

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского»

На правах рукописи



Инкин Максим Глебович

Автодинная интерферометрия при модуляции длины волны лазерного излучения и изменении уровня внешней оптической обратной связи

Специальность 1.3.6.- Оптика

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
Скрипаль Анатолий Владимирович,
доктор физико-математических наук,
профессор

Саратов – 2026

Содержание

Введение.....	4
1 Анализ современных методов лазерной автодинной интерферометрии	16
1.1 Принципы построения автодинных интерференционных систем на полупроводниковых лазерах.....	16
1.2 Автодинный сигнал при движении отражателя по гармоническому закону	20
1.3 Современные методы обработки автодинного сигнала с ненулевым уровнем внешней оптической обратной связи	26
1.4 Модуляция лазерного излучения током накачки.....	32
1.5 Выводы	38
2 Автодинная интерферометрия наноперемещений при изменении уровня внешней оптической обратной связи	39
2.1 Модель Лэнга-Кобаяши для составного резонатора	39
2.2 Спектральные методы анализа автодинного сигнала при движении отражателя с ускорением.....	43
2.3 Оценка точности методов.....	52
2.4 Выводы	57
3 Интерферометрия расстояния частотно-модулированным лазерным автодином	59
3.1 Определение абсолютного расстояния при треугольной модуляции тока инжекции.....	60
3.2 Лазерная автодинная система для измерения наносмещений.....	65
3.3 Выводы	69
4 Автодинная интерферометрия расстояния при гармонической модуляции длины волны лазерного излучения.....	71

4.1 Выбор спектральных гармоник высокого порядка автодинного сигнала.....	72
4.2 Метод анализа автодинного сигнала в точке перегиба огибающей спада спектра интерференционного сигнала при гармонической токовой модуляции лазерного автодина	81
4.3. Экспериментальная часть.....	88
4.4 Выводы	92
Заключение	93
Список цитируемой литературы.....	95

Введение

В современной науке и технике, где востребованы прецизионные измерения малых перемещений, вибраций, деформаций и параметров материалов, оптические интерферометрические методы занимают лидирующие позиции благодаря своей высокой чувствительности и бесконтактности. Среди разнообразия интерферометрических подходов особое место занимает автодинная интерферометрия. Этот метод основан на принципе самосмешения (self-mixing) излучения лазера, отраженного от исследуемого объекта.

Автодинный эффект проявляется в самовоздействии лазера, вызванного интерференцией внутри его резонатора собственного излучения с излучением, обратно рассеянным внешним отражателем. Эффект приводит к модуляции выходной мощности и сдвигу частоты генерации лазера, которые несут информацию о расстоянии до объекта исследования, его перемещении и скорости.

Автодинные системы характеризуются высокой разрешающей способностью, поскольку изменяющаяся при микро- и наносмещениях фаза лазерного излучения имеет высокую чувствительность к нанометровым деформациям. Лазерные автодинные системы обладают рядом преимуществ по сравнению с двухлучевыми интерферометрами, позволяя создавать компактные измерительные датчики и значительно упрощая оптическую схему измерительной системы, оказываясь востребованными в МЭМС интегральных датчиках [1-3].

Эффект генерации автодинного сигнала при возникновении интерференции опорного и отраженного от объекта излучений был открыт в 1913 году Генри Раундом. В его работах рассматривались случаи генерации автодинного сигнала в радиотелеграфной линии. В дальнейшем этот эффект был применен и в системах с оптическим излучением.

Родоначальником научного направления, связанного с исследованиями автодинного эффекта в различных генераторах и его применения для радиолокационных взрывателей, в различных системах ближней радиолокации, датчиках и измерителях является И.Л. Берштейн [4].

Значительный вклад в теорию автодинного детектирования в полупроводниковых лазерах внесли работы Н.Г. Басова [5], Р.Ф. Казаринова, Р.А. Сурица [6], Е.М. Гершензона, Б. Н. Туманова и Б. И. Левита [7], А. П. Напартовича, А. Г. Сухарева. [8,9].

Основанная на фазовых соотношениях прямой и отраженной волны, фазовая модель лазерной автодинной системы была предложена Р. Лэнгом и К. Кобаяши [10]. В этой модели излучение полупроводникового лазерного источника (лазерного диода) задается системой амплитудных и фазовых дифференциальных уравнений для электромагнитного поля, а также уравнением для концентрации носителей заряда. Уравнение для комплексной амплитуды электромагнитного поля учитывает уровень внешней оптической обратной связи.

Модель описывает взаимосвязь изменений амплитуды и фазы поля как активной области резонатора, так во внешнем резонаторе. При этом показатель преломления активной области лазера зависит от концентрации носителей заряда, что объясняет взаимосвязь амплитудных и фазовых отклонений поля.

Особую значимость представляет тот факт, что в уравнение для амплитуды поля было введено дополнительное слагаемое, учитывающее влияние внешней оптической обратной связи. На основе предложенных уравнений Лэнга — Кобаяши исследования режимов генерации диодного лазера с внешним зеркалом были продолжены в работах [8,9,11]. В процессе исследования динамики лазерного излучения исследователи параллельно изучали работу СВЧ автодинов. Именно поэтому параллельно с термином «автодин» начал активно применяться термин «лазер с внешней обратной связью» [12-14].

При выполнении интерференционных измерений важное значение приобретает уровень внешней оптической обратной связи. Для предотвращения перескоков мод и минимизации частотного сдвига излучения лазерного диода при наличии внешней оптической обратной связи, который возникает из-за изменения концентрации носителей заряда в активной области, рекомендуется снижать уровень обратной связи [14].

В настоящее время автодинный эффект используется в системах с полупроводниковыми лазерами. Генерация сигнала в таких устройствах происходит во внутреннем резонаторе лазерного диода. При этом, такое устройство достаточно просто в изготовлении и эксплуатации, в сравнении с классическими двухлучевыми интерферометрами. Измерительные устройства, использующие метод интерференции оптического излучения, конструируются на основе полупроводникового лазера с длиной волны в диапазоне длин волн 400-1000 нм. Преимуществом использования полупроводникового лазерного диода является отсутствие необходимости юстировки плеч оптической системы, так как излучатель и приемник совмещены в одной точке.

Известны различные методы анализа автодинного сигнала при движениях микрообъектов с ускорением, такие как метод минимизации невязки между квадратами отклонений экспериментальных и теоретических величин автодинного сигнала [15,16], спектральные методы анализа формы автодинного сигнала [17]. При этом одним из главных факторов, снижающих точность определения параметров движущихся объектов, является внешняя оптическая обратная связь. В реальных устройствах часть энергии, которую несёт лазерное излучение, возвращается обратно в резонатор диода, после отражения от объекта [10,17]. Генерация линейного автодинного сигнала возможна в небольшом интервале значений оптической обратной связи, а увеличение уровня обратной связи приводит к значительным искажениям генерируемого сигнала, что в значительной степени влияет на точность измерений [17].

В связи с этим, одной из центральных проблем современной автодинной интерферометрии является разработка разностных методов анализа нелинейного и зашумленного автодинного сигнала [18-20], которые были бы устойчивы к вариациям уровня внешней обратной связи. В настоящее время используется широкий спектр подходов к решению этой задачи: от методов аппроксимации и минимизации невязки между экспериментальными и теоретическими данными до спектрального анализа, фазового демодулирования и применения вейвлет-преобразований. Тем не менее, поиск универсальных, высокоточных и вычислительно эффективных алгоритмов декодирования автодинного сигнала при модуляции длины волны лазерного излучения и произвольных уровнях внешней оптической обратной связи для определения ускорения и абсолютного расстояния остается актуальной областью исследований.

Цель диссертационной работы:

Исследование формирования спектра автодинного сигнала при модуляции длины волны лазерного излучения и уровнях внешней оптической обратной связи, соответствующих режиму слабой обратной связи, а также разработка методов определения ускорения и абсолютного расстояния по этим спектрам.

Задачи диссертационной работы:

Для достижения поставленной цели были сформулированы следующие задачи:

1. Исследовать формирование спектра автодинного сигнала при равноускоренном движении отражателя для различных уровней внешней оптической обратной связи.
2. Провести анализ формирования спектра автодинного сигнала при треугольной модуляции длины волны лазерного излучения на расстояниях от активной среды лазерного автодина до отражающей поверхности, на которых выполняется условие равенства целого

количества полуволн длине внешнего резонатора на границах диапазона девиации длины волны лазерного диода.

3. Методом компьютерного моделирования провести анализ спектральных гармоник высокого порядка автодинного сигнала при гармонической частотной модуляции лазерного излучения.
4. Исследовать спектр автодинного сигнала в точке перегиба огибающей спада спектра интерференционного сигнала для повышения чувствительности метода определения абсолютного расстояния по спектру частотно-модулированного лазерного автодина.
5. Оценить точность определения параметров движения отражателя при различных уровнях обратной связи.

Научная новизна представленных в данной диссертационной работе заключается в следующем:

1. Впервые исследована точность измерения ускорения при микросмещениях методом интегрального преобразования Фурье интерференционного сигнала лазерного автодина сигнала для различных уровней внешней оптической обратной связи.
2. Показано, что при девиации длины волны лазерного диода поведение спектра автодинного сигнала существенно зависит от расстояния до отражающей поверхности. Проведен сравнительный анализ спектров автодинного сигнала на расстояниях от активной среды лазерного автодина до отражающей поверхности, на которых выполняется условие равенства целого количества полуволн длине внешнего резонатора на границах диапазона девиации длины волны лазерного диода.
3. Предложен метод измерения абсолютных расстояний по низкочастотному спектру интерференционного сигнала частотно модулированного лазерного диода, основанный на выборе

спектральных гармоник высокого порядка, что обусловлено областями однозначности функций Бесселя различных порядков.

4. Показана линейная зависимость частоты, соответствующей точке перегиба огибающей спада спектра интерференционного сигнала, от расстояния, которая может быть использована для реализации бесконтактного метода измерения расстояния при гармонической модуляции тока питания лазерного автодина.

Научная и практическая значимость результатов работы:

1. Впервые исследовано формирования спектра автодинного сигнала равноускоренного движения объекта при различных уровнях внешней оптической обратной связи.
2. Определены условия модуляции длины волны лазерного диода и расстояний до отражающей поверхности, при которых значительно увеличивается точность определения величины абсолютного расстояния.
3. Разработан метод анализа низкочастотного спектра интерференционного сигнала частотно модулированного лазерного диода, основанный на гармонической модуляции тока питания лазерного автодина, реализующий однозначное определение абсолютных расстояний при увеличении точности.
4. Исследование влияние внешней оптической обратной связи на метод измерения ускорения при микросмещениях, основанный на использовании интегрального преобразования Фурье интерференционного сигнала лазерного автодина, позволил достичь уменьшения погрешности определения ускорения до 8% при уровнях внешней оптической обратной связи менее 0.2 от порогового значения.

На защиту выносятся следующие **положения и результаты**:

1. При уровне внешней оптической обратной связи менее 0.2 от порогового значения точность определения ускорения методом интегрального преобразования Фурье интерференционного сигнала лазерного автодина не приводит к ошибкам более 8%.
2. При треугольной модуляции длины волны лазерного излучения на расстояниях от активной среды лазерного автодина до отражающей поверхности, на которых выполняется условие равенства целого количества полуволн длине внешнего резонатора на границах диапазона девиации, наблюдается линейная зависимость разности амплитуд спектральных составляющих от величины наносмещения.
3. В методе гармонической частотной модуляции лазерного излучения для расчета расстояния по спектру автодинного сигнала требуется выбор спектральных гармоник высокого порядка, что обусловлено поведением функции Бесселя в области однозначности нахождения решения.
4. По результатам аппроксимации спада спектра интерференционного сигнала нелинейным полиномом пятой степени вычисленная частота, соответствующая точке перегиба огибающей спада спектра интерференционного сигнала и определяемая в области минимума первой производной от функции огибающей, позволяет проводить расчет абсолютного расстояния с точностью до десятков микрон.

Апробация работы

1. Saratov Fall Meeting SFM'25. Laser physics and photonics XXVII. Саратов, Россия 29 сентября – 3 октября 2025 г.
2. Saratov Fall Meeting SFM'23. Laser physics and photonics XXV. Саратов, Россия 25– 29 сентября 2023 г.

3. Saratov Fall Meeting SFM'22. Laser physics and photonics XXIV. Саратов, Россия 26– 30 сентября 2022 г.
4. Saratov Fall Meeting SFM'21. Laser physics and photonics XXIII. Саратов, Россия 27 сентября – 1 октября 2021 г.
5. Всероссийская научная школа-семинар «Взаимодействие СВЧ, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами», Саратов, Россия, 23-24 мая 2024 г.
6. Всероссийская научная школа-семинар «Взаимодействие СВЧ, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами», Саратов, Россия, 24-25 мая 2023 г.
7. Всероссийская научная школа-семинар «Взаимодействие СВЧ, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами», Саратов, Россия, 24-25 мая 2022 г.
8. Всероссийская научная школа-семинар «Взаимодействие СВЧ, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами», Саратов, Россия, 25-26 мая 2021 г.
9. Всероссийская научная школа-семинар «Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине», Саратов, Россия, 23-25 ноября 2022 г.
10. Всероссийская научная школа-семинар «Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине», Саратов, Россия, 18-19 ноября 2021 г.

Личный вклад автора выразился в постановке и проведении экспериментов, разработке алгоритмов обработки и подготовки экспериментальных данных, критическом анализе литературных данных, написании оригинальных разделов статей, формулировании выводов и положений, выносимых на защиту.

Достоверность результатов диссертационного исследования, а также представленных в работе обсуждений, выводов и заключительных положений обеспечивается использованием современного научно-исследовательского оборудования при проведении экспериментов, применением корректных теоретических моделей, наличием апробированных и проверенных методик проведения измерений, а также использование значительного объёма исследовательского материала.

Публикации

Всего по теме диссертации опубликовано 12 научных работ, из них, удовлетворяющих требованиям ВАК, 4 статьи: 1 статья в зарубежных рецензируемых научных изданиях, индексируемых реферативными базами данных Web of Science и/или Scopus, входящей в базу данных RSCI, отнесенной к категории К-1; 3 статьи в научных изданиях, входящих в Перечень рецензируемых научных изданий ВАК и отнесенных к категории К-1 (см. Список публикаций автора диссертации).

Список публикаций автора диссертации

Статьи в рецензируемых журналах, входящих в перечень ВАК или включенных в базу данных SCOPUS:

1. **Инкин М.Г.**, Яковлев Д.А., Добдин С.Ю., Скрипаль А.В. Точность и особенности применения методов определения ускорения по спектру сигнала лазерного автодина в присутствии нелинейных эффектов, обусловленных внешней оптической обратной связью // Журнал

технической физики. 2024. Т. 94. № 3. С. 457-465. Входит в базу данных RSCI и перечень ВАК, категория К1.

2. Добдин С.Ю., Джафаров А.В., Щедринов М.П., **Инкин М.Г.**, Скрипаль А.В. Измерения наносмещений частотно-модулированным лазерным автодином // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика. 2021. Т. 21. № 2. С. 157-164. Входит в число зарубежных рецензируемых научных изданий, индексируемых реферативными базами данных Web of Science и/или Scopus, категория Q4, в базу данных RSCI, отнесенной к категории К-1.
3. Скрипаль А.В., Добдин С.Ю., **Инкин М.Г.**, Джафаров А.В. Измерение расстояния по максимальной частоте интерференционного сигнала при гармонической девиации длины волны лазерного автодина // Журнал технической физики. 2023. Т. 93. № 4. С. 519-524. Входит в базу данных RSCI и перечень ВАК, категория К1.
4. Добдин С.Ю., **Инкин М.Г.**, Джафаров А.В., Скрипаль А.В. Интерферометрия абсолютных расстояний лазерных зондовых измерителей рельефа при гармонической девиации длины волны // Оптика и спектроскопия. 2023. Т. 131. № 6. С. 749-753. Входит в базу данных RSCI и перечень ВАК, категория К1.

Другие научные публикации:

1. **Инкин М.Г.**, Добдин С.Ю., Яковлев Д.А., Скрипаль А.В. Влияние внешней оптической обратной связи на метод определения ускорения при микросмещениях по спектру лазерного автодина // В сборнике: Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами. Сборник статей одиннадцатой Всероссийской научной школы-семинара. Саратов, 2024. С. 59-61.

2. **Инкин М.Г.**, Добдин С.Ю., Калинин М.Ю., Яковлев Д.А., Скрипаль А.В. Применение интегралов Френеля для анализа лазерного автодинного сигнала, полученного при движении отражателя с ускорением // В сборнике: Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами. Сборник статей десятой Всероссийской научной школы-семинара. Под редакцией Ал.В. Скрипаля. Саратов, 2023. С. 109-111.
3. **Инкин М.Г.**, Скрипаль А.В., Добдин С.Ю. Метод измерения расстояния по спектру частотно-модулированного лазерного автодина // в сборнике: XII международная конференция по фотонике и информационной оптике. Сборник научных трудов. Москва, 2023. С. 199-200.
4. Садчикова К.А., Джафаров А.В., **Инкин М.Г.**, Добдин С.Ю., Скрипаль Ан.В. Исследование микро- и нанодвижений глазного яблока методами лазерной интерферометрии // в сборнике: методы компьютерной диагностики в биологии и медицине - 2021. сборник статей Всероссийской школы-семинара. Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского. Саратов, 2021. С. 117-120.
5. Джафаров А.В., **Инкин М.Г.**, Добдин С.Ю., Скрипаль А.В. Нанопрофилометрия при токовой модуляции лазерного автодина // В сборнике: Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами. Сборник статей восьмой Всероссийской научной школы-семинара. Под редакцией Ал.В. Скрипаля. Саратов, 2021. С. 23-27.
6. Добдин С.Ю., Джафаров А.В., **Инкин М.Г.**, Скрипаль Ан.В. Автодинная интерферометрия расстояния при гармонической

модуляции длины волны полупроводникового лазера // В сборнике: Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами. Сборник статей девятой Всероссийской научной школы-семинара. Под редакцией Ал.В. Скрипаля. Саратов, 2022. С. 38-42.

7. Князев А.А., **Инкин М.Г.**, Садчикова К.А., Добдин С.Ю., Скрипаль Ан.В. Метод лазерной автодинной интерферометрии для регистрации и анализа микросмещений глазного яблока // В сборнике: Методы компьютерной диагностики в биологии и медицине - 2022. сборник статей Всероссийской школы-семинара. Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского. Саратов, 2022. С. 50-52.
8. Sadchikova K.A., Dzhafarov A.V., **Inkin M.G.**, Dobdin S.Yu., Skripal An.V. Laser self-mixing interferometry for measuring and analyzing micromovements of the eyeball // В сборнике: Progress in Biomedical Optics and Imaging - Proceedings of SPIE. Laser Physics, Photonic Technologies, and Molecular Modeling. Сер. "Saratov Fall Meeting 2021: Laser Physics, Photonic Technologies, and Molecular Modeling" 2022. С. 121930L.

Структура и объем диссертации:

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка цитируемой литературы из 90 наименований. Объем диссертации без приложения составляет 107 страниц, включая 32 рисунка и 5 таблиц.

1 Анализ современных методов лазерной автодинной интерферометрии

Использование метода оптической интерферометрии для определения параметров движения объекта становится более актуальным в последнее время. Основным направлением развития этого метода является увеличение точности определения характеристик движения объекта. Для этого применяются различные математические методы обработки сигнала, а также программно-аппаратные комплексы. В современной научной литературе представлено множество работ, посвященных анализу автодинного сигнала. Большинство работ представляют способы математической обработки выходного сигнала с использованием методов спектрального анализа, а также различных оконных преобразований.

1.1 Принципы построения автодинных интерференционных систем на полупроводниковых лазерах

В современной науке и промышленности важную роль играют интерферометры Майкельсона. Эти измерительные приборы зарекомендовали себя как надёжное и эффективное решение для исследования различных параметров движения объектов. Они позволяют с высокой точностью определять линейные перемещения, измерять скорость, анализировать вибрацию и оценивать другие динамические характеристики контролируемых объектов.

Уникальные свойства интерферометров делают их незаменимыми в различных областях применения. Приборы отличаются исключительной точностью измерений, при этом, практически не воздействуя на исследуемые процессы. Высокая скорость обработки данных в сочетании с возможностью работы со сложными объектами открывает широкие перспективы для научных исследований и промышленного контроля.

Несмотря на многочисленные преимущества, классические интерферометры имеют определённые ограничения в применении. Сложность конструкции, крупные габариты, относительно невысокая надёжность и высокая стоимость существенно сужают возможности их использования. Особую проблему представляет работа с объектами, доступ к которым ограничен.

Поиск путей преодоления этих ограничений привёл к появлению автодинного метода построения интерферометров. Эта концепция была предложена ещё в 1960–1970-х годах, однако реализовать её потенциал тогда не представлялось возможным из-за несовершенства существовавших лазерных технологий. Сегодня ситуация кардинально изменилась: стремительное развитие лазерных технологий создаёт реальные предпосылки для создания новых интерферометрических систем. Современные разработки позволяют рассчитывать на появление более компактных и эффективных устройств, построенных на основе автодинного принципа работы. Лазерный диод является не просто источником излучения, а чувствительным элементом всей системы. Его параметры напрямую влияют на чувствительность, точность и динамический диапазон.

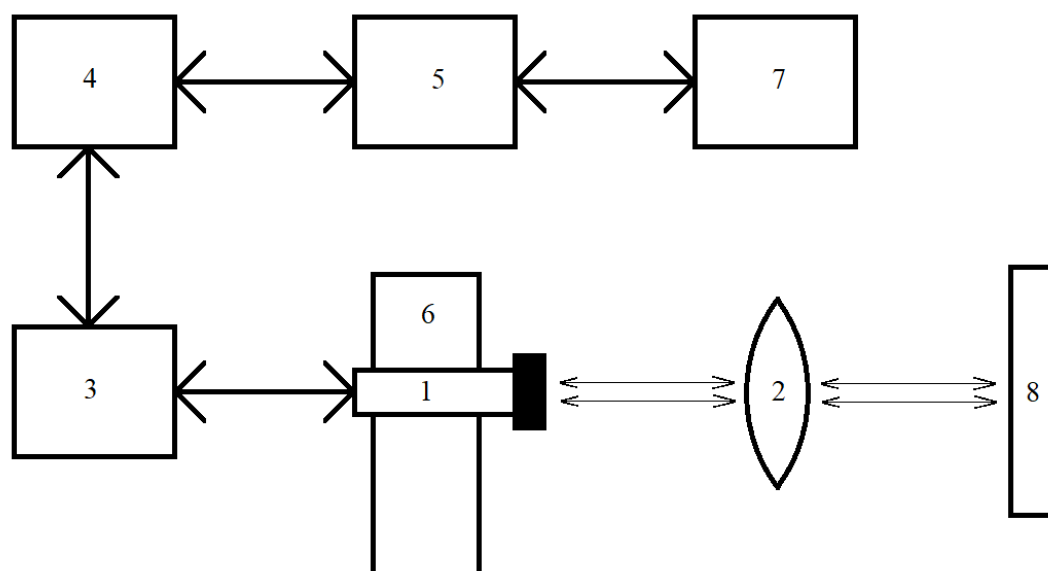


Рисунок 1.1 Блок-схема автодинной системы

Современный лазерный автодинный модуль включает в себя лазерный диод с встроенным фотодиодом (1), фокусирующую линзу (2), блок управления током питания лазера с возможностью модуляции тока питания (3), блок усилителей сигнала (4) и фильтров нижних частот (5), а также блок термостабилизации (6). Отфильтрованный сигнал подается на АЦП (7). Исследуемая отражающая поверхность (8) располагается на одной линии с лазерным излучателем. Блок-схема автодинной установки представлена на рисунке 1.1.

Основным элементом лазерных автодинов является полупроводниковый лазер с одночастотным резонатором. Преимуществом такого автодина является встроенный монолитный фотодиод мониторинга, который является основным детектором автодинного сигнала, так как он регистрирует изменения интенсивности излучения внутри резонатора лазера. Это избавляет от необходимости использовать внешний фотоприемник. С точки зрения оптических параметров лазерный диод подбирается таким образом, чтобы оптическая мощность излучения лежала в необходимом диапазоне (в основном 1 – 7 мВт), а длина волны излучения соответствовала экспериментальной задаче.

Фокусирующая линза необходима для фокусировки излучения, что позволяет регулировать интенсивность излучения на цели и уровень обратного сигнала. Это критично при работе с диффузными поверхностями. Все элементы оптической схемы (линзы, окна, делители пучка) должны иметь антибликовое (AR) покрытие, рассчитанное на рабочую длину волны лазерного диода. Однако, иногда отражения от этих элементов, попадая обратно в лазер, создают паразитную обратную связь, которая может полностью маскировать полезный сигнал от цели или вносить неконтролируемые искажения.

Блок управления током питания может содержать в себе специализированные драйверы или быть изготовлен по упрощенной схеме на транзисторе. Основной задачей этого модуля является стабилизация тока питания, от которого зависит частота излучения диода. При этом схема не должна подавлять

переменную составляющую тока, возникающую при появлении автодинного эффекта. Дополнительной функцией является возможность модуляции тока питания.

Сигнал с фотодиода фильтруется и сигнал подается на операционный усилитель. После выхода усиленного сигнала из операционного усилителя сигналу задается смещение нуля. Перед подачей сигнала на аналого-цифровой преобразователь устанавливается фильтр нижних частот, отсекающий шумы в «хвосте» спектра автодинного сигнала. Граничная частота фильтра определяется конкретной задачей, в частности, амплитудой движения отражающей поверхности и частотой модуляции тока питания лазера.

Блок термостабилизации необходим в автодинной системе, так как длина волны излучения лазерного диода зависит от температуры. Из технической документации при нагреве корпуса лазерного диода на 10 К длина волны увеличится на 1 нм. При грубых измерениях такое изменение длины волны не внесет сильного искажения, однако при измерениях нанометровых колебаний погрешность окажется существенной. Источником нагрева лазерного диода в основном выступает протекающий через него электрический ток. Для поддержания стабильной температуры диода используются пассивные теплоотводы (радиаторы) или активные теплоотводы (кулер или элемент Пельтье).

Подбор всех элементов зависит от конкретной задачи. Например, при измерении вибраций требуется высокая полоса пропускания всей системы (лазер, система фильтрации и усиления, аналого-цифровой преобразователь) для регистрации высокочастотных колебаний.

Повышение разрешающей способности и точности автодинных систем достигается усовершенствованием схемы эксперимента для управления уровнем обратной связи и разработкой сложных алгоритмов обработки сигнала для компенсации нелинейностей.

В качестве усовершенствования схемы экспериментальной установки может использоваться модуляция тока инжекции лазера треугольным или гармоническим сигналом. Модуляция позволяет реализовать измерение абсолютного расстояния до отражателя с высокой разрешающей способностью.

1.2 Автодинный сигнал при движении отражателя по гармоническому закону

Одним из простых способов анализа автодинного сигнала является разбиение его на участки между соседними локальными максимумами (или минимумами) мощности сигнала. В простейших случаях, когда влияние оптической обратной связи пренебрежимо мало, расстояние между этими точками показывает время, за которое отражающая поверхность сместилась на половину длины волны лазерного излучения. Из этого можно вычислить и среднюю скорость на этом интервале времени. Точки, в которых частота автодинного сигнала минимальна, соответствуют точкам с минимальной по модулю скоростью.

Рассмотрим один из простых случаев генерации автодинного сигнала при движении отражателя по гармоническому закону. На рисунке 1.2 представлены нормированные кривые, описывающие траекторию движения отражателя (а), его скорость (б) и автодинный сигнал (в).

При максимальном отклонении поверхности отражателя от положения равновесия (рисунок 1.2 а) происходит остановка отражателя и смена направления движения отражателя (рисунок 1.2 б). Этим точкам на рисунке 1.2 а) соответствует точка автодинного сигнала с минимальной частотой на рисунке 1.2 в). Для рассматриваемого случая амплитуда движения отражателя равна 4λ . Как видно из рисунка 1.2, между двумя точками перемены направления движения находится 16 интервалов между соседними локальными максимумами автодинного сигнала, что соответствует изменению положения отражателя на $16 \cdot \lambda/2 = 8\lambda$. Амплитудой

движения отражателя, соответственно, будет половина этой величины — 4λ . Измерив время между соседними точками остановки отражателя, можно вычислить среднюю скорость движения отражателя, а по времени между соседними локальными максимумами автодинного сигнала зависимость скорости отражателя от времени и, следовательно, ускорение отражающей поверхности.

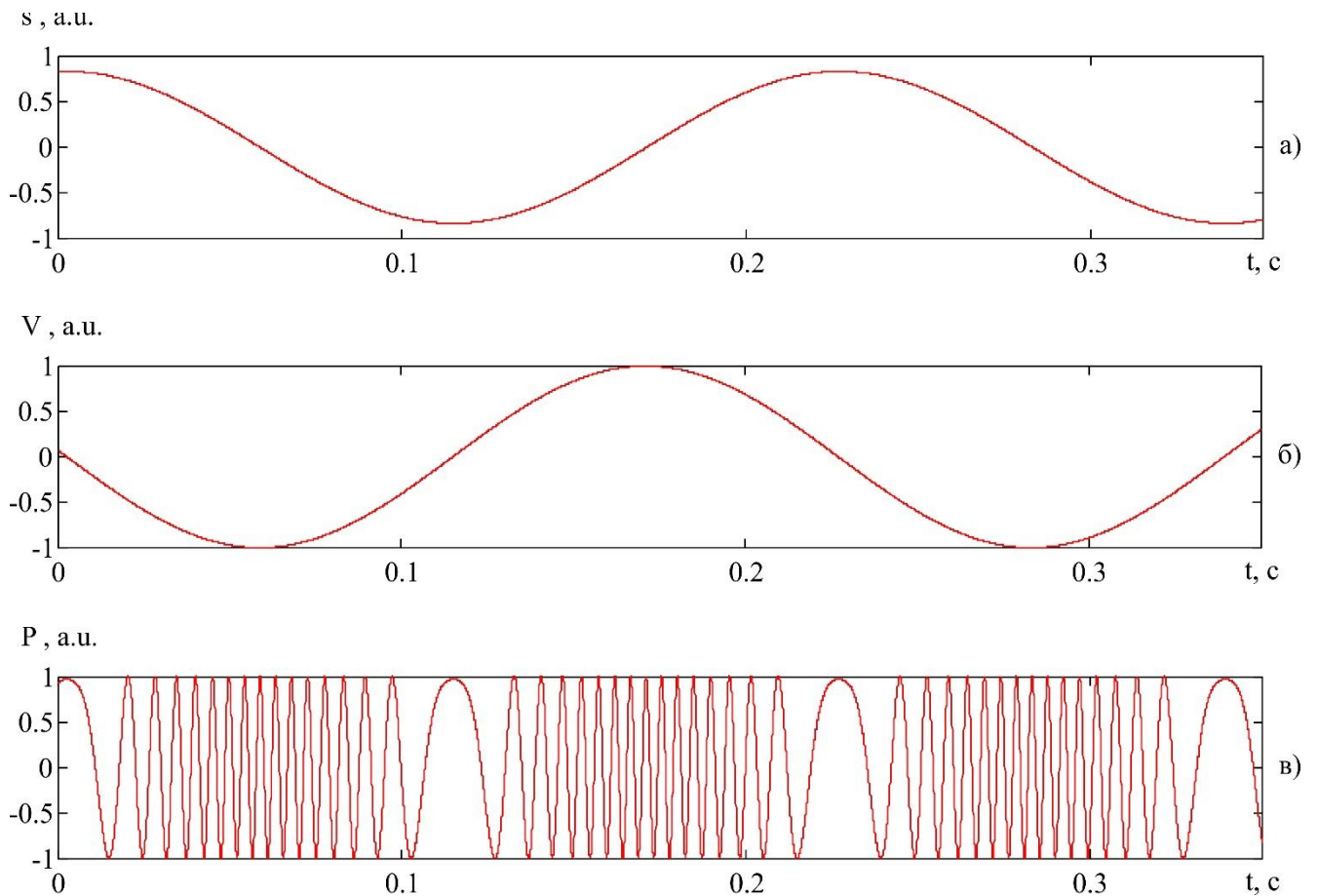


Рисунок 1.2 Нормированный автодинный (интерференционный) сигнал для движения отражателя по гармоническому закону с амплитудой движения отражателя 4λ : траектория движения отражателя s (а), скорость движения V (б), автодинный сигнал P (в)

Такой метод анализа автодинного сигнала достаточно прост, однако требует соблюдения идеальных условий: равенства начальной фазы нулю и нулевого уровня внешней оптической обратной связи. В большинстве случаев этот метод неприменим, так как в реальных условиях нельзя пренебрегать уровнем обратной связи, особенно когда он превышает пороговое значение ($C = 1$), при котором

происходит перескок моды, приводящий к изменению длины волны излучения лазера. Поэтому при ненулевом уровне внешней оптической обратной связи используются спектральные методы анализа автодинного сигнала. В условиях, когда коэффициент обратной связи находится в диапазоне $0,2 < C < 1$ [21], характер зависимости фазы излучения лазерного диода от изменения фазы волны во внешнем резонаторе лазера с обратной связью приобретает нелинейный характер. В данном диапазоне значений обратной связи становится невозможным пренебрегать изменениями частоты излучения полупроводникового лазера. Подобная зависимость вызывает искажения в форме автодинного сигнала, что приводит к его несоответствию форме интерференционного сигнала [21]. Наглядную демонстрацию влияния уровня обратной связи на форму автодинного сигнала и частоту излучения лазерного автодина при гармонических движениях отражателя можно увидеть на рисунке 1.3. Анализ представленных на рисунке 1.3 данных показывает наличие участков с асимметричным наклоном относительно экстремальных значений параметра P . Данная асимметрия характеризуется соотношением между интервалами изменения фазы: периодом, в течение которого происходит уменьшение P , и периодом его увеличения. Это соотношение позволяет количественно оценить степень несимметричности в поведении системы.

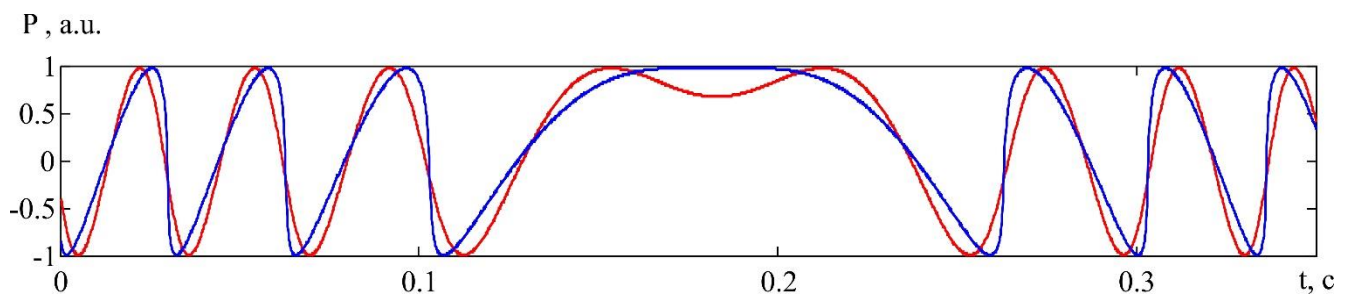


Рисунок 1.3 Нормированные зависимости автодинного сигнала P при гармонических движениях отражателя от фазы излучения лазерного диода ωt при следующих параметрах: красная кривая $C = 0.2$, синяя кривая $C = 0.9$

Для определения параметров движения отражателя с помощью лазерного автодина можно использовать спектр автодинного сигнала. В случае движения с постоянной скоростью интерференционная составляющая автодинного сигнала будет описываться следующим выражением [17]:

$$P(t) = P_2 \cdot \cos\left(\theta + \frac{4\pi}{\lambda_0} \cdot V \cdot t\right), \quad (1.1)$$

где V – скорость движения отражателя, θ – стационарная фаза автодинного сигнала, λ_0 – длина волны лазерного излучения, t – время.

Форма автодинного сигнала при движении с постоянной скоростью и различных уровнях внешней оптической обратной связи представлена на рисунке 1.4. Спектры S таких сигналов представлены на рисунке 1.5.

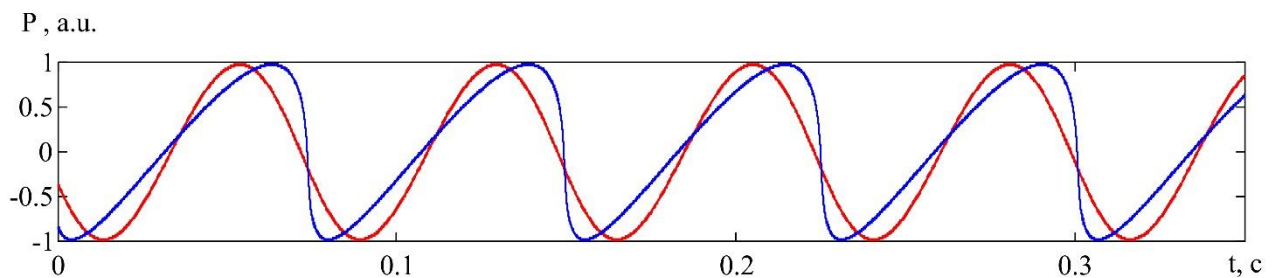


Рисунок 1.4 Автодинный сигнал при движении отражателя с постоянной скоростью и следующих значениях оптической обратной связи: красная кривая $C = 0.1$, синяя кривая $C = 0.9$

Из рисунка 1.5 видно, что на частоте f_x находится спектральная линия с максимальной в спектре амплитудой. При этом для спектра сигнала с уровнем оптической обратной связи $= 0.9$ появляются дополнительные спектральные составляющие, что, однако, не затрудняет определение частоты f_x по спектру сигнала. Исходя из выражения (1.1) получаем, что:

$$f_x = \frac{2}{\lambda_0} \cdot V. \quad (1.2)$$

Преобразовав выражение (1.2), получим выражение для нахождения скорости движения отражателя:

$$V = \frac{\lambda_0}{2} f_x. \quad (1.3)$$

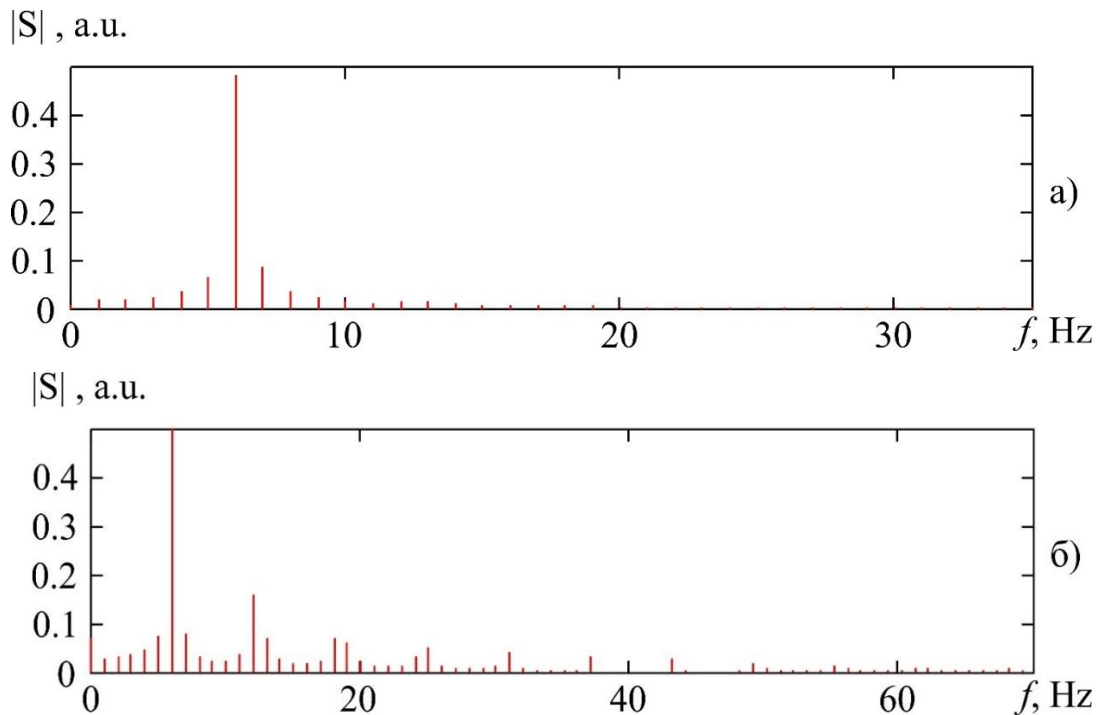


Рисунок 1.5 Спектры автодинных сигналов при различных уровнях внешней оптической обратной связи: а) $C = 0.1$, б) $C = 0.9$ для автодинных сигналов, приведенных на рисунке 1.4

Рассмотрим процесс формирования спектра при равноускоренном движении отражателя. Автодинный сигнал при движении отражателя с постоянным ускорением и различных уровнях внешней оптической обратной связи изображен на рисунке 1.6. Спектры таких автодинных сигналов изображены на рисунке 1.7.

Как видно из рисунка 1.7, спектр автодинного сигнала представляет собой набор нескольких спектральных линий, каждая из которых несет в себе информацию о скорости движения отражателя. В работе [17] показано, что для анализа такого спектра и нахождения ускорения движения отражателя необходимо выбрать такие две частоты f_1 и f_2 , которые соответствуют начальной и конечной скорости при рассматриваемой длительности сигнала. Частоты f_1 и f_2 легко найти по спектру автодинного сигнала (рисунок 1.7 а) при уровне оптической обратной

связи меньше 0.2. Однако в случае $C > 0.2$ (рисунок 1.7 б) нахождение граничных частот затрудняется из-за искажений спектра в области этих граничных частот. В связи с этим необходимо рассмотреть более сложные методы анализа автодинного сигнала.

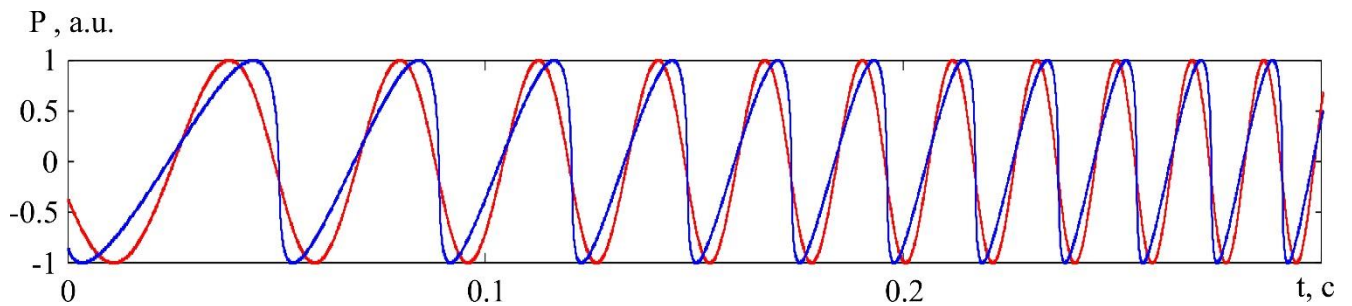


Рисунок 1.6 автодинный сигнал при равноускоренном движении отражателя и различных уровнях внешней оптической обратной связи C : красная кривая $C = 0$, синяя кривая $C = 0.9$.

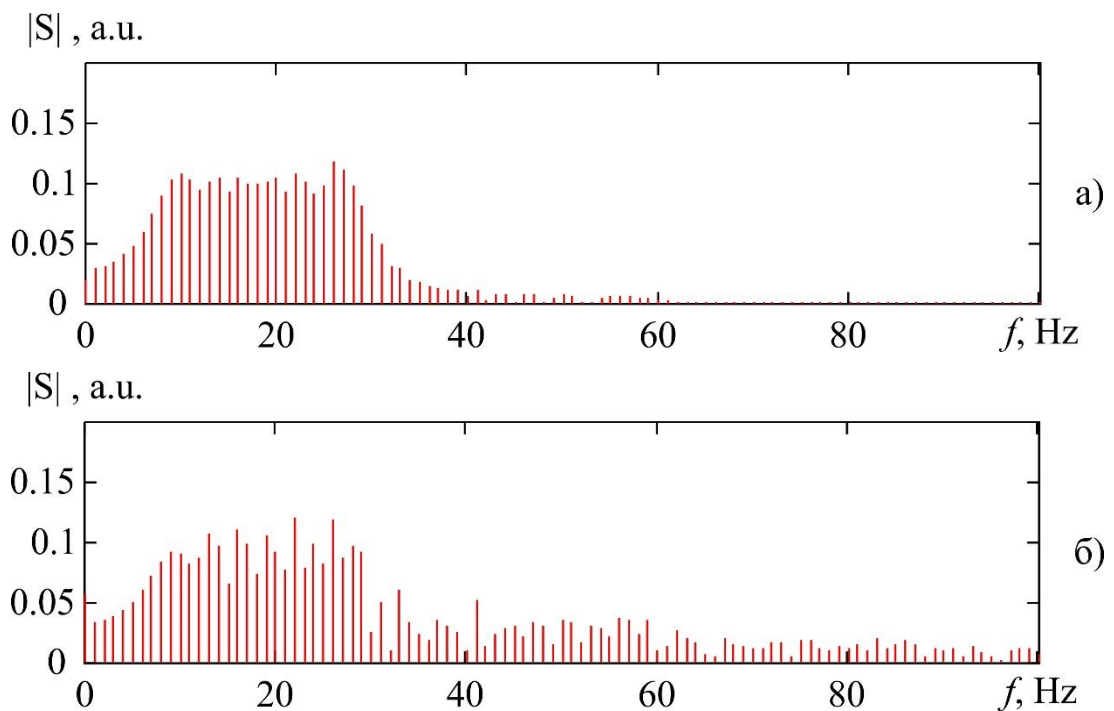


Рисунок 1.7 Спектры автодинных сигналов при равноускоренном движении отражателя и различных уровнях внешней оптической обратной связи: а) $C = 0$, б) $C = 0.9$ для автодинных сигналов, приведенных на рисунке 1.6

1.3 Современные методы обработки автодинного сигнала с ненулевым уровнем внешней оптической обратной связи

Влияние внешней оптической обратной связи достаточно подробно исследовалось при использовании спектральных методов анализа сложных движений объектов, таких как гармонические колебания и движения под действием ударных возбуждений.

В связи с применением спектральных методов анализа ускоренного движения измеряемого объекта возникла необходимость рассмотреть влияние внешней оптической обратной связи на точность определения параметров такого движения.

В работе [22] представлен анализ метода нахождения производной от пульсовой волны по спектру автодинного сигнала с учетом уровня внешней оптической обратной связи. Обработка сигнала проводилась методом оконного преобразования Фурье, результат обработки сравнивался с прямыми измерениями формы пульсовой волны сфигмографическим методом. Было показано, что наилучшая корреляция достигается при использовании оконного преобразования Блэкмана. При этом ширина окна для получения наибольшей корреляции составляет 3 % – 5 % от периода кардиоцикла (30-50 мс). Степень перекрытия окон существенного влияния на коэффициент корреляции Пирсона не оказывает. Влияние уровня обратной связи вводится в модель сигнала, однако полагается, что при измерениях коэффициент обратной связи оказывает незначительное влияние на сигнал.

Работа [23] показывает математическое обоснование метода измерения амплитуды микровибраций в системе на основе лазерного автодина. Моделирование низкочастотной части спектра сигнала проводилось при различных уровнях внешней оптической обратной связи. Были выявлены ограничения метода разложения автодинного сигнала по функциям Бесселя. Показано однозначное решение для любых значений амплитуды колебаний внешнего отражателя.

В работе [24] описывается метод восстановления функции движения отражающей поверхности при помощи лазерной автодинной системы. Предложено использовать предварительную фильтрацию автодинного сигнала от шумов для повышения точности восстановления функции, описывающей движение объекта, имеющее сложный характер. Использование описанных методов очистки от шумов автодинного сигнала и его обработки позволяет с высокой степенью точности восстанавливать сложное негармоническое движение объекта, имеющее периодический характер.

Метод восстановления сложных функций рассматривался в работе [25]. Была показана возможность использования полупроводникового лазерного автодина для определения формы пульсовой волны лучевой артерии человека. Приведено сравнение форм пульсовых волн, полученных с помощью автодинной системы и измеренных осциллометрическим методом при разных давлениях в манжете. При работе автодинной системы в режиме слабой обратной связи автодинный сигнал приобретает наклон, характеризующий направление движения отражателя. Это позволило решить проблему определения направления движения стенки лучевой артерии при восстановлении функции движения.

В работе [26] представлен метод восстановления формы колебаний поверхности объекта по локальным максимумам автодинного сигнала с использованием оконных преобразований. Ошибка восстановления формы движения в эксперименте не превышает 100 нм. Однако в данной работе

моделирование и эксперимент проводились при низком уровне внешней оптической обратной связи, что говорит о необходимости подтверждения работоспособности метода при высоких уровнях обратной связи.

Анализ уровня оптической обратной связи проводится в работе [27]. Представленный в статье метод определения коэффициента обратной связи позволяет достаточно точно определить уровень внешней обратной связи и учесть его при анализе автодинного сигнала. Авторы используют нейросеть для анализа уровня внешней обратной связи, что является как достоинством, так и недостатком этой работы, так как применение нейросети не позволяет обрабатывать автодинный сигнал в режиме реального времени. Схожие исследования приведены в работе [28].

Влияние внешней оптической обратной связи на автодинный сигнал искажает не только сам сигнал, но и, как следствие, спектр сигнала. Это приводит к затруднениям в определении граничных спектральных составляющих, необходимых для определения параметров системы. Анализом данной проблемы занимались авторы работы [29]. В этом исследовании была разработана новая автодинная система, а также предложен улучшенный алгоритм определения порядка доминирующей и вторичной гармоник на основе преобразований Фурье. Также была проведена серия моделирования и экспериментов для проверки осуществимости предлагаемой структуры и эффективности алгоритма.

Компьютерные нейронные сети являются одной из многих архитектур, которые могут быть использованы для задач машинного обучения, в которых компьютер используется для вывода правил из набора данных и результатов вместо предоставления результатов на основе входных данных и априори известных правил. Обучение нейронной сети приводит к формулированию своего рода статистической модели [30], способной предсказывать новые результаты на основе новых данных. Эти нейронные сети широко используются в повседневной жизни, и они оказываются все более полезными во многих областях исследований и

технологий. В конкретном контексте интерферометрии на сегодняшний день существует мало работ с применением нейронных сетей. Нейронные сети использовались для идентификации и подсчета полос в [31–33]. В [34] они использовались для предварительной обработки самосмешивающихся сигналов, а в [35] они используются как часть автодинной схемы измерения артериального давления.

Использование нейросетей для восстановления формы движения было представлено в работе [36]. В работе следует отметить, что в диапазоне смещения "нескольких длин волн" автодинный сигнал не содержит информации об абсолютном положении. Подсчет полос позволит рассчитать точное положение относительно некоторого неизвестного произвольного начала. Кроме того, измерение положения неизбежно теряет точность с увеличением скорости движения объекта. Спеклы, генерируемые отражением луча от диффузной цели, приводят к изменениям уровня обратной связи в ходе измерения. Обученная нейросеть должна иметь возможность адаптироваться к этим изменениям. Недостатком предложенного метода, о котором заявляют сами авторы, является чувствительность метода к шуму.

Однако в другой работе [37] авторы предложили метод фильтрации автодинного сигнала от шума с помощью глубокой сверточной нейросети, которая работает с простой техникой кодера-декодера в парадигме неконтролируемого обучения. Нейросеть использовалась в нескольких задачах генерации изображений, классификации и улучшения речи с многообещающими результатами на сложных данных, благодаря чему нейросеть применена для улучшения качества сигналов автодинной интерферометрии, искаженных шумом. Предлагаемая система имеет преимущества быстрой обработки сигналов, работает сквозным образом на необработанных данных и не требует явного извлечения признаков из данных. Более того, она обучается на различных типах автодинных сигналов в различных шумовых условиях. Несомненно, это является в

значительной степени важным достижением в исследованиях автодинной интерферометрии.

В работе [38] представлен метод восстановления формы движения поверхности объекта с помощью полученных аналитических соотношений. Этот метод устойчив к шумам, так как не использует аппроксимацию. Кроме того, метод исключает математические ошибки, связанные с аппроксимацией. Схожий метод представлен в [39].

Работы [40, 41] демонстрирует метод измерения микровибраций с помощью лазерного автодина. Предлагаемые методы устойчивы к влиянию внешней оптической обратной связи и аддитивных шумов, так как использует спектральный анализ автодинного сигнала.

В работе [42] представлен алгоритм фазовой развертки, основанный на множественном преобразовании Гильберта. Преобразование Гильберта выполняется один и три раза для самоперемешивающихся полос в разных наклонных направлениях, затем получается развернутая фаза и микровибрация может быть восстановлена при слабой или даже умеренной обратной связи. В рассматриваемой статье обоснованность предложенного алгоритма подтверждается с помощью моделирования сигналов и демонстрируется несколькими экспериментальными измерениями гармонических и равноускоренных вибраций мишени. Утверждается, что выполнение многократных преобразований Гильберта для полос интерференционной картины внутри резонатора лазерного диода в разных наклонных направлениях, можно восстановить микровибрацию в режиме слабой или даже умеренной обратной связи, при этом относительная погрешность не превышает 11%.

Использование преобразований Гильберта достаточно распространено в области автодинной интерферометрии. В статье [43] показана возможность определения угла наклона поверхности с использованием двух автодинов. Использует метод измерения угла на основе автодинного эффекта при наличии

спеклов. Подробно описывается принцип измерения угла с помощью автодина. Преобразование Гильберта используется для нормализации автодинного сигнала, отфильтрованного с помощью вариационной модовой декомпозиции. Угол рассчитывается в соответствии с результатами смещения, полученными методом подсчета полос.

Работы [44,45] описывают использование метода модуляции тока инъекции лазерного диода. Такой метод применяется для определения статических характеристик объекта, а именно расстояния до объекта. В этих работах представлены методы как спектрального анализа сигнала, так и анализа непосредственно сигнала.

Автодинная интерферометрия получила широкое распространение и в области биологии и медицины. В работе [46] представлен метод определения индивидуальных характеристик клеток и эффективной классификации типов клеток. Когда отдельная микрочастица или клетка внутри канала протекает через объем лазерного луча, часть рассеянного света возвращается в лазерную полость. Взаимодействие между обратно рассеянным светом и исходным светом внутри полости приводит к модуляции выходной мощности лазера. Между тем, из-за эффекта Доплера, выходной сигнал мощности представляет собой спектральный сдвиг в частотной области, который зависит от скорости протекающей клетки. Подобная работа является одной из первых попыток использования техники автодинной интерферометрии для характеристики отдельных клеток, поэтому в данной методике есть некоторые недостатки: она может классифицировать тип клеток по дифференциации размеров, но она все еще недостаточна для точной характеристики размеров клеток со значительным разрешением.

Другое практическое применение автодинного эффекта было представлено в работе [47]. Авторы предлагают датчик, основанный на интеграции эффекта самосмешивания в микроволоконную систему для мониторинга здоровья человека. Благодаря изменению мощности отраженного света от микроволокна появляется

возможность точно контролировать пульсовые волны непрерывно и в режиме реального времени, а артериальное давление человека успешно контролируется с помощью времени передачи импульса. Экспериментальные результаты показывают, что датчик способен точно контролировать многопараметрическую информацию о пульсе и артериальном давлении человека и обладает высокой чувствительностью, неинвазивностью и позволяет осуществлять долгосрочный мониторинг. Такое применение микроволокна к самосмешивающемуся датчику обеспечивает эффективное решение для интеллектуального мониторинга здоровья и имеет потенциал применения в профилактике заболеваний и здравоохранении.

1.4 Модуляция лазерного излучения током накачки

Другой подход к использованию автодинного эффекта заключается в измерении смещения фазы при введении модуляции в автодинную систему с помощью изменения тока инжекции лазерного диода. Устройства, работающие по данному принципу, позволяют совершать измерения смещения с высоким разрешением, при этом смещение может быть меньше, чем $\lambda/2$. Например, в 1989 году Сузуки и др. опубликовали работу о модуляции тока инжекции синусоидальной формой волны [48]. В каждой точке пересечения нуля модуляции можно обнаружить фазу автодинного сигнала. Таким образом, измерения смещения между двумя точками пересечения нуля могут быть получены за период модуляции.

Нелинейность синусоидальной модуляции может привести к неожиданной ошибке измерения. В 1995 году Като и др. использовали треугольный/пилообразный ток инжекции в автодинной системе [49]. Система автодинного интерферометра может генерировать последовательность импульсов из-за смещения отражающей поверхности. Смещение измеряется путем

обнаружения сдвига фазы для последовательности импульсов между соседними периодами модуляции с разрешением 25 нм. Сузуки и др. также реализовали измерение смещения с помощью треугольного модулированного тока инжекции [50]. При использовании техники фазовой синхронизации начальная фаза сигнала интенсивности лазера, коррелированная со смещением, может быть получена путем измерения тока обратной связи управления на лазерном диоде. Разрешение связано с частотой модуляции системы управления обратной связью. В 2001 году Мин Ван представил систему с пилообразным током инжекции [51]. Применяя быстрое преобразование Фурье (БПФ) к автодинному сигналу на каждом периоде модуляции, они вычисляли начальную фазу и, следовательно, смещение, что позволяет достигать точности $\lambda/50$. Однако зашумленность реального сигнала увеличивает ошибку измерений.

Проведенные в работе [52] расчеты обосновывают возможность применения лазерного автодина при разработке лазерных зондовых измерителей рельефа поверхности с микронной точностью. Перспективность применения лазерного автодина обусловлена задачей разработки лазерных зондов для контроля микроперемещений в узком диапазоне расстояний до отражателя. Метод контроля абсолютных расстояний при гармонической девиации длины волны излучения лазера перспективен при наличии фиксированного расстояния до измеряемой поверхности в диапазоне нескольких миллиметров, с точностью измерения до единиц микрон, при этом в отличие от фазовых методов интерферометрии метод многочастотной модуляции длины волны лазерного автодина свободен от неоднозначности и неопределённости при смене направления смещения рельефа поверхности на противоположное.

В работе [53] показано влияние девиации длины волны излучения лазера на точность измерений расстояния по спектру автодинного сигнала. Изменение девиации обеспечивается изменением тока питания лазерного диода. Обсуждается нелинейная зависимость длины волны излучения лазерного диода от его тока

питания. Проведена оценка возможностей метода измерения расстояния по частоте спектральной гармоники автодинного сигнала при девиации длины волны излучения лазера. При больших расстояниях могут возникнуть трудности, связанные с необходимостью анализа автодинного сигнала при высоких значениях граничной частоты и требованием высокого разрешения. Кроме того, при изменении тока питания лазерного диода в широких пределах наблюдается нелинейная зависимость длины волны излучения лазерного диода от его тока питания, что также может вносить погрешность в определение абсолютного расстояния.

В работе [54] показана возможность применения полупроводникового лазерного автодина с токовой модуляцией длины волны излучения для контроля наноперемещений транслятора, входящего в состав ближнепольного СВЧ микроскопа. Проведен анализ формирования автодинного сигнала и его низкочастотного спектра при токовой модуляции длины волны по гармоническому закону. Установлено, что в спектре автодинного сигнала наблюдается периодическое изменение амплитуд его спектральных составляющих, обусловленное формированием стоячей волны во внешнем резонаторе автодинной системы. Определена область монотонности зависимости отношения амплитуд спектральных составляющих от смещения отражателя при токовой модуляции длины волны излучения лазерного диода. Экспериментально получен автодинный сигнал при токовой модуляции длины волны излучения и перемещении отражателя с шагом 80 нм.

Авторами работы [55] был представлен анализ разброса значений восстановленного расстояния при измерении расстояния с помощью полупроводникового лазера, работающего в режиме гармонической модуляции длины волны лазерного излучения. Показано, что уменьшение относительной погрешности измерений расстояния до объекта при увеличении расстояния до него за счет обогащения низкочастотного спектра автодинного сигнала.

В работе [56] исследовалось влияния шума на детектируемый автодинный сигнал. Показано, что в методе с гармонической модуляцией погрешность уменьшается с уменьшением расстояния до объекта. Сравнение двух методов измерения показывает, что метод с линейной токовой модуляцией имеет погрешность до 0,1% при измерении расстояний более 40 см. Метод с гармонической токовой модуляцией имеет преимущества при определении расстояний менее 40 см вплоть до 10^{-4} м.

Чтобы улучшить разрешающую способность лазерного измерителя расстояния, авторы статьи [57] предложили метод оценки расстояния на основе улучшенного генетического алгоритма (вычислительный метод поиска для нахождения приближенных решений, оптимизации моделей и задач поиска) вместо традиционного обнаружения колебаний частоты для обработки самосмешивания сигнала. Метод выделяет функцию стоимости (функция стоимости — это произведение, сумма или некоторая математическая комбинация двух или более параметров, которая дает значение, которое можно использовать для оценки качества комбинации) из автодинного сигнала, а затем использует улучшенный генетический алгоритм для поиска оптимального значения расстояния путем глобальной оптимизации, отличной от частотного анализа. Обоснованность этого подхода была продемонстрирована экспериментальными измерениями, показывающими разрешение, превосходящее 20 мкм и стабильность около 10 мкм в диапазоне от 24 до 204 мм. Дополнительно обсуждалось сравнение с другими методами, а также влияние шума на точность измерений.

В работе [58] представлена система трехмерной лазерной визуализации с использованием автодинного эффекта в частотно-модулированном полупроводниковом лазерном диоде. Экспериментальная точность визуализации была измерена и составила 0.87 мм на расстоянии 0.55 м после некоторой фильтрации. В этой статье основное внимание уделяется теоретическому описанию эффекта самосмешивания путем представления обзора существующей

литературы применительно к конкретной реализации, за которым следуют некоторые экспериментальные результаты. Представленные результаты показывают принципиальную возможность использования автодинного эффекта для трехмерной визуализации объекта, однако для сканирования поверхностей малого размера требуется применить технологическое решение проблемы значительного диаметра лазерного пучка.

Авторы работы [59] показали применение автодинного устройства для измерения абсолютного расстояния с использованием модуляции тока инжекции лазерного диода треугольным сигналом. Результаты моделирования показывают, что предлагаемая конструкция способна выполнять измерение смещения при слабой обратной связи с высоким разрешением и большой точностью. В статье корректно описан математический аппарат расчетной части.

Прикладной характер токовой модуляции лазерного автодина описан в статье [60]. В сочетании треугольной модуляцией тока и метода демодуляции разработан новый тип лазерного самосмешивания интерференционного виброметра для достижения бесконтактного измерения вибрации цели. В данной статье представлены теоретический анализ, результаты моделирования и оценка погрешности. Форма волны вибрации восстанавливается с точностью 0.325 мкм в широком динамическом диапазоне. Результаты экспериментов показывают хорошее соответствие с результатами моделирования. Виброметр компактный, недорогой, самовыравнивающийся и может применяться для различных измерений вибрации благодаря своей простоте.

В статьях [60, 61] описан прибор, в устройстве которого используется модуляция тока инжекции лазера треугольным сигналом. Представленная разрешающая способность устройства составляет 100 мкм на расстоянии от 5 см до 2 м, что согласуется с теоретическими выкладками.

Ключевым фактором, обеспечившим значительный рост точности измерений абсолютных расстояний, стало существенное расширение диапазона

девиации длины волны лазера. Если ранее этот диапазон составлял сотые доли нанометра, то сейчас он достиг значений в несколько нанометров [62,63]. Достижение таких показателей девиации стало возможным благодаря возможности варьирования тока питания лазерного диода в широких пределах [64-66]. Однако данный подход порождает определённую сложность — появляется нелинейная зависимость между длиной волны излучения и током питания лазера. Этот фактор необходимо обязательно учитывать при проведении дистанционных измерений.

Важно отметить, что существует прямая зависимость между расстоянием до отражателя и количеством максимумов интенсивности интерферирующих волн. При сохранении постоянной величины девиации длины волны лазерного излучения наблюдается следующая закономерность: с увеличением расстояния до объекта возрастает частота интерференционных максимумов. При измерении больших расстояний возникают существенные технические сложности. Они связаны с необходимостью проведения детального анализа автодинного сигнала в условиях высоких значений частоты и требований к высокому разрешению измерительной системы [67-69].

Ещё один важный фактор, влияющий на точность измерений, — это характер зависимости между параметрами лазерного излучения. При значительном изменении тока питания лазерного диода наблюдается нелинейная зависимость между длиной волны излучения и величиной питающего тока [17, 47]. Данная особенность может стать источником дополнительных погрешностей при определении абсолютного расстояния до исследуемого объекта.

1.5 Выводы

Таким образом, для достижения высокой точности измерений необходимо учитывать как технические ограничения, связанные с анализом сигнала, так и физические особенности работы лазерного излучателя.

Возможности методов определения расстояния при треугольной модуляции лазерного излучения током накачки лазерного автодина ограничены небольшой величиной девиации длины волны излучения полупроводникового лазерного автодина. Предлагаемые решения связаны с возможностью измерения спектра автодинного сигнала на равнофазных расстояниях от активной среды лазерного автодина до отражающей поверхности, на которых выполняется условие равенства целого количества полуволен длине внешнего резонатора на границах диапазона девиации длины волны лазерного диода.

Возможности методов определения абсолютного расстояния по спектру автодинного сигнала при гармонической модуляции лазерного излучения ограничены точностью определения амплитуд спектральных составляющих автодинного сигнала, на которые в значительной степени влияет внешняя оптическая обратная связь.

2 Автодинная интерферометрия наноперемещений при изменении уровня внешней оптической обратной связи

Оценка уровня внешней оптической обратной связи является ключевой задачей в автодинной интерферометрии. Без знания уровня внешней оптической обратной связи невозможно предсказать форму и свойства сигнала, выбрать корректный алгоритм обработки и понять, работает ли система в слабом режиме.

В настоящем разделе вводится понятие уровня внешней оптической обратной связи и проводится оценка точности определения параметров движения отражателя при различных уровнях обратной связи.

2.1 Модель Лэнга-Кобаяши для составного резонатора

Модель Лэнга-Кобаяши, упоминаемая выше, описывает процессы, происходящие в резонаторе лазерного диода при наличии внешнего резонатора, и представлена уравнениями для комплексного электрического поля $E^*(t)$ с запаздывающим аргументом и концентрации носителей заряда $N(t)$ [70, 71]:

$$\frac{d}{dt} E^*(t) = i\omega(N) \cdot E^*(t) + \frac{1}{2} \left(G(N) - \frac{1}{\tau_p} \right) E^*(t) + z \cdot E^*(t - \tau), \quad (2.1)$$

$$\frac{d}{dt} N(t) = J - \frac{N(t)}{\tau_s} - G(N) \cdot E^2(t), \quad (2.2)$$

$$\text{где } E^*(t) = E(t) \exp(i\omega_0 t + i\Phi(t)), \quad (2.3)$$

$E^*(t)$ - комплексное электрическое поле внутренней области резонатора лазерного диода, $E(t)$ - амплитуда электрического поля, $G(N)$ - коэффициент усиления моды,

$N(t)$ - концентрация носителей в резонаторе лазерного диода, J - число носителей, инжектируемых в единицу объема за единицу времени, ω_0 — собственная частота резонатора лазерного диода, $\omega(N)$ - частота генерируемого лазером излучения с учетом обратной связи, $\Phi(t)$ - фаза оптических колебаний поля, τ_p - среднее время жизни фотонов внутри резонатора диода, τ_s — время жизни носителей, обусловленное спонтанной рекомбинацией.

В правой части уравнения (2.1) третье слагаемое показывает влияние возвращаемой в резонатор энергии из внешней среды, в котором τ — время, за которое лазерное излучение достигает внешнего отражателя на расстоянии L и возвращается обратно к внутреннему резонатору (т.е., преодолевает расстояние $2L$), z — коэффициент обратной связи, который при определенных упрощениях (пренебрежение многократными отражениями в резонаторе) может быть представлен в виде:

$$z = \frac{(1-R^2)(r/R)}{\tau_{in}}, \quad (2.4)$$

где τ_{in} - время обхода излучением внутреннего резонатора лазерного диода:

$$\tau_{in} = \frac{2L_d \cdot \eta}{c}, \quad (2.5)$$

L_d — длина активной области полупроводникового лазера, и η — показатель преломления внутри резонатора диода, c — скорость света.

При этом показатель преломления внутри резонатора лазерного диода зависит от тока питания лазера $j(t)$ и амплитуды электрического поля E :

$$\eta = \eta(E, j(t)).$$

Изменения фазы оптических колебаний поля, с учетом линейного приближения коэффициента усиления $G(N)$ вблизи порога генерации [71-73], записываются в следующем виде:

$$\frac{d}{dt}E(t) = \frac{1}{2} \cdot G_N \cdot \Delta N(t) \cdot E(t) + z \cdot E(t - \tau) \cdot (\cos \omega(t)\tau(t)), \quad (2.6)$$

$$\frac{d}{dt}\Phi(t) = \frac{1}{2} \cdot \alpha \cdot G_N \cdot \Delta N(t) - z \cdot \frac{E(t-\tau)}{E(t)} \cdot (\sin \omega(t)\tau(t)), \quad (2.7)$$

где G_N — производная от коэффициента усиления по концентрации носителей, α — коэффициент уширения линии генерации, $\omega(t)\tau(t)$ — набег фазы волны лазера с учетом обратной связи за время τ , $\omega_0\tau$ — стационарный набег фазы.

Стационарным решение уравнений (2.2), (2.6) и (2.7) является уравнение, описывающее линеаризованную мощность излучения [74]. С учетом стационарного состояния динамических характеристик системы соотношение для линеаризованной мощности лазерного излучения можно записать в виде:

$$\tilde{P} = P_1 + P_2 \cdot \cos(\omega\tau), \quad (2.8)$$

$$\text{где } P_1 = (J - N_{th}/\tau_s)/(G_N(N_{th} - N_0)), \quad (2.9)$$

$$P_2 = 2z \cdot (J\tau_s - N_0)/(G_N^2\tau_s(N_{th} - N_0)^2). \quad (2.10)$$

Фазовое уравнение:

$$\omega_0 = \omega + z \cdot \sqrt{1 + \alpha^2} \cdot \sin(\omega\tau + \arctg\alpha). \quad (2.11)$$

Таким образом уравнения (2.8) и (2.11) описывают изменение оптической мощности излучения со временем в оптической системе, изображенной на рисунке 2.1.

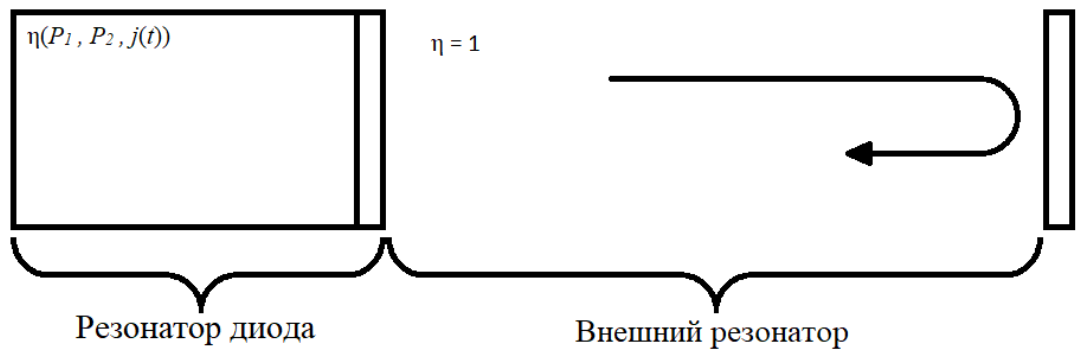


Рисунок 2.1 Модель Лэнга-Кобаяши для составного резонатора

Для решения задачи анализа сигнала используется нормированная переменная составляющая автодинного сигнала в виде

$$P = \cos(\omega_0 \tau + C \cdot \sin(\omega \tau + \psi)), \quad (2.12)$$

где τ — время обхода лазерным излучением расстояния до внешнего отражателя, зависящее от изменения расстояния до отражателя, $\psi = \arctg(\alpha)$ — набег фазы волны, обусловленный обратной связью, $C = \tau \cdot z \cdot \sqrt{1 + \alpha^2}$ — уровень внешней оптической обратной связи. $\omega(t)$ — частота излучения лазерного диода с учетом внешней оптической обратной связи, $\omega_0(t)$ — собственная частота излучения лазерного диода.

Полученное уравнение (2.12) является фундаментальным с точки зрения автодинной интерферометрии. Анализ решений этого уравнения позволяет определить параметры движения объекта, который является отражателем.

2.2 Спектральные методы анализа автодинного сигнала при движении отражателя с ускорением

Для анализа автодинного сигнала были разработаны спектральные методы, использующие разложение сигнала в ряд по функциям Бесселя [75]. Пусть $\{P(t_{sl})\}$ – выборка значений сигнала $P(t)$, соответствующих N значениям времени в пределах интервала $[t_1, t_2]$:

$$t_{sl} = t_1 + \frac{Tl}{N}, \quad l = 0, 1, 2, \dots,$$

$$T = t_1 - t_2.$$

Будем считать N четным и достаточно большим, чтобы рассчитанный по данной выборке спектр позволял адекватно воспроизвести форму сигнала на интервале $[t_1, t_2]$. Под амплитудным спектром фрагмента $[t_1, t_2]$ сигнала по данной выборке мы будем понимать множество $\{\mathbf{b}_k\}$ точек $\mathbf{b}_k = (\nu_k, B_k)$, где ν_{sk} – частоты гармоник дискретного спектра Фурье,

$$\nu_k = k/T, \quad k = 0, 1, \dots, N/2, \quad (2.13)$$

а B_k – амплитуды гармоник дискретного спектра, выражаемые через коэффициенты ряда Фурье, представляющего значения $P(t)$ рассматриваемой выборки

$$P(t_{sl}) = c_0 + \sum_{k=1}^{N/2} \left[c_k \cos\left(2\pi k \frac{l}{N}\right) + s_k \sin\left(2\pi k \frac{l}{N}\right) \right] \quad (2.14)$$

следующим образом:

$$B_0 = c_0, \quad B_k = \sqrt{c_k^2 + s_k^2} \quad k = 1, 2, \dots$$

Коэффициенты ряда (2.14) могут быть рассчитаны с наименьшими вычислительными затратами с помощью методов быстрого преобразования Фурье.

Также в качестве амплитудных характеристик дискретного спектра мы будем рассматривать величины

$$V_k = B_k T, \quad k = 1, 2, \dots, N/2 - 1 \quad (2.15)$$

Идеальный нормированный автодинный сигнал в условиях отсутствия эффекта обратной связи может быть выражен следующим образом

$$P(t) = \cos \left[\theta_0 + \frac{4\pi}{\lambda_0} \int_0^t v(t') dt' \right], \quad (2.16)$$

где $v(t)$ – мгновенная скорость отражателя. Допустим, что в течение интервала времени $t_1 \leq t \leq t_2$ отражатель движется с постоянным ускорением a , при этом скорость

$$v(t) = v(t_1) + a(t - t_1) \quad (2.17)$$

не меняет знак. Подставив (2.17) в (2.16), представим $P(t)$ на интервале $[t_1, t_2]$ в виде

$$P(t) = \cos \left[\theta_1 + \frac{4\pi}{\lambda_0} \left(v(t_1) \cdot (t - t_1) + \frac{a(t - t_1)^2}{2} \right) \right], \quad (2.18)$$

где

$$\theta_1 = \theta_0 + \frac{4\pi}{\lambda_0} \int_0^{t_1} v(t') dt'.$$

Представив сигнал в виде $P(t) = \cos \Psi(t)$, обозначим через h число циклов в приращении фазы ψ на интервале $[t_1, t_2]$:

$$h = \frac{\Psi(t_2) - \Psi(t_1)}{2\pi}. \quad (2.19)$$

Во всех примерах ниже интервал $[t_1, t_2]$ выбирался так, чтобы h было целым числом, и все приведенные численные оценки, касающиеся точности, соответствуют именно такому правилу выбора анализируемого фрагмента сигнала. На практике следование этому правилу не создает сложностей: например, и t_1 , и t_2 выбираются соответствующими локальным максимумам сигнала ($\cos\theta_1 = 1$), или, скажем, нулевым значениям сигнала ($\cos\theta_1 = 0$) на участках с одинаковым знаком производной dP/dt .

Исследуя свойства функции

$$\tilde{f}_p(t_1, t_2, \nu) = \int_{t_1}^{t_2} P(t) e^{-i2\pi\nu t} dt$$

с функцией $P(t)$ вида (2.18), можно найти, что в случаях, когда ни скорость $v(t_1)$, ни скорость $v(t_2)$ не очень близки к нулю, а точнее при выполнении условия

$$\frac{\min\{|v(t_1)|, |v(t_2)|\}}{\lambda_0} > 2.2\sqrt{a_\lambda} \quad , \quad (2.20)$$

где

$$a_\lambda = \frac{|a|}{\lambda_0} \quad ,$$

приведенные амплитуды гармоник дискретного спектра V_k (2.15) могут быть приближенно выражены следующим образом

$$V_k \approx KJ(v_k) \quad , \quad (2.21)$$

где

$$K = \frac{1}{2\sqrt{a_\lambda}} \quad , \quad (2.22)$$

Функция $J(\nu)$ представлена следующим выражением:

$$J(\nu) = \sqrt{\left[C\left(\frac{\nu_U - \nu}{\sqrt{a_\lambda}}\right) - C\left(\frac{\nu_L - \nu}{\sqrt{a_\lambda}}\right) \right]^2 + \left[S\left(\frac{\nu_U - \nu}{\sqrt{a_\lambda}}\right) - S\left(\frac{\nu_L - \nu}{\sqrt{a_\lambda}}\right) \right]^2}, \quad (2.23)$$

где

$$C(u) = \int_0^u \cos\left(\frac{\pi}{2}\tau^2\right) d\tau, \quad S(u) = \int_0^u \sin\left(\frac{\pi}{2}\tau^2\right) d\tau$$

– интегралы Френеля, а ν_L и ν_U – характеристические граничные частоты спектра, определяемые как

$$\nu_L = \min\{|\nu_1|, |\nu_2|\}, \quad \nu_U = \max\{|\nu_1|, |\nu_2|\},$$

где

$$\nu_1 = \frac{2\nu(t_1)}{\lambda_0}, \quad \nu_2 = \frac{2\nu(t_2)}{\lambda_0}.$$

Частоты ν_L и ν_U ограничивают область локализации наиболее значимых гармоник рассматриваемого спектра. Это хорошо видно из примеров на рисунке 2.2. На этом рисунке показаны спектры фрагментов сигнала разной длительности. Расчет во всех случаях проводился при $a/\lambda_0 = 16 \text{ с}^{-2}$, $t_1 = 0$, $\nu(t_1)/\lambda_0 = 10 \text{ с}^{-1}$. Значения t_2 были взяты следующими: 0.25 (a), 0.5 (b), 0.75 (c) и 1 (d) секунд. В данных примерах $\nu_L = \nu_1 = 20 \text{ Гц}$. Через ν_L условие (2.20) может быть переформулировано как

$$\nu_L > 4.4 \sqrt{a_\lambda}. \quad (2.24)$$

В рассматриваемых примерах $\nu_L = 5 \sqrt{a_\lambda}$, т.е. условие (2.24) удовлетворяется. На рисунке 2.2 показаны амплитуды V_k , рассчитанные при трех значениях фазы θ_1 , 0, $\pi/4$ и $\pi/2$, и кривые $KJ(\nu_k)$. Как видно из приведенных

графиков, аппроксимация (2.21) во всех рассмотренных случаях является хорошей в основной части спектра сигнала и его высокочастотной периферийной части. В низкочастотной периферийной части с уменьшением частоты ν точность приближения (2.21) несколько ухудшается.

Обратим внимание на то, что функция $J(\nu)$ является симметричной относительно $\nu = \nu_C$, где $\nu_C = (\nu_L + \nu_U)/2$, в том смысле, что при любом $\Delta\nu$

$$J(\nu_C + \Delta\nu) = J(\nu_C - \Delta\nu).$$

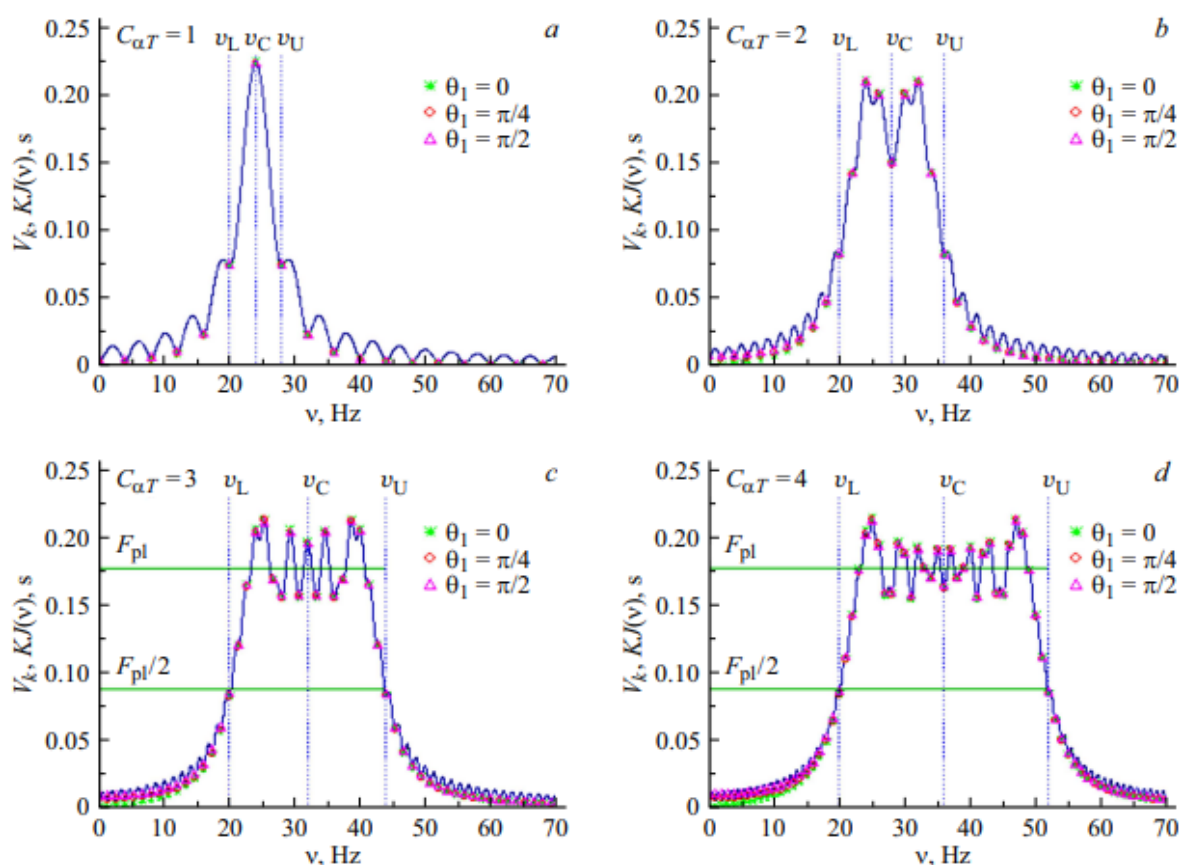


Рисунок 2.2 Дискретные спектры Фурье фрагментов сигнала вида (2.18) и соответствующие аппроксимирующие кривые $KJ(\nu)$. Значения приведенных амплитуд V_k дискретных спектров, рассчитанных при различных значениях фазы θ_1 , показаны символами, а спектры $KJ(\nu)$ — сплошной линией. Исходные данные указаны в тексте. [75]

При равноускоренном движении выполняется соотношение

$$v_c = \frac{h}{T}, \quad (2.25)$$

и, если h является целым, гармоника с номером h дискретного спектра будет иметь частоту, равную v_c , как это видно из (2.13) и (2.25). Это является одним из преимуществ выбора h целым. В этом случае при хорошей точности приближения (2.21) должны выполняться соотношения

$$V_{h+j} \approx V_{h-j} \quad j = 1, 2, \dots \quad (2.26)$$

Симметрия дискретного спектра в смысле выполнения соотношений (2.26) может рассматриваться в качестве одного из показателей применимости приближения (2.21).

Спектры сигнала, показанные на рисунках 2.2с и 2.2d, имеют характерную трапецевидную форму с хорошо выраженным плато. Такую форму спектры имеют при значениях параметра

$$C_{\alpha T} = T\sqrt{a_\lambda}$$

около 3 и больших. Значение параметра $C_{\alpha T}$ определяет форму спектра $J(\nu)$ (характер изменения спектров с увеличением $C_{\alpha T}$ можно оценить из рисунка 2.2). При $C_{\alpha T} \geq 3$ на плато значения $J(\nu)$ колеблются вокруг значения $\sqrt{2}$, что обусловлено свойствами функции вида (2.23), а значения $J(\nu_L)$ и $J(\nu_U)$ ($J(\nu_U) = J(\nu_L)$) – приблизительно в два раза меньше, чем $\sqrt{2}$, при этом справедлива следующая приближенная оценка

$$\frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{1}{2\pi C_{\alpha T}} \leq J(\nu_L), \quad J(\nu_L) \leq \frac{1}{\sqrt{2}} + \frac{1}{2\pi C_{\alpha T}}.$$

Уровень плато F_{pl} на спектрах $KJ(\nu)$, представленных на рисунках 2.2с и 2.2d, и уровень $F_{pl}/2$ показаны на этих рисунках горизонтальными линиями. Как видно из этих рисунков, значения $KJ(\nu_L)$ и $KJ(\nu_U)$ в обоих случаях близки к $F_{pl}/2$, что полностью согласуется со сказанным выше относительно спектров $J(\nu)$. Указанные особенности трапецевидных спектров $J(\nu)$ с протяженным плато, используются в первом из рассматриваемых спектральных методов оценки параметров движения.

В первом методе (МН1) для нахождения скоростей $\nu(t_1)$ и $\nu(t_2)$ используются оценки ν_U или ν_L , получаемые следующим образом. Обозначим V_k^e значения амплитуд V_k экспериментального спектра сигнала. В данном методе значения V_k^e в качестве оценок значений $KJ(\nu_k)$ (см. (2.15)). Оценка F_{pl}^e уровня плато F_{pl} получается, как среднее по амплитудам V_k^e некоторого числа гармоник, приходящихся на плато:

$$F_{pl}^e = \frac{1}{n_A} \sum_{k=h-\Delta n_A}^{h+\Delta n_A} V_k^e, \quad ,$$

где $n_A = 2\Delta n_A + 1$ – число гармоник, по которым проводится усреднение. Далее, с использованием линейной интерполяции по значениям V_k^e , как и значение ν , при котором $KJ(\nu) = F_{pl}/2$, находится оценка ν_U и/или ν_L . Например, в качестве оценки ν_U используется значение ν_{Ue} , рассчитываемое по формуле

$$\nu_{Ue} = \nu_j + \frac{(\nu_{j+1} - \nu_j) \left(\frac{F_{pl}^e}{2} - V_j^e \right)}{V_{j+1}^e - V_j^e}, \quad ,$$

где j и $j+1$ – номера гармоник, приходящихся на высокочастотную боковую сторону трапецевидного спектра и отвечающих условию

$$V_j^e > \frac{F_{pl}^e}{2} > V_{j+1}^e.$$

Подобный метод оценки скоростей $v(t_1)$ и $v(t_2)$ был ранее предложен в работе [76] на основе результатов численных экспериментов. Сказанное выше относительно спектров сигнала может рассматриваться в качестве теоретического обоснования метода [76], а предложенный метод – как усовершенствованный вариант метода [76].

Как ясно из сказанного выше, предлагаемый метод применим, если для анализируемого фрагмента сигнала удовлетворяется условие $C_{\alpha T} \geq 3$, что является серьезным ограничением.

Второй метод (MG1) более универсален – он применим и при существенно меньших $C_{\alpha T}$, вплоть до значений порядка 1. По сути, данный метод сводится к нахождению значений параметров функции $J_F(a_\lambda, v_L, v_U, v_k)$ (см. (2.23)), при которых аппроксимация

$$V_k^e \approx K J_F(a_\lambda, v_L, v_U, v_k)$$

для заданного диапазона частот $\mathbf{W}$ является наилучшей. В данном случае параметр K рассматривается не как величина, выражаемая формулой (2.22), а просто как некоторый коэффициент пропорциональности. Условия задачи, а именно тот факт, что значение $v_C = (v_L + v_U)/2$ и время T являются известными, позволяют ее решать, рассматривая в качестве независимой переменной лишь один из параметров, a_λ , v_L или v_U , поскольку два других могут быть выражены через этот параметр и известные v_C и T . Удобно выбрать в качестве такой независимой переменной v_U . Однопараметрическое семейство кривых, на котором ищется решение задачи, представим функцией

$$g(v_U, v) = J_F(a_\lambda(v_U), v_L(v_U), v_U, v) \quad , \quad (2.27)$$

где v_L и a_λ рассчитываются по формулам

$$v_L = 2v_C - v_U, \quad a_\lambda = \frac{v_U - v_C}{T}. \quad (2.28)$$

Диапазон частот $\mathbf{W}$ может задаваться (и задавался в численных тестах, представленных ниже) как подобласть некоторой области $\mathbf{W}_0$ $[\nu_{\inf}, \nu_{\sup}]$ с заданными границами, так, чтобы в диапазон $\mathbf{W}$ попадали все гармоники, удовлетворяющие условию

$$V_k^e \geq c_{LV} V_{\max} \quad ,$$

где $V_{\max}$ – значение наибольшего элемента множества $\{V_k^e\}$, а c_{LV} – задаваемый параметр, определяющий предельный уровень значимости гармоник (в расчетных тестах использовались значения c_{LV} в диапазоне от 0.05 до 0.3), и это условие удовлетворялось для граничных гармоник, попадающих в область $\mathbf{W}$. Частоты этих граничных гармоник, ν_l и ν_m ($\nu_l < \nu_m$), будем рассматривать в качестве границ диапазона $\mathbf{W}$. Математически поиск решения сводится к поиску значения ν_U , при котором достигается глобальный минимум функции

$$s(\nu_U) = 1 - \frac{g(\nu_U)^T V_W^e}{|g(\nu_U)| |V_W^e|} \quad , \quad (2.29)$$

где V_W^e и $g(\nu_U)$ – вектор-столбец амплитуд гармоник экспериментального спектра V_k^e и вектор-столбец значений $g(\nu_U, \nu)$, соответственно,

$$V_k^e = \begin{pmatrix} V_l^e \\ V_{l+1}^e \\ \vdots \\ V_m^e \end{pmatrix}, \quad g(\nu_U) = \begin{pmatrix} g(\nu_U, \nu_l) \\ g(\nu_U, \nu_{l+1}) \\ \vdots \\ g(\nu_U, \nu_m) \end{pmatrix}.$$

Символ T в (2.29) обозначает транспонирование; $|V_W^e|$ и $|g|$ – длины векторов V_W^e и g , рассчитываемые как

$$|V_k^e| = \sqrt{V_k^{eT} V_k^e}, \quad |g| = \sqrt{g^T g}.$$

При идеальной аппроксимации (строгое равенство в (2.27)) векторы V_U^e и $g(v_2)$ параллельны и $s(v_2) = 0$. Вид экспериментального спектра позволяет задать область поиска искомого значения v_U относительно узкой, что позволяет очень быстро находить решение.

2.3 Оценка точности методов

Одной из задач явилась оценка точности определения параметров движения отражателя при использовании двух представленных методов при различных степенях проявления внешней оптической обратной связи. В качестве основной характеристики точности метода рассматривалась относительная погрешность определения ускорения $\delta_{(a)}$, которая рассчитывалась как

$$\delta_{(a)} = \frac{|a_{\lambda(t)} - a_{\lambda(e)}|}{|a_{\lambda(t)}|} \cdot 100\% ,$$

где $a_{\lambda(t)}$ – истинное значение параметра a_λ , а $a_{\lambda(e)}$ – значение a_λ , полученное с помощью рассматриваемого метода. Значения $a_{\lambda(e)}$ рассчитывались по формуле (2.28) с использованием найденной рассматриваемым методом оценки v_U . Точность оценки ускорения для обоих рассматриваемых методов зависит от формы исходного спектра, а форма спектра в значительной определяется величиной параметра $C_{\alpha T}$, для каждого из методов были получены зависимости максимального уровня $\delta_{(a)\max}$ погрешности $\delta_{(a)}$, достигаемого при заданном $C_{\alpha T}$, от величины $C_{\alpha T}$ для случаев незашумленного и зашумленного сигнала. Для задания зашумленного сигнала использовалось следующее представление:

$$P(t_1) = P_p(t_1) + P_{\text{Noise}} \Delta_l ,$$

где $P_p(t)$ – функция, описывающая регулярную составляющую сигнала, значения которой рассчитывались по формуле (2.18), P_{Noise} – параметр,

характеризующий уровень шума, а Δ_l — гауссовская случайная переменная с нулевым средним и единичной дисперсией. При использовании первого метода уровень плато определялся усреднением по пяти гармоникам.

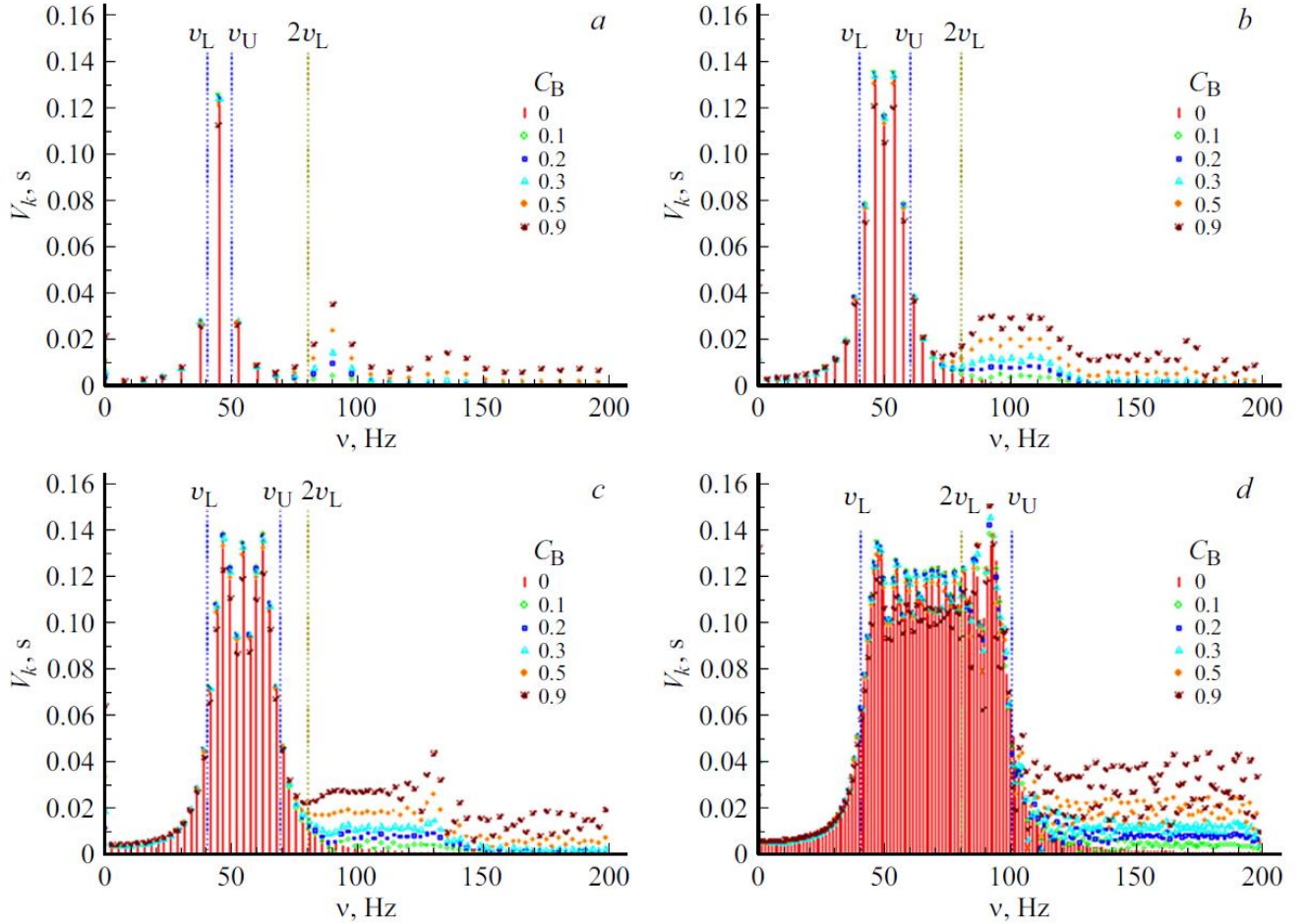


Рисунок 2.3 Спектры автодинного сигнала при различной длительности анализируемого фрагмента сигнала и разных значениях коэффициента обратной связи C_B . Амплитуды гармоник спектра Фурье при $C_B = 0$ показаны столбиками, при других значениях C_B — символами. Спектры соответствуют одной и той же стадии движения отражателя, но рассчитаны для временных интервалов (t_1, t_2) разной продолжительности. Значение t_1 во всех случаях одинаково. Скорость движения отражателя в момент времени $t = t_1$ такова, что $v_1 \approx 40$ Гц. Значения t_2 выбраны так, чтобы число циклов колебаний сигнала на интервале (t_1, t_2) было целым, а v_2 приблизительно равнялось 50 (а), 60 (б), 70 (с) и 100 Гц (д). Расчеты проводились при $a = 25$ мкм/с² и $\lambda_0 = 0.65$ мкм. В данном случае $v_L = v_1$, $v_U = v_2$ [75].

На рисунке 2.3 показаны спектры фрагментов разной длительности незашумленных автодинных сигналов, рассчитанных в соответствии с (2.11) и (2.12) при разных значениях коэффициента обратной связи C_B в диапазоне от 0 до 0.9, соответствующих режимам слабой обратной связи.

Во всех случаях рассматриваемые фрагменты отвечают условию (2.24), в силу чего спектры, соответствующие $C_B = 0$ (амплитуды гармоник для этого случая показаны столбиками), являются почти идеально симметричными и в полной мере подходят для применения приближения (2.21). Спектры для $C_B = 0.1$ и $C_B = 0.2$ заметно отличаются от спектров для случая $C_B = 0$ лишь небольшим подъемом амплитуд гармоник в области $\nu \geq 2\nu_L$, причем в случаях, показанных на рисунке 2.3a, b и c, изменения почти не затрагивают основную часть спектра сигнала, поскольку в этих случаях основная часть спектра лежит за пределами области $\nu \geq 2\nu_L$. В случае, представленном на рисунке 2.3d, край основной части спектра попадает в область $\nu \geq 2\nu_L$, но как при $C_B = 0.1$, так и при $C_B = 0.2$, изменения спектра на этом краю являются не очень значительными. Такой характер изменений спектра, обусловленных эффектом обратной связи, при $C_B \leq 0.2$, позволяет ожидать, что точность оценок параметров движения при использовании обоих рассматриваемых спектральных методов будет не сильно хуже, чем в случае $C_B = 0$. Результаты численных экспериментов подтвердили оправданность этих ожиданий.

На рисунке 2.4 представлены полученные оценки максимального уровня погрешности определения ускорения методами МН1 (a) и МГ1 (b) по спектрам сигнала с уровнем шумов $P_{\text{Noise}} = 0.1$ (вид сигнала при такой степени зашумленности показан на вставке рисунка 2.4b при $C_B = 0.1$ и $C_B = 0.2$). Данные оценки получены в результате обработки более 6800 фрагментов сигналов в случае метода МГ1 и более 4700 фрагментов в случае метода МН1 при значениях ускорения 25 мкм/с^2 и 50 мкм/с^2 ($\lambda_0 = 0.65 \text{ мкм}$) и начальных скоростей $v(t_1)$ в диапазоне от 5.6 мкм/с до 40 мкм/с . Как видно из рисунка 2.4, погрешность

определения ускорения для обоих методов уменьшается с увеличением $C_{\alpha T}$. При этом при любом заданном $C_{\alpha T}$ в области применимости метода МН1 ($C_{\alpha T} > 2.5$), точность МГ1 оказалась значительно более высокой, чем точность МН1. При расчетах методом МГ1 в указанном диапазоне использовались следующие значения вычислительных параметров, определяющих диапазон подгонки $\mathbf{W}$: $\nu_{\inf} = 0, \nu_{\sup} = 200$ Гц, $c_{LV} = 0.2$. В отличие от МН1, метод МГ1 применим для анализа фрагментов сигнала, для которых значение $C_{\alpha T}$ попадает в диапазон от 1 до 2.3. Однако, как показали вычисления, для достижения хорошей точности в диапазоне $1 < C_{\alpha T} < 1.8$, значение c_{LV} следует уменьшить. Для этого поддиапазона использовалось значение $c_{LV} = 0.1$, что обеспечило уровень точности, показанный на рисунке 2.4b. Расчеты показали, что не существует значений c_{LV} , при которых высокая точность оценок достигалась бы во всей рассматриваемой области $1 < C_{\alpha T} < 4$, то есть изменение c_{LV} при переходе от одного поддиапазона к другому является неизбежным. Заметим, что при скоростях $v(t_1)$, близких к заданной нижней границе и выбранных значениях ускорения, условие (2.23) сильно нарушается, но и при таких начальных скоростях полученные оценки ускорения оказались вполне адекватными. Таким образом, численный эксперимент показал применимость методов МН1 и МГ1 при малых значениях C_B ($C_B \leq 0.2$), причем даже в более общих условиях, чем те, что определены соотношением (2.23).

Как показали вычисления, характер изменения спектров фрагментов сигнала с увеличением C_B позволяет успешно использовать метод МГ1 и при $0.2 < C_B \leq 0.9$. Как уже было отмечено, основные изменения в спектрах с повышением уровня обратной связи происходят в области $\nu \geq 2\nu_L$. Такой характер изменений можно объяснить, исходя из того факта, что при гармоническом исходном (соответствующем $C_B = 0$) сигнале увеличение C_B практически не нарушает периодичности сигнала, то есть приводит к появлению только таких значимых гармоник, частота которых кратна частоте исходного сигнала.

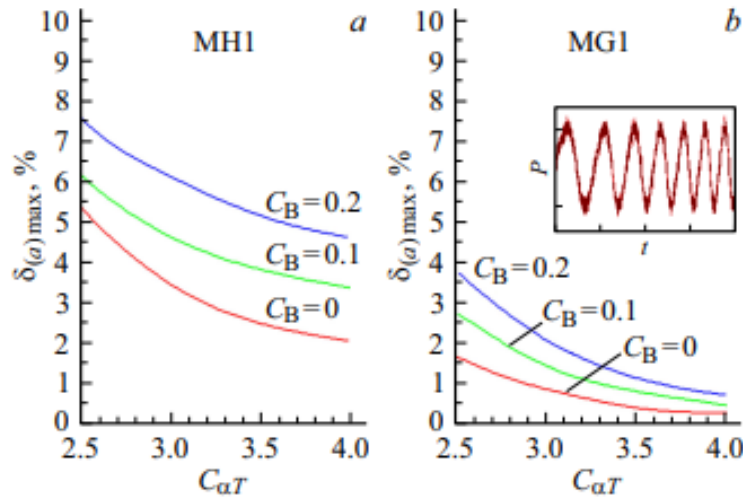


Рисунок 2.4 Уровень максимальной относительной погрешности определения ускорения отражателя методами MH1 (a) и MG1 (b) по фрагментам зашумленного ($P_{\text{Noise}} = 0.1$) автодинного сигнала при значениях параметра обратной связи C_B 0, 0.1 и 0.2. [75]

При ускоренном движении, как это видно из рисунка 2.3, с увеличением C_B область локализации гармоник сигнала, связанных с эффектом обратной связи, начинает охватывать также небольшую переходную область, прилегающую к области $\nu \geq 2\nu_L$. Обозначим нижнюю границу этого диапазона ν_{BL} . В примерах на рисунке 2.3 ν_{BL} составляет приблизительно 75 Гц, тогда как $2\nu_L = 80$ Гц. В области $\nu < \nu_{BL}$ форма спектра при увеличении C_B остается приблизительно такой же, как при $C_B = 0$. Это позволяет использовать для оценки ускорения в ситуациях, когда $\nu_U < 2\nu_L$ (как на рисунке 2.3a, b и c), метод MG1 с $\nu_{\text{sup}} < \nu_{BL}$, то есть задавая область подгонки $\mathbf{W}$ за пределами области $\nu > \nu_{BL}$.

Кривые зависимости погрешности определения ускорения $\delta_{(a)}$ от C_B для интервалов движения отражателя, которым соответствуют спектры, представленные на рисунках 2.3a ($\nu_U = 50$ Гц), b ($\nu_U = 60$ Гц) и c ($\nu_U = 70$ Гц), при таком варианте расчета приведены на рисунке 2.5. Данные, представленные на этом рисунке, получены для незашумленных сигналов. В расчетах с уровнем шумов

$P_{\text{Noise}} = 0.1$ погрешность $\delta_{(a)}$ увеличивалась приблизительно на 0.5% в случаях $\nu_U = 60$ Гц и $\nu_U = 70$ Гц и на 0.5—1% в случае $\nu_U = 50$ Гц.

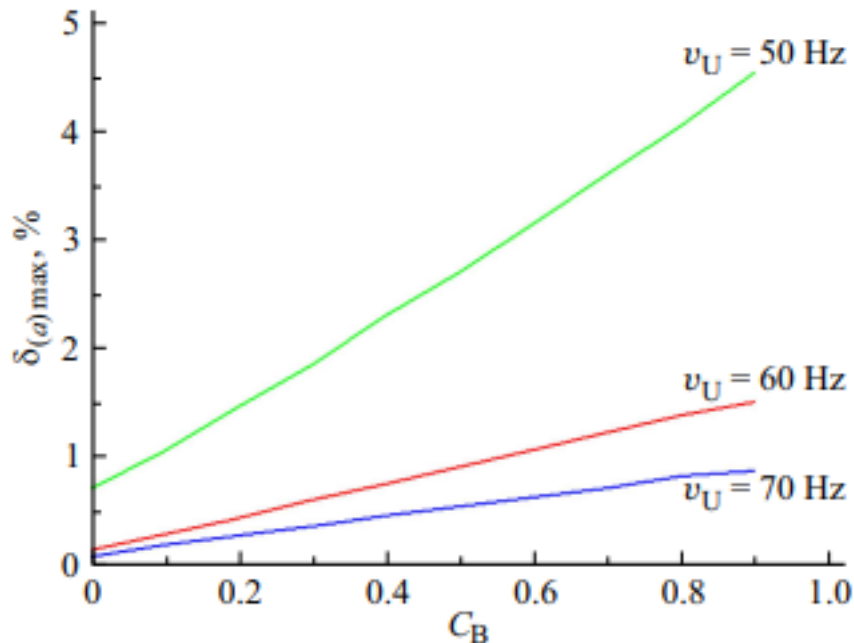


Рисунок 2.5 Оценки относительной погрешности определения ускорения отражателя методом MG1 с $\nu_{\text{sup}} = \nu_{\text{BL}}$. [75]

2.4 Выводы

Таким образом, проведенный анализ и представленные данные показывают, что оба рассматриваемых спектральных метода определения параметров движения отражателя по сигналу лазерного автодина могут быть успешно использованы в условиях существенной модуляции частоты излучения, обусловленной прохождением отраженной волны через резонатор лазерного диода: метод МН1 – при уровнях обратной связи $C_{\text{в}} \leq 0.2$, метод MG1 – при уровнях обратной связи $C_{\text{в}} \leq 0.9$. При применении второго метода в режимах с $C_{\text{в}} > 0.2$ для достижения

хорошей точности анализируемые фрагменты сигнала должны выбираться достаточно короткими, чтобы основная часть спектра сигнала приходилась на частоты, меньшие удвоенной нижней характеристической граничной частоты ω_L . Это позволяет минимизировать влияния внешней обратной связи на форму спектра в его основной части, по которой определяются параметры движения. Как следует из проведенных оценок, при таком уровне обратной связи влияние внешней оптической обратной связи на точность определения ускорения не приводит к ошибкам более 5% для метода MG1 и 8% для метода МН1.

3 Интерферометрия расстояния частотно-модулированным лазерным автодином

Наряду с измерением параметров движущегося объекта, автодинную систему можно использовать и для измерения абсолютного расстояния до покоящегося отражателя. Как известно, при зондировании отражающей поверхности лазерным излучением на одной длине волны однозначные значения амплитуды автодинного сигнала будут наблюдаться в пределах $\lambda/4$. Для измерения абсолютного расстояния необходимо создать условия, при которых будет возникать изменение длины волны излучения лазерного диода. Как было описано ранее, отраженное излучение, попадая в резонатор приводит к изменению показателя преломления внутри резонатора, из-за чего происходит изменение длины волны излучения лазера. Этого эффекта можно добиться не только с помощью отраженного излучения, но и оказывая влияние на генерируемое лазерным диодом излучение [39-43]. Одним из простых способов повлиять на мощность генерируемого излучения является изменение тока инжекции за счет влияния на ток питания лазера [40,47,53-57].

Несмотря на высокую чувствительность лазерных автодинных систем к наноперемещениям, измерение абсолютного расстояния с помощью автодинного интерферометра обладает низкой разрешающей способностью в связи с малой частотой дискретизации низкочастотной части спектра автодинного сигнала. Анализ спектров автодинного сигнала показал, что точность при измерении абсолютного расстояния можно повысить за счет равенства длины внешнего резонатора и целого числа половин длины волны излучения лазерного диода на границах диапазона девиации длины волны лазерного излучения [77].

3.1 Определение абсолютного расстояния при треугольной модуляции тока инжекции

С учетом зависимости частоты лазерного излучения от тока питания лазера выражение (2.8) запишется в виде:

$$P(j(t)) = P_1(j(t)) + P_2 \cdot \cos(\omega(j(t)) \cdot \tau) , \quad (3.1)$$

где $P_1(j(t))$ – составляющая мощности, не зависящая от фазы лазерного излучения; P_2 – амплитуда интерференционных осцилляций автодинного сигнала; τ – время обхода лазерным излучением внешнего резонатора, образованного областью между активной средой лазерного автодина и отражающей поверхностью; $\omega(j(t))$ – мгновенная циклическая частота излучения полупроводникового лазера, зависящая от плотности тока накачки $j(t)$.

В автодинном сигнале можно выделить следующую нормированную величину, зависящую только от фазы автодинного сигнала:

$$p = \cos(\theta), \quad (3.2)$$

где $\theta = \omega(j(t))\tau$ – фаза автодинного сигнала.

При модуляции тока питания лазера $j(t)$, во внешнем резонаторе автодина могут выполняться условия равенства целого количества полуволен длине внешнего резонатора на границах диапазона девиации длины волны лазерного диода, совпадающей с расстоянием от активной среды лазерного автодина до отражающей поверхности. В этом случае локальные экстремумы мощности автодинного сигнала (3.2) будут наблюдаться при условии:

$$p = \cos(\omega\tau) = \pm 1, \quad (3.3)$$

$$\text{где } \omega\tau = \frac{2\pi c}{\lambda} \tau = \pi n, \text{ при } n = 0, 1, 2, 3. \quad (3.4)$$

Условия равенства количества целого количества полуволн лазерного излучения длине внешнего резонатора на длине волны $\lambda + \Delta\lambda$ будут наблюдаться при условии:

$$\frac{2\pi c}{\lambda + \Delta\lambda} \tau = \pi(n - 1), \text{ при } n = 0, 1, 2, 3. \quad (3.5)$$

Для расстояний $2L = c\tau$, соответствующих условиям равенства (3.4) и (3.5), будут выполняться соотношения:

$$L = n\lambda/4 \text{ и } L = (n - 1)(\lambda + \Delta\lambda)/4. \quad (3.6)$$

Выполнение условий (3.6) позволяет получить выражение для расстояния до отражателя, при котором будет наблюдаться равенство фаз (3.4) и (3.5):

$$L = \frac{\lambda^2}{4\Delta\lambda} \cdot n. \quad (3.7)$$

Заданное соотношением (3.7) расстояние до объекта было названо равнофазным [78]. Как было показано ранее [78], на равнофазных расстояниях точность измерения абсолютных расстояний имеет максимальную величину.

Расчет автодинного сигнала и его спектра проводился при треугольной форме изменения $P_1(j(t))$ составляющей мощности лазерного автодина и $\omega(j(t))$ частоты излучения полупроводникового лазера, а также следующих параметрах: длина волны лазерного излучения $\lambda = 650$ нм, девиация частоты излучения полупроводникового лазерного диода $\Delta\lambda = 0.07$ нм.

При $n=32$ соотношение (3.7) дает для равнофазного расстояния следующую величину $L = 48.3$ мм. При частоте модуляции лазера $f = 170$ Гц на рисунке 3.1. приведены спектры автодинного сигнала на равнофазном расстоянии (3.7) при различных фазах $\delta\theta$, где $\delta\theta$ – фаза из основного интервала изменения фаз автодинного сигнала θ :

$$\theta = 2\pi m + \delta\theta, \text{ при } m = 0, 1, 2, 3, \dots$$

При фазе $\delta\theta = 0$ в спектре автодинного сигнала (рисунок 3.1 *a*) наблюдается интерференционная спектральная составляющая S_0 , частота которой соответствует частоте изменения интерференционных осцилляций автодинного сигнала. При фазах $\delta\theta = 0.2\pi$ и $\delta\theta = 0.4\pi$ в спектре (рисунок 3.1 *b,c*) появляются спутники интерференционной составляющей спектра автодинного сигнала, что обусловлено свойствами Фурье-спектра при изменении начальной фазы автодинного сигнала.

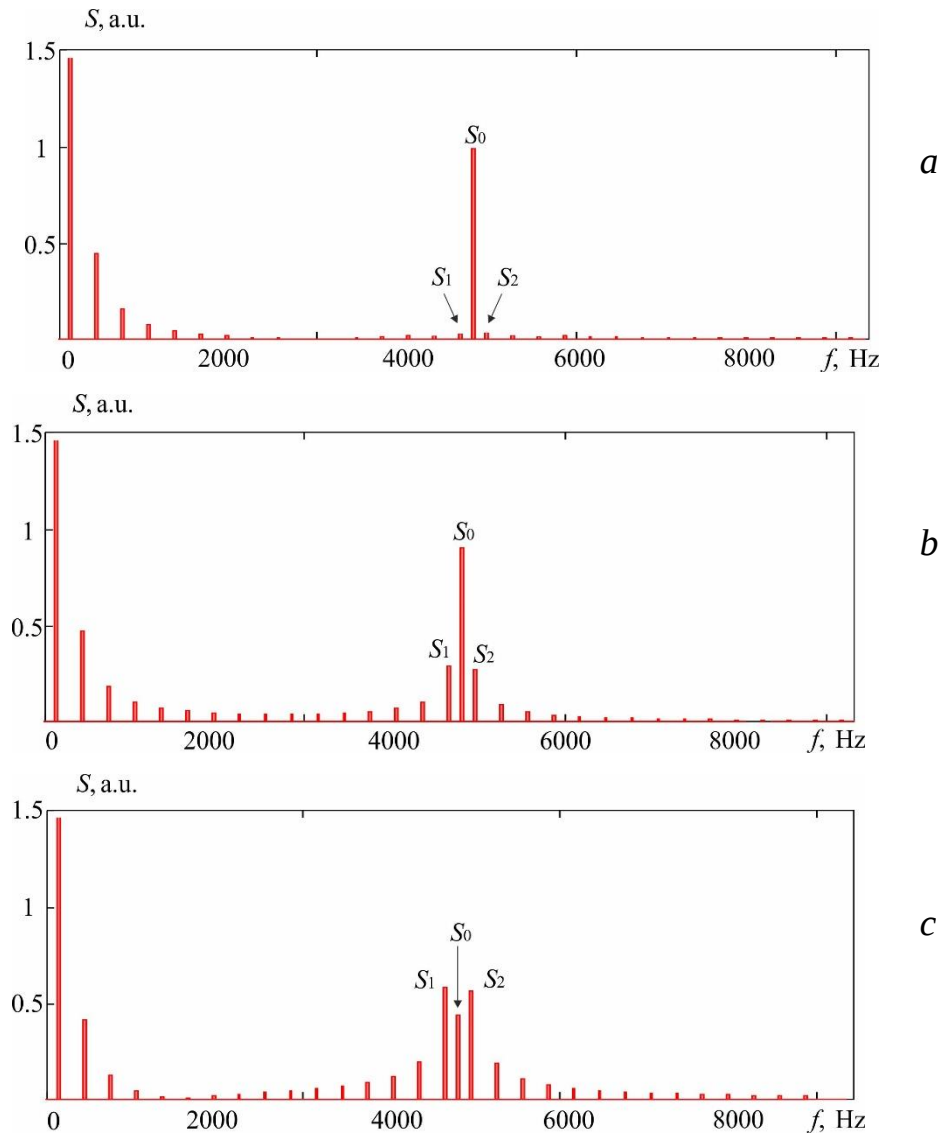


Рисунок 3.1 Спектры автодинного сигнала на равнофазном расстоянии при различных фазах $\delta\theta$: *a* – $\delta\theta = 0$, *b* – $\delta\theta = 0.2\pi$, *c* – $\delta\theta = 0.4\pi$ [75]

На рисунке 3.2 приведены спектры автодинного сигнала на расстояниях, отличных от равнофазного на 0.75 мм, соответствующих половинной величине между равнофазными расстояниями [78].

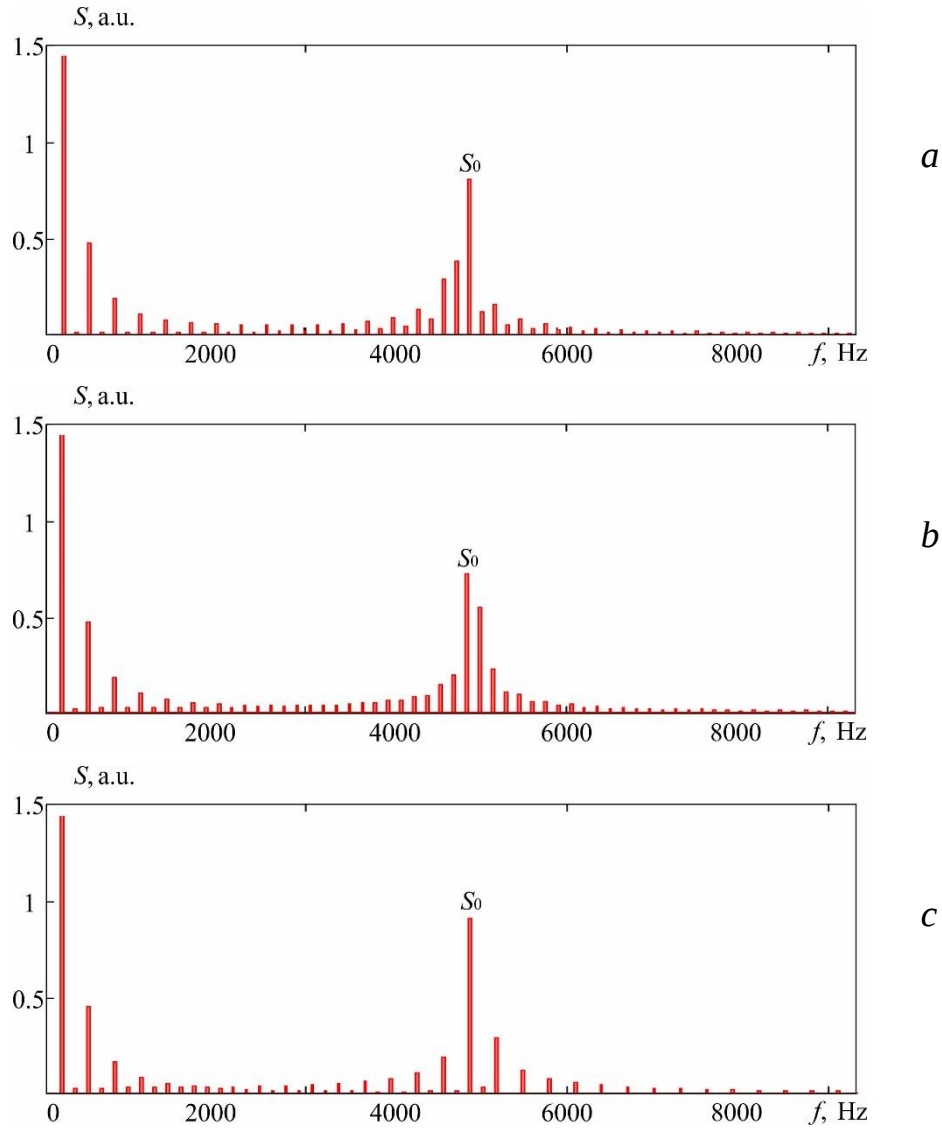


Рисунок 3.2 Спектры автодинного сигнала на расстояниях, отличных от равнофазного на 0.75 мм, при различных фазах $\delta\theta$: $a - \delta\theta = 0$, $b - \delta\theta = 0.2 \pi$, $c - \delta\theta = 0.4 \pi$ [77]

Как видно из рисунка 3.2, при всех фазах $\delta\theta = 0$, $\delta\theta = 0.2\pi$ и $\delta\theta = 0.4\pi$ в спектре наблюдаются сателлиты интерференционной составляющей спектра автодинного сигнала.

Зависимость амплитуд спектральных составляющих S_0 , S_1 , S_2 от фазы автодинного сигнала $\delta\theta$ представлена на рисунке 3.3. Как видно из рисунка 3.3, наблюдается нелинейная зависимость этих амплитуд от фазы автодинного сигнала.

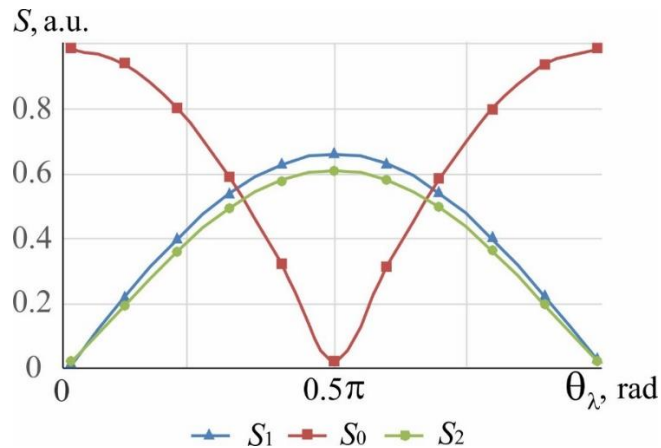


Рисунок 3.3 Зависимость амплитуд спектральных составляющих S_0 , S_1 , S_2 от фазы $\delta\theta$ [77]

На рисунке 3.4 приведена зависимость разности спектральных составляющих $S_0 - (S_1 + S_2)/2$ от фазы $\delta\theta$.

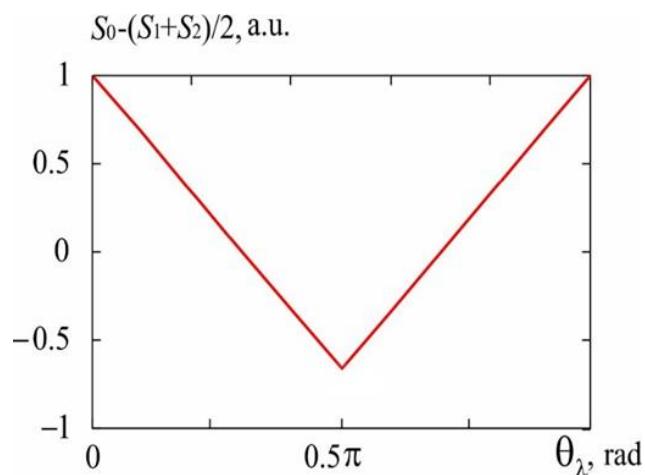


Рисунок 3.4 Зависимость разности спектральных составляющих $S_0 - (S_1 + S_2)/2$ от фазы $\delta\theta$ [77]

Как следует из рисунка 3.4, разность амплитуд спектральных составляющих $S_0 - (S_1 + S_2)/2$ линейно зависит от фазы автодинного сигнала и, следовательно, от расстояния до отражающей поверхности. Компьютерное моделирование показало, что, задавая погрешность измерения амплитуд спектральных составляющих равную 10%, максимальная точность измерения наносмещений в этом случае не хуже 10 нм.

Можно отметить, что существуют методы обработки спектра автодинного сигнала, обеспечивающие 1% точность измерения амплитуд спектральных составляющих. Теоретическая точность измерения наносмещений поверхности в этом случае может достигнуть величины 1 нм.

3.2 Лазерная автодинная система для измерения наносмещений

На рисунке 3.5 приведена блок-схема экспериментальной установки, в состав которой входил полупроводниковый лазерный модуль RLD-650 на квантоворазмерных структурах с дифракционно-ограниченной одиночной пространственной модой и длиной волны 650 нм (1), напряжение на который подавалось через источник напряжения, стабилизированный по току (2). Излучение лазерного модуля направлялось на поверхность отражателя (3), наносмещение которого осуществлялось нанопьезостанцией NanoScan Technologies EG-3060 (ООО "Нано Скан Технология", РФ) (4). Калибровка наносмещений проводилась с использованием пьезопозиционера Ratis XY, входящего в состав нанопьезостанции NanoScan Technologies EG-3060 (5). Небольшая часть излучения, отраженная от диффузной поверхности отражателя, возвращалась в резонатор полупроводникового лазера, изменение выходной мощности которого регистрировалось встроенным в лазерный модуль фотодетектором. Остальная часть излучения рассеивалась. Сигнал с фотодетектора через усилитель и аналого-

цифровой преобразователь (АЦП), встроенные в лабораторную станцию виртуальных приборов NIELVIS (National Instruments, USA) (6), поступал в компьютерную станцию (7), в которой выполнялась последующая обработка сигнала.

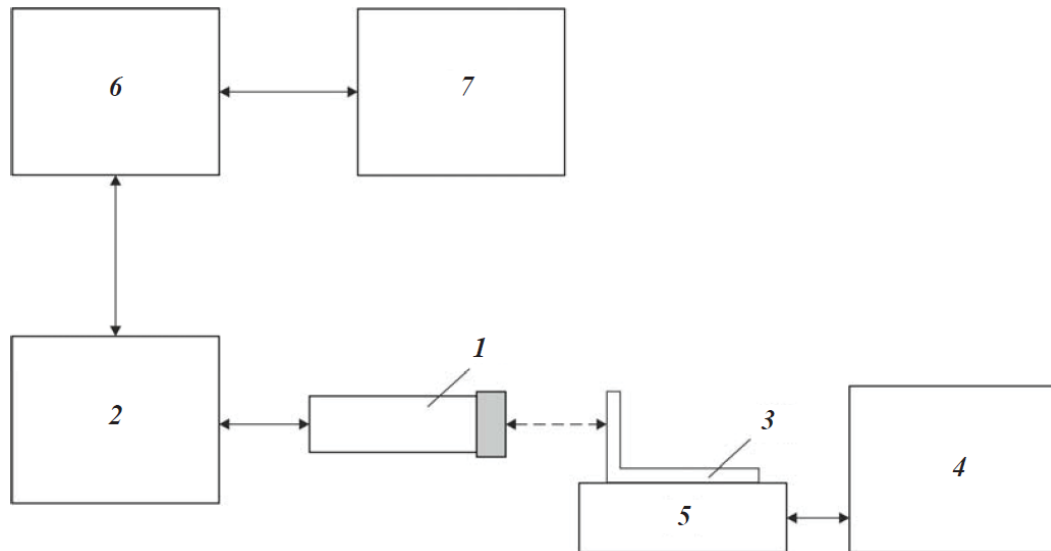


Рисунок 3.5 Блок схема экспериментальной установки: 1 – полупроводниковый лазерный модуль RLD-650, 2 – источник напряжения, стабилизированный по току, 3 – диффузный отражатель, 4 – нанопьезостанция NanoScan Technologies EG-3060, 5 – пьезопозиционер Ratis XY, 6 – лабораторная станция виртуальных приборов NI ELVIS, 7 – компьютерная станция [77]

Частотная модуляция сигнала лазерного диода проводилась на частоте $f = 170$ Гц посредством изменения тока питания лазера по треугольному закону. Излучение лазерного модуля фокусировалось линзой с числовой апертурой $NA = 0,25$ и фокусным расстоянием 10 мм. Отражатель располагался вблизи плоскости фокусировки лазерного пучка.

Как известно максимальный коэффициент автодинного усиления лежит вблизи пороговых значений тока питания полупроводникового лазера. В связи с этим ток питания лазерного автодина задавался на уровне 1,2 от значения

порогового тока ($I_{th}=25$ мА), при этом мощность излучения лазерного диода уменьшалась до 2 мВт при рабочей мощности 5 мВт.

Для уменьшения уровня обратной связи использовалась регулируемая расфокусировка пучка лазера [79]. Используя наборы различных спектральных составляющих автодинного сигнала, определялся уровень обратной связи, который во время измерений не превышал значений 0.15. Калибровка девиации длины волны лазерного модуля осуществлялась на эшелле-спектрометре высокого разрешения SHR (SolarLaserSystems, Республика Беларусь).

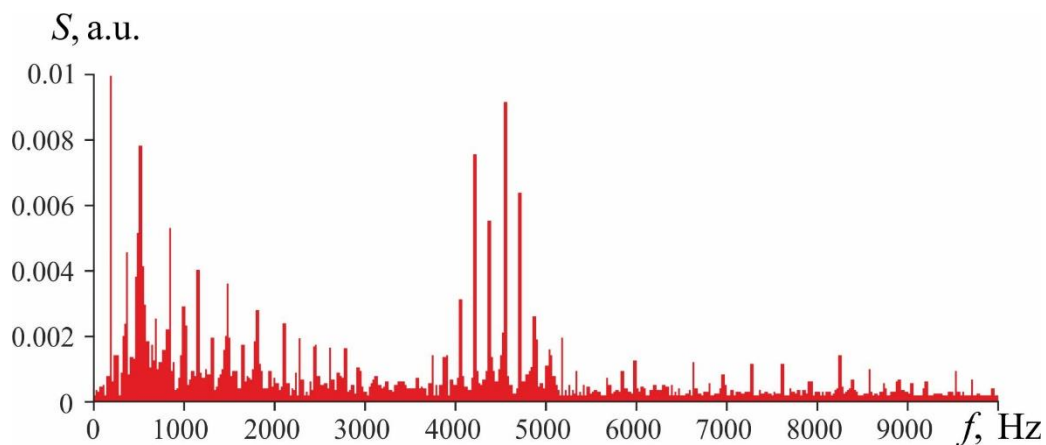
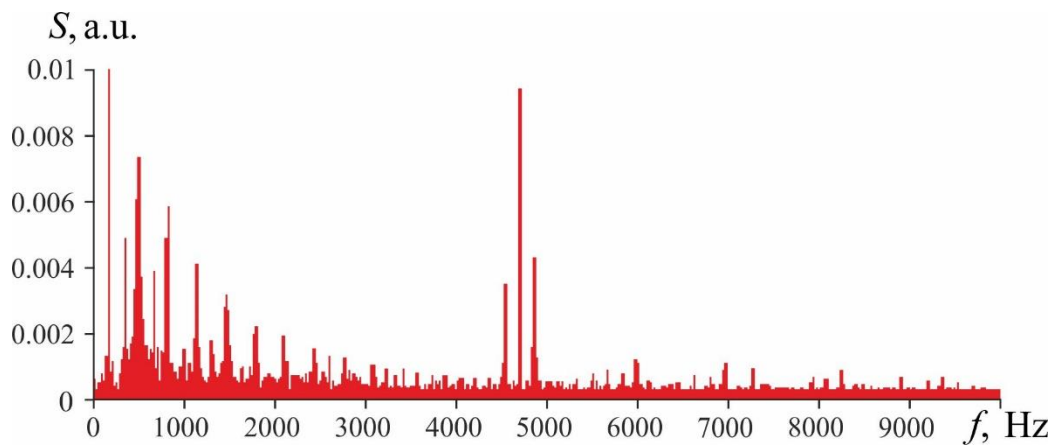


Рисунок 3.6 Спектры $S(f)$ при девиации длины волны лазерного излучения $\Delta\lambda = 0.07$ нм: а) – поверхность находится на равнофазном расстоянии от активной среды лазерного автодина до отражающей поверхности равном ~ 48 мм, б) – расстояние до отражающей поверхности увеличено относительно равнофазного на 0.75 мм [77]

На рисунке 3.6 представлены измеренные спектры $S(f)$ при девиации длины волны лазерного излучения $\Delta\lambda = 0.07$ нм, полученные на расстоянии от активной среды лазерного автодина до отражающей поверхности равном ~ 48 мм. Изменением по треугольному закону напряжения, подаваемом на стабилизатор тока питания лазерного модуля, регулировали величину девиации длины волны лазерного излучения до появления картины спектра автодинного сигнала, соответствующей виду спектров, приведенных на рисунке 3.1. На рисунке 3.6а расстояние от активной среды лазерного автодина до отражающей поверхности соответствует равнофазному расстоянию, а на рисунке 3.6б приведен спектр автодинного сигнала на расстоянии, увеличенном на 0.75 мм относительно равнофазного.

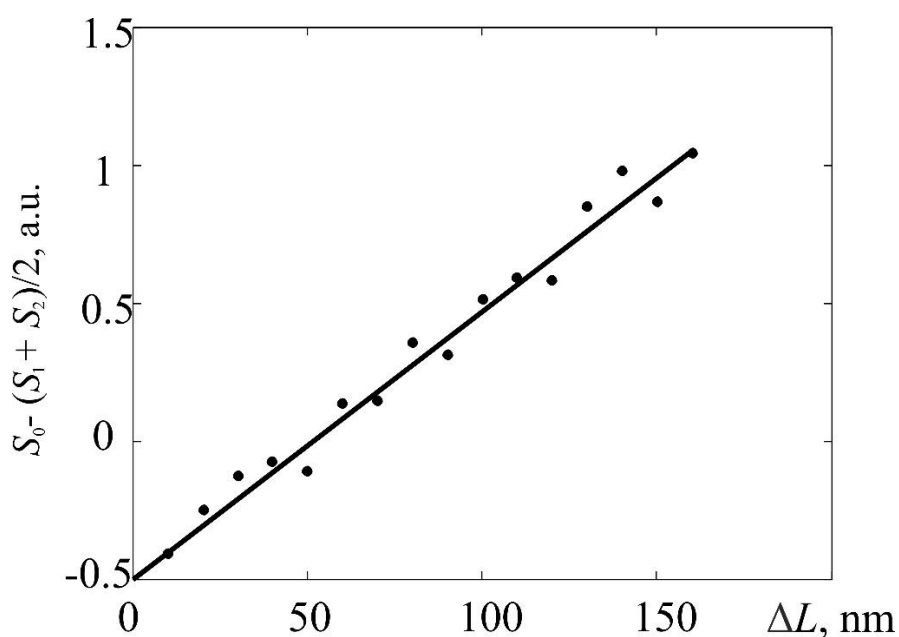


Рисунок 3.7 Зависимость измеренной разности спектральных составляющих $S_0 - (S_1 + S_2)/2$ от величины наносмещения пьезопозиционера ΔL [77]

На рисунке 3.7 приведены результаты измерений наносмещений ΔL при величине шага смещения столика нанопьезостанции NanoScan Technologies EG-3060 равного 10 нм. При этом учитывалась периодичность изменения автодинного сигнала. Как видно из рисунка 3.7, наблюдается линейная зависимость

измеренной разности спектральных составляющих $S_0 - (S_1 + S_2)/2$ от величины наносмещения пьезопозиционера, соответствующая результатам теоретического анализа. Разброс измеренных амплитуд спектральных составляющих при каждом положении отражателя относительно падающего лазерного излучения составил менее 10%. По максимальной величине этого разброса определялось отклонение от среднего значения. Разброс по оси абсцисс при этом составил менее 10 нм.

Таким образом, при треугольной модуляции длины волны лазерного излучения на расстояниях от активной среды лазерного автодина до отражающей поверхности, на которых выполняется условие равенства целого количества полуволен длине внешнего резонатора на границах диапазона девиации, абсолютное расстояние можно определить с нанометровой точностью.

3.3 Выводы

Показана возможность применения полупроводникового лазерного автодина с частотной модуляцией сигнала по треугольному закону для измерения наносмещений. Проведен анализ формирования спектра автодинного сигнала на расстояниях (равнофазных) от активной среды лазерного автодина до отражающей поверхности, на которых выполняется условие равенства целого количества полуволен длине внешнего резонатора на границах диапазона девиации длины волны лазерного диода. Показано, что поведение спектра при изменении фазы автодинного сигнала существенно зависит от расстояния до отражающей поверхности. Проведен сравнительный анализ спектров автодинного сигнала на расстояниях равных и отличных от равнофазного. При этом на равнофазных расстояниях наблюдается линейная зависимость разности спектральных составляющих от величины наносмещения.

Измерения наносмещений проводились с использованием лазерного модуля на квантоворазмерных структурах с дифракционно-ограниченной одиночной

пространственной модой, работающего в автодинном режиме. Калибровка наносмещений проводилась с использованием пьезопозиционера Ratis XY, входящего в состав нанопьезостанции NanoScan Technologies EG-3060. Измерение девиации длины волны лазерного модуля осуществлялось на эшелле-спектрометре высокого разрешения SHR. Равнофазное расстояние обеспечивалось путем изменения величины девиации длины волны лазерного излучения.

Экспериментально получена линейная зависимость измеренной разности спектральных составляющих автодинного сигнала от величины наносмещения пьезопозиционера, соответствующая результатам теоретического анализа при смещении отражающей поверхности с шагом 10 нм. При измерениях амплитуд спектральных составляющих с точностью лучше, чем 10% погрешность измерения наносмещения поверхности была не хуже 10 нм.

Как было отмечено, компьютерное моделирование и проведенные измерения выполнены в области равнофазных расстояний. На практике при юстировке лазерного автодина может понадобиться операция поиска равнофазного расстояния, которая может быть реализована изменением девиации длины волны лазерного автодина.

4 Автодинная интерферометрия расстояния при гармонической модуляции длины волны лазерного излучения

Интерферометрия абсолютного расстояния основана на различных видах токовой модуляции длины волны лазерного излучения [80-84]. Наибольшее число работ посвящено треугольной модуляции длины волны излучения, а основным измеряемым параметром является частота интерференционных максимумов, которая зависит от величины девиации длины волны и расстояния до отражателя [53]. Поскольку в современных полупроводниковых лазерах величина девиации не превышает нескольких нанометров, высокая точность измерений расстояния достигается на больших расстояниях.

Преимущества измерения абсолютных расстояний до 10 см при гармонической частотной модуляции лазерного автодина по сравнению с методом треугольной модуляции обсуждались в работе [78]. При этом возможности метода гармонической модуляции при больших величинах девиации длины волны ранее не были показаны.

Перспективность применения лазерного автодина обусловлена задачей разработки лазерных зондов для контроля микроперемещений в узком диапазоне расстояний до отражателя. При фиксированном расстоянии до измеряемой поверхности в диапазоне нескольких миллиметров метод гармонической девиации длины волны излучения лазера актуален с точностью измерения до единиц микрон, при этом в отличие от фазовых методов интерферометрии метод многочастотной модуляции лазерного автодина свободен от неоднозначности и неопределённости при смене направления смещения рельефа поверхности на противоположное.

В настоящем разделе обосновывается необходимость выбора спектральных гармоник высокого порядка для измерения абсолютных расстояний при гармонической частотной модуляции лазерного излучения, обусловленный

поведением функции Бесселя в области однозначности нахождения решения. Также обсуждается возможность повышения точности измерений абсолютных расстояний при аппроксимации спада частотного спектра автодинного сигнала.

4.1 Выбор спектральных гармоник высокого порядка автодинного сигнала

При гармонической модуляции тока питания лазерного диода $j(t)$ частота излучения полупроводникового лазера запишется в виде:

$$\omega(j(t)) = \omega_0 + \omega_A \cdot \sin(2\pi\nu t) \quad , \quad (4.1)$$

где ω_0 — собственная частота излучения полупроводникового лазерного диода; ω_A — девиация частоты излучения полупроводникового лазерного диода; ν — частота модулирующего сигнала тока питания лазера.

Тогда мощность излучения полупроводникового лазера (2.8) с учетом гармонической модуляции примет вид:

$$P(j(t)) = P_1 \cdot \sin(2\pi\nu t) + P_2 \cdot \cos(\omega_0\tau + \omega_A\tau \cdot \sin(2\pi\nu t)) \quad , \quad (4.2)$$

где $\omega_0\tau$ — стационарная фаза автодинного сигнала, $\omega_A\tau$ — амплитуда изменения фазы автодинного сигнала при гармонической токовой модуляции.

Расстояние до отражающей поверхности определяется только с учетом фазовой составляющей многочастотного автодинного сигнала, поэтому выражение (4.2) можно упростить и записать в виде:

$$P(j(t)) = P_2 \cdot \cos(\omega_0\tau + \omega_A\tau \cdot \sin(2\pi\nu t)). \quad (4.3)$$

Анализ автодинного сигнала при наличии гармонической девиации длины волны излучения лазерного диода происходит путем сопоставления спектральных

составляющих ряда Фурье S_n с функциями Бесселя J_n . Разложив (4.3) в ряд по функциям Бесселя и отбросив постоянную составляющую, получим:

$$\begin{aligned}
 P(t) = & P_2 \cdot \cos(\omega_0 \tau) J_0(\omega_A \tau) + \\
 & + 2P_2 \cdot \cos(\omega_0 \tau) \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\omega_A \tau) \cos(4\pi n \nu t) - \\
 & - 2P_2 \cdot \cos(\omega_0 \tau) \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n+1}(\omega_A \tau) \cos(2\pi(2n-1)\nu t).
 \end{aligned} \tag{4.4}$$

В работе [85] описана связь спектральных составляющих S_n и функций J_n . Тогда амплитуды спектральных составляющих S_{2n} и S_{2n+1} при $n = 1, 2, 3...$ запишутся:

$$S_{2n} = 2P_2 \cos(\omega_0 \tau) J_{2n}(\omega_A \tau), \tag{4.5}$$

$$S_{2n+1} = -2P_2 \sin(\omega_0 \tau) J_{2n+1}(\omega_A \tau). \tag{4.6}$$

Отношение спектральных составляющих Фурье-спектра автодинного сигнала с номерами n и $n+2$ позволяют записать уравнение относительно переменной $\sigma = \omega_A \tau$, одним из корней которого является искомая величина L :

$$\frac{S_n}{S_{n+2}} = \frac{J_n(\sigma)}{J_{n+2}(\sigma)}. \tag{4.7}$$

Подставив выражение, связывающее время пролета фотонов во внешнем резонаторе с длиной внешнего резонатора, $\tau = 2L/c$, в выражение для амплитуды изменения фазы автодинного сигнала $\sigma = \omega_A \tau$ и выразив L , получим:

$$L = \frac{\sigma c}{2\omega_A}. \tag{4.8}$$

Для моделирования автодинного сигнала использовалась программа, написанная на языке Python 3 в программной среде PyCharm IDE. На рисунках 4.1 и 4.2 приведена модель интерференционного сигнала и его Фурье-спектр. Для построения моделей сигналов, а также для их анализа использовался программный модуль numpy, для отображения графиков был применен модуль matplotlib. Моделирование автодинного сигнала проводилось при следующих параметрах: $\lambda = 650$ нм, девиация длины волны излучения полупроводникового лазерного диода $\Delta\lambda = 0.01$ нм, расстояние до объекта $L = 52.8$ мм, частота модуляции тока лазерного излучения $\nu = 100$ Гц, $\theta = \pi/4$.

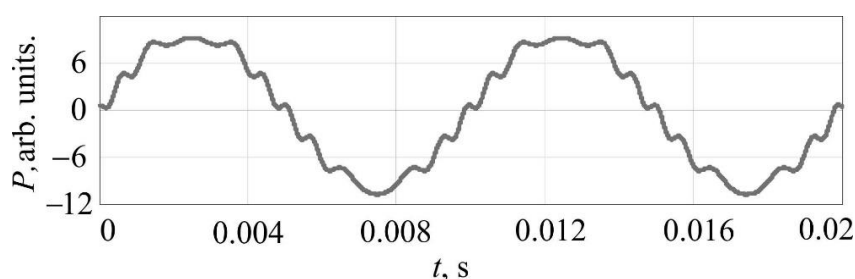


Рисунок 4.1 Модель интерференционного сигнала ($\Delta\lambda = 0.01$ нм, $L = 52.8$ мм).
[85]

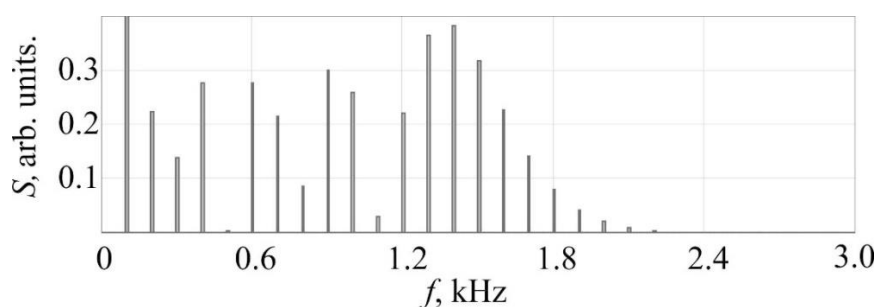


Рисунок 4.2 Спектр интерференционного сигнала ($\Delta\lambda = 0.01$ нм, $L = 52,8$ мм)
[85]

Спектр интерференционного сигнала (рисунок 4.2) содержит большое число гармоник, отношение амплитуд которых в соответствии с формулой (4.7) позволяет

определить расстояние до отражателя. Анализ этих отношений показывает, что не все из них имеют достаточную точность. В таблице 1 приведены результаты расчета расстояния до отражателя по отношению гармоник с различными номерами с использованием соотношений (4.7), (4.8). Как следует из таблицы, высокая точность измерений достигается при использовании отношения гармоник высоких порядков, в частности, начиная с $n = 11$. Такая закономерность объясняется свойствами функций Бесселя. На рисунке 4.3 приведены графики зависимостей функций Бесселя различных порядков J_n от аргумента σ , а на рисунке 4.4 графики отношения этих функций, используемые для определения аргумента σ из соотношения (4.7). Как видно из рисунка 4.3, значение аргумента σ в области однозначности для функций Бесселя первого порядка составляет 1.8, третьего — 4.3, десятого — 11.8. Как видно из рисунка 4.4 и таблицы 1, значение корня уравнения (4.7) для расстояния $L = 52.8$ мм равно $\sigma = 15.71$ и находится для отношения функций Бесселя J_8 и J_{10} в области неоднозначности, а для отношения функций Бесселя J_{12} и J_{14} корень уравнения находится в области однозначности. Таким образом, поскольку функции Бесселя имеют области неоднозначности, то для достоверного определения аргумента при выборе спектральных составляющих интерференционного сигнала необходимо ограничиться областью однозначности, которая находится в конце значимой области спектра.

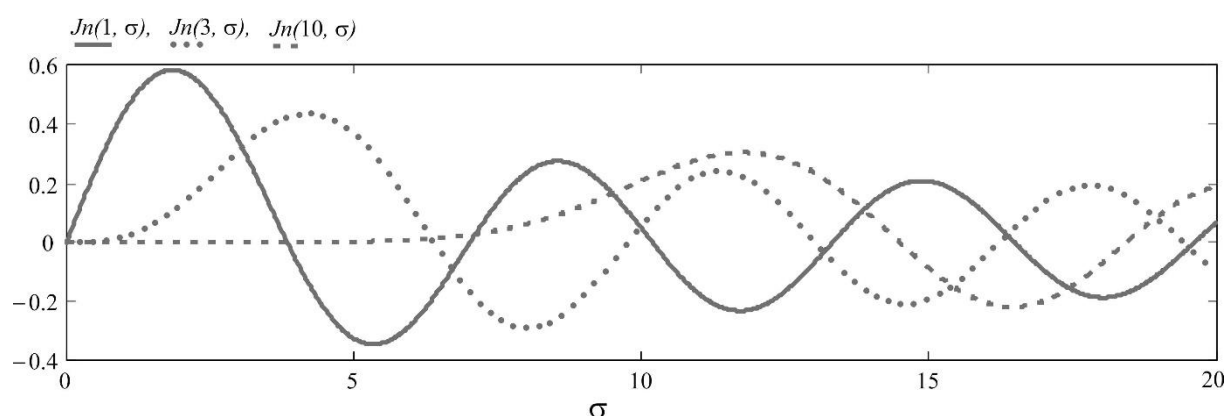


Рисунок 4.3 Графики зависимостей функций Бесселя различных порядков J_n от аргумента σ [85]

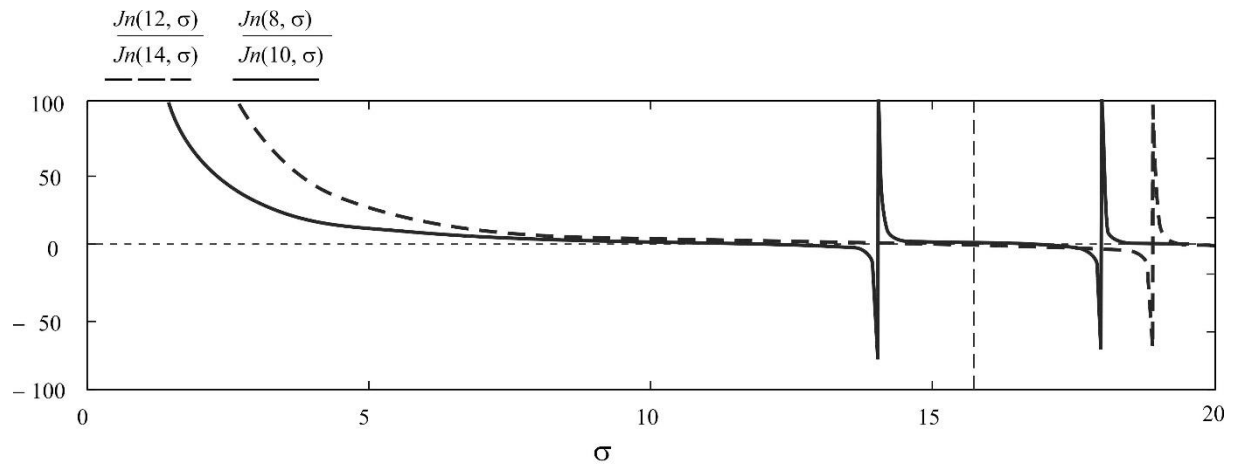


Рисунок 4.4 Графики зависимостей отношений функций Бесселя различных порядков, используемых для определения аргумента $\sigma = 15.71$ ($\Delta\lambda = 0.01$ нм, $L = 52,8$ мм) [85]

Таблица 1. Результаты расчета расстояния до отражателя по модельным амплитудам спектральных составляющих и погрешность его определения [85]

n	S_n	S_{n+2}	σ	L , мм	δ error, %	δ error, м
1	9.8	0.14014	0.575343	1.93	>100	—
2	0.225	0.278	4.34	14.6	>100	—
3	0.139	0.002	1.07	3.6	>100	—
4	0.278	0.277	6.4	21.52	>100	—
5	0.002	0.213	8.75	29.44	>100	—
6	0.277	0.086	6.6	22.2	>100	—
7	0.213	0.301	10.03	33.75	>100	—
8	0.086	0.259	11.71	39.37	>100	—
9	0.301	0.028	5.9	19.85	>100	—
10	0.259	0.219	12.52	42.1	25	0.001
11	0.028	0.363	15.708	52.81	$<10^{-11}$	$<10^{-14}$
12	0.219	0.382	15.708	52.81	$<10^{-11}$	$<10^{-14}$
13	0.363	0.318	15.708	52.81	$<10^{-11}$	$<10^{-14}$
14	0.382	0.225	15.708	52.81	$<10^{-11}$	$<10^{-14}$
15	0.318	0.140	15.708	52.81	$<10^{-11}$	$<10^{-14}$

На практике оценка точности измерений должна проводиться с учетом точности определения тех величин, которые дают максимальную погрешность. Мы использовали данные по погрешностям измерений на лазерных автодинах, приведенных в работах [86-89]. Нами вводились две шумовые составляющие: в формулу расчета мощности автодинного сигнала, соотношение (4.3), и в измеряемую амплитуду спектральных гармоник, используемых в соотношении (4.7). Результаты расчета расстояния до отражателя и погрешность его определения приведены в таблице 2. При этом выбирались взятые из измерений 5% - погрешность мощности автодинного сигнала и 1% - погрешность амплитуд спектральных гармоник. С учетом области однозначности функций Бесселя для расчета абсолютного расстояния по спектру интерференционного сигнала, приведенного на рисунке 4.3, выбирались спектральные гармоники с номерами n от 11 и больше. В частности, отношение гармоник S_{11} и S_{13} в уравнении (4.6) показывает наилучший результат и дает погрешность менее 5 мкм.

Таблица 2. Результаты расчета расстояния до отражателя по амплитудам спектральных составляющих с учетом погрешности их определения [85]

n	S_n	S_{n+2}	σ	L , мм	δ error, %	δ error, мкм
11	0.028	0.363	15.71	52.81	0.0074	3.9
12	0.219	0.382	15.697	52.78	0.07	35
13	0.363	0.318	15.687	52.74	0.14	71
14	0.382	0.225	16.678	52.71	0.19	100
15	0.318	0.140	15.671	52.68	0.23	123

При изменении девиации лазерного диода будет изменяться форма и спектр интерференционного сигнала. На рисунках 4.5 и 4.6 приведены модель интерференционного сигнала и его спектр при следующих параметрах: $\lambda = 0.05$ нм, $L = 52.8$ мм. Если провести сравнительный анализ рисунков 4.2 и 4.6, то можно установить закономерность, заключающуюся в том, что с ростом девиации

увеличивается количество интерференционных максимумов, а спектр обогащается гармониками высоких порядков. Для определения погрешности измерения абсолютного расстояния нами устанавливалась 5% - погрешность измерения мощности автодинного сигнала и 1% - погрешность измерения амплитуды спектральной гармоники.

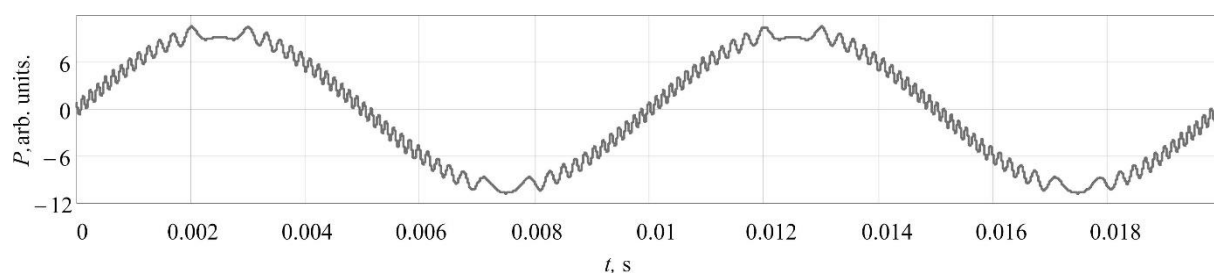


Рисунок 4.5 Модель интерференционного сигнала при гармонической модуляции длины волны ($\Delta\lambda = 0.05$ нм, $L = 52,8$ мм) [85]

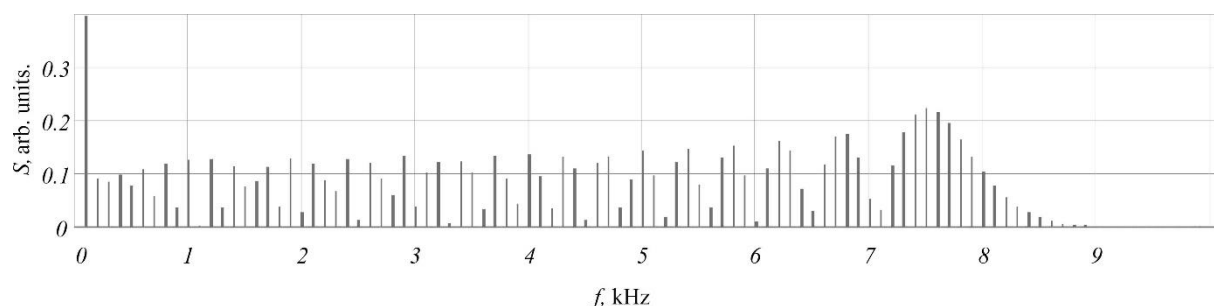


Рисунок 4.6 Спектр интерференционного сигнала при гармонической модуляции длины волны ($\Delta\lambda = 0.05$ нм, $L = 52,8$ мм) [85]

На рисунке 4.7 приведена зависимость погрешности определения абсолютного расстояния от величины девиации длины волны лазерного автодина. Полученная зависимость указывает на то, что с ростом девиации точность определения расстояния увеличивается и достигает микронной величины при $\Delta\lambda = 0.6$ нм. Если в процессе измерения расстояния изменять величину девиации так, чтобы набор измеряемых гармоник находился в области высоких частот, то

точность измерений повышается при уменьшении расстояния. С учетом области однозначности функций Бесселя для расчета абсолютного расстояния по спектру интерференционного сигнала, приведенного на рисунке 4.6, выбирались спектральные гармоники с номерами n от 70 и больше.

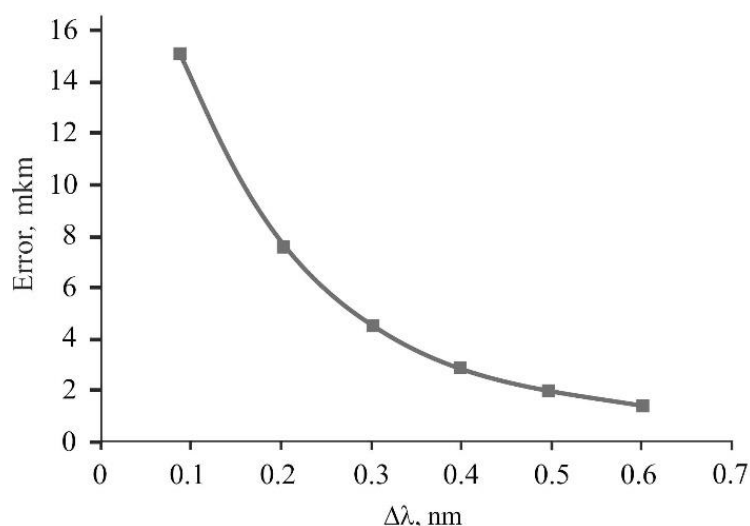


Рисунок 4.7 Зависимость погрешности определения абсолютного расстояния от величины девиации на расстоянии $L = 52,8$ мм [85]

На рис. 4.8 приведена зависимость погрешности измерений от расстояния до отражателя при неизменном наборе спектральных составляющих с номерами $n = 70$ и 72 . Уменьшение погрешности измерений, наблюдаемое на рисунке 4.8, обусловлено увеличением девиации при уменьшении расстояния до отражателя. Поскольку для постоянной девиации при уменьшении расстояния до отражателя количество спектральных гармоник спектра Фурье становится меньше, то для того, чтобы набор измеряемых гармоник находился в области высоких частот, необходимо было увеличивать величину девиации длины волны лазерного излучения. Диапазон изменения величины девиации составил от 0.1 до 0.6 нм при точности измерений в диапазоне от 15 до 1 мкм.

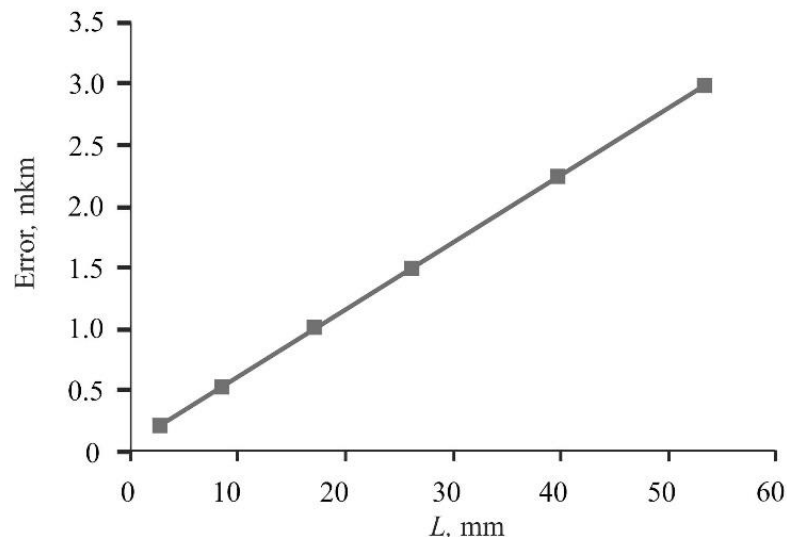


Рисунок 4.8 Зависимость погрешности измерений от расстояния до отражателя при неизменном наборе спектральных составляющих с номерами $n = 70$ и 72 [85]

В результате проведенного компьютерного моделирования было показано, что предлагаемый метод гармонической частотной модуляции лазерного излучения позволяет измерять абсолютные расстояния с микронной точностью. Установлено, что для расчета расстояния по спектру автодинного сигнала требуется выбор спектральных гармоник высокого порядка, что обусловлено поведением функции Бесселя в области однозначности нахождения решения. При уменьшении расстояния до отражателя возникает проблема уменьшения количества спектральных гармоник Фурье-спектра автодинного сигнала, что влияет на точность метода. Изменение величины девиации длины волны излучения позволяет контролировать этот процесс и сохранять точность при уменьшении расстояний. Проведенные расчеты обосновывают возможность применения лазерного автодина при разработке лазерных зондовых измерителей рельефа поверхности с микронной точностью.

Однако, такой метод определения абсолютного расстояния при экспериментальных исследованиях не всегда может быть применен в виду

искажений спектра, связанных с влиянием внешней оптической обратной связи. Поэтому разработан метод анализа автодинного спектра при гармонической токовой модуляции не требующий разложения сигнала в ряды по функциям Бесселя.

4.2 Метод анализа автодинного сигнала в точке перегиба огибающей спада спектра интерференционного сигнала при гармонической токовой модуляции лазерного автодина

Для анализа спектра автодинного сигнала используем связь частоты спектральной гармоники с мгновенной скоростью движения отражателя [90]. Предположим, что объект прямолинейно равномерно движется с постоянной скоростью ϑ на участке наблюдения t . В этом случае зависимость времени обхода лазерным излучением внешнего резонатора от времени примет следующий вид:

$$\tau(t) = \frac{2}{c}(L_0 + \vartheta \cdot t). \quad (4.9)$$

Тогда нормированную составляющую автодинного сигнала можно представить в виде:

$$P = \cos\left(\frac{2\omega_0}{c}(L_0 + \vartheta \cdot t)\right). \quad (4.10)$$

Учитывая, что $\omega_0 = 2\pi \cdot c/\lambda_0$, получаем:

$$P = \cos\left(\frac{4\pi \cdot \vartheta \cdot t}{\lambda_0} + \frac{4\pi \cdot L_0}{\lambda_0}\right). \quad (4.11)$$

Сопоставляя полученное выражение (4.9) для переменной нормированной составляющей автодинного сигнала с гармонической функцией косинуса в виде:

$$P = \cos(\Omega \cdot t + \varepsilon), \quad (4.12)$$

где $\varepsilon = 4\pi \cdot L_0/\lambda_0$ – начальная фаза, и учитывая, что $\Omega = 2\pi \cdot \nu_n$, где ν_n – частота изменения автодинного сигнала при постоянной скорости изменения длины волны излучения лазера, получаем:

$$\nu_n = \frac{2 \cdot \vartheta}{\lambda_0},$$

откуда скорость:

$$\vartheta = \nu_n \cdot \lambda_0 / 2. \quad (4.13)$$

То есть, в случае гармонической модуляции длины волны излучения лазера мгновенную скорость изменения длины волны можно получить, определив частоту переменной нормированной составляющей спектра автодинного сигнала с использованием выражения (4.13).

Приравнивая мгновенную скорость (4.13), полученную из спектра автодинного сигнала, производной от амплитуды девиации частоты излучения полупроводникового лазерного диода:

$$\frac{d \left(4\pi L \frac{\Delta\lambda}{\lambda^2} \sin(2\pi\nu t) \right)}{dt} = \frac{\nu_n \cdot \lambda_0}{2},$$

можно получить соотношение, связывающее расстояние до отражателя с частотой спектральной гармоники ν_n :

$$L = \frac{\lambda^2}{4\pi\Delta\lambda} \frac{\nu_n}{\nu_1} \quad (4.14)$$

Учитывая свойства Фурье-преобразования для ограниченных порогом функций, максимальной мгновенной скорости девиации $\Delta\lambda$ будет соответствовать точка перегиба огибающей спада спектра автодинного сигнала. Т.е., за значение максимальной частоты изменения интерференционного сигнала ν_n следует принимать частоту, соответствующую точке перегиба огибающей спада спектра автодинного сигнала.

Моделирование автодинного сигнала проводилось при следующих параметрах: $\lambda = 650$ нм, девиация длины волны излучения полупроводникового лазерного диода $\Delta\lambda = 0.067$ нм, расстояние до объекта $L = 50$ мм, частота модуляции тока лазерного излучения $\nu_1 = 100$ Гц. На рисунках 4.9 и 4.10 приведена модель интерференционного сигнала и его Фурье-спектр при различных значениях девиации длины волны излучения $\Delta\lambda$ и стационарной фазы автодинного сигнала θ .

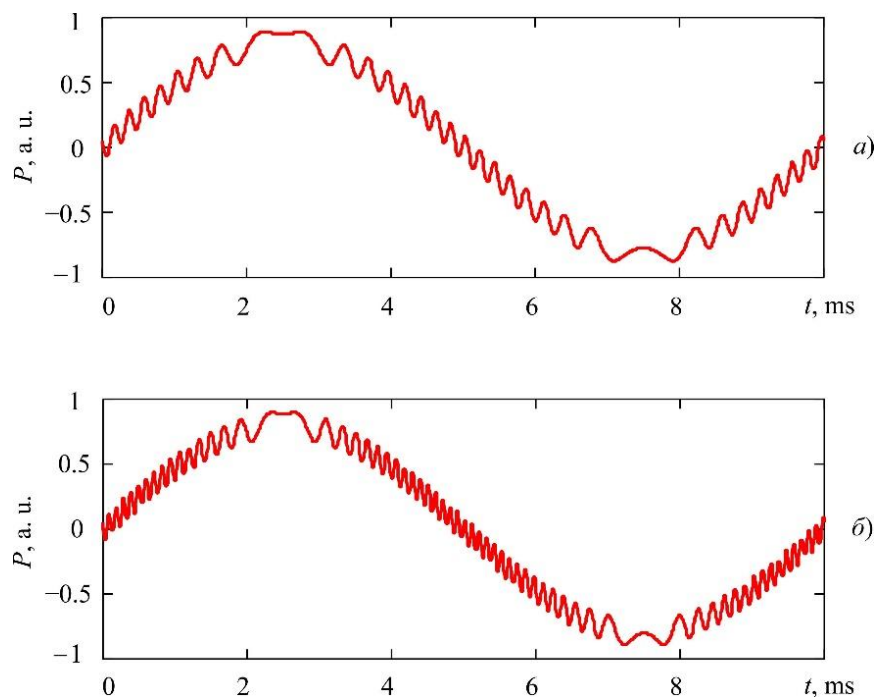


Рисунок 4.9 Автодинный сигнал при различных девиациях длины волны: а) $\Delta\lambda = 0.034$ нм, б) $\Delta\lambda = 0.067$ нм [90]

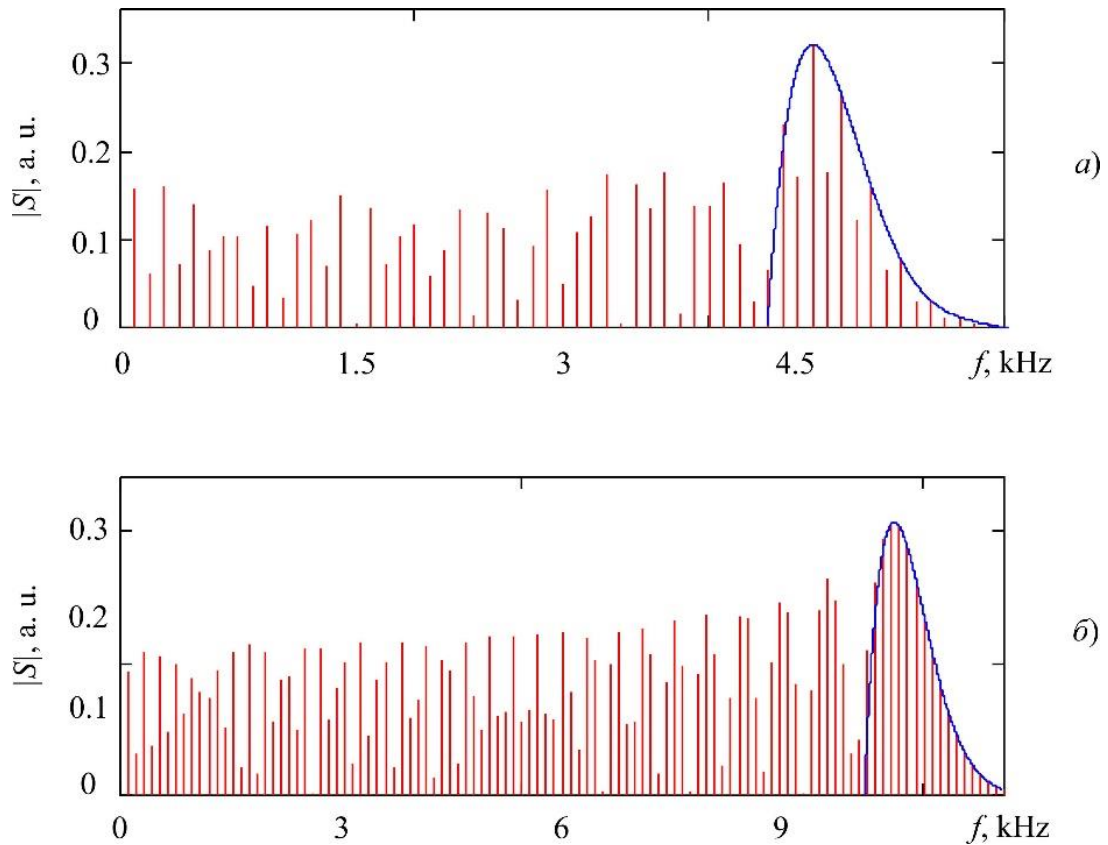


Рисунок 4.10. Спектр интерференционного сигнала при модуляции мощности излучения лазерного диода для различных значений девиации длины волны и стационарной фазы: а) $\Delta\lambda = 0.034$ нм и $\theta = \pi/3$, б) $\Delta\lambda = 0.067$ нм и $\theta = \pi/4$ [90]

Как видно из рисунка 4.9, наблюдается низкочастотная модуляция, обусловленная модуляцией мощности излучения лазерного диода на частоте модуляции тока питания лазера, а также высокочастотная модуляция, обусловленная интерференцией отраженной волны с падающей, в результате которой во внешнем резонаторе образуется стоячая волна. При девиации длины волны излучения лазерного диода наблюдается смещение узлов и пучностей стоячей волны, в результате которого интенсивность излучения лазера будет изменяться. Изменение интенсивности излучения регистрируется фотодетектором, встроенным с обратной стороны от излучаемой грани лазерного автодина.

Как видно из рисунка 4.10, спектр интерференционного сигнала состоит из гармоник, кратных частоте девиации тока питания лазерного диода. Максимальной частоте ν_n , будет соответствовать точка перегиба огибающей спада спектра интерференционного сигнала, определяемая в области минимума первой производной от функции огибающей.

Для повышения точности определения частоты ν_n спад спектр интерференционного сигнала аппроксимировался полиномом вида:

$$A_i(x) = a_0^{(i)} + a_1^{(i)}(x - x_i) + a_2^{(i)}(x - x_i)^2 + a_3^{(i)}(x - x_i)^3 + \dots a_n^{(i)}(x - x_i)^n.$$

В таблицах 3 и 4 приведены значения абсолютной погрешности восстановления значения расстояния по результатам аппроксимации спада спектр интерференционного сигнала полиномом различной степени.

Таблица 3 Значения погрешности при восстановлении расстояния по результатам аппроксимации спада спектра интерференционного сигнала полиномом различной степени при $\Delta\lambda = 34$ нм и $\theta = \pi/4$ [90]

Вид аппроксимации	Погрешность		
	Нечетные гармоники	Четные гармоники	Смешанные гармоники
Полином 4 степени	300 мкм	1090 мкм	220 мкм
Полином 5 степени	15 мкм	60 мкм	10 мкм
Полином 6 степени	100 мкм	70 мкм	80 мкм
Полином 7 степени	70 мкм	80 мкм	40 мкм

Таблица 4 Значения погрешности при восстановлении расстояния по результатам аппроксимации спада спектра интерференционного сигнала полиномом различной степени при $\Delta\lambda = 67$ нм и $\theta = \pi/4$ [90]

Вид аппроксимации	Погрешность		
	Нечетные гармоники	Четные гармоники	Смешанные гармоники
Полином 4 степени	75 мкм	330 мкм	50 мкм
Полином 5 степени	9 мкм	20 мкм	5 мкм
Полином 6 степени	35 мкм	25 мкм	30 мкм
Полином 7 степени	25 мкм	20 мкм	10 мкм

Из представленных таблиц следует, что точность измерений может быть повышена при использовании аппроксимации спада спектр интерференционного сигнала по смешанным гармоникам при значении стационарной фазы равной $\theta = \pi/4$, а также при увеличении девиации длины волны лазерного излучения. Наибольшая точность решения обратной задачи по определению расстояния с использованием соотношения (4.14) достигается при выборе многочлена 5 порядка ($n = 5$). Средняя точность определения расстояния в диапазоне 50-100 мм составила 28.5 мкм, минимальная и максимальная: 1.3 мкм и 56.3 мкм, соответственно.

На рисунке 4.11 приведена зависимость погрешности восстановления значения расстояния от величины девиации длины волны лазера по результатам аппроксимации спада спектр интерференционного сигнала полиномом 5 степени, вычисленная по значению максимальной частоты изменения интерференционного сигнала.

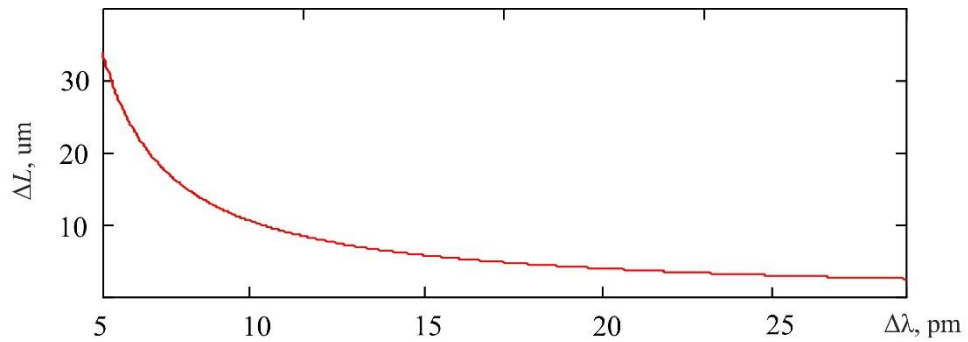


Рисунок 4.11. Зависимость погрешности восстановления значения расстояния по результатам аппроксимации спада спектра интерференционного сигнала полиномом 5 степени, вычисленная по значению максимальной частоты изменения интерференционного сигнала, от девиации длины волны $\Delta \lambda$ [90]

Как видно из рисунка 4.11, наблюдается уменьшение средней величины погрешности измерений от величины девиации длины волны лазера, что может быть объяснено обогащением спектра интерференционного сигнала и использованием для определения абсолютного расстояния гармоник высших порядков.

4.3. Экспериментальная часть

Измерения проводились на установке, блок-схема которой представлена на рисунке 4.12.

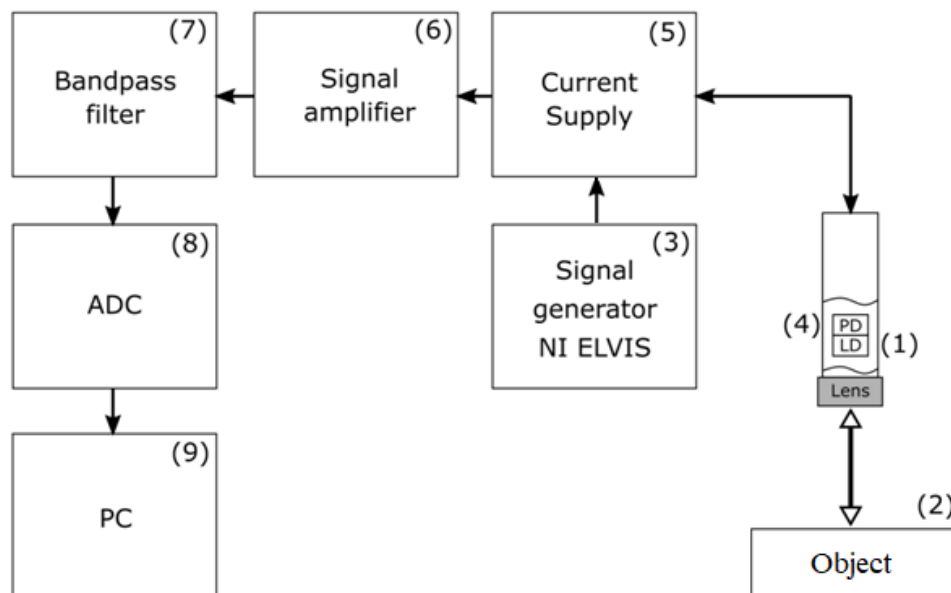


Рисунок 4.12 Блок-схема экспериментальной установки: 1 – лазерной автодин, 2 – объект, 3 – генератор сигналов NIELVIS, 4 – фотоприемник, 5 – блок управления током питания, 6 – усилитель сигнала, 7 – полосовой фильтр, 8 – АЦП, 9 – компьютер [90]

В состав установки входил полупроводниковый лазерный модуль HLDP 650a на квантоворазмерных структурах с дифракционно-ограниченной одиночной пространственной модой и длиной волны 654 нм – 1. Излучение лазерного автодина фокусировалось на поверхность объекта – 2, при этом диаметр пятна лазерного излучения на поверхности объекта составлял 1 мм. Рабочий режим тока питания лазерного диода задавался блоком управления током питания – 5. Модуляция длины волны лазера осуществлялось с помощью генератора сигналов,

встроенного в лабораторную станцию виртуальных приборов NIELVIS – 3 (National Instruments, США).

Отраженное от внешнего отражателя излучение направлялось в резонатор лазера, изменение мощности которого фиксировалось фотоприемником – 4. Продетектированный с фотоприемника сигнал проходил через усилитель сигнала – 6, фильтр переменного сигнала – 7 и поступал на вход аналого-цифрового преобразователя – 8 (с частотой дискретизации 150 кГц), соединенного с компьютером – 9. Частотная модуляция лазера задавалась изменением тока питания лазера. Величина девиации измерялась с помощью эшелле-спектрометра SHR (ЗАО "СОЛАР ЛС", Беларусь).

Излучение лазерного диода фокусировалось линзой (Lens) с числовой апертурой $NA = 0.25$. Отражатель располагался в плоскости фокусировки лазерного пучка. Как известно максимальный коэффициент автодинного усиления лежит вблизи пороговых значений тока питания полупроводникового лазера. В связи с этим ток питания лазерного автодина задавался на уровне 1.2 от значения порогового тока ($I_{th} = 25$ мА), при этом мощность излучения лазерного диода уменьшалась до 2 мВт при рабочей мощности 5 мВт.

Для уменьшения уровня обратной связи использовалась регулируемая расфокусировка пучка лазера. Используя наборы различных спектральных составляющих автодинного сигнала, определялся уровень обратной связи, который во время измерений не превышал значений $C < 0.2$. При выборе уровня обратной связи режим работы автодина контролировался на эшелле-спектрометре высокого разрешения SHR, в спектре которого даже при наличии обратной связи наблюдалась только одна частота генерации лазерного излучения, что исключало возникновение режима хаотической неустойчивости мощности и девиации частоты излучения лазерного диода.

Фильтрация автодинного сигнала осуществлялась с помощью фильтра Баттерворта 3 порядка. Обработка сигнала осуществлялась на языке python с использованием библиотеки `scipy`.

На рисунке 4.13 приведены измеренный автодинный сигнал (а) и его спектр (б) для случая развертки напряжения по гармоническому закону за время 10 мс ($\nu_1 = 100$ Гц) в диапазоне девиации длины волны лазерного излучения от 0 до 38 пм. Для увеличения точности измерений циклы изменения развертки напряжения повторялись многократно.

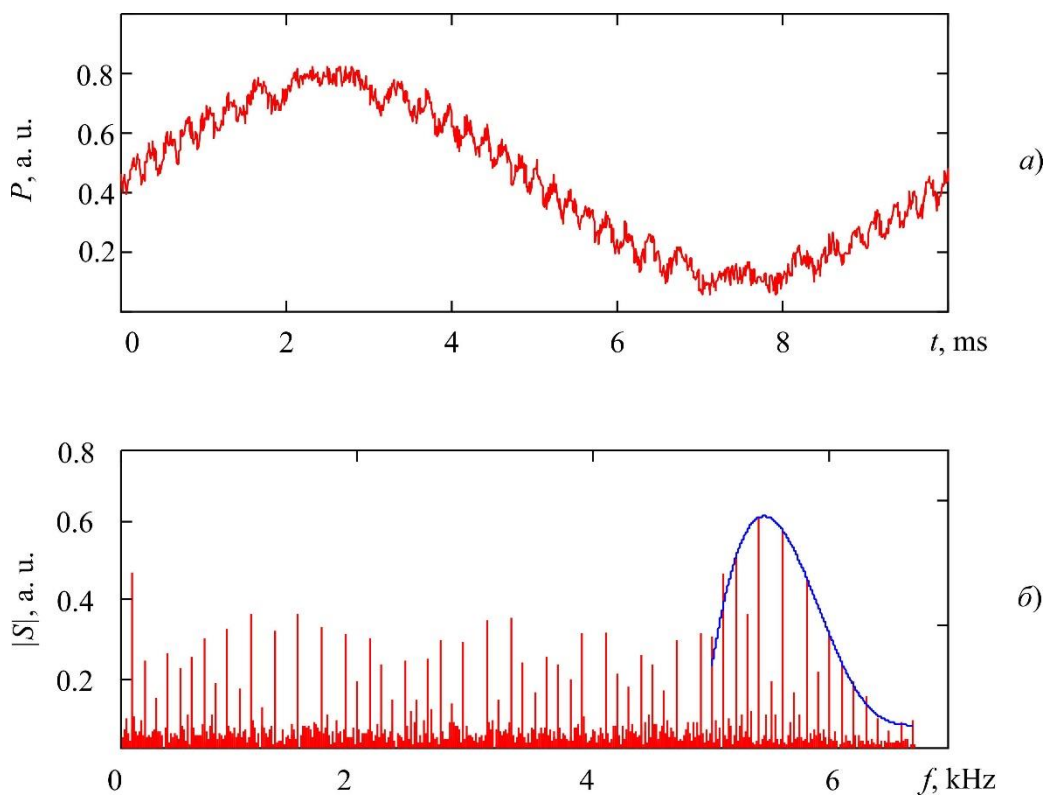


Рисунок 4.13 Измеренный автодинный сигнал (а) и его спектр (б) для случая развертки напряжения по гармоническому закону за время 10 мс, девиации длины волны лазерного излучения составила 38 пм. [90]

Спад автодинного сигнала аппроксимировался многочленом 5 порядка в области высших спектральных составляющих автодинного сигнала (сплошная кривая). Расстояние до отражателя определялось по значению частоты ν_n ,

соответствующей точке перегиба аппроксимирующей кривой в области высших спектральных составляющих автодинного сигнала с использованием соотношения (4.14). Значения абсолютного расстояния, восстановленные по результатам аппроксимации спада спектра интерференционного сигнала полиномом 5 степени, приведены в таблице 5 для нескольких измерений, соответствующих случайным значениям стационарной фазы θ , обусловленным неконтролируемым изменением температуры лазерного кристалла. Здесь же приведены результаты расчета среднеквадратического отклонения (СКО) при фиксированном расстоянии и девиации длины волны лазерного излучения.

Таблица 5. Значения абсолютного расстояния, восстановленные по результатам аппроксимации спада спектра интерференционного сигнала полиномом 5 степени для различных значений девиации длины волны лазерного автодина [90]

№ п/п	Девиация длины волны лазерного излучения					
	39 пм		58 пм		73 пм	
	Расстояние, мм	СКО, мкм	Расстояние, мм	СКО, мкм	Расстояние, мм	СКО, мкм
1	51.64	33	51.6	27	51.58	25
2	51.69		51.54		51.57	
3	51.7		51.57		51.54	
4	51.73		51.61		51.62	
5	51.72		51.63		51.6	
6	51.68		51.6		51.61	
7	51.75		51.57		51.56	
8	51.71		51.61		51.58	

Среднее значение абсолютного расстояния составило 51.63 мм. Минимальное значение разброса 25 мкм наблюдается при девиации равной 73 пм. Средний разброс измерений при различных величинах девиации длины волны лазерного излучения составил 76 мкм.

4.4 Выводы

В отличие от известного метода определения расстояния по спектру частотно-модулированного лазерного автодина по треугольному закону, использование гармонической частотной модуляции лазерного излучения позволяет повысить чувствительность метода к расстоянию за счет возможности измерения частоты спектральной составляющей не кратной частоте внешней модуляции. Частотная модуляция лазерного излучения по гармоническому закону приводит к появлению в спектре автодинного сигнала набора спектральных составляющих. По результатам аппроксимации спада спектра интерференционного сигнала полиномом вычисляется частота интерференционного сигнала, соответствующая точке перегиба огибающей спада спектра интерференционного сигнала, определяемой в области минимума первой производной от функции огибающей. Определенная таким образом максимальная частота изменения интерференционного сигнала используется для расчета абсолютного расстояния с точностью до десятков микрон.

Экспериментальные измерения подтвердили возможность измерения расстояния предложенным методом с высокой точностью, которая увеличивается с увеличением девиации длины волны излучения лазера и при измерениях со значением стационарного набег фазы равного $\pi/4$. Линейная зависимость частоты, соответствующей точке перегиба огибающей спада спектра интерференционного сигнала, от расстояния может быть использована для реализации бесконтактного метода измерения абсолютного расстояния при гармонической токовой модуляции длины волны лазерного излучения.

Заключение

Основные результаты, представленные в работе, заключаются в следующем:

Проведен критический анализ работ, посвящённых применению методов обработки автодинного сигнала с ненулевым уровнем внешней оптической обратной связи для определения параметров движения, а также современных методов лазерной автодинной интерферометрии при частотной модуляции лазерного излучения.

Проведена оценка точности определения параметров движения отражателя при различных уровнях обратной связи. Показано, что при низком уровне обратной связи влияние внешней оптической обратной связи на точность определения ускорения не приводит к ошибкам более 8%.

Проведен сравнительный анализ спектров автодинного сигнала на расстояниях от активной среды лазерного автодина до отражающей поверхности, на которых выполняется условие равенства целого количества полуволен длине внешнего резонатора на границах диапазона девиации длины волны лазерного диода. Показано, что поведение спектра при изменении фазы автодинного сигнала существенно зависит от расстояния до отражающей поверхности.

Экспериментально получена линейная зависимость измеренной разности спектральных составляющих автодинного сигнала от величины наносмещения пьезопозиционера, соответствующая результатам теоретического анализа при смещении отражающей поверхности с шагом 10 нм. При измерениях амплитуд спектральных составляющих с точностью лучше, чем 10% погрешность измерения наносмещения поверхности была не хуже 10 нм.

Предложен метод измерения абсолютных расстояний по низкочастотному спектру интерференционного сигнала частотно-модулированного лазерного диода. Показана связь максимальной частоты изменения интерференционного сигнала с

абсолютным расстоянием до отражателя. Установлено, что для расчета расстояния по спектру автодинного сигнала требуется выбор спектральных гармоник высокого порядка, что обусловлено поведением функции Бесселя в области однозначности нахождения решения.

Показана линейная зависимость частоты, соответствующей точке перегиба огибающей спада спектра интерференционного сигнала, от расстояния, которая может быть использована для реализации бесконтактного метода измерения расстояния при гармонической модуляции тока питания лазерного автодина. Экспериментальные измерения подтвердили возможность измерения расстояния предложенным методом с высокой точностью, которая увеличивается с увеличением девиации длины волны излучения лазера и при измерениях со значением стационарного набег фазы равного $\pi/4$. Линейная зависимость от расстояния частоты, соответствующей точки перегиба огибающей спада спектра интерференционного сигнала, может быть использована для реализации бесконтактного метода измерения абсолютного расстояния при гармонической токовой модуляции длины волны лазерного излучения.

Список цитируемой литературы

- 1 Guo, D. Laser Self-Mixing Grating Interferometer for MEMS Accelerometer Testing / D. Guo, H. Jiang, L. Shi, M. Wang // IEEE Photonics Journal. – 2018. – Vol. 10, no. 1. – P. 1-9.
- 2 Du, Y-J. High Dynamic Micro Vibrator with Integrated Optical Displacement Detector for In-Situ Self-Calibration of MEMS Inertial Sensors / Y-J. Du, T-T. Yang, D-D. Gong, Y-C. Wang, X-Y. Sun, F. Qin, G. Dai // Sensors. – 2018. – Vol. 18, no. 7. – P. 2055.
- 3 Мокров, Е. А. Акселерометры НИИ физических измерений элементы микросистемотехники / Е. А. Мокров, А. А. Папко // Микросистемная техника. – 2002. – № 1. – С. 3-9.
- 4 Берштейн, И. Л. Об одной схеме с автомодуляцией / И. Л. Берштейн // Радиотехника. – 1946. – Т. 1, №. 9. – С. 63.
- 5 Басов, Н. Г. Теория динамики инжекционных квантовых генераторов / Н. Г. Басов, В. Н. Морозов // ЖТФ. – 1969. – Т. 57, № 3. – С. 617.
- 6 Казаринов, Р. Ф. Гетеродинный прием света инжекционным лазером / Р. Ф. Казаринов, Р. А. Сурис // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1974. – Т. 66, №. 3. – С. 1067.
- 7 Гершензон, Е. М. Резонанс релаксационных колебаний в автодинных генераторах / Е. М. Гершензон, В. М. Калыгина, Б. И. Левит, Б. Н. Туманов // Известия вузов. Радиофизика. – 1981. – Т. 24, №. 8. – С. 1028-1034.
- 8 Напартович, А. П. Динамика полупроводникового лазера с запаздывающей обратной связью в зависимости от числа стационарных решений / А. П. Напартович, А. Г. Сухарев // Квантовая электроника. – 2004. – Т. 34, №. 7. – С. 630-638.
- 9 Напартович, А. П. Режим гармонической модуляции излучения полупроводникового лазера с внешней обратной связью /

- А. П. Напартович, А. Г. Сухарев // Квантовая электроника. – 2007. – Т. 37, №. 2. – С. 149-153.
- 10 Lang, R. External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties / R. Lang, K. Kobayashi // IEEE J. Quantum Electron. – 1980. – Vol. QE-16. – P. 347–355.
 - 11 Kane, D. M. Unlocking dynamical diversity: optical feedback effects on semiconductor lasers / D. M. Kane, K. A. Shore – John Wiley & Sons, Ltd., 2005. – 338 p.
 - 12 Fleming, M. Spectral characteristics of external-cavity controlled semiconductor lasers / M. Fleming, A. Mooradian // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1981. – Vol. 17, No. 1. – P. 44-59.
 - 13 Koelink, M. H. Laser Doppler velocimeter based on the self-mixing effect in a fiber-coupled semiconductor laser: theory / M. H. Koelink, M. Slot, F. F. M. De Mul, J. Greve, R. Graaff, A. C. M. Dassel, J. G. Aarnoudse // Applied optics. – 1992. – Vol. 31, No. 18. – P. 3401-3408.
 - 14 Усанов, Д. А. Изменение спектра сигнала лазерного полупроводникового автодина при фокусировке излучения / Д. А. Усанов, А. В. Скрипаль, К. С. Авдеев // Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. – 2009. – Т. 17, № 2. – С. 54-65.
 - 15 Усанов, Д. А. Определение ускорения при микро- и наносмещениях объекта по автодинному сигналу полупроводникового лазера с учетом влияния внешней оптической обратной связи / Д. А. Усанов, А. В. Скрипаль, Е. О. Кашавцев, С. Ю. Добдин // Журнал технической физики. – 2013. – Т. 83, № 7. – С. 156-158.
 - 16 Чанилов, О. И. Вейвлет-анализ лазерного интерференционного сигнала при ударном возбуждении отражателя / О. И. Чанилов, Д. А.

- Усанов, А. В. Скрипаль, А. С. Камышанский // Письма в Журнал технической физики. – 2005. – Т. 31, № 21. – С. 9-16.
- 17 Усанов, Д. А. Полупроводниковые лазерные автодины для измерения параметров движения при микро- и наносмещениях / Д. А. Усанов, А. В. Скрипаль. – Саратов : Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, 2014. – 136 с.
 - 18 Пайн, С. Х. Моделирование и оптимизация емкостного МЭМС-датчика ускорения гребенчатого типа / С. Х. Пайн, В. В. Калугин, Е. С. Кочурина // Известия высших учебных заведений. Электроника. – 2023. – Т. 28, № 4. – С. 452-460.
 - 19 Levinzon, F. Piezoelectric Accelerometers with Integral Electronics / F. Levinzon. – New York : Springer International Publishing, 2015. – 169 p.
 - 20 Donati, S. Overview of self-mixing interferometer applications to mechanical engineering / S. Donati, M. Norgia // Optical Engineering. – 2018. – Vol. 57, Issue 5. – P. 051506
 - 21 Guo, D. Micro-displacement reconstruction using a laser self-mixing grating interferometer with multiple-diffraction / D. Guo, L. Shi, Y. Yu, W. Xia, M. Wang // Optics express. – 2017. – Т. 25, №. 25. – С. 31394-31406.
 - 22 Скрипаль, А.В. Анализ формы пульсовой волны артериальных сосудов по спектру автодинного сигнала лазерного интерферометра / А.В. Скрипаль, С.Ю. Добдин, А.В. Джафаров, И.А. Чернецова // Квантовая электроника. – 2021. – Т. 51, № 1. – С. 33-37.
 - 23 Усанов, Д. А. Математическое обоснование метода измерения параметров микровибраций по спектру лазерного автодинного сигнала / Д. А. Усанов, А. В. Скрипаль, Е. И. Астахов //

- Прикаспийский журнал: управление и высокие технологии. – 2014. – № 1(25). – С. 58-70.
- 24 Скрипаль, А.В. Восстановление негармонической функции движения объекта по сигналу полупроводникового лазера, работающего в автодинном режиме / А.В. Скрипаль, О.И. Чанилов, Д.А. Усанов, А.С. Камышанский // Известия высших учебных заведений. Прикладная нелинейная динамика. – 2005. – Т. 13, № 1-2. – С. 79-87.
 - 25 Усанов, Д. А. Определение формы пульсовой волны по сигналу полупроводникового лазерного автодина / Д. А. Усанов, А. В. Скрипаль, Е. О. Кащавцев // Письма в Журнал технической физики. – 2013. – Т. 39, № 5. – С. 82-87.
 - 26 Zhang, Z. Vibration Measurement Based on the Local Maximum Detection Algorithm for Laser Self-Mixing Interferometry / Zihua Zhang; Chunlei Jiang; Liqun Shen; Chengwei Li; Zhen Huang. // IEEE Access. – 2020. – Vol. 8. – P. 63462 – 63469
 - 27 An, L. Measuring parameters of laser self-mixing interferometry sensor based on back propagation neural network / Lei An, Bin Liu. // Optics Express. – 2022. – Vol. 30, Issue 11. – P. 19134-19144.
 - 28 Liu, B. Determining System Parameters and Target Movement Directions in a Laser Self-Mixing Interferometry Sensor / B. Liu, Y. Ruan, Y. Yu. // Photonics. – 2022. – Vol. 9, no 9. – P. 612.
 - 29 Cui, X. Measuring two vibrations using dual-external-cavity structure in a self-mixing system / Xiangyu Cui, Yuwei Liu, Peng Chen, Chunsheng Li. // Optics and Lasers in Engineering. – 2021. – Vol. 141. – P.106557.
 - 30 Goodfellow, I. Deep learning / I. Goodfellow, Y. Bengio, A. Courville, Y. Bengio. – Cambridge : MIT press, 2016. – 800 p.

- 31 Li, H. Deep learning-based interference fringes detection using convolutional neural network / H. Li, C. Zhang, N. Song, and H. Li // IEEE Photonics J. – 2019. – Vol. 11, No. 4. – P. 1-14.
- 32 Reyes-Figueroa, A. Deep neural network for fringe pattern filtering and normalization / A. Reyes-Figueroa, V. H. Flores, M. Rivera // Applied Optics. – 2021. – Vol. 60, No. 7. – P. 2022-2036.
- 33 Kou, K. Fringe slope discrimination in laser self-mixing interferometry using artificial neural network / K. Kou, C. Wang, T. Lian, J. Weng // Opt. Laser Technol. – 2020. – Vol. 132. – P. 106499.
- 34 Wei, L. Pre-processing of signals observed from laser diode self-mixing intereferometries using neural networks / L. Wei, J. Chicharo, Y. Yu, J. Xi // IEEE International Symposium on Intelligent Signal Processing. – 2007. – P. 1–5.
- 35 Wang, X.-L. Real-time human blood pressure measurement based on laser self-mixing interferometry with extreme learning machine / X.-L. Wang, L.-P. Lü, L. Hu, W.-C. Huang // Optoelectron. Lett. – 2020. – Vol. 16, No 6. – P. 467–470.
- 36 Barland, S. Convolutional neural network for self-mixing interferometric displacement sensing / S. Barland, F. Gustave // Optics Express. – 2021. – Vol. 29, Issue 8. – P. 11433-11444.
- 37 Ahmed, I. Self-mixing interferometric signal enhancement using generative adversarial network for laser metric sensing applications / I. Ahmed, U. Zabit, and A. Salman // IEEE Access. – Vol. 7. – P. 174641–174650.
- 38 Kim. J.-H. Joint estimation of self-mixing interferometry parameters and displacement reconstruction based on local normalization / Jin-Hyok Kim, Chol-Hyon Kim, Tu-Hon Yun, Hui-Sung Hong, Kwang-Myong Ho, and Kwang-Ho Kim // Appl. Opt. – 2021. – Vol. 60, Issue 8. – P. 2282-2287.

- 39 Ri, C.-M. Immediate estimation of feedback factor and linewidth enhancement factor from measured self-mixing signals under moderate or strong regime / Chol-Man Ri, Chol-Hyon Kim, Yong-Nam Oh, Sung-Chol Kim. // Meas. Sci. Technol. – 2020. – Vol. 31. – P. 065204.
- 40 Zabit, U. Spectral Processing of Self-Mixing Interferometric Signal Phase for Improved Vibration Sensing Under Weak- and Moderate-Feedback Regime / U. Zabit, O. D. Bernal, S. Amin, Muhammad Farrukh Qureshi, Arsalan Habib Khawaja, T. Bosch // IEEE Sensors Journal. – 2019. – Vol. 19, Issue 23. – P. 11151 – 11158.
- 41 Zhao, Y. Laser self-mixing interference displacement measurement based on VMD and phase unwrapping / Yan Zhao, Baofeng Zhang, Lianfu Han // Optics Communications – 2020. – Vol. 456. – P. 124588
- 42 Zhang Z. Vibration measurement based on multiple Hilbert transform for self-mixing interferometry / Zihua Zhang, Chengwei Li, Zhen Huang // Optics Communications. – Vol. 436. – P. 192-196
- 43 Zhao Y. Angle measurement method based on speckle affected laser self-mixing interference signal / Yan Zhao, Haiwei Zhang // Optics Communications. – 2021. – Vol. 482. – P. 126569.
- 44 Wang, H. A New Algorithm for Displacement Measurement Using Self-Mixing Interferometry With Modulated Injection Current / H. Wang, Y. Ruan, Y. Yu, Q. Guo, J. Xi, J. Tong // IEEE Access. – 2020. – Vol. 8. – P. 123253-123261.
- 45 Jiang, C. Multiple self-mixing interference based on phase modulation and demodulation for vibration measurement / C. Jiang, X. Wen, S. Yin, Y. Liu // Appl. Opt. – 2017. – Vol. 56. – P. 1006-1011.
- 46 Zhao, Y. Self-Mixing Interferometry-Based Micro Flow Cytometry System for Label-Free Cells Classification / Y. Zhao, X. Shen, M. Zhang, J. Yu, J. Li, X. Wang, J. Perchoux, RdC. Moreira, T. Chen // Applied Sciences. – 2020. – Vol. 10, Issue 2. – P. 478.

- 47 Tao, Y. Self-mixing vibration measurement using emission frequency sinusoidal modulation / Yufeng Tao, Ming Wang, Dongmei Guo, Hui Hao, Qiang Liu // Optics Communications. – 2015. – Vol. 340. – P. 141-150.
- 48 Suzuki, T. Real time displacement measurement in sinusoidal phase modulating interferometry / T. Suzuki, O. Sasaki, K. Higuchi, T. Maruyama // Appl. Opt. – 1989. – Vol. 28, No. 24. – P. 5270–5274.
- 49 Kato, J. Optical feedback displacement sensor using a laser diode and its performance improvement / J. Kato, N. Kikuchi, I. Yamaguchi, S. Ozono // Meas. Sci. Technol. – 1995. – Vol. 6, No. 1. – P. 45.
- 50 Suzuki, T. Self-mixing type of phase-locked laser diode interferometer / T. Suzuki, S. Hirabayashi, O. Sasaki, and T. Maruyama // Opt. Eng. – 1999. – Vol. 38, No. 3. – P. 543–548.
- 51 Wang, M. Fourier transform method for self-mixing interference signal analysis / M. Wang // Opt. Laser Technol. – 2001. – Vol. 33, No. 6. – P. 409–416.
- 52 Добдин, С.Ю. Интерферометрия расстояния при гармонической модуляции длины волны лазерного автодина / С.Ю. Добдин, А.В. Джафаров, Ан.В. Скрипаль // В сборнике: Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами. Сборник статей седьмой Всероссийской научной школы-семинара. Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского. – 2020. – С. 15-19.
- 53 Усанов, Д.А. Влияние диапазона девиации длины волны лазерного автодина на точность измерений расстояния / Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль, С.Ю. Добдин, А.В. Джафаров, И.С. Соколенко // В сборнике: взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и

оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами. Сборник статей шестой Всероссийской научной школы-семинара. Под редакцией Д.А. Усанова. – 2019. – С. 49-53.

- 54 Усанов Д.А. Автодинная интерферометрия расстояния с помощью полупроводникового лазера при токовой модуляции длины волны излучения / Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль, Е.И. Астахов, И.С. Костюченко, С.Ю. Добдин // Компьютерная оптика. – 2018. – Т. 42, № 1. – С. 54-59.
- 55 Усанов, Д.А. Низкочастотный спектр автодинного сигнала при токовой модуляции длины волны лазерного излучения / Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль, И.С. Костюченко, С.Ю. Добдин, Е.И. Астахов // В сборнике: Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами. материалы четвертой Всероссийской научной школы-семинара. Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского. – 2017. – С. 11-15.
- 56 Усанов, Д.А. Методы измерения расстояния с помощью полупроводникового лазера при токовой модуляции длины волны излучения / Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль, Е.И. Астахов, И.С. Костюченко // В сборнике: Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами. Материалы Всероссийской научной школы-семинара. Под редакцией Д.А. Усанова. – 2016. – С. 28-31.
- 57 Kou, K. Absolute distance estimation with improved genetic algorithm in laser self-mixing scheme / Ke Kou, Xingfei Li, Li Li, Hongyu

- Li, Tengfei Wu // Optics & Laser Technology. – 2015. – Vol. 68. – P. 113-119.
- 58 Gagnon, E. Laser range imaging using the self-mixing effect in a laser diode / E. Gagnon and J.-F. Rivest // IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. – 1999. – Vol. 48, No. 3. – P. 693-699.
- 59 Wang, H. A Self-Mixing Laser Diode for Micro-Displacement Measurement / H. Wang, Y. Yu, J. Xi, Q. Guo and J. Tong // IEEE International Frequency Control Symposium (IFCS), Olympic Valley, CA, USA. – 2018. – P. 1-4.
- 60 Xia, W. A laser self-mixing interference vibrometer based on current modulation and DSP demodulation / Wei Xia, Ming Wang, Wenhua Guo // Optical Metrology and Inspection for Industrial Applications. – 2010. – Vol. 7855. – P. 78551U.
- 61 Norgia, M. High resolution self-mixing laser rangefinder / M. Norgia, A. Magnani, A. Pesatori // Review of Scientific Instruments. – 2012. – Vol. 83, Issue 4. – 045113.
- 62 Скрипаль, А. В. Измерение расстояния при гармонической модуляции длины волны лазерного автодина с учётом внешней оптической обратной связи / А. В. Скрипаль, С. Ю. Добдин, А. В. Джафаров, К. А. Садчикова, В. Б. Феклистов // Изв. Сарат. ун-та Нов. сер. Сер. Физика. – 2020. – №2. – С. 84-91.
- 63 Kou, K. Injected current reshaping in distance measurement by laser self-mixing interferometry / K. Kou, X. Li, L. Li, H. Xiang // Applied Optics. – 2014. – Vol. 53, Issue 27. – P. 6280-6286.
- 64 Salathe, R. Rate equation approach for diode lasers: Part 1 Steady state solutions for a single diode / R. Salathe, C. Voumard, H. Weber // Opto-electronics. – 1974. – Vol. 6, No. 6. – P. 451-456.
- 65 Ривлин, Л. А. Динамика излучения полупроводниковых квантовых генераторов / Л. А. Ривлин // Сов. радио. – 1976.

- 66 Семенов, А. Т. Инжекционный лазер в режиме автомодуляции / А. Т. Семенов // Квантовая электроника. – 1971. – №. 6. – С. 107-110.
- 67 Scalise, L. Self-mixing laser diode velocimetry: application to vibration and velocity measurement / L. Scalise, Y. Yu, G. Giuliani, G. Plantier, T. Bosch // IEEE Transactions on instrumentation and measurement. – 2004. – Vol. 53, No. 1. – P. 223-232.
- 68 Giuliani, G. Laser diode self-mixing technique for sensing applications / G. Giuliani, M. Norgia, S. Donati, T. Bosch // Journal of optics A: Pure and applied optics. – 2002. – Vol. 4, No. 6. – P. S283.
- 69 Huber, H. P. Calibrated nanoscale capacitance measurements using a scanning microwave microscope / H. P. Huber, M. Moertelmaier, T. M. Wallis, C. J. Chiang; M. Hochleitner, A. Imtiaz, Y. J. Oh, K. Schilcher, M. Dieudonne, J. Smoliner, P. Hinterdorfer, S. J. Rosner, H. Tanbakuchi, P. Kabos, F. Kienberger // Review of Scientific Instruments. – 2010. – Vol. 81, No. 11. – P. 113701
- 70 Olesen, H. Nonlinear dynamics and spectral behavior for an external cavity laser / H. Olesen, J. Osmundsen, B. Tromborg // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1986. – Vol. 22, No. 6. – P. 762-773.
- 71 Schunk, N. Numerical analysis of the feedback regimes for a single-mode semiconductor laser with external feedback / N. Schunk, K. Petermann // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1988. – vol. 24, no. 7, – P. 1242-1247.
- 72 Tromborg, B. Stability analysis for a semiconductor laser in an external cavity / B. Tromborg, J. H. Osmundsen, H. Olesen // IEEE J. Quantum Electron. – 1984. – Vol. QE-20. – P. 1023–1032.
- 73 Mork J. Bistability and low-frequency fluctuations in semiconductor lasers with optical feedback: a theoretical analysis / J.

- Mork, B. Tromborg, P. L. Christiansen // IEEE J. Quantum Electron. – 1988. – Vol. 24. – P. 123-133.
- 74 Hale, P.D. Output characterization of a frequency shifted feedback laser: theory and experiment / P.D. Hale, F.V. Kowalski //IEEE J. Quantum Electron. –1990. – Vol. QE-26. – P. 1845-1851.
- 75 Инкин, М.Г. Точность и особенности применения методов определения ускорения по спектру сигнала лазерного автодина в присутствии нелинейных эффектов, обусловленных внешней оптической обратной связью / М. Г. Инкин, Д. А. Яковлев, С. Ю. Добдин, А. В. Скрипаль // Журнал технической физики. – 2024. – Т. 94, № 3. – С. 457-465.
- 76 Скрипаль, А.В. Интерферометрия ускорения по спектру автодинного сигнала полупроводникового лазера / А. В. Скрипаль, С. Ю. Добдин, А. В. Джафаров, К.А. Садчиков, И.А. Дубровская // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика. – 2019. – Т. 19, № 4. – С. 279-287. – DOI 10.18500/1817-3020-2019-19-4-279-287
- 77 Добдин, С.Ю. Измерения наносмещений частотно-модулированным лазерным автодином / С.Ю. Добдин, А.В. Джафаров, М.П. Щедринов, М.Г. Инкин, А.В. Скрипаль // Известия Саратовского университета. Новая серия. Серия: Физика. – 2021. – Т. 21, № 2. – С. 157-164.
- 78 Усанов, Д.А. Предельные возможности автодинной интерферометрии расстояния при пилообразной модуляции длины волны полупроводникового лазера / Д. А. Усанов, А. В. Скрипаль, С. Ю. Добдин, А. В. Джафаров, И.С. Соколенко // Компьютерная оптика. – 2019. – Т. 43, № 5. – С. 796-802.
- 79 Усанов, Д.А. Измерение амплитуды нановибраций с помощью полупроводникового лазерного автодина с учетом влияния обратной

связи / Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль, Е.О. Кащавцев, М.Ю. Калинин // ЖТФ. – 2012. – Т. 38, № 12. – С. 81-86.

- 80 Daendliker R. High-accuracy distance measurements with multiple-wavelength interferometry / R. Daendliker, K. Hug, J. Politch, E. Zimmermann // Optical Engineering. – 1995. – Vol. 34, No. 8. – P. 2407-2412.
- 81 Berkovic, G. Optical methods for distance and displacement measurements / G. Berkovic, E. Shafir // Advances in Optics and Photonics. – 2012. – Vol. 4, No. 4. – P. 441-471.
- 82 Amann, M. C. Laser ranging: A critical review of usual technique for distance measurement / M. C. Amann, T. M. Bosch, M. Lescure, R. A. Myllylae, M. Rioux // Optical Engineering. – 2001. – Vol. 40, no. 1. – P. 10–19.
- 83 Donati, S. Developing self-mixing interferometry for instrumentation and measurements / S. Donati // Laser & Photonics Reviews. – 2012. – Vol. 6, No. 3. – P. 393-417.
- 84 Усанов, Д.А. Автодинная интерферометрия для определения расстояния при модуляции длины волны лазерного излучения / Д.А. Усанов, А.В. Скрипаль, Е.И. Астахов, С.Ю. Добдин // Письма в Журнал технической физики. – 2016. – Т. 42, № 17. – С. 78-86.
- 85 Добдин, С.Ю. Интерферометрия абсолютных расстояний лазерных зондовых измерителей рельефа при гармонической девиации длины волны / С. Ю. Добдин, М. Г. Инкин, А. В. Джафаров, А. В. Скрипаль // Оптика и спектроскопия. – 2023. – Т. 131, № 6. – С. 749-753.
- 86 Усанов, Д.А. Методы автодинной интерферометрии расстояния при токовой частотной модуляции полупроводникового лазера / Д. А. Усанов, А. В. Скрипаль, С. Ю. Добдин, Е.И. Астахов, И.С. Костюченко, А.В. Джафаров // Известия Саратовского

университета. Новая серия. Серия: Физика. – 2018. – Т. 18, № 3. – С. 189-201.

- 87 Усанов, Д.А. Автодинная интерфереометрия расстояния при двух видах модуляции длины волны излучения / Д. А. Усанов, А. В. Скрипаль, С. Ю. Добдин, И. С. Костюченко // Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами : Материалы пятой Всероссийской научной школы-семинара, Под редакцией профессора Д.А. Усанова, Саратов, 16–17 мая 2018 года. – Саратов: Издательство "Саратовский источник", 2018. – С. 42-45.
- 88 Усанов, Д.А. Лазерная автодинная регистрация наноперемещений при модуляции длины волны лазерного излучения / Д. А. Усанов, А. В. Скрипаль, Е. И. Астахов, С. Ю. Добдин // Квантовая электроника. – 2018. – Т. 48, № 6. – С. 577-581.
- 89 Усанов, А.Д. Регистрация наноперемещений зонда ближнеполевого СВЧ микроскопа с помощью полупроводникового лазерного автодина / Д. А. Усанов, А. В. Скрипаль, Е. И. Астахов, С. Ю. Добдин // Нано- и микросистемная техника. – 2018. – Т. 20, № 1. – С. 3-10.
- 90 Скрипаль, А.В. Измерение расстояния по максимальной частоте интерференционного сигнала при гармонической девиации длины волны лазерного автодина / А. В. Скрипаль, С. Ю. Добдин, М. Г. Инкин, А. В. Джафаров // Журнал технической физики. – 2023. – Т. 93, № 4. – С. 519-524.