистрированные частотомером при времени усреднения 1 с, показаны на рис. 4.13. Соответствующая стандартная девиация сигнала составляет 0,059 мГц (при частоте несущей ~ 62 МГц).

Зависимость стабильности частоты f_{rep} метанового задающего радио генератора от времени усреднения τ показана на рис. 4.14 кружками. Квадраты соответствуют собственной нестабильности мазера Ч1-1006. Для сравнения приведен результат сличения частот двух He-Ne/CH₄ ОСЧ (треугольники), один из которых использовался в данном эксперименте.

Из приведенных данных видно, что измеренная относительная стабильность частоты изменяется от 1×10^{-12} при $\tau = 1$ с до $6,5 \times 10^{-14}$ при $\tau = 200$ с. На временах усреднения $\tau \leq 50$ с она полностью определяется стабильностью используемого в измерениях H-мазера «Ч1-1006».

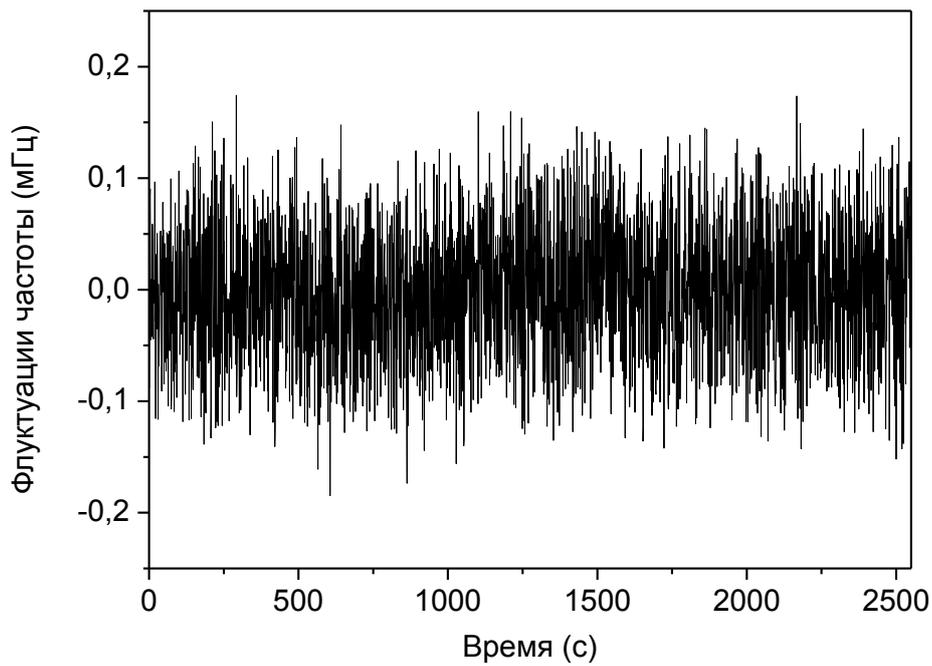


Рис. 4.13. Флуктуации частоты повторения импульсов стабилизированного Er^{3+} лазера.

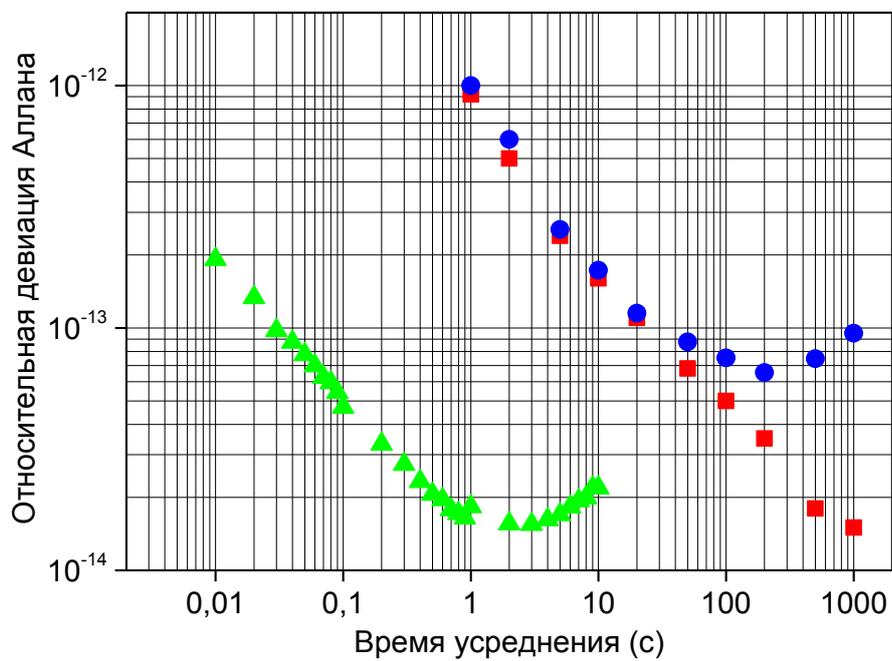


Рис. 4.14. Относительная девиация Аллана сигнала метанового задающего генератора относительно лазера (●). Собственная стабильность лазера (■) и He-Ne/ CH_4 ОСЧ (▲).

На больших временах усреднения преобладают дрейфы частоты использовавшегося в эксперименте He-Ne/CH₄ ОСЧ. Вклад синтезатора частоты и частотомера в измеренную стабильность проверялся и был малым. При экстраполяции зависимости собственной стабильности He-Ne/CH₄ ОСЧ (кривая (▲) на рис. 4.14) в область времен усреднения $\tau > 200$ с видна тенденция к ее совпадению с сигналом задающего генератора (кривая (●)) в этой же области. Это позволяет предположить, что разработанный фемтосекундный волоконный делитель оптической частоты не ухудшает собственной стабильности ОСЧ и для более коротких времен усреднения, оставляя ее на уровне $\sim 1 \cdot 10^{-14}$ при $\tau \sim 1$ с.

Для объективной оценки кратковременной стабильности метанового задающего генератора при $\tau \leq 30$ с необходим второй экземпляр генератора, либо более стабильный, чем H-мазер источник.

Основные результаты Главы 4.

1. Впервые реализован компактный задающий генератор радиодиапазона на основе He-Ne/CH₄ ОСЧ и фемтосекундного волоконного делителя оптической частоты.

2. Определено, что стабильность частоты выходного сигнала созданного метанового задающего генератора, для времен усреднения $\tau \leq 30$ с превышает стабильность частоты водородного мазера, использовавшегося в эксперименте в качестве эталона.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Основные результаты диссертации заключаются в следующем.

1. На основе высокочувствительного двухмодового метода нелинейной лазерной спектроскопии разработан и создан уникальный малогабаритный стационарный лазерный спектрометр, позволяющий исследовать резонансы насыщенной дисперсии $F_2^{(2)}$ линии метана со спектральным разрешением 10^{-11} - 10^{-12} .

2. Проведены спектроскопические исследования сверхузких резонансов насыщенной дисперсии $F_2^{(2)}$ линии метана в условиях полного разрешения дублета отдачи, измерены сдвиги частоты стабилизированного лазера от давления и насыщающей мощности в области ширин реперных резонансов 400-900 Гц.

3. На базе выполненных исследований созданы компактные транспортируемые He-Ne/ CH_4 переносчики частоты, стабилизированные по резонансам насыщенной дисперсии метана с относительной шириной 3×10^{-11} . Выполнены абсолютные измерения их частоты относительно цезиевого репера, доказавшие, что повторяемость частоты созданных образцов достигает 3×10^{-14} .

4. Разработана модель сдвигов частоты He-Ne/ CH_4 лазера от паразитных обратных отражений. Определен диапазон сдвигов частоты лазера от перестройки телескопического резонатора по области устойчивости в условиях разрешенной магнитной сверхтонкой структуры. Сформулированы требования на ряд параметров лазера (уровень дифракционных потерь, величина обратных отражений, величина поперечной неоднородности активной среды и др.), выполнение которых открывает возможность создания стандартов частоты нового поколения с прогнозируемой стабильностью 10^{-15} - 10^{-16} .

5. На основе метода генерации разностных частот в нелинейном кристалле разработана эффективная схема связи спектров He-Ne/CH₄ и фемтосекундного волоконного эрбиевого лазера, позволившая осуществить фазовую стабилизацию частоты повторения импульсов фемтосекундного лазера по реперной линии метана. В результате, впервые создан уникальный компактный радио генератор, превосходящий по кратковременной стабильности частоты лучшие кварцевые генераторы.

В заключение хочу отметить, что настоящая работа явилась результатом плодотворной совместной экспериментальной работы с сотрудниками лаборатории Д. А. Тюриковым, А. Н. Киреевым, Е. В. Ковальчуком и А. В. Таусеневым, которым выражаю свою искреннюю благодарность. От души благодарен Д. Д. Крыловой за интерес к тематике работы, вклад в теоретическое описание предмета исследований и многочисленные полезные обсуждения.

Глубокую благодарность хочу выразить научному руководителю М. А. Губину за всестороннюю поддержку и помощь на всех стадиях работы, а также за ту атмосферу сотрудничества и взаимопонимания, которую ему удалось создать в Лаборатории.

ПЕРСПЕКТИВЫ

Требования к параметрам современных квантовых стандартов частоты непрерывно возрастают. В частности, для дальнейшего развития навигационных систем типа ГЛОНАСС и GPS от мобильных стандартов частоты требуется долговременная стабильность на уровне $(1-5) \cdot 10^{-16}$ (при времени усреднения $\tau = 10^5$ с) и кратковременная стабильность $\sim 1 \cdot 10^{-15}$ ($\tau = 1$ с). Для достижения указанных значений метановым ОСЧ необходимо улучшить параметры на 1-2 порядка.

Для доведения долговременной стабильности частоты до уровня $\sim 10^{-16}$ на временах усреднения от 100 с до суток необходимо:

- повысить на 2-3 порядка пассивную стабильность основных параметров лазера, влияющих на форму реперных резонансов;
- дополнительно, в режиме стабилизации частоты, ввести непрерывный автоматический контроль за изменениями формы реперных резонансов.

Реализация обоих условий в He-Ne/CH₄ ОСЧ технически возможна при использовании компактных моноблочных ситалловых резонаторов с внутриврезонаторными элементами на оптическом контакте. Такие конструкции резонаторов (аналогичные He-Ne лазерным гироскопам) имеют примерно на 2 порядка более высокую пассивную стабильность резонатора, и влияние макроскопических факторов на стабилизированную частоту в них должно быть существенно меньше. Компактность ситалловых резонаторов позволяет также применить активный контроль внешних условий (главным образом температуры и атмосферного давления), что трудноосуществимо с громоздкими «наборными» инваровыми конструкциями. В этих условиях контроль формы реперных резонансов непосредственно в режиме стабилизации частоты возможен различными способами, а высокая пассивная стабильность частоты позволяет достаточно долго накапливать сигналы, характеризующие изменения формы реперных резонансов.

Первые измерения, проведенные с созданными в лаборатории моноблочными двухмодовыми He-Ne/CH₄ ОСЧ, подтвердили возможность улучшения долговременной стабильности до значений $\sim 1 \times 10^{-15}$ на временах усреднения $\tau = 10-10^4$ с.

Одновременно существуют возможности повышения и кратковременной стабильности частоты ($\tau < 1$ с), основанные на значительном (\sim на порядок) увеличении добротности резонатора. В последние годы появились промышленные технологии создания высококачественных оптических покрытий ИК диапазона (коэффициенты отражения зеркал - не хуже 99,99 %). При этом сам метод регистрации резонансов насыщенной дисперсии, не требует значительного коэффициента пропускания зеркал. В результате уменьшаются частотные шумы регистрируемого сигнала, в настоящее время определяемые пределом Шавлова-Таунса (спонтанными шумами). Таким образом, видны перспективы совершенствования метановых ОСЧ в 5-10 раз за счет снижения потерь оптических элементов резонатора.

Одним из сдерживающих факторов повышения долговременной стабильности компактных He-Ne/CH₄ лазеров является наличие магнитной сверхтонкой структуры используемой F₂⁽²⁾ линии метана. Неразрешенная структура приводит к дополнительным плохо контролируемым сдвигам частоты стабилизированного лазера, поэтому необходим переход на изолированную реперную линию CH₄. Такая возможность в настоящее время появилась в связи с развитием перестраиваемых непрерывных твердотельных лазеров среднего ИК диапазона [113,114].

Кроме того, поскольку твердотельные лазеры обладают на 2-3 порядка большей мощностью по сравнению с применявшимся He-Ne лазером, то этот фактор также приведет к снижению частотных шумов Шавлова-Таунса (для исключения перенасыщения необходимо переходить на слабые линии метана).

Отметим, что использование одиночной E-линии метана в работе [115], уже продемонстрировало долговременную стабильность и повторяемость

частоты стационарного He-Ne/CH₄ лазера на уровне $\sim 1 \cdot 10^{-15}$. С применением твердотельных лазеров и двухмодового метода спектроскопии насыщения возможно увеличение отношения С/Ш в 10-30 раз по сравнению с [115] при одновременном сокращении габаритов установки до компактной транспортируемой системы.

Первые работы, выполненные в этом направлении - [116,117,118], подтверждают возможность получения кратковременной стабильности частоты в метановом ОСЧ на уровне $10^{-15} - 10^{-16}$ ($\tau = 1$ с).

ПРИЛОЖЕНИЕ

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ГАУССОВА ПУЧКА В РЕЗОНАТОРЕ С ТЕЛЕСКОПИЧЕСКИМ РАСШИРИТЕЛЕМ

Расчет параметров лазерного пучка в резонаторе с телескопом выполнен с помощью метода лучевых матриц [119, 120] в предположении соосности всех элементов оптической системы и отсутствии сферических aberrаций.

Эквивалентная линзовая система половины наименьшего симметричного периода изображена на рис. П.1. Отметим, что в пределах полупериода на его границах расположены линзы с фокусным расстоянием, равным кривизне соответствующего концевого зеркала резонатора $F_{1,2} = R_{1,2}$. Следующий полупериод - зеркальный и начинается с точно такой же линзы (с нулевым расстоянием между двумя смежными линзами). В результате суммарный фокус двух смежных линз, заменяющих концевые зеркала резонатора, составляет $F_{1,2}/2 = R_{1,2}/2$. Радиус кривизны зеркал берется со знаком соответствующей эквивалентной линзы.

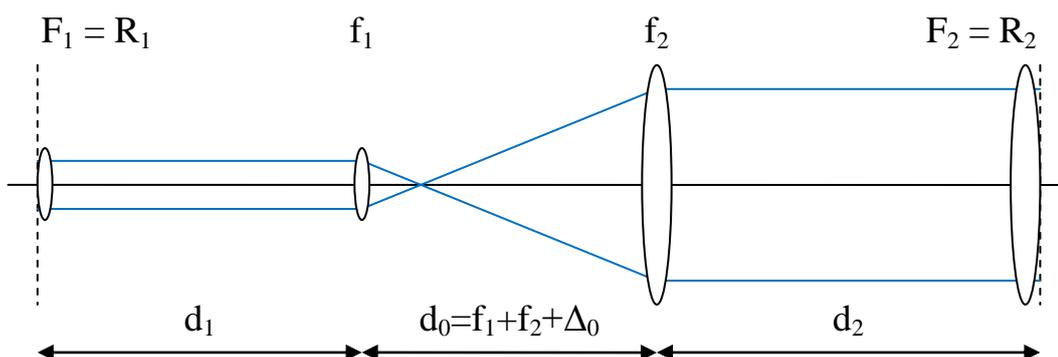


Рис. П.1. Эквивалентная линзовая система половины наименьшего симметричного периода резонатора с телескопическим расширителем пучка при $|f_2| > |f_1|$.

В эксперименте предполагается, что в зоне d_1 с малым диаметром пучка расположена активная среда (He-Ne усиливающая трубка), а в зоне d_2 с расширенным пучком малой кривизны расположена поглощающая ячейка (с метаном).

Поскольку нас интересует телескопический вариант, то при выводе матрицы полупериода удобно сделать замену:

$$\Delta_0 = d_0 - (f_1 + f_2)$$

Здесь Δ_0 означает величину несовпадения положения фокусов линз f_1 и f_2 на оптической оси системы, а в частном случае $R_1=R_2=\infty$ и $d_1=d_2=0$ означает отличие длины резонатора d_0 от концентрического варианта.

В результате перемножения семи элементарных матриц получим, что характеристическая матрица полупериода, начинающегося с левой граничной поверхности симметричного периода, для рассматриваемой системы имеет вид:

$$m_1 = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{f_2^*}{f_1^*} \left(1 - \frac{\Delta}{k_2}\right) & f_1^* f_2^* \left(-\frac{1}{k_1} - \frac{1}{k_2} + \frac{\Delta}{k_1 k_2}\right) \\ \frac{1}{f_1^* f_2^*} \Delta & -\frac{f_1^*}{f_2^*} \left(1 - \frac{\Delta}{k_1}\right) \end{pmatrix}$$

где

$$f_{1,2}^* = f_{1,2} \frac{1}{1 - \frac{d_{1,2} - f_{1,2}}{R_{1,2}}}$$

$$k_{1,2} = \frac{f_{1,2}^2}{d_{1,2} - f_{1,2}} \cdot \frac{1}{1 - \frac{d_{1,2} - f_{1,2}}{R_{1,2}}} = f_{1,2}^* \frac{f_{1,2}}{d_{1,2} - f_{1,2}}$$

$$\Delta = \Delta_0 + \frac{f_1^2}{R_1} \cdot \frac{1}{1 - \frac{d_1 - f_1}{R_1}} + \frac{f_2^2}{R_2} \cdot \frac{1}{1 - \frac{d_2 - f_2}{R_2}} = \Delta_0 + f_1 \frac{f_1^*}{R_1} + f_2 \frac{f_2^*}{R_2}$$

$$= d_0 - f_1 \frac{1}{1 + \frac{f_1}{R_1 - d_1}} - f_2 \frac{1}{1 + \frac{f_2}{R_2 - d_2}}$$

Заметим, что матрица другого полупериода выразится следующим образом:

$$m_2 = \begin{pmatrix} d & b \\ c & a \end{pmatrix},$$

а определители матриц $|m_1| = |m_2| = ad - bc = 1$.

Условие устойчивости системы для характеристической матрицы имеет вид:

$$0 < ad < 1$$

Для рассматриваемого сложного резонатора условие устойчивости принимает вид:

$$\begin{cases} ad = \left(1 - \frac{\Delta}{k_1}\right) \left(1 - \frac{\Delta}{k_2}\right) > 0 \\ ad - 1 = bc = \Delta \left(-\frac{1}{k_1} - \frac{1}{k_2} + \frac{\Delta}{k_1 k_2}\right) < 0 \end{cases}$$

Без ограничения общности положим $|k_2| > |k_1|$ (что соответствует изображению на рис. П.1), тогда независимо от знаков k_1 и k_2 получим две области устойчивости размером $|k_1|$ со сдвигом k_2 , как изображено на рис. П.2. Относительное расположение областей и их границ на оси Δ будет зависеть от знаков k_2 и k_1 . Для определенности на рисунке изображен случай $k_1 > 0, k_2 > 0$. Обозначим символом А область, примыкающую к точке $\Delta = 0$, а символом В область, примыкающую к точке $\Delta = k_2$.

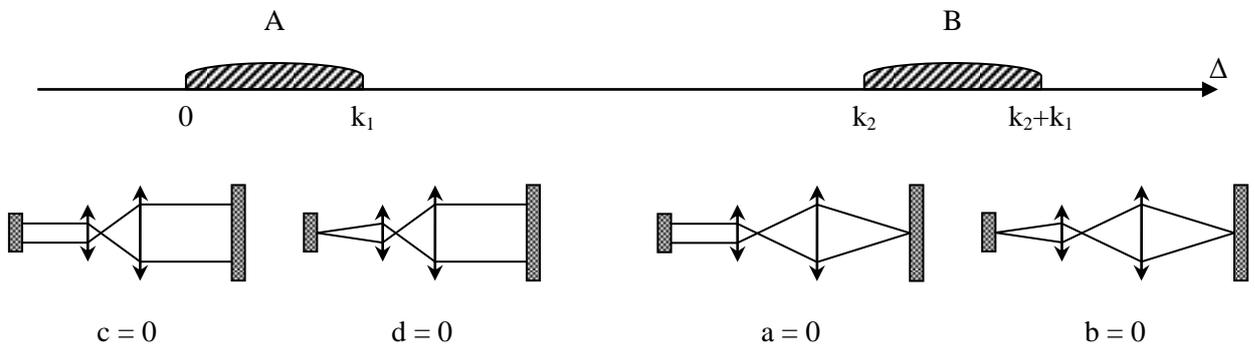


Рис. П.2. Расположение областей устойчивости резонатора с телескопическим расширителем пучка при $|k_2| > |k_1|, k_1 > 0, k_2 > 0$.

Ход лучей в резонаторе на соответствующих границах областей устойчивости ($abcd = 0$) в геометрическом приближении.

Отметим, что параметры типичной экспериментальной установки удовлетворяют следующим условиям: $R_1 \gg d_1 \gg f_1$. В этом случае размер области устойчивости $|k_1| \approx f_1^2/d_1$ оказывается достаточно малым по абсолютной величине.

Размер каустики на зеркалах R_1 и R_2 определяется выражением:

$$\frac{2}{kw_1^2} = \sqrt{-\frac{ac}{bd}} = \left| \frac{1}{d_1 - f_1} - \frac{1}{R_1} \right| \sqrt{D_1}$$

$$\frac{2}{kw_2^2} = \sqrt{-\frac{dc}{ba}} = \left| \frac{1}{d_2 - f_2} - \frac{1}{R_2} \right| \sqrt{D_2}$$

где

$$D_1 = -\frac{\Delta}{\Delta - k_1} \cdot \frac{\Delta - k_2}{\Delta - (k_1 + k_2)}$$

$$D_2 = -\frac{\Delta}{\Delta - k_2} \cdot \frac{\Delta - k_1}{\Delta - (k_1 + k_2)}$$

Из поведения размера каустики $w_2(\Delta)$ в обеих областях устойчивости видно, что области В соответствует не интересный для эксперимента случай, когда в зоне поглощающей ячейки d_2 гауссов пучок имеет большую кривизну и его размер резко схлопывается к зеркалу R_2 , которое работает в режиме «кошачьего глаза» (рис. П.2).

Области А, примыкающей к точке $\Delta = 0$, соответствует интересный для эксперимента телескопический случай, когда после объектива f_2 в зоне поглощающей ячейки d_2 диаметр гауссова пучка и его кривизна изменяются очень слабо, а величина кривизны близка к кривизне зеркала R_2 .

Поэтому будем рассматривать только область устойчивости А, граница которой $\Delta = 0$ ($c = 0$) соответствует концентрическому резонатору.

При $|k_2| > |k_1|$ в области устойчивости А размер каустики $w_2(\Delta)$ имеет минимум, $w_1(\Delta)$ экстремумов не имеет, и независимо от знаков k_1 и k_2 выражения приводятся к виду:

$$\Delta_{\text{экстр } A} = \frac{k_1 + k_2}{2} - \frac{k_2}{2} \sqrt{1 - (k_1/k_2)^2} = \frac{k_1}{2} \left(1 + \frac{k_1/k_2}{1 + \sqrt{1 - (k_1/k_2)^2}} \right)$$

$$D_2(\Delta_{\text{экстр } A}) = \frac{1 - \sqrt{1 - (k_1/k_2)^2}}{1 + \sqrt{1 - (k_1/k_2)^2}} = \left(\frac{k_1/k_2}{1 + \sqrt{1 - (k_1/k_2)^2}} \right)^2$$

$$D_1(\Delta_{\text{экстр } A}) = 1$$

В частности, при $|k_1|/|k_2| \ll 1$, что соответствует экспериментальной установке, экстремум находятся в центре области устойчивости:

$$\Delta_{\text{экстр } A} \approx \frac{k_1}{2},$$

$$D_2(\Delta_{\text{экстр } A}) \approx \left(\frac{k_1}{2k_2} \right)^2$$

Выражения для размеров каустики на зеркалах R_1 и R_2 в экстремуме по области устойчивости принимают вид:

$$w_{1э} = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi} \cdot \frac{d_1 - f_1}{1 - \frac{d_1 - f_1}{R_1}}}$$

$$\frac{w_{2э}}{w_{1э}} = \frac{f_2}{f_1} \cdot \frac{1 - \frac{d_1 - f_1}{R_1}}{1 - \frac{d_2 - f_2}{R_2}} \cdot \sqrt{1 + \sqrt{1 - (k_1/k_2)^2}}$$

Поведение размера каустик $w_1(\Delta)$ и $w_2(\Delta)$ на зеркалах R_1 и R_2 в зависимости от перестройки телескопа по области устойчивости при $|k_2| > |k_1|$ описывается поведением $D_1(\Delta)$ и $D_2(\Delta)$, и приведено на рис. П.3 для реальных параметров экспериментальной установки ($d_1 \gg f_1$, $d_2 \approx f_2$, $|k_2| \gg |k_1|$). По оси абсцисс кривые нормированы на размер области устойчивости k_1 , а по оси ординат - на размеры каустик в экстремуме $w_{1э}$ и $w_{2э}$.

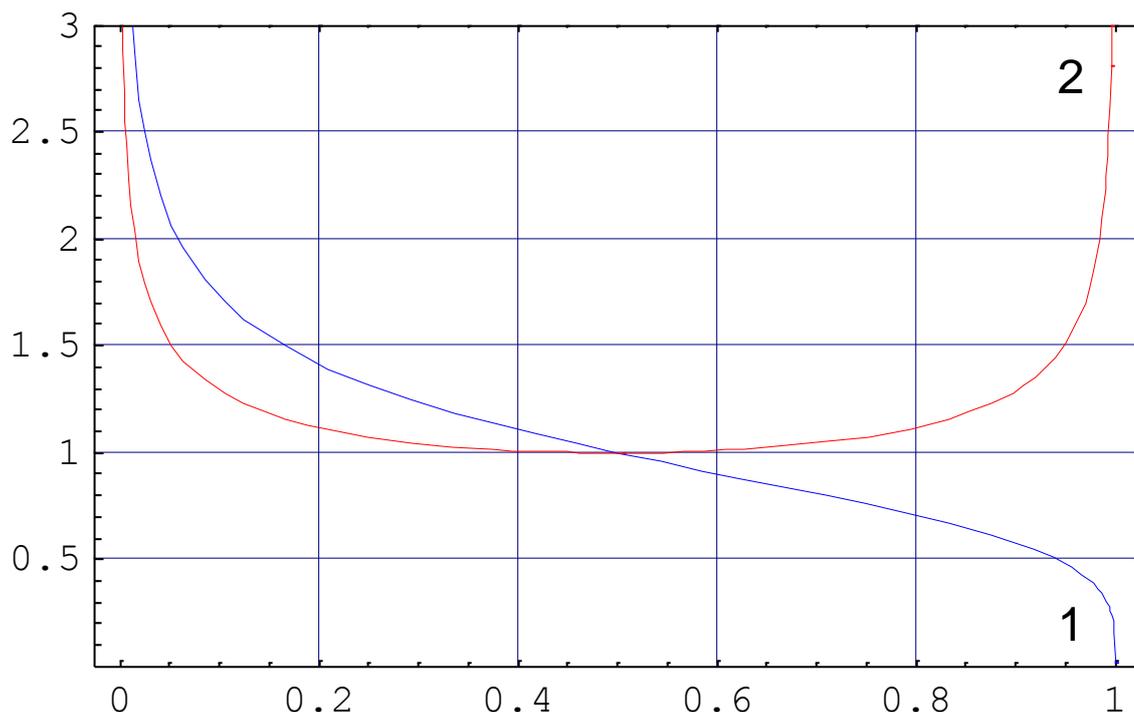


Рис. П.3. Размер каустики на зеркалах R_1 (кривая 1) и R_2 (кривая 2) в зависимости от перестройки телескопа по области устойчивости при $|k_2| > |k_1|$.

Следует отметить, что размер каустики $w_1(\Delta)$ на зеркале R_1 (со стороны одного конца He-Ne усиливающей трубки) меняется в 1,8 раза при перестройке на половину области устойчивости в ее центре, а $w_2(\Delta)$ меняется только на 10%. При этом поведение размера каустики на линзе f_1 (со стороны другого конца He-Ne усиливающей трубки) повторяет поведение размера каустики $w_2(\Delta)$ на зеркале R_2 .

При $|k_2| \gg |k_1|$ вид кривых упрощается, а $w_2(\Delta)$ становится симметричным относительно центра области устойчивости:

$$w_1^4 \sim \frac{1}{D_1} \approx \frac{1 - \Delta/k_1}{\Delta/k_1}$$

$$w_2^4 \sim \frac{1}{D_2} \approx \frac{1}{\Delta/k_1} \cdot \frac{1}{1 - \Delta/k_1}$$

Местоположение и размер перетяжки для первого звена от левой границы периода определяется выражениями:

$$z_0 = \frac{R_1}{1 + \left(R_1 \frac{2}{kw_1^2}\right)^2} = \frac{R_1}{1 + \left(\frac{R_1}{d_1 - f_1} - 1\right)^2 \cdot D_1(\Delta)}$$

$$w_0^2 = \frac{w_1^2}{1 + \left(\frac{1}{R_1} \frac{kw_1^2}{2}\right)^2}$$

Параметры пучка в произвольной точке зоны d_1 резонатора описываются формулами распространения гауссова пучка в однородном пространстве:

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + \left((z - z_0) \frac{2}{kw_0^2} \right)^2 \right]$$

$$R(z) = (z - z_0) \left[1 + \left(\frac{1}{z - z_0} \cdot \frac{kw_0^2}{2} \right)^2 \right]$$

Аналогично вычисляются параметры гауссова пучка в зоне d_2 резонатора, если начинать отсчет от зеркала R_2 .

В приближении эквивалентного конфокального резонатора можно оценить резонансные частоты описываемого резонатора в терминах метода лучевых матриц.

Фазовый набег волны при прохождении резонатора отличается от фазового набега идеальной плоской волны на величину:

$$\Phi_{mn} = \mu \cdot (\pi - \arccos \sqrt{ad})$$

где μ - порядок моды, принимающий значения $(m+n+1)$ для прямоугольной симметрии сечения или $(2p+1)$ для центральной симметрии сечения.

Выражение для резонансных частот имеет вид:

$$\nu_{mnq} = \frac{c}{2L} \left(q + \frac{1}{\pi} \Phi_{mn} \right) = \frac{c}{2L} \left(q + \mu \frac{1}{\pi} (\pi - \arccos \sqrt{ad}) \right)$$

В случае, когда именно концевые зеркала ограничивают сечение светового пучка, дифракционные потери многокомпонентной системы можно оценить сведением ее к эквивалентному двухзеркальному резонатору с теми же размерами концевых зеркал [121]. Для этого достаточно установить эти зеркала на расстоянии $L_{\text{экв}} = b$ друг от друга и придать им радиусы кривизны $R_1 = L_{\text{экв}}/(1 - a)$ и $R_2 = L_{\text{экв}}/(1 - d)$, где a , b и d – элементы лучевой матрицы, описывающей проход через резонатор в одном из направлений, а индексы 1 и 2 относятся к левому и правому концевым зеркалам. Отметим, например, что случай $b = 0$ на рис. П.2 не отвечает этому условию, а в случае $d = 0$ только одно из двух зеркал будет ограничивать сечение светового пучка.

При $|k_2| \gg |k_1|$ характеристическая матрица полупериода для рассматриваемой системы упрощается и принимает вид:

$$m_1 = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{f_2^*}{f_1^*} & -f_1^* f_2^* \frac{1}{k_1} \\ \frac{1}{f_1^* f_2^*} \Delta & -\frac{f_1^*}{f_2^*} \left(1 - \frac{\Delta}{k_1}\right) \end{pmatrix}$$

Тогда при типичных параметрах экспериментальной установки $|f_2| \gg |f_1|$, $|d_1| \gg |f_1|$, $|R_1| \gg |d_1 - f_1|$, $R_2 = \infty$ получим:

$$L_{\text{экв}} \approx \frac{f_2}{f_1} d_1$$

$$R_1 \approx d_1$$

$$R_2 \approx L_{\text{экв}} - d_1 \left(1 - \frac{\Delta}{k_1}\right)$$

ЛИТЕРАТУРА.

1. Басов Н.Г., Прохоров А.М. «Применение молекулярных пучков для радиоспектроскопического изучения вращательных спектров молекул», ЖЭТФ, **27**, 431-438 (1954); «Молекулярный генератор и усилитель», УФН, **57**, 458-501 (1955).
2. Gordon J.P., Zeiger H.J., Townes C.H. “Molecular microwave oscillator and new hyperfine structure in the microwave spectrum of NH_3 ”, Phys. Rev., **95**, 282–284 (1954).
3. Goldenberg H.M., Kleppner D., Ramsey N.F. “Atomic hydrogen maser”, Phys.Rev.Lett., **5**, 361-365 (1960).
4. Одуан К., Гино Б. «Измерение времени. Основы GPS». пер с франц., М.: Техносфера, 2002. – 400 с.
5. Риле Ф., «Стандарты частоты. Принципы и приложения», пер с англ., М.: ФИЗМАТЛИТ, 2009. – 512 с.
6. Басов Н.Г., Летохов В.С. «Оптические стандарты частоты», УФН, **96**, 585-631 (1968).
7. Hall J.L. “Nobel lecture: Defining and measuring optical frequencies”, Rev. Mod. Phys., **78**, 1279-1295 (2006); Hansch T.W. “Nobel lecture: Passion for precision”, Rev. Mod. Phys., **78**, 1297-1309 (2006). Перевод в УФН, **176**, 1353-1367, 1368-1380 (2006).
8. Clairon A., Salomon C., Guellati S., Phillips W.D. “Ramsey resonance in a Zacharias fountain”, Europhys. Lett., **16**, 165–170 (1991).
9. Guéna J., Abgrall M., Rovera D., Laurent P., Chupin B., Lours M., Santarelli G., Rosenbusch P., Tobar M.E., Li R., Gibble K., Clairon A., Bize S. “Progress in Atomic Fountains at LNE-SYRTE”, IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq.Contr., **59**, 391-410 (2012).
10. Rosenband T., Hume D.B., Schmidt P.O., Chou C.W., Brusch A., Lorini L., Oskay W.H., Drullinger R.E., Fortier T.M., Stalnaker J.E., Diddams S.A., Swann W.C., Newbury N.R., Itano W.M., Wineland D.J., Bergquist J.C.

- “Frequency ratio of Al⁺ and Hg⁺ single-ion optical clocks; metrology at the 17th decimal place,” *Science*, **319**, 1808–1812 (2008).
11. Chou C.W., Hume D.B., Koelemeij J.C.J., Wineland D.J., Rosenband T. “Frequency comparison of two high-accuracy Al⁺ optical clocks”, *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 070802 (2010).
 12. Katori H., Takamoto M., Pal’chikov V.G., Ovsiannikov V.D. “Ultrastable optical clock with neutral atoms in an engineered light shift trap”, *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 173005 (2003).
 13. Katori H. “Optical lattice clocks and quantum metrology”, *Nature Photonics*, **5**, 203–210 (2011).
 14. Young B., Cruz F., Itano W., Bergquist J.C. “Visible lasers with subhertz linewidths”, *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 3799–3802 (1999).
 15. Матвеев А.Н., Колачевский Н.Н., Алнис Я., Хэнш Т.В. «Полупроводниковый лазер с субгерцевой спектральной шириной линии», *Квантовая электроника*, **38**, 895-902 (2008).
 16. Nazarova T., Riehle F., Sterr U. “Vibration-insensitive reference cavity for an ultra-narrow-linewidth laser”, *Appl. Phys. B*, **83**, 531–536 (2006).
 17. Ludlow A.D., Huang X., Notcutt M., Zanon-Willette T., Foreman S.M., Boyd M.M., Blatt S., Ye J. “Compact, thermal-noise-limited optical cavity for diode laser stabilization at 1×10^{-15} ”, *Opt. Lett.*, **32**, 641–643 (2007).
 18. Leibrandt D.R., Thorpe M.J., Notcutt M., Drullinger R.E., Rosenband T., Bergquist J.C. “Spherical reference cavities for frequency stabilization of lasers in non-laboratory environments”, *Optics express*, **19**, 3471-3482 (2011).
 19. Tobar M.E., Ivanov E.N., Locke C.R., Stanwix P.L., Hartnett J.G., Luiten A.N., Warrington R.B., Fisk P.T.H., Lawn M.A., Wouters M.J., Bize S., Santarelli G., Wolf P., Clairon A., Guillemot P. “Long-term operation and performance of cryogenic sapphire oscillators”, *IEEE Trans. Ultrason., Ferroelect., Freq.Contr.*, **53**, 2386-2393 (2006).

20. Millo J., Abgrall M., Lours M., English E.M.L., Jiang H., Guéna J., Clairon A., Tobar M.E., Bize S., Le Coq Y., Santarelli G. “Ultralow noise microwave generation with fiber-based optical frequency comb and application to atomic fountain clock”, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 141105 (2009).
21. Lipphardt B., Grosche G., Sterr U., Tamm C., Weyers S., Schnatz H. “The stability of an optical clock laser transferred to the interrogation oscillator for a Cs fountain”, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, **58**, 1258–1262 (2009).
22. Летохов В.С., Чеботаев В.П. «Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения». М.: Наука, 1990. 512 с.
23. Hall J.L. «Frequency-stabilized lasers: from the beginning toward the future», *Laser Physics*, **4**, 306–318 (1994).
24. Nevsky A.Yu., Holzwarth R., Reichert J., Udem Th., Hansch T.W., von Zanthier J., Walther H., Schnatz H., Riehle F., Pokasov P.V., Skvortsov M.N., Bagayev S.N. “Frequency comparison and absolute frequency measurement of I₂-stabilized lasers at 532 nm”, *Opt. Commun.*, **192**, 263–272 (2001).
25. Ye J., Ma L.S., Hall J.L. “Molecular iodine clock”, *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 270801 (2001).
26. Скворцов М.Н., Охалкин М.В., Невский А.Ю., Багаев С.Н. "Оптический стандарт частоты на основе Nd:YAG-лазера, стабилизированного по резонансам насыщенного поглощения в молекулярном иоде с использованием второй гармоники излучения", *Квант. электроника*, **34**, 1101–1106 (2004).
27. De Labachellerie M., Nakagawa K., Ohtsu M. “Ultranarrow ¹³C₂H₂ saturated absorption lines at 1.5 μm”, *Opt. Lett.*, **19**, 840–842 (1994).
28. Shelkovnikov A., Grain C., Butcher R., Amy-Klein A., Goncharov A., Chardonnet C. “Two-photon Ramsey fringes at 30 THz referenced to an H Maser / Cs fountain via an optical-frequency comb at the 1-Hz level”, *IEEE Journal of quantum electronics*, **40**, 1023-1029 (2004).

29. Clairon A., Acef O., Chardonnet C., Borde C.J. "State-of-the-art for high accuracy frequency standards in the 28 THz range using saturated absorption resonances of OsO₄ and CO₂", In A. De Marchi, editor, Frequency Standards and Metrology, pp.212–221, Berlin, Heidelberg, New York, 1989. Springer-Verlag.
30. Acef O. "Metrological properties of CO₂/OsO₄ optical frequency standard", Opt. Commun., **134**, 479–486 (1997).
31. Домнин Ю.С., Кошеляевский Н.Б., Малимон А.Н., Татаренков В.М., Шумяцкий П.С. «Стандарт частоты ИК диапазона на четырехокиси осмия», Квантовая электроника, **14**, 1260-1263 (1987).
32. Millerioux Y., Touahri D., Hilico L., Clairon A., Felder R., Biraben F., de Beauvoir B. "Towards an accurate frequency standard at $\lambda = 778$ nm using a laser diode stabilized on a hyperfine component of the Doppler-free two-photon transitions in rubidium", Opt. Commun., **108**, 91–96 (1994).
33. Kovalchuk E.V., Döringshoff K., Möhle K., Nagel M., Reggentin M., Peters A. "Towards a New Generation of Ultra-Stable Molecular Optical Frequency Standards," in Proceedings of the International Quantum Electronics Conference and Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim 2011, 28 August – 1 September 2011, Sydney, Australia, paper I1001, pp.2100-2102.
34. Губин М.А., Киреев А.Н., Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Пнев А.Б., Подмарьков Ю.П., Тюриков Д.А., Фролов М.П., Шелестов Д.А., Шелковников А.С. «Перестраиваемый двухмодовый Cr²⁺:ZnSe-лазер со спектральной плотностью частотных шумов 0,03 Гц/Гц^{1/2}», Квантовая электроника, **42**, 509-513 (2012).
35. Hall J.L., Borde C.J. "Measurement of methane hyperfine structure using laser saturated absorption", Phys. Rev. Lett., **30**, 1101-1104 (1973).
36. Багаев С.Н., Чеботаев В.П. «Лазерные стандарты частоты», УФН, **148**, 143-178 (1986).

37. Кольченко А.П., Раутиан С.Г., Соколовский Р.И. «Взаимодействие атома с сильным электромагнитным полем при учете эффекта отдачи», ЖЭТФ, **55**, 1864-1873 (1968).
38. Hall J.L., Borde C.J., Uehara K. "Direct optical resolution of the recoil effect using saturated absorption spectroscopy", Phys. Rev. Lett., **37**, 1339-1342 (1976).
39. Bagayev S.N., Vasilenko L.S., Goldort V.G., Dmitriyev A.K., Dychkov A.S., Chebotayev V.P. "A tunable laser at $\lambda=3.39 \mu\text{m}$ with line width of 7 Hz used in investigating a hyperfine structure of the $F_2^{(2)}$ line of methane", Applied Physics, **13**, 291-297 (1977).
40. Багаев С.Н., Дмитриев А.К., Некрасов Ю.В., Скворцов Б.Н., Чеботаев В.П. «Оптическая спектроскопия, свободная от влияния квадратичного эффекта доплера», Письма в ЖЭТФ, **50**, 173-176 (1989).
41. Бакланов Е.В., Дубецкий Б.Я., Семибаламут В.М., Титов Е.А. «Пролетная ширина нелинейного резонанса мощности в газах низкого давления», Квантовая электроника, **2**, 2518-2520 (1975).
42. Borde C.J., Hall J.L., Kunasz C.V., Hummer D.G. "Saturated absorption line shape: calculation of the transit-time broadening by a perturbation approach", Phys.Rev.A, **14**, 236-263 (1976).
43. Алексеев В.А., Яценко Л.П. «Влияние геометрии и интенсивности поля на форму резонансов насыщенного поглощения молекулярных газов низкого давления», ЖЭТФ, **77**, 2254-2268 (1979).
44. Бакланов Е.В., Дубецкий Б.Я. «Квадратичный эффект Доплера при учете конечного размера светового пучка», Квантовая электроника, **2**, 2041-2046 (1975).
45. Крылова Д.Д. «Влияние квадратичного эффекта Доплера на сдвиг резонанса дисперсии в пролетном пределе», Квантовая электроника, **12**, 1962-1964 (1985).
46. Крылова Д.Д. «Частотные сдвиги метанового стандарта». Дисс. к.ф.-м.н., М: ФИАН, 1990. – 103 с.

47. Татаренков В.М. «Квантовые стандарты частоты инфракрасного диапазона и их применение в метрологии». Дисс. д.т.н., М: ВНИИФТРИ, 1982. – 246 с.
48. Alekseev V.A., Gubin M.A., Protsenko E.D. “High-precision optical frequency standards”, *Laser Physics*, **1**, 221-260 (1991).
49. Bagayev S.N., Chebotayev V.P., Titov E.A. “Saturated absorption lineshape under transit-time conditions”, *Laser Physics*, **4**, 224-292 (1994).
50. Титов А.Н. «О предельной точности метода насыщенного поглощения», *Квантовая электроника*, **8**, 2040-2042 (1981).
51. Cérez P, Felder R “Gas-lens effect and cavity design of some frequency-stabilized He-Ne lasers”, *Applied Optics*, **22**, 1251-1256 (1983).
52. Никульчин А.В., Ковальчук Е.В. «Резонансное влияние характеристик активной среды на форму частотных резонансов в двухмодовом He-Ne/CH₄ лазере», *Квантовая электроника*, **16**, 1799-1805 (1989).
53. Алексеев В.А., Крылова Д.Д. «Влияние неоднородности коэффициента усиления на сдвиг частоты лазерного стандарта», *Квантовая электроника*, **17**, 869-872 (1990). Алексеев В.А., Крылова Д.Д. «Моды резонатора с поперечной неоднородностью активной среды и их применение в нелинейной лазерной спектроскопии», М.: Препринт ФИАН №12, 1990г. - 28с.
54. Крылова Д.Д., Шелковников А.С., Петрухин Е.А., Губин М.А. «Влияние обратных отражений внутри резонатора на точность и стабильность оптических стандартов частоты», *Квантовая электроника*, **34**, 554-558 (2004).
55. Багаев С.Н., Дычков А.С., Чеботаев В.П. «Стабильный по частоте газовый лазер с шириной линии излучения 0,4 Гц», *Письма в ЖТФ*, **5**, 590-594 (1979).
56. Bagayev S.N., Chebotaev V.P., Dychkov A.S., Maltsev S.V. “Supernarrow resonances in methane on E-line of the P(7) transition of the ν_3 band and their

- application in optical frequency standards”, *Journal de Physique*, **42**, Suppl.12, Coll. C8, p. C8-21 - C8-28 (1981).
57. Вольнов М.И., Губин М.А., Никитин В.В., Тюриков Д.А. «Стабилизированный газовый лазер», А.С. №724037, приоритет 24 апреля 1978, - Б.И. 1981, №29.
 58. Басов Н.Г., Губин М.А., Никитин В.В., Проценко Е.Д. «Двухмодовые газовые лазеры и их применения в спектроскопии и оптических стандартах частоты (обзор)», *Квантовая электроника*, **11**, 1084-1105, (1984).
 59. Губин М.А., Козин Г.И., Проценко Е.Д. «Поле в резонаторе с двумя фазовыми пластинками, близкими к четвертьволновым», *Оптика и спектроскопия*, **34**, 567-571 (1974).
 60. Дмитриев А.К. «Получение и исследование узких резонансов в метане с относительной шириной $\sim 10^{-11}$ ». Дисс. к.ф.-м.н., Новосибирск, Институт теплофизики, 1978. – 102 с.
 61. Bagayev S.N., Dmitiryev A.K., Okhapkin M.V., Shalnev E.V., Skvortsov B.N., Nikulin V.A. “Precision spectroscopy on the recoil doublet components of the $F_2^{(2)} P(7) \nu_3$ methane line”, *Laser Physics*, **6**, 226-230 (1996).
 62. Basov N.G., Gubin M.A., Nikitin V.V., Nikulchin A.V., Tyurikov D.A., Petrovskiy V.N., Protsenko E.D. “A highly sensitive technique of detecting supernarrow spectral lines based on the frequency resonances of a double-mode laser”, *Journal de Physique*, **42**, Suppl.12, Coll. C8, p. C8-89 - C8-95 (1981).
 63. Тюриков Д.А. «Разработка метода выделения высокодобротных спектральных линий и его применение для стабилизации частоты He-Ne/CH₄ лазера». Дисс. к.ф.-м.н., М: ФИАН, 1984. – 115 с.
 64. Алексеев В.А., Басов Н.Г., Губин М.А., Никитин В.В., Никульчин А.В., Петровский В.Н., Проценко Е.Д., Тюриков Д.А. «Наблюдение эффекта отдачи по резонансам насыщенной дисперсии в метане», *Квантовая электроника*, **11**, 648-652 (1984).

65. Никульчин А.В. «Исследование воспроизводимости частоты двухмодового He-Ne/CH₄ лазера, стабилизированного по компоненте сверхтонкой структуры F₂⁽²⁾ линии метана». ». Дисс. к.ф.-м.н., М: ФИАН, 1989. – 165 с.
66. Басов Н.Г., Губин М.А., Никитин В.В., Петровский В.Н., Проценко Е.Д., Тюриков Д.А. «Транспортируемый оптический стандарт частоты и результаты его метрологических испытаний», Квантовая электроника, **14**, 866-868 (1987).
67. Gubin M.A., Tyurikov D.A., Shelkovnikov A.S., Koval'chuk E.V., Kramer G., Lipphardt B. "Transportable He-Ne/CH₄ optical frequency standard and absolute measurements of its frequency", IEEE J. Quantum Electron., **31**, 2177-2182 (1995).
68. Tyurikov D.A., Gubin M.A., Shelkovnikov A.S., Koval'chuk E.V. "Accuracy of the computer-controlled laser frequency standards based on resolved hyperfine structure of a methane line", IEEE Trans. Instr. Meas., **44**, 166-169 (1995).
69. Bagayev S.N., Dmitriyev A.K., Lugovoy A.A. "Influence of collision on the shape and frequency position of resonance in methane", Laser Physics, **15**, 1-6 (2005).
70. Kramer G., Lipphardt B., Weiss C.O. "Coherent frequency synthesis in the infrared", in Proc.IEEE Frequency Control Symp.,1992, p.39-43.
71. Alekseev V.A., Gubin M.A., Krylova D.D., Tyurikov D.A., Shelkovnikov A.S. «Methane frequency standard ($\lambda = 3.39 \mu\text{m}$) with the bandwidth of the reference line of 800 Hz», Laser Physics, **4**, 356-363 (1994).
72. Gubin M.A., Tyurikov D.A., Kireev A.N., Kovalchuk E.V., Shelkovnikov A.S., Depatie D. "New approaches towards high precise, compact methane optical frequency standard ($\lambda = 3.3 \mu\text{m}$)", Proceedings of the Fifth Symposium on Frequency Standards and Metrology, Woods Hole, Massachusetts USA, October 15-19, 1995, p.305-309.

73. Басов Н.Г., Губин М.А., Никитин В.В., Петровский В.Н., Проценко Е.Д., Тюриков Д.А., Шелковников А.С., «Метрологические испытания транспортируемого оптического стандарта частоты, стабилизированного по спектральным линиям метана с шириной в несколько кГц», Краткие сообщения по физике, №12, сс.39-42, ФИАН, (1986).
74. Басов Н.Г., Губин М.А., Никитин В.В., Петровский В.Н., Проценко Е.Д., Тюриков Д.А., «Транспортируемый оптический стандарт частоты и результаты его метрологических испытаний», Квантовая электроника, **14**, 866-868 (1987).
75. Kersten P., Mensing F., Sterr U., Riehle F. “A transportable optical calcium frequency standard”, *Appl. Phys. B*, **68**, 27–38 (1999).
76. Коновалов И.П., Петровский В.Н., Рурукин А.Н. «Двухмодовый He-Ne/CH₄-лазер с фазоанизотропным резонатором в поперечном магнитном поле» в сборнике «Газовые лазеры. Сборник научных статей» под ред. Е.Д.Проценко, М.:Энергоатомиздат, 1983. – 83 с.
77. Gubin M., Shelkovnikov A., Kovalchuk E., Krylova D., Petrukhin E., Tyurikov D. “Present performance of the transportable He-Ne/CH₄ optical frequency standards”, *Proceedings of the 13th European Frequency and Time Forum, Besancon, France, April 13-16, 1999*, pp.710-713.
78. Acef O., Clairon A., Rovera D., Ducos F., Hilico L., Kramer G., Lipphardt B., Shelkovnikov A., Kovalchuk E., Petrukhin E., Tyurikov D., Petrovskiy M., Gubin M., Felder R., Gill P., Lea S. “Absolute frequency measurements with a set of transportable methane optical frequency standards”, *Proceedings of the 13th European Frequency and Time Forum, Besancon, France, April 13-16, 1999*, pp.742-745.
79. Udem Th., Huber A., Gross B., Reichert J., Prevedelli M., Weitz M., Hänsch T. W. “Phase-coherent measurement of the hydrogen 1S-2S transition frequency with an optical frequency interval divider chain”, *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 2646-2649 (1997).

80. Ering P.S., Tyurikov D.A., Kramer G., Lipphardt B. "Measurement of the absolute frequency of the methane E-line at 88 THz", *Optics Communications*, **151**, 229–234 (1998).
81. Титов А.Н., Малышев Ю.М., Расторгуев Ю.Г. «Сдвиги частоты из-за линейного и квадратичного эффекта Допплера в лазерах с насыщенным поглощением», *Исследования в области измерений времени и частоты*. – М. изд. ВНИИФТРИ, 1987, с.40.
82. Титов Е.А. «Эффекты неортогональности поперечных мод из-за насыщенного поглощения в лазере с нелинейной поглощающей ячейкой», *Оптика и спектроскопия*, **67**, 1183-1187 (1989).
83. Качалова Н.М., Романенко В.И., Яценко Л.П. «Влияние эффектов пространственной неоднородности на асимметрию и сдвиги частотных резонансов в двухмодовых лазерах», *Квантовая электроника*, **17**, 428-434 (1990).
84. Базаров Е.Н., Герасимов Г.А., Губин В.П., Старостин Н.И., Фомин В.В. «Асимметрия резонанса и сдвиги частоты стабилизированного CO₂/OsO₄-лазера в условиях самофокусировки излучения в нелинейно-поглощающей среде», *Квантовая электроника*, **12**, 1567-1573 (1985).
85. Gubin M.A., Shelkovnikov A.S., Kovalchuk E.V., Krylova D.D., Petrukhin E.A., Tyurikov D.A. «Present performance of the transportable double-mode He-Ne/CH₄ frequency standards», *Proceedings of the 13th European Frequency and Time Forum, Besancon, France, April 13-16, 1999*, p.710.
86. Gubin M., Kovalchuk E., Petrukhin E., Shelkovnikov A., Tyurikov D., Gamidov R., Erdogan C., Felder R., Gill P., Lea S.N., Kramer G., Lipphardt B., in "Frequency Standards and Metrology", World Scientific, New Jersey - London - Singapore - Hong Kong, 2001, pp.453-460.
87. Берштейн И.Л., Степанов Д.П., *Изв. Вузов - Радиофизика*, **16(4)**, 531 (1973).

88. Donati S. "Laser interferometry by induced modulation of cavity field", *J. Appl. Phys.*, **49**, 495-497 (1978).
89. Козин Г.И., Петров В.В., Проценко Е.Д., Письма в ЖТФ, **16**, вып.23, 53 (1990).
90. Alekseev V.A., Krylova D.D., Acef O. "Frequency shifts of laser standards with external absorbing cell in Fabry–Perot cavity", *Optics Communications*, **174**, 163-174 (2000).
91. Губин М.А., Никитин В.В., Петровский В.Н., Проценко Е.Д., Тюриков Д.А., Яценко Л.П. «Исследование стабильности и сдвигов частоты He-Ne/CH₄ лазера в двухмодовом режиме», *Квантовая электроника*, **6**, 63-71 (1979).
92. Губин М.А., Проценко Е.Д. «Лазерные стандарты частоты на основе линий насыщенной дисперсии метана», *Квантовая электроника*, **24**, 1080-1094 (1997).
93. Лэмб У. «Теория оптических мазеров» с.281-376 в книге «Квантовая оптика и квантовая радиофизика» под ред. О.В. Богданкевича и О.Н.Крохина, пер с англ. и франц., М.:Мир, 1966. – 452 с.
94. Hall J.L., Borde C.J. "Shift and broadening of saturated absorption resonances due to curvature of the laser wave fronts", *Appl. Phys. Lett.*, **29**, 788-790 (1976).
95. Ernst G., Wittman W. "Mode structure of active resonators", *IEEE J. QE*, **9**, 911-918, 1973. Ernst G.J., Wittman W.J. "The effect of radial radiation transport on intensity characteristics and oscillation frequency of homogeneously broadened lasers", *IEEE J. QE*, **10**, 37-44, 1974.
96. Dick G.J. "Local oscillator induced instabilities in trapped ion frequency standards", In *Proc. 19th Annu. Precise Time and Time Interval Conf.*, Redondo Beach, CA, pp.133-147, 1987.
97. Santarelli G., Audoin C., Makdissi A., Laurent P., Dick G.J., Clairon A. "Frequency stability degradation of an oscillator slaved to a periodically

- interrogated atomic resonator”, IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control., **45**, 887-894 (1998).
98. Крюков П.Г. «Фемтосекундные импульсы. Введение в новую область лазерной физики» – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008. – 208 с.
99. Ma L.S., Bi Z., Bartels A., Robertsson L., Zucco M., Windeler R.S., Wilpers G., Oates C., Hollberg L., Diddams S.A. “Optical frequency synthesis and comparison with uncertainty at the 10^{-19} level”, Science **303**, 1843-1845 (2004).
100. Jones D.J., Diddams S.A., Ranka J.K., Stentz A., Windeler R.S., Hall J.L., Cundiff S.T. "Carrier-envelope phase control of femtosecond mode-locked lasers and direct optical frequency synthesis", Science, **288**, 635-639 (2000).
101. Ye J., Schnatz H., Hollberg L.W. “Optical frequency combs: from frequency metrology to optical phase control”, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron., **9**, 1041-1058 (2003).
102. Zimmermann M., Gohle C., Holzwarth R., Udem T., Hänsch T.W. „Optical clockwork with an offset-free difference-frequency comb: accuracy of sum- and difference-frequency generation”, Opt. Lett., **29**, 310-312 (2004).
103. Amy-Klein A., Goncharov A., Daussy C., Grain C., Lopez O., Santarelli G., Chardonnet C. “Absolute frequency measurement in the 28-THz spectral region with a femtosecond laser comb and a long-distance optical link to a primary standard”, Appl. Phys. B **78**, 25-30 (2004).
104. Foreman S.M., Marian A., Ye J., Petrukhin E.A., Gubin M.A., Mücke O.D., Wong F.N.C., Ippen E.P., Kärtner F.X., “Demonstration of a HeNe/CH₄-based optical molecular clock”, Optics Letters, **305**, 570-572 (2005).
105. Bagayev S.N., Chepurov S.V., Klementyev V.M., Kolker D.B., Kuznetsov S.A., Matyugin Yu.A., Pivtsov V.S., Zakharyash V.F. “Application of femtosecond lasers for the frequency synthesis in radio-optical ranges and for the creation of an optical clock”, Laser Phys. **11**, 1094-1097 (2001).

106. Ye J., Ma L.S., Hall J.L. “Molecular iodine clock”, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 270801 (2001).
107. Washburn B.R., Diddams S.A., Newbury N.R., Nicholson J.W., Yan M.F., Jrgensen C.G. “Phased-locked, erbium-fiber-laser-based frequency comb in the near infrared”, *Opt. Lett.*, **29**, 250-252 (2004).
108. Adler F., Moutzouris K., Leitenstorfer A., Schnatz H., Lipphardt B., Grosche G., Tauser F. “Phase-locked two-branch erbium-doped fiber laser system for long-term precision measurements of optical frequencies”, *Opt. Express*, **12**, 5872-5880 (2004).
109. Kubina P., Adel P., Adler F., Grosche G., Hänsch T., Holzwarth R., Leitenstorfer A., Lipphardt B., Schnatz H. “Long term comparison of two fiber based frequency comb systems”, *Opt. Express*, **13**, 904-909 (2005).
110. Таусенев А.В., Крюков П.Г. «Непрерывный фемтосекундный лазер на Er:волокне с диодной накачкой посредством рамановского конвертера», *Квантовая электроника*, **34**, 106-110 (2004).
111. Таусенев А.В., Крюков П.Г., Бубнов М.М., Лихачев М.Е., Романова Е.Ю., Яшков М.В., Хопин В.Ф., Салганский М.Ю. «Эффективный источник фемтосекундных импульсов и его использование для генерации широкополосного суперконтинуума», *Квантовая электроника*, **35**, 581-585 (2005).
112. Dawkins S.T., McFerran J.J., Luiten A.N., “Considerations on the measurement of the stability of oscillators with frequency counters”, *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control*, **54**, 918-925 (2007).
113. Акимов В.А., Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Ландман А.И., Подмарьков Ю.П., Скасырский Я.К., Фролов М.П. «Эффективная генерация Cr^{2+} :CdSe-лазера в непрерывном режиме», *Квант. электроника*, **37** (11), 991–992 (2007).
114. Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Ландман А.И., Подмарьков Ю.П., Скасырский Я.К., Фролов М.П. «Непрерывный Cr^{2+} :CdS-лазер», *Квант. электроника*, **40** (1), 7–10 (2010).

115. Расторгуев Ю.Г., Титов А.Н. «Повышение стабильности и воспроизводимости частоты He—Ne-стандартов на E-компоненте метана», Квант. электроника, **18** (3), 383-386 (1991).
116. Губин М.А., Киреев А.Н., Коростелин Ю.В., Ландман А.И., Подмарьков Ю.П., Филипчук М.Ю., Фролов М.П., Шелковников А.С., «Перестраиваемый одночастотный непрерывный лазер на кристалле $\text{Cr}^{2+}:\text{CdSe}$ », Краткие сообщения по физике, №7, стр.34, 2011.
117. Губин М.А., Киреев А.Н., Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Пнев А.Б., Подмарьков Ю.П., Тюриков Д.А., Фролов М.П., Шелестов Д.А., Шелковников А.С., «Перестраиваемый двухмодовый $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ -лазер со спектральной плотностью частотных шумов $0,03 \text{ Гц}/\text{Гц}^{1/2}$ », Квант. электроника, **42** (6), 509–513 (2012).
118. Губин М.А., Киреев А.Н., Козловский В.И., Коростелин Ю.В., Лазарев В.А., Пнев А.Б., Подмарьков Ю.П., Тюриков Д.А., Фролов М.П., Шелковников А.С. «Наблюдение резонансов насыщенной дисперсии метана в двухмодовом $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}/\text{CH}_4$ -лазере», Квант. электроника, **42** (7), 565–566 (2012).
119. Kogelnik H., Li T. “Laser beams and resonators”, Appl. Opt. **5**, 1550-1567 (1966).
120. Ищенко Е.Ф. «Открытые оптические резонаторы: Некоторые вопросы теории и расчета», М.: Сов. радио, 1980. – 208 с.
121. Ананьев Ю.А. «Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения». - Москва: "Наука", 1979.