

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт автоматики и процессов управления
Дальневосточное отделение российской академии наук
(ИАПУ ДВО РАН)

На правах рукописи



БЕЗРУК Михаил Николаевич

**МНОГОКАНАЛЬНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ АДАПТИВНЫЕ
ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ
ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛОВ**

(01.04.21 – Лазерная физика)

Диссертация
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
академик,
доктор физ.-мат. наук,
профессор Ю.Н. Кульчин

Владивосток 2020

СОДЕРЖАНИЕ

Список сокращений	4
Введение	5
1. Физико-математическая модель многоволнового ортогонального векторного взаимодействия в ФРК	23
1.1 Физико-математическая модель ортогонального двухволнового векторного взаимодействия ФРК с произвольным значением оптической активности	24
1.2 Теоретический анализ многоволнового взаимодействия волн в ФРК кубической симметрии в ортогональной геометрии записи динамических голограмм	51
1.3 Выводы по главе.....	56
2. Разработка и исследование многоканального адаптивного фазового демодулятора	59
2.1. Практическая реализация многоканального адаптивного фазового демодулятора	59
2.2. Экспериментальное исследование многоканального адаптивного фазового демодулятора на наличие перекрестных помех	62
2.3. Чувствительность многоканального адаптивного фазового демодулятора	70
2.4. Метод экспресс-калибровки чувствительности многоканального адаптивного фазового демодулятора	73
2.5. Оценка предела мультиплексирования каналов в адаптивном фазовом демодуляторе	77
2.6. Частота отсечки	83
2.7. Выводы по главе	84
3. Реализация и экспериментальная апробация многоканальной адаптивной волоконно-оптической интерферометрической системы	88
3.1. Схема организации МАВИС.....	88
3.2. Исследование слабых акустических полей с помощью МАВИС	96

3.2.1. Методика томографической регистрации и реконструкции параметров акустического поля	97
3.2.2. Детектирование и реконструкция пространственного распределения акустического поля, создаваемого упругой мембраной	101
3.2.3. Детектирование и томографическая реконструкция пространственного распределения поля, сформированного бегущей акустической волной.....	109
3.3. Выводы по главе	117
Заключение	119
Приложение 1	123
Приложение 2	124
Список литературы	125

Список сокращений

ВО – волоконно-оптический

ВС – волоконный световод

АИ – адаптивный интерферометр

ДГ – динамическая голограмма

ФРК – фотореактивный кристалл

МАВИС – многоканальная адаптивная волоконно-оптическая измерительная система

МВС – многомодовый волоконный световод

ОПД – относительный порог детектирования

АЦП – аналогово-цифровой преобразователь

Введение

Эксплуатация сложных инженерных сооружений и технических конструкций (высотные здания, мосты, тоннели, нефте- и газопроводы), а также различных технических систем (летательные аппараты, узлы агрегатов, и т.д.) требует использования средств контроля состояния таких объектов. Для решения этой задачи применяются различные измерительные системы, которые регистрируют параметры, характеризующие состояние контролируемого объекта.

В задачах мониторинга широко распространены системы, в основу которых положено преобразование измеряемой величины в электрический сигнал [1-5]. Например, для локального исследования состояния бетонных сооружений используются ультразвуковые приборы, которые производят измерение времени и скорости распространения продольных ультразвуковых волн в бетоне при его поверхностном прозвучивании на фиксированной базе с целью определения прочности и целостности материалов и конструкций. Возбуждение и регистрация ультразвуковых волн осуществляется при помощи пьезоэлементов. Оценка прочности диагностируемого материала основана на корреляции скорости распространения ультразвуковых волн в материале с его физико-механическими характеристиками и физическим состоянием.

Однако на фоне растущего технического прогресса и появления новых технологий происходит усложнение технических сооружений и конструкций, возрастает интенсификация их использования, в связи с чем повышаются требования безопасности и надежности, предъявляемые таким объектам, что, в свою очередь, повышает требования к системам контроля и диагностики таких объектов. В этой связи при решении ряда практических задач применение традиционных электрических измерительных систем оказывается затруднительным, а порой даже невозможным в силу ряда причин. В первую

очередь, это связано со значительной подверженностью электрических датчиков влиянию внешних электромагнитных помех [6]. Во-вторых, вероятность возникновения электрического разряда на контактах датчика или в месте случайного разрыва соединительного кабеля накладывает серьезные ограничения на электрические измерительные системы для использования на пожарно- и взрывоопасных объектах (топливные или нефтеналивные емкости, газо- и нефтепроводы, угольные шахты и т.п.) [7]. В-третьих, подверженность металлических элементов датчиков коррозии делает затруднительным их применение в условиях повышенной влажности, а также при наличии контакта с агрессивными средами (например, в морской воде) [8].

Вместе с тем при решении задач, связанных с мониторингом крупномасштабных и протяженных сооружений и технических конструкций возникает необходимость сбора информации об исследуемой физической величине с участков большой пространственной протяженности. Применение традиционных электрических систем мониторинга для решения таких задач обуславливает использование большого количества отдельных датчиков физических величин, соединенных с системой обработки соответствующим количеством протяженных кабелей и требующих мощных источников питания. В результате измерительная система становится в значительной степени подверженной влиянию аддитивных неконтролируемых электромагнитных помех, а также громоздкой и дорогой. Поэтому применение измерительных систем на электрической элементной базе на воздушных судах в ряде случаев не представляется возможным, поскольку как в авиапромышленности, так и в космонавтике при разработке летательных аппаратов помимо требований к устойчивости к электромагнитным помехам особые требования предъявляются и к массогабаритным характеристикам устанавливаемого на борту вспомогательного оборудования.

В этой связи, в задачах, связанных с мониторингом и неразрушающей диагностикой различных техногенных объектов и сооружений традиционные электрические измерительные системы активно уступают место

измерительным системам на основе оптических и волоконно-оптических технологий. Так, например, методы прямого лазерного зондирования для дистанционного контроля параметров материалов позволяют бесконтактно осуществлять измерение вибраций, деформаций, смещений и других параметров [9-11]. В случае, когда использование лазерных измерительных систем на основе прямого лучевого зондирования оказывается малоэффективным, например, если исследуемый объект обладает значительной протяженностью или некоторые его области недоступны для лазерного луча, эффективным становится подход, основанный на применении волоконно-оптических (ВО) сенсоров, в которых зондирующее излучение направляется на значительные расстояния по волоконным световодам (ВС), которые, в свою очередь, можно расположить на исследуемом объекте по сколь угодно сложной траектории. При этом зачастую волоконные световоды используются в качестве чувствительного элемента, и лишь в отдельных случаях только доставляют лазерное излучение к сенсору. Физическая величина, которая подлежит измерению, воздействует на световод, и, соответственно, на параметры проходящего по нему лазерного излучения, которое затем регистрируется различными способами [12, 13]. Нечувствительность волоконно-оптических элементов к электромагнитным помехам, а также их способность выдерживать высокие температуры и работать в агрессивных средах обусловили широкий интерес к применению этой технологии в промышленности, особенно в тех ее областях, которые связаны с неблагоприятными или опасными условиями окружающей среды. Малый удельный вес и размеры, а также высокая технологичность оптоволоконных элементов играют важную роль при разработке миниатюрных измерительных устройств, наличие которых имеет большое значение, например, при создании современных летательных и подводных аппаратов, роботов и пр. [14].

Возможность внедрения кварцевых волоконных световодов в композитные материалы, железобетонные конструкции и т.п. на этапе производства позволяет создавать «чувствительные» материалы и «интеллектуальные»

конструкции, при этом световоды также могут быть использованы в качестве армирующих волокон [15-17].

К настоящему времени разработано и используется большое количество волоконно-оптических датчиков, которые предназначены для измерения различных физических величин (деформаций, вибраций, акустических и сейсмосигналов, силовых полей, давления, температуры, и др.) [18-24]. Кроме того, применение оптических и волоконно-оптических методов регистрации легко решает задачи мониторинга крупномасштабных объектов. Так, возможность мультиплексирования волоконно-оптических элементов позволяет создавать квази-распределенные [12, 25, 26] и распределенные ВО измерительные системы [22, 27-30], которые осуществляют измерения по всей длине световода вдоль линии его укладки. Таким образом, при помощи одного или нескольких ВС можно «опутать» весь объект и осуществлять его контроль. Поскольку ВО сенсоры в силу своей природы имеют интегральную чувствительность, на их основе можно создавать ВО сенсорные сети томографического типа, расположив световоды на исследуемом объекте по определенной траектории, что позволяет не только получать информацию об исследуемом объекте вдоль укладки ВО сенсоров, но и осуществлять реконструкцию пространственного распределения параметров объекта измерения [31-33]. При этом стоит отметить, что для создания томографической измерительной системы требуется гораздо меньшее число датчиков по сравнению традиционными подходами организации ВО сенсорной сети [31, 32].

В свою очередь, использование интерферометрических принципов при построении систем неразрушающего мониторинга и диагностики позволяет существенно повысить их чувствительность, что открывает перспективы детектирования сверхслабых сигналов. Так, теоретический порог детектирования малых флуктуаций фазы в классическом интерферометре, ограниченный дробовым шумом фотоприёмника, составляет $1,5 \times 10^{-9}$ рад(Вт/Гц)^{1/2}, что, в частности, потенциально позволяет регистрировать

механические вибрации с амплитудой менее $0,01 \text{ \AA}$ в полосе частот 100 кГц при использовании излучения на длине волны 500 нм и мощностью 1 мВт. [34]. Известны измерительные системы на основе ВО интерферометров Саньяка [35], Маха-Цендера [35], Майкельсона [36-38], Фабри-Перо [35, 39, 40], а также межмодовых интерферометров [36, 41].

Однако интерферометры в силу высокой чувствительности оказываются в значительной степени подверженными влиянию внешних факторов, таких, как флуктуации температуры, атмосферного давления, случайных механических воздействий и пр. Дрейф рабочей точки интерферометра, вызванный этими факторами, приводит к нестабильности его работы, которая проявляется в стохастическом изменении величины детектируемого сигнала, что делает затруднительным применение интерферометров на практике.

К настоящему времени разработано множество методик активной стабилизации положения рабочей точки интерферометра, в основу которых положены принципы детектирования гармонических искажений при модуляции длины оптического волокна или длины резонатора Фабри-Перо [42], внесения дополнительной модуляции и контроля фазы объектной [43] или опорной волны [44, 45], осуществления оптической обратной связи по интенсивности [46, 47], осуществления оптической обратной связи по частоте генерации лазера [48, 49], использования перестраиваемых дифракционных решеток [50], использования в схеме интерферометра нескольких длин волн [51], в том числе в измерительном тракте с последующим спектральным анализом выходного сигнала [52].

Вместе с тем, применение в интерферометрах электронных систем стабилизации приводит к усложнению измерительной системы, которое заключается в необходимости организации электронных цепей обратной связи, включения дополнительных лазерных источников, создания систем обработки сигналов, что, в свою очередь, влечет необходимость использования компьютеров или специализированных вычислительных блоков, внедрения в измерительную систему дополнительных устройств,

обеспечивающих подстройку рабочей точки интерферометра и т.п. При построении интерферометров с существенным количеством каналов такой подход оказывается неприемлемым, поскольку в этом случае система стабилизации необходима для каждого канала, что влечет за собой существенное усложнение схемы интерферометра, снижая, тем самым, его надежность. Например, в работе [53] реализован 4-канальный волоконно-оптический интерферометр по гетеродинной схеме, при этом он имеет сложную оптическую и электронную схему организации, ограничивающую увеличение числа измерительных каналов.

Альтернативой интерферометрам с электронной системой стабилизации рабочей точки является адаптивный интерферометр (АИ), световые пучки в котором объединяются с помощью динамической голограммы (ДГ), формируемой в фоторефрактивном кристалле (ФРК). Динамическая голограмма, перезаписываясь в кристалле, позволяет стабилизировать рабочую точку адаптивного интерферометра и дает ему возможность подстраиваться под неконтролируемые изменения внешних факторов и, тем самым, сохранять его работоспособность в реальных условиях [54, 55]. Как следствие, для организации такого интерферометра не требуется дополнительных средств стабилизации, что упрощает схему интерферометра и открывает перспективы построения на его основе многоканальных измерительных систем. Данный подход был предложен в работе [54] и получил дальнейшее развитие в работах [56-60].

Для построения многоканального адаптивного интерферометра можно использовать для каждого канала отдельный фоторефрактивный кристалл, однако в этом случае оптическая схема становится сложной, энергозатратной и дорогой, что затрудняет ее практическую реализацию. В этой связи целесообразно использовать подход, заключающийся в мультиплексировании в одном фоторефрактивном кристалле набора динамических голограмм. Однако, в этом случае объектные световые пучки могут перекрываться внутри ФРК, что влечет за собой снижение чувствительности в каналах

интерферометра, а также формирование перекрестных голограмм, и, как следствие, появление перекрестных шумов. Попытки построения таких многоканальных систем предпринимались в работах [61-63]. В первой из них разделение каналов осуществлялось за счет создания условий, при которых перекрестные и основные голограммы имеют в кристалле различную пространственную ориентацию. При этом, для обеспечения селективного усиления только основных голограмм необходимо было прикладывать сильное электрическое поле к ФРК определенным образом. Тем не менее, эффективность перекрестных голограмм, которые не усиливаются полем, оказывается достаточной, чтобы создать перекрестный шум. В работе [62] был продемонстрирован метод спектрального мультиплексирования ДГ, в рамках которого голограммы формировались в ФРК световыми пучками с различными, но близкими длинами волн, а демultipлексирование сигналов в разных каналах осуществлялось с помощью узкополосных спектральных фильтров. Недостаток такого подхода заключается в том, что количество реализуемых каналов существенно ограничено спектральной чувствительностью ФРК и шириной спектра источника излучения. В работе [63] использован метод пространственного мультиплексирования ДГ в кристалле, когда голограммы формируются в разных участках ФРК, не перекрываясь между собой. При таком подходе максимальное количество каналов принципиально ограничено размерами кристалла.

Другим подходом для исследования крупномасштабных объектов является использование одноканальной измерительной системы, в которой зондирующий лазерный пучок перемещается по двум координатам, сканируя тем самым исследуемый объект. Такой подход был, в частности, реализован для детектирования Рэлеевских волн в материале в рамках лазерной ультразвуковой диагностики [64, 65]. Недостаток такого подхода заключается в невозможности получения информации об объекте одновременно из нескольких точек. Кроме того, подсистема, отвечающая за регистрацию оптических сигналов, имеет достаточно сложную техническую реализацию.

Общим недостатком в вышеперечисленных работах является необходимость прикладывания к ФРК сильного электрического поля. Будучи приложенным к кристаллу, оно вызывает ряд технических проблем, из которых наиболее существенными являются экранирование электрического поля и перегрев кристалла. [66, 67]. Кроме того, следует отметить, что в вышеперечисленных работах использованы методы, в которых технически сложно организовать подвод излучения множества объектных волн к ФРК, что, в свою очередь, не позволяет реализовать большое число каналов (реализовано не более 4-х). Таким образом, названные недостатки ограничивают возможность построения существенно многоканальных адаптивных измерительных систем на основе динамических голограмм, формируемых в ФРК.

В работе [68] на примере негиротропного ФРК было показано, что ортогональная геометрия векторного взаимодействия волн в кристалле обладает рядом преимуществ по сравнению с коллинеарными геометриями при построении адаптивных интерферометров [69]. В отличие от коллинеарных геометрий, в которых взаимодействующие волны распространяются в ФРК вдоль одной оси, в ортогональной геометрии опорная и объектная волны направляются в ФРК под прямым углом друг к другу, что позволяет реализовать линейный режим фазовой демодуляции без использования линз и поляризационных элементов, необходимых в коллинеарных геометриях [68]. Таким образом, при построении многоканальной адаптивной измерительной системы на основе ортогональной геометрии ввод излучения всех объектных волн в ФРК может быть организован наиболее просто, тем самым, обеспечивая потенциально большую емкость каналов по сравнению с измерительными системами на основе коллинеарных геометрий. В этой связи ортогональная геометрия является наиболее перспективной для построения на ее основе многоканальных адаптивных измерительных систем.

Однако, в силу того, что в ортогональной геометрии взаимодействующие волны направляются в ФРК иначе по сравнению с

коллинеарными геометриями, оптически активные ФРК кубической симметрии, успешно применяющиеся в коллинеарных геометриях, не могут быть использованы для ортогональной геометрии, поскольку в этом случае возникают особенности, связанные с несогласованным изменением состояния поляризации взаимодействующих волн, что, в свою очередь, может существенно влиять на эффективность двухволнового взаимодействия.

Таким образом, актуальной является задача построения физико-математической модели двухволнового векторного взаимодействия в ортогональной геометрии в гиротропных фоторефрактивных кристаллах кубической симметрии, которая бы учитывала изменение состояния поляризации взаимодействующих волн в таких кристаллах в ортогональной геометрии при построении адаптивных интерферометров и их многоканальных реализаций, а также позволяла определять условия, при которых эффективность взаимодействия волн будет максимальной. Кроме того, является актуальным поиск новых эффективных методов мультиплексирования динамических голограмм в ФРК, на основе которых будут созданы многоканальные адаптивные измерительные системы с большим числом каналов. Это даст возможность наиболее полно реализовать потенциал волоконно-оптических интерферометрических систем для решения задач мониторинга состояния инженерных сооружений и технических систем в реальных условиях.

Целью диссертационной работы является разработка физических основ и элементной базы для построения адаптивных интерферометрических измерительных систем с большим числом каналов на основе динамических голограмм, мультиплексируемых в ортогональной геометрии в фоторефрактивном кристалле кубической симметрии с произвольным значением оптической активности.

Для достижения поставленной цели в работе были поставлены и решены следующие задачи:

1. Разработка физико-математической модели двухволнового векторного взаимодействия в ортогональной геометрии в фоторефрактивных кристаллах кубической симметрии с произвольным значением оптической активности.
2. Разработка принципа мультиплексирования динамических голограмм в фоторефрактивном кристалле в ортогональной геометрии и поиск условий, исключающих перекрестное взаимодействие между объектными волнами, формирующими эти голограммы.
3. Разработка многоканального адаптивного фазового демодулятора, построенного на основе принципа мультиплексирования динамических голограмм в фоторефрактивном кристалле кубической симметрии в ортогональной геометрии векторного взаимодействия волн. Определение его основных характеристик (максимальное количество каналов, ассоциированных с мультиплексируемыми динамическими голограммами, порог детектирования, частота отсечки). Проведение экспериментальных исследований фазового демодулятора на наличие перекрестных помех между измерительными каналами.
4. Разработка метода экспресс-калибровки чувствительности многоканального адаптивного фазового демодулятора одновременно во всех каналах.
5. Разработка и создание многоканальной адаптивной волоконно-оптической измерительной системы (МАВИС) на основе многоканального адаптивного фазового демодулятора.
6. Проведение апробации МАВИС для регистрации слабых акустических сигналов и реконструкции пространственного распределения акустических полей в конструкционных материалах.

На защиту выносятся следующие положения, полученные впервые в настоящей работе:

1. Физико-математическая модель двухволнового векторного взаимодействия в ортогональной геометрии в фоторефрактивных кристаллах кубической симметрии с произвольным значением оптической активности, позволяющая учитывать изменение поляризационных состояний взаимодействующих волн по объему кристалла.
2. Принцип построения поляризационно-независимого адаптивного фазового демодулятора, в котором используется единственный опорный световой пучок.
3. Принцип мультиплексирования динамических голограмм в фоторефрактивном кристалле кубической симметрии с использованием одного опорного светового пучка в ортогональной геометрии векторного взаимодействия волн, позволяющий исключить перекрестное взаимодействие между каналами фазовой демодуляции, ассоциируемыми с мультиплексируемыми голограммами.
4. Метод экспресс-калибровки чувствительности многоканального адаптивного фазового голографического демодулятора одновременно во всех каналах.
5. Принцип построения многоканальной адаптивной волоконно-оптической измерительной системы для задач акустического мониторинга конструкционных материалов в режиме реального времени на основе многоканального адаптивного фазового демодулятора и волоконно-оптической сенсорной сети томографического типа.

Научная новизна диссертационной работы

1. Впервые разработана и обоснована физико-математическая модель, описывающая процесс двухволнового векторного взаимодействия в

ортогональной геометрии в фоторефрактивных кристаллах кубической симметрии с произвольным значением оптической активности.

2. Впервые разработан принцип построения поляризационно-независимого адаптивного фазового демодулятора на основе гиротропного фоторефрактивного кристалла с использованием единственного опорного светового пучка.
3. Впервые разработан, реализован и экспериментально исследован принцип мультиплексирования ортогональных динамических голограмм в фоторефрактивном кристалле, потенциально обеспечивающий формирование в ФРК с размерами граней 5×5 мм² не менее 100 полностью независимых каналов и не менее 7000 каналов при 10%-ом ослаблении чувствительности в канале.
4. Впервые предложен и экспериментально реализован принцип построения нового класса интерферометрических измерительных систем, который объединяет метод томографического сбора информации с помощью распределенной волоконно-оптической сети и метод обработки сигнала с помощью многоканального адаптивного голографического демодулятора, сформированного в фоторефрактивном кристалле. Применение данного принципа позволило восстановить динамику распределения во времени как амплитуды, так и фазы акустического поля с временным разрешением $1/50$ периода колебания и с пространственным разрешением 1.3 см⁻¹, что является актуальным в задачах дефектоскопии и неразрушающего контроля.

Практическая значимость диссертационной работы

1. Разработан и экспериментально реализован метод одновременной экспресс-калибровки измерительных каналов многоканальной адаптивной волоконно-оптической измерительной системы.

2. Выполнена апробация многоканальной адаптивной волоконно-оптической измерительной системы в задаче детектирования слабых акустических полей с временным разрешением $1/50$ периода колебания и с пространственным разрешением 1.3 см^{-1} в диапазонах частот 50-1650 Гц в конструкционных материалах. Порог детектирования акустического давления, исходя из соотношения сигнал/шум, составил 0.15 мПа.
3. Результаты разработки принципов мультиплексирования ортогональных динамических голограмм в фоторефрактивном кристалле и элементной базы многоканальной адаптивной волоконно-оптической измерительной системы могут быть использованы при создании нового класса систем мониторинга и неразрушающей диагностики различных сооружений и технических конструкций, обеспечивая регистрацию слабых акустических сигналов в реальных условиях, характеризующихся наличием высоким уровнем промышленных шумов.

Апробация работы. Результаты, полученные в диссертационной работе, докладывались и обсуждались на следующих конференциях:

1. Всероссийская молодежная конференция ДВГУ, Владивосток, 15 мая 2010.
2. 11th Asia-Pacific Conference of Fundamental Problems of Opto- and Microelectronics – APCOM-2010, Yongin, Korea, 12-15 July 2010.
3. 7-я Международная Конференция «ГОЛОЭКСПО – 2010», Москва, Россия, 28-30 сентября 2010.
4. Научно-техническая конференция-семинар по фотонике и информационной оптике, Москва, Россия, 26-28 января 2011.
5. Optics Days 2011, Oulu, Finland, 12-13 May 2011.
6. European Conference on Lasers and Electrooptics CLEO/Europe-EQEC-2011, Munich, Germany, 22-26 May 2011.
7. 12th Asia-Pacific Conference on Fundamental Problems of Opto- and Microelectronics APCOM-2011, Moscow-Samara, Russia, 4-8 July 2011.

8. 10th International Symposium on Measurement Technology and Intelligent Instruments ISMTII-2011, KAIST, Daejeon, Korea, June 29 - July 2 2011.
9. I Всероссийская конференция по фотонике и информационной оптике, Москва, Россия, 25-27 января 2012.
10. 5-й Российский семинар по волоконным лазерам Fiber Lasers-2012, Новосибирск, Россия, 27-30 марта 2012.
11. 8th International Conference on Optics-photonics Design and Fabrication ODF'12, St.-Petersburg, Russia, 2-5 July 2012.
12. 13th Asia-Pacific Conferences on Fundamental Problems of Opto- and Microelectronics APCOM-2012, Dalian, China, 21-25 August 2012.
13. VIII Международная научно-практическая конференция «Электронные средства и системы управления», Томск, Россия, 8-10 ноября 2012.
14. 2-я Школа-семинар молодых ученых «Фотоника нано- и микроструктур ФНМС-2013», Владивосток, Россия, 10-14 февраля 2013.
15. 6th Finnish-Russian Photonics and Laser Symposium PALS'13, Kuopio, Finland, 3-5 October 2013.
16. IX Международная научно-практическая конференция «Электронные средства и системы управления», Томск, Россия, 30-31 октября 2013.
17. 56-я Всероссийская конференция "Фундаментальные и прикладные вопросы естествознания", Владивосток, Россия, 26 ноября 2013.
18. Региональная научно-практическая конференция студентов, аспирантов и молодых учёных по естественным наукам ДВФУ 2014, Владивосток, Россия, 14-15 марта 2014.
19. 14th Asia-Pacific Conference on Fundamental Problems of Opto- and Microelectronics APCOM-2014, Tokyo, Japan, 24-27 August 2014.
20. IV Международная конференция по фотонике и информационной оптике, Москва, Россия, 28-30 января 2015.
21. Международная Школа-семинар молодых ученых «Фотоника нано- и биоструктур ФНБС-2015», ДВФУ, Владивосток, Россия, 20-21 июня 2015.

22. 4th International Symposium on Laser Ultrasonics & Advanced Sensing LU2015, Evanston, Illinois, USA. June 29 - July 2 2015.
23. 3-я международная Школа-семинар молодых ученых «Фотоника нано- и микроструктур ФНМС-2015» Томск, Россия, 7-11 сентября 2015.
24. 58-я Всероссийская научная конференция «Фундаментальные и прикладные вопросы естествознания», Владивосток, Россия, 24-25 декабря 2015.
25. The 5th International Symposium on Laser-Ultrasonics and Advanced Sensing, Linz, Austria, 4-8 July 2016.
26. Novel Optical Materials and Applications 2016, (OSA), Vancouver Canada, 18-20 July 2016.
27. 8-й Российский семинар по волоконным лазерам, Новосибирск, Россия, 5-9 сентября 2016.
28. The International Conference on Coherent and Nonlinear Optics/ International Conference on Lasers, Applications and Technologies (ICONO/LAT 2016), Minsk, Belarus, 26-30 September 2016.
29. XII Международная научно-практическая конференция «Электронные средства и системы управления», Томск, Россия, 16-18 ноября 2016.
30. 15th Asia-Pacific Conference on Fundamental Problems of Opto- and Microelectronics APCOM 2016, Khabarovsk, Russia, 11-13 October 2016.
31. 59-я Всероссийская научная конференция «Фундаментальные и прикладные вопросы естествознания», Владивосток, Россия, 14 декабря 2016.
32. 17th Asia-Pacific Conference on Fundamental Problems of Opto- and Microelectronics APCOM 2018, Tokyo, Japan, 29-31 August 2018.
33. XIV Международная научно-практическая конференция «Электронные средства и системы управления», Томск, Россия, 28-30 ноября 2018.
34. 61-я Всероссийская научная конференция «Фундаментальные и прикладные вопросы естествознания», Владивосток, Россия, 11 декабря 2018.

Работа проводилась при поддержке ряда Российских фондов и организаций: РФФИ, РНФ, Министерства образования и науки РФ, ДВО РАН.

Результаты исследований, представленные в диссертационной работе были отмечены следующими наградами:

1. Диплом за II место в Конкурсе молодежных научных работ по оптике и лазерной физике за научную работу «Разработка многоканальной адаптивной томографической интерферометрической системы для регистрации параметров слабых динамических полей», (ФИАН, Москва, 2013 г.),
2. Лауреат Всероссийского конкурса научно-исследовательских работ студентов и аспирантов в области технических наук в номинации "Лучшая научно-исследовательская работа аспиранта", (СПбПУ, Санкт-Петербург, 2012 г.).

Копии дипломов приведены в Приложениях 1-2.

Публикации. По теме диссертации опубликованы 36 работ [70-104], в том числе 15 статей, которые входят в Перечень ВАК РФ, получено 2 патента РФ [105, 106].

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Общий объем диссертации составляет 137 страниц и включает 44 рисунка и список литературы из 124 наименований.

Во введении рассматриваются существующие подходы в задаче регистрации слабых физических полей, характеризующих инженерные сооружения и технические конструкции, определяются нерешенные в этой области проблемы, определяется цель работы, ставится задача исследований, формулируются выдвигаемые на защиту положения, приводится краткое содержание диссертационной работы.

Первая глава посвящена разработке физико-математической модели двухволнового взаимодействия в ортогональной геометрии в

фоторефрактивных кристаллах кубической симметрии с произвольным значением оптической активности. Данная модель учитывает наличие и величину гиротропии фоторефрактивного кристалла, поляризационные состояния исходных взаимодействующих волн, изменения поляризационных состояний этих волн, вызванные гиротропией, по мере их распространения внутри ФРК, ориентацию волновых векторов взаимодействующих волн и вектора голографической решетки относительно основных кристаллографических осей. На основе физико-математической модели двухволнового взаимодействия в гиротропных и негиротропных фоторефрактивных кристаллах кубической симметрии в ортогональной геометрии разработан принцип мультиплексирования набора динамических голограмм в одном фоторефрактивном кристалле кубической симметрии в ортогональной геометрии векторного взаимодействия волн.

Вторая глава посвящена экспериментальной реализации и исследованию 6-канального адаптивного фазового демодулятора, построенного на основе принципа мультиплексирования динамических голограмм в ортогональной геометрии векторного взаимодействия волн в ФРК. Проведено экспериментальное исследование демодулятора на наличие перекрестных помех между измерительными каналами. Установлен основной источник перекрестных помех, а также выработан метод, применение которого позволило уменьшить перекрестных помех до уровня собственных шумов в каналах фазового демодулятора. Разработан метод экспресс-калибровки чувствительности адаптивного фазового демодулятора, который позволяет нивелировать разброс чувствительности по каналам. Выполнена экспериментальная оценка предела мультиплексирования каналов в адаптивном фазовом демодуляторе.

Третья глава посвящена разработке многоканальной адаптивной волоконно-оптической интерферометрической системы на основе сенсорной сети томографического типа и многоканального адаптивного фазового демодулятора, а также ее апробации в задачах детектирования и

томографической реконструкции пространственного распределения слабых акустических полей в модельных объектах.

В заключении излагаются основные результаты работы, их научная и практическая значимость, намечены перспективы дальнейших исследований.

Глава 1

Физико-математическая модель многоволнового векторного взаимодействия в ФРК в ортогональной геометрии

В фоторефрактивных кристаллах кубической симметрии процесс взаимодействия волн на динамической голографической решетке зависит от направления волновых векторов, состояния поляризации взаимодействующих волн, а также от ориентации вектора голографической решетки относительно основных кристаллографических осей и, таким образом, носит векторный характер. Этот процесс может быть описан предложенной в работе [107] теорией двухволнового векторного взаимодействия. Данная теория распространяется на анизотропные гиротропные и негиротропные ФРК, однако имеет аналитическое решение только для пропускающей геометрии, в рамках которой волны распространяются в одном направлении под малым углом друг к другу. В работе [69] показано, что теория двухволнового векторного взаимодействия может быть адаптирована для отражательной геометрии, в которой волны направляются навстречу друг к другу. Особенностью коллинеарных (отражательной и пропускающей) геометрий является то, что взаимодействующие волны распространяются в ФРК вдоль одной оси, вследствие чего решение уравнений, описывающих взаимодействие волн, сводится к одномерной задаче. В отличие от коллинеарных геометрий в ортогональной геометрии объектная и опорная волны распространяются в ФРК вдоль разных осей под прямым углом друг к другу. В работе [69] показано, что теория двухволнового векторного взаимодействия в ФРК [107] также может быть применена и для ортогональной геометрии для кристаллов, не обладающих оптической активностью (гиротропией). Однако для оптически активного ФРК в такой геометрии пара волн в разных точках кристалла будет иметь разный набор

поляризационных состояний, что делает невозможным сведение решения уравнений, описывающих взаимодействие волн, к одномерной задаче. Таким образом, в разделе 1.1 разработана физико-математическая модель, которая дает полное описание процесса векторного взаимодействия волн в ортогональной геометрии в ФРК с произвольным значением оптической активности.

При построении на основе ортогональной геометрии многоканальных адаптивных интерферометров двухволновое взаимодействие в ФРК становится многоволновым за счет появления дополнительных объектных волн, которые формируют дополнительные измерительные каналы. В этом случае помимо взаимодействия объектных волн с опорной объектные волны будут взаимодействовать между собой, что является нежелательным, поскольку может стать причиной появления перекрестного шума между каналами интерферометра. Таким образом, необходимо разработать модель мультиплексирования динамических голограмм в ФРК кубической симметрии, которая бы учитывала особенности процесса многоволнового взаимодействия в ФРК в ортогональной геометрии и позволяла бы найти условия, при которых обеспечивается максимально эффективное взаимодействие опорной волны с объектными волнами и исключается взаимодействие объектных волн между собой. Данный принцип представлен в разделе 1.2. Результаты, изложенные в настоящей главе, представлены в работах [71, 85].

1.1 Физико-математическая модель ортогонального двухволнового векторного взаимодействия в ФРК с произвольным значением оптической активности

На рисунке 1.1 представлена ортогональная геометрия векторного взаимодействия волн в ФРК кубической симметрии. Объектная волна \vec{A}_1

направляется в ФРК вдоль оси z , а опорная волна \vec{A}_2 направляется перпендикулярно объектной в направлении оси y . Взаимодействие волн \vec{A}_1 и \vec{A}_2 формирует голографическую решетку с волновым вектором \vec{K} . Это взаимодействие описывается системой уравнений связанных волн [107]:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial l_1} + \frac{\alpha}{2}\right)\vec{A}_1 - i\hat{\mathbf{G}}\vec{A}_1 &= iE_{\vec{K}}\hat{\mathbf{V}}\vec{A}_2, \\ \left(\frac{\partial}{\partial l_2} + \frac{\alpha}{2}\right)\vec{A}_2 - i\hat{\mathbf{G}}\vec{A}_2 &= iE_{\vec{K}}^*\hat{\mathbf{V}}\vec{A}_1, \end{aligned} \quad (1.1)$$

где \vec{A}_1 и \vec{A}_2 – векторные амплитуды взаимодействующих объектной и опорной волн; α – оптическое поглощение в кристалле; $E_{\vec{K}}$ – комплексная векторная амплитуда голографической решетки \vec{K} , записанной волнами \vec{A}_1 и \vec{A}_2 ; l_1 и l_2 – направления распространения волн \vec{A}_1 и \vec{A}_2 в ФРК, которые в общем случае могут быть различны, l_1 совпадает с осью z , а l_2 – с осью y (рисунок 1.1).

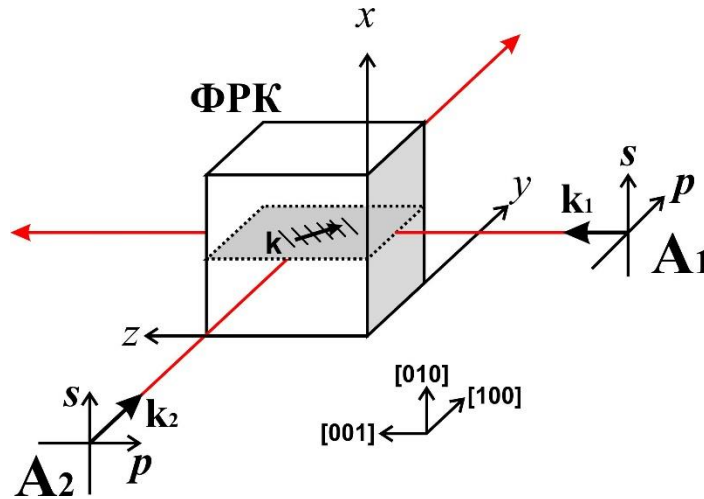


Рисунок 1.1. Ортогональная геометрия взаимодействия волн в ФРК

Матрица взаимодействия $\hat{\mathbf{G}}$ и матрица самовоздействия $\hat{\mathbf{V}}$ рассчитываются следующим образом:

$$\hat{\mathbf{G}} = \vec{u} \cdot \hat{\vec{\sigma}}, \quad \hat{\mathbf{V}} = \nu_0 \hat{\mathbf{1}} + \vec{v} \cdot \hat{\vec{\sigma}}, \quad (1.2)$$

где $\hat{\mathbf{1}}$ – единичная матрица 2×2 , $\hat{\vec{\sigma}}$ – векторный оператор, компоненты которого представляют собой матрицы Паули:

$$\hat{\sigma}_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \hat{\sigma}_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (1.3)$$

Скалярный параметр ν_0 и векторы $\vec{v} = (\nu_1, \nu_2, \nu_3)$ и $\vec{u} = (u_1, u_2, u_3)$ определяются как:

$$\nu_0 = \xi(H_{xx} + H_{ww})/2, \quad (1.4)$$

$$\nu_1 = \xi H_{xw}, \quad \nu_2 = 0, \quad \nu_3 = \xi(H_{xx} - H_{ww})/2, \quad (1.5)$$

$$u_1 = \xi E_0 H_{xw}^0, \quad u_2 = -\rho, \quad u_3 = \xi E_0 (H_{xx}^0 - H_{ww}^0)/2, \quad (1.6)$$

где E_0 – амплитуда внешнего электрического поля. В настоящей работе рассматривается диффузионная запись динамической голограммы, когда к ФРК внешнее электрическое поле не прикладывается ($E_0 = 0$), в результате чего компоненты u_1 и u_3 вектора \vec{u} становятся равными нулю. Константа связи волн $\xi = -\frac{\pi n_0^3 r_{41}}{\lambda}$ определяется показателем преломления ФРК n_0 , электрооптическим коэффициентом r_{41} , длиной волны излучения λ . ρ – удельное оптическое вращение кристалла. H_{sp} ($s, p = x, w$, где w для волны \vec{A}_1 принимает значение z , а для волны \vec{A}_2 – значение y) – элементы двумерной матрицы связи волн $\hat{\mathbf{H}}$, компоненты которой определяются направлениями единичных вертикального и горизонтального векторов $\langle s|, \langle p|$, соответственно, ортогонального базиса, задающего плоскость колебаний электрического поля световой волны в главных кристаллографических осях [107, 108]:

$$H_{sp} = \langle s | \hat{\Delta}^K | p \rangle, \quad (1.7)$$

где $\hat{\Delta}^K = -\varepsilon^2 r_{spl} E_l$ – тензор изменения диэлектрической проницаемости ФРК под действием электрического поля пространственного заряда E_l , компоненты которого определяется направлением вектора голографической решетки \vec{K} , ε – диэлектрическая проницаемость, r_{spl} – электрооптический тензор 3-го ранга [107]. В общем случае матрица связи \hat{H} выглядит, как:

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} H_{ss} & H_{sp} \\ H_{ps} & H_{pp} \end{pmatrix}. \quad (1.8)$$

Как было показано в работах [68, 69], в ФРК кубической симметрии в ортогональной геометрии реализация линейного режима фазовой демодуляции без приложения к кристаллу внешнего электрического поля возможна, если дифракция волн анизотропная, сопровождающаяся изменением состояния поляризации дифрагировавшей волны, а также если взаимодействующие волны имеют линейную и эллиптическую поляризацию. За анизотропную дифракцию отвечают элементы побочной диагонали матрицы связи (1.8). Как было показано в работе [56], наиболее оптимальной является конфигурация, когда объектная волна направляется в ФРК вдоль основной кристаллографической оси [001], а опорная – вдоль [100]. В этом случае дифракция волн на сформированной ими голографической решетке анизотропная, элементы побочной диагонали матрицы связи одинаковые и принимают максимальное значение:

$$\hat{H}_1 = \pm \hat{H}_2 = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.9)$$

Как было показано выше, в случае пропускающей геометрии $l_1 = l_2 = l$, в результате чего задача становится одномерной, таким образом система

уравнений связанных волн (1.1) сводится к одномерной и имеет аналитическое решение, представленное в работе [107]:

$$\vec{A}_1(l) = \hat{\mathbf{T}}_+(l)\vec{A}_1(0) + e^{\pm i\varphi_0}\hat{\mathbf{T}}_-(l)\vec{A}_2(0), \quad (1.10)$$

где φ_0 – фазовый сдвиг голографической решетки относительно интерференционной картины, $\hat{\mathbf{T}}_{\pm}(l)$ – матрицы преобразования, которые учитывают дифракцию опорной волны в направлении объектной и наоборот – дифракцию объектной волны в направлении опорной – задаются следующим образом:

$$\hat{\mathbf{T}}_{\pm}(l) = \frac{1}{2}(e^{i\hat{g}+l} \pm e^{i\hat{g}-l}), \quad (1.11)$$

где $\hat{\mathbf{g}}_{\pm} = \vec{u}\hat{\sigma} \pm |E_{\vec{k}}|(v_0 \hat{\mathbf{1}} + \vec{v} \cdot \hat{\sigma})$.

В случае отражательной геометрии $l_1 = -l_2$, задача также, как и для пропускающей геометрии, сводится к одномерной, но так как взаимодействующие волны распространяются навстречу друг другу, аналитическое решение системы уравнений (1.1) в такой геометрии отсутствует. Поэтому задачи, в которых используется отражательная геометрия, решаются численно [109].

Как отмечалось выше, особенностью и основным отличием ортогональной геометрии двухволнового взаимодействия от коллинеарных является то, что в уравнениях связанных волн (1.1) направления распространения волн \vec{A}_1 и \vec{A}_2 различны: $l_1 = z$ и $l_2 = y$, что делает задачу двумерной. В свою очередь, в работе [110] показано, что в ортогональной геометрии для негиротропного кристалла может быть применено аналитическое решение [107], используемое в пропускающей геометрии, поскольку в рамках принципа голографического восстановления световой волны, часть волны \vec{A}_2 , дифрагировавшая на динамической голограмме,

переходит в волну \vec{A}_1 , распространяющуюся в направлении l_1 . И наоборот, дифрагировавшая часть волны \vec{A}_1 переходит в волну \vec{A}_2 , распространяющуюся в направлении l_2 . Таким образом, для расчета двухволнового векторного взаимодействия в негиротропном ФРК в ортогональной геометрии может быть использован подход, применяемый для пропускающей геометрии [107], и для этого справедливо выражение (1.10).

Как видно из выражения (1.10), эффективность двухволнового взаимодействия, от которой зависит амплитуда объектной волны на выходе из ФРК, в свою очередь, зависит от поляризации взаимодействующих волн. При этом в гиротропном ФРК в ортогональной геометрии по мере распространения волн в кристалле их поляризация меняется, поэтому в каждой точке кристалла пара взаимодействующих волн (объектная и опорная) будут иметь различное поляризационное состояние, что иллюстрируется рисунком 1.2, на котором показан случай взаимодействия линейно поляризованных волн \vec{A}_1 и \vec{A}_2 . Таким образом, эффективность двухволнового взаимодействия в гиротропном ФРК в ортогональной геометрии будет являться функцией координаты. Для того, чтобы учесть изменяющееся поляризационное состояние волн, используется следующий подход.

Для удобства будем считать, что область перекрытия световых пучков в ФРК полностью совпадает с размерами кристалла (рисунок 1.2). Кристалл с гранями L_1 и L_2 делится на ячейки ΔL , размер которых выбирается таким образом, что внутри нее поворотом плоскости поляризации волн, вызванным гиротропией, можно пренебречь. При этом значение угла поворота плоскости поляризации волны γ_0 , которым можно пренебречь, определяется малостью изменения взаимодействия волн, вызванным этим поворотом. Критерий нахождения угла γ_0 будет описан ниже.

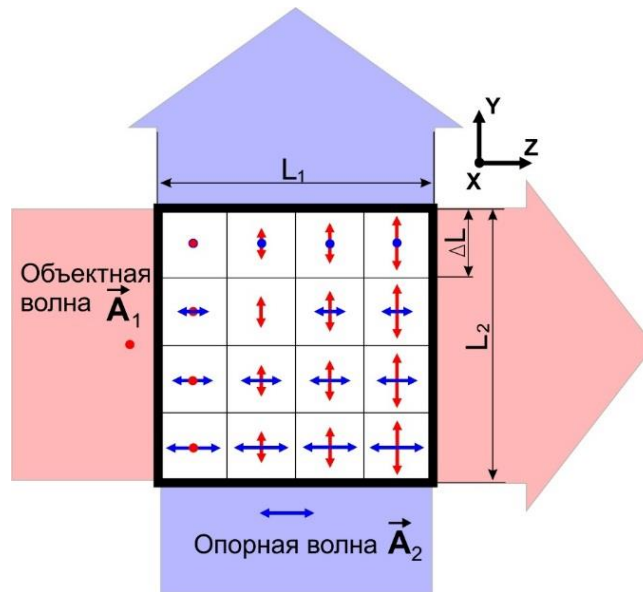


Рисунок 1.2. Взаимодействие двух волн \vec{A}_1 и \vec{A}_2 в гиротропном ФРК с учетом изменения их состояния поляризации. Красными и синими стрелками обозначены проекции векторов электрического поля волн \vec{A}_1 и \vec{A}_2 на плоскость YZ

Таким образом, размер ячейки ΔL определяется как:

$$\Delta L = \frac{\gamma_0}{\rho}. \quad (1.12)$$

С учетом этого количество ячеек $M \times N$, на которые разбивается ФРК, определяется как:

$$M = \frac{L_1 \rho}{\gamma_0}; \quad N = \frac{L_2 \rho}{\gamma_0}. \quad (1.13)$$

Рассмотрим одну из ячеек с индексом (m, n) , где $m = 0 \dots M$, а $n = 0 \dots N$. Амплитуды объектной и опорной волн \vec{A}_{1mn}^{in} и \vec{A}_{2mn}^{in} на входе в эту ячейку задаются следующим образом:

$$\vec{A}_{1mn}^{in} = \widehat{\mathbf{R}}(\gamma_0 m) \vec{A}_1, \quad \vec{A}_{2mn}^{in} = \widehat{\mathbf{R}}(\gamma_0 n) \vec{A}_2, \quad (1.14)$$

где \vec{A}_1 и \vec{A}_2 – амплитуды объектной и опорной волн на входе в ФРК, которые задаются с помощью векторов Джонса:

$$\vec{A}_1 = \begin{pmatrix} a_s \\ a_p \exp i\check{\alpha} \end{pmatrix}, \quad \vec{A}_2 = \begin{pmatrix} b_s \\ b_p \exp i\check{\beta} \end{pmatrix}, \quad (1.15)$$

где a_s, a_p, b_s, b_p – величины s - и p - компонент волн \vec{A}_1 и \vec{A}_2 , $\check{\alpha}$ и $\check{\beta}$ – разность фаз между ортогональными поляризационными компонентами волн \vec{A}_1 и \vec{A}_2 , соответственно, $\widehat{\mathbf{R}}(\beta)$ – матрица поворота на угол β :

$$\widehat{\mathbf{R}}(\beta) = \begin{pmatrix} \cos \beta & \sin \beta \\ -\sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix}. \quad (1.16)$$

В соответствии с выражением (1.10) амплитуда объектной волны на выходе из ячейки (m, n) будет определяться как [107]:

$$\vec{A}_{1mn}^{out}(\varphi) = (\widehat{T}_+(l) \vec{A}_{1mn}^{in} e^{i\varphi} + e^{\pm i\varphi_0} \widehat{T}_-(l) \vec{A}_{2mn}^{in}) e^{-\alpha \Delta L}, \quad (1.17)$$

где φ – величина фазовой модуляции объектной волны, α – поглощение в кристалле. Поскольку интерферометр преобразует изменение фазы в изменение интенсивности, за сигнал на выходе из ячейки (m, n) принимается изменение интенсивности объектной волны при наличии фазовой модуляции:

$$\Delta I_{mn} = A_{1mn}^{out}(\Delta\varphi) A_{1mn}^{out*}(\Delta\varphi) - A_{1mn}^{out}(0) A_{1mn}^{out*}(0), \quad (1.18)$$

где $\Delta\varphi$ – амплитуда фазовой модуляции.

Таким образом, расчет результата двухволнового взаимодействия в гиротропном ФРК в ортогональной геометрии сводится к решению уравнений связанных волн (1.1) отдельно для каждой ячейки, в которой гиротропия положена равной нулю. При этом гиротропия кристалла в целом учитывается за счет поворота плоскости поляризации волн на определенную величину при переходе от одной ячейке к другой в соответствии с выражением (1.14).

Итоговое изменение интенсивности объектной волны на выходе из ФРК будет равно среднему арифметическому от набора луч-сумм, которые, в свою очередь, представляют собой сумму вкладов от всех ячеек вдоль направления распространения объектной волны от 0 до M при зафиксированном N :

$$\Delta I = \frac{\sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^M \Delta I_{mn}}{N}. \quad (1.19)$$

Таким образом, уравнения (1.14) – (1.19) позволяют учесть различное состояние поляризации волн внутри области пересечения взаимодействующих пучков в кристалле и рассчитать сигнал демодуляции для ФРК с различными значениями оптической активности и размерами.

С использованием выражений (1.14) – (1.19) исследовано влияние гиротропии на выходной сигнал интерферометра, сформированного в ортогональной геометрии двухволнового векторного взаимодействия в ФРК кубической симметрии. Рассмотрен случай, когда объектная волна имеет линейную поляризацию, а опорная – круговую:

$$\vec{A}_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{A}_2 = \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}. \quad (1.20)$$

В работе [68] показано, что этот случай является наиболее оптимальным для реализации линейного режима фазовой демодуляции, а также позволяет обеспечить максимальную чувствительность интерферометра. Интенсивности

объектной и опорной волн в расчете взяты в соотношении 1:10. Такое соотношение является оптимальным, поскольку в этом случае выполняется приближение малого контраста интерференционной картины, что позволяет исключить влияние на процесс записи голографической решетки высших пространственных гармоник в ФРК [107].

Как показано в работах [111, 112], при изменении угла, задающего плоскость колебания вектора поляризации объектной волны, взаимодействующей с опорной в гиротропном фоторефрактивном кристалле кубической симметрии, на 1^0 эффективность двухволнового взаимодействия изменяется не более чем на 0.1%. С учетом этого в настоящей работе угол γ_0 , поворотом на который внутри ячейки можно пренебречь, был выбран на порядок меньший, равным 0.1^0 . В дальнейших расчетах положено, что грани кристаллов имеют одинаковые размеры $L_1 = L_2 = L = 10$ мм.

Поскольку у любого ФРК величина гиротропии является константой, для исследования влияния гиротропии на эффективность взаимодействия необходимо использовать разные кристаллы. Однако разные кристаллы вместе с гиротропией также имеют и разные материальные параметры, которые дополнительно влияют на эффективность взаимодействия. Чтобы выделить влияние именно гиротропии, необходимо, чтобы материальные параметры у всех кристаллов были одинаковые, что не может быть реализовано на практике. Поэтому в расчетах был использован синтетический ФРК, за основу которого взят кристалл $B_{12}TiO_{20}$ и использованы его материальные параметры (таблица 1.1), при этом значение гиротропии варьировалось в диапазоне 0-180 град/см.

Таблица 1.1. Материальные параметры фоторефрактивных кристаллов, использованных в расчете двухволнового векторного взаимодействия в ортогональной геометрии

	B₁₂TiO₂₀ (#1)	B₁₂SiO₂₀ (#2)	CdTe (#3)
ρ^* , град/см	65	200	0
ρ , град/см	0-180		
λ , нм	633	633	1064
n_0	2.58	2.54	2.85
r_{41} , пм/В	4.7	3.5	4.5
α , см ⁻¹	0.4	1	2.0
ε	47	56	9.4
N_A , см ⁻³	2.0×10^{16}	2.0×10^{16}	2.0×10^{16}

ρ^* – истинное значение гиротропии

ρ – значение гиротропии для синтетических кристаллов, используемое в расчетах

На рисунке 1.3 представлены полученные зависимости амплитуды выходного сигнала интерферометра от азимутального угла γ , задающего плоскость поляризации исходной объектной волны \vec{A}_1 для вышеописанного синтетического ФРК #1 с размером граней 10 мм. Зависимости рассчитаны для разных значений гиротропии в диапазоне 0-180 град/см.

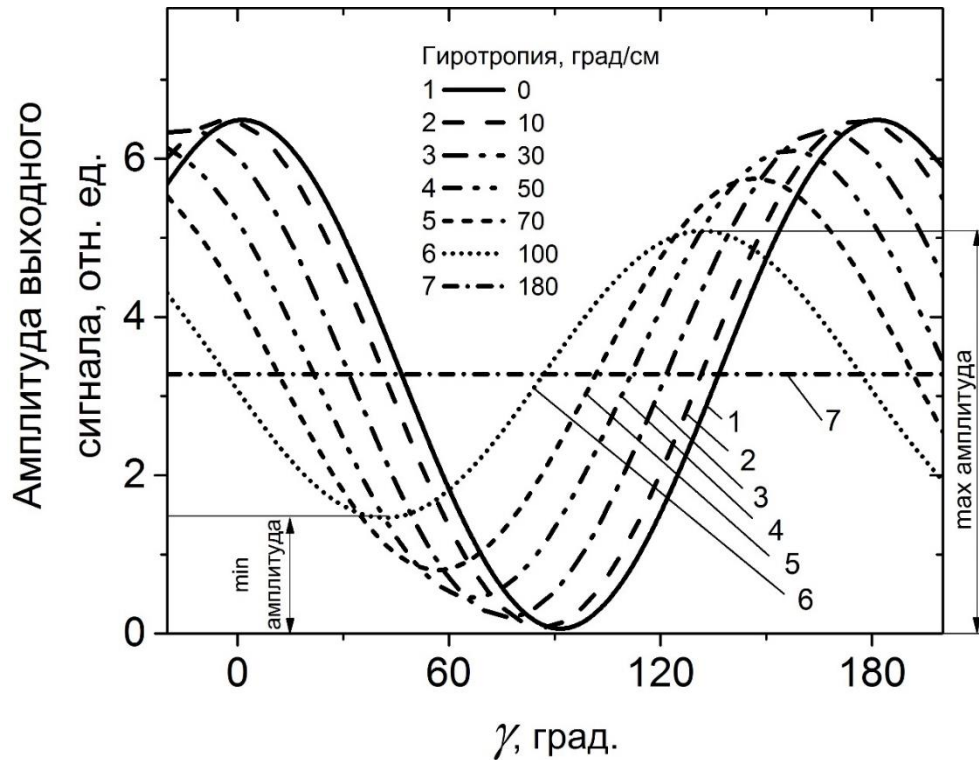


Рисунок 1.3. Зависимости амплитуды выходного сигнала адаптивного интерферометра от азимутального угла γ при различных значениях гиротропии

Как видно из рисунка 1.3, в случае отсутствия гиротропии ($\rho = 0$) выходной сигнал максимальный при $\gamma = 0$ и падает до нуля при повороте плоскости поляризации объектной волны на входе в ФРК на 90° . Это объясняется тем, что при $\gamma = 0$ волна \vec{A}_1 на входе в ФРК в соответствии с выражением (1.20) имеет только вертикальную поляризационную составляющую, а при $\gamma = 90^\circ$ – только горизонтальную.

С учетом того, что ортогональные поляризационные компоненты волн \vec{A}_1 и \vec{A}_2 не интерферируют, то во взаимодействии участвуют только вертикальные поляризационные компоненты. Таким образом, при наличии только горизонтальных компонент волн \vec{A}_1 и \vec{A}_2 , голографическая решетка не записывается, и выходной сигнал равен нулю.

С ростом гиротропии максимальная амплитуда сигнала падает, а минимальная – увеличивается. Это объясняется тем, что исходная волна \vec{A}_1 с

вертикальной линейной поляризацией по мере прохождения по кристаллу за счет гиротропии поворачивается, при этом у нее появляется и начинает расти горизонтальная поляризационная компонента, а вертикальная – уменьшается. Чем больше величина гиротропии, тем «быстрее» волна поворачивается в кристалле на единицу его длины, тем меньше становится вертикальная компонента и тем больше – горизонтальная. В результате область ФРК, в которой объектная волна \vec{A}_1 имеет только вертикальную поляризационную компоненту, становится меньше, за счет чего амплитуда выходного сигнала уменьшается. При этом в гиротропном ФРК максимально возможный выходной сигнал будет всегда меньше, чем в негиротропном. В то же время, за счет гиротропии никогда не возникает ситуации, когда объектная волна \vec{A}_1 во всем кристалле имеет только горизонтальную поляризацию, которая не участвует во взаимодействии. Следовательно, в гиротропном ФРК ни при каком значении угла γ выходной сигнал не падает до нуля, что наблюдается на зависимостях на рисунке 1.3. Дальнейшее увеличение гиротропии приводит ко все большему уменьшению максимального сигнала и увеличению минимального. При определенном значении гиротропии (в данном случае, при $L = 10$ мм и $\rho = 180$ град/см) значение максимального и минимального сигнала становятся равными, и амплитуда выходного сигнала перестает зависеть от угла γ . Это означает, что выходной сигнал интерферометра не зависит от состояния поляризации исходной объектной волны \vec{A}_1 , тем самым, реализуется режим поляризационной независимости адаптивного интерферометра на основе двухволнового взаимодействия. В работе [68] в негиротропном ФРК этот режим достигался за счет использования двух опорных волн, которые направляются в кристалл перпендикулярно друг другу и объектной волне. В отличие от работы [68] в настоящей работе режим поляризационной независимости достигается при использовании лишь одной опорной волны, что позволяет упростить оптическую схему измерительной системы.

Как видно из рисунка 1.3, с ростом гиротропии меняется значение оптимального азимутального угла γ_{opt} , задающего плоскость поляризации исходной объектной волны \vec{A}_1 , при котором амплитуда выходного сигнала адаптивного интерферометра максимальная, при этом смещается положение экстремума. Так как итоговый угол поворота плоскости поляризации волны зависит не только от ρ , но и от L , поэтому далее используется произведение этих величин (ρL). На рисунке 1.4 представлены зависимости угла γ_{opt} от ρL для двух синтетических ФРК, имеющих одинаковые размеры ($L = 10$ мм) (кристалл #1 и #2, см. табл. 1.1).

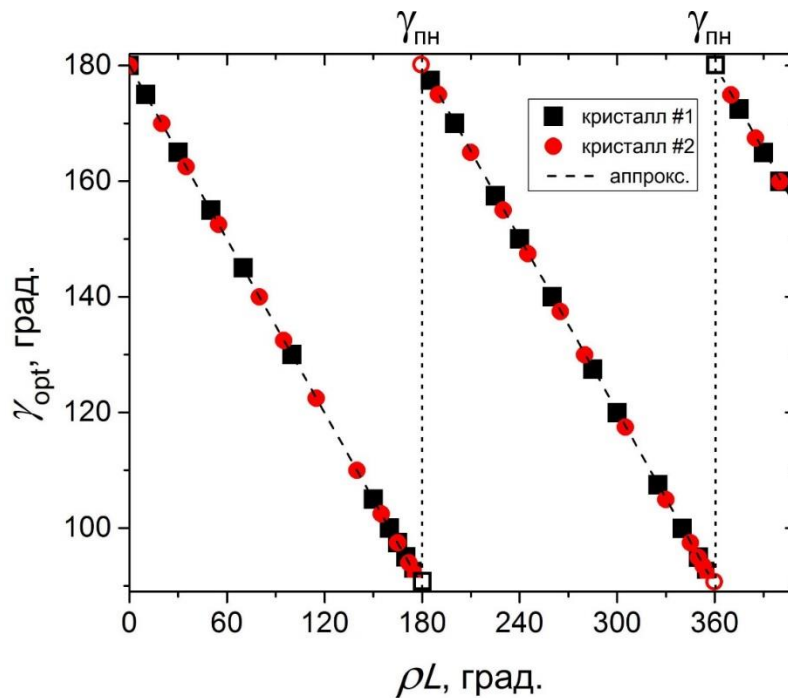


Рисунок 1.4. Зависимость азимутального угла γ_{opt} от величины ρL для кристаллов #1 и #2. Пунктирная линия – аппроксимационная прямая. $\gamma_{пн}$ – азимутальный угол γ , при котором наступает режим поляризационной независимости в адаптивном интерферометре.

Как видно из рисунка 1.4, для кристаллов #1 и #2, имеющих разные материальные параметры, зависимости $\gamma_{opt}(\rho L)$ совпадают. Таким образом, значение оптимального угла γ_{opt} зависит только от произведения ρ и L и не

зависит ни от каких других параметров кристалла. Следует отметить, что значения материальных параметров влияют лишь на максимальное значение амплитуды выходного сигнала.

Зависимость, представленная на рисунке 1.4, аппроксимируется с высокой точностью выражением:

$$\gamma_{opt}(\rho L) = 180 + 90 \operatorname{int} \left[\frac{\rho L}{180} \right] - 0.5 \rho L, \quad (1.21)$$

где $\operatorname{int} \left[\frac{\rho L}{180} \right]$ – целая часть от отношения $\frac{\rho L}{180}$. Как было сказано выше, вне зависимости от выбранного кристалла γ_{opt} зависит только от его параметра ρL , и, поскольку выражение (1.21) точно описывает зависимость $\gamma_{opt}(\rho L)$, данное выражение справедливо для любых гиротропных ФРК. Таким образом, при построении интерферометра на основе ФРК с помощью выражения (1.21) можно определить оптимальный угол γ_{opt} , зная лишь ρ и L для этого кристалла. На представленном на рисунке 1.4 показаны значения азимутального угла $\gamma_{\text{пн}}$, при котором наступает режим поляризационной независимости. Для этих значений γ_{opt} не определено, поскольку в этом случае γ_{opt} может быть любым.

На рисунке 1.5 представлены зависимости максимальной и минимальной амплитуды выходного сигнала интерферометра от величины ρL для синтетического ФРК #1. Для каждого значения ρL угол ориентации поляризации волны на входе в ФРК γ устанавливался на оптимальный в соответствии с выражением (1.21).

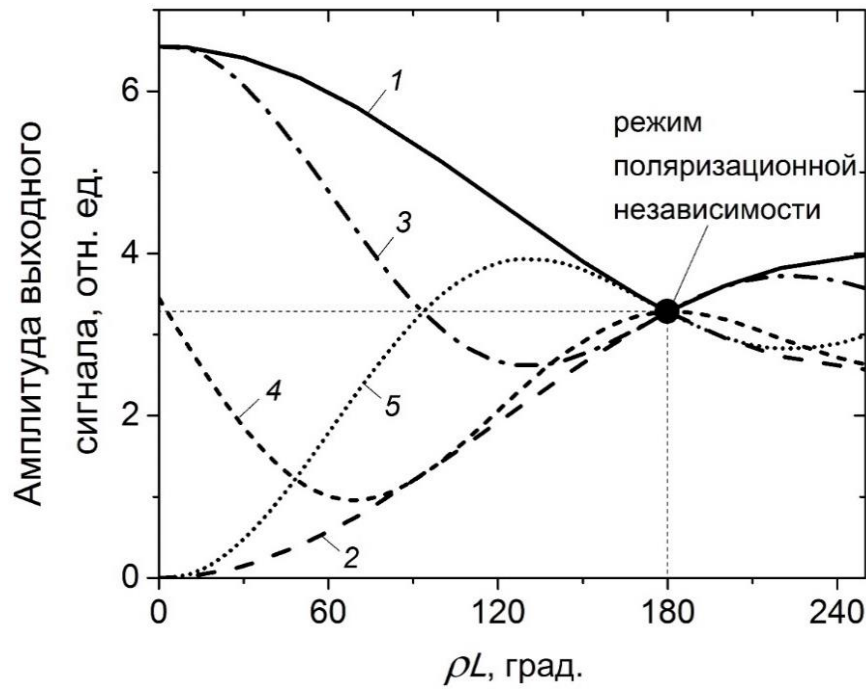


Рисунок 1.5. Зависимость амплитуды выходного сигнала от величины ρL для синтетического ФРК #1 с размером граней 10 мм.

1 – максимальная амплитуда сигнала при $\gamma = \gamma_{opt}$;

2 – минимальная амплитуда сигнала при $\gamma = \gamma_{opt} + \frac{\pi}{2}$;

3, 4, 5 – амплитуда сигнала при фиксированном угле $\gamma = 0, \frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{2}$,

соответственно.

Как видно из рисунка 1.5, с ростом гиротропии максимальная амплитуда выходного сигнала (кривая 1) уменьшается, а минимальная (кривая 2) растет, что соответствует результатам, представленным на рисунке 1.3. При $\rho L = 180^\circ$ значения минимальной и максимальной амплитуды совпадают, то есть реализуется режим поляризационной независимости (см. рисунок 1.3). Реализация данного режима объясняется следующим образом.

В ортогональной геометрии только s -компоненты взаимодействующих волн совпадают, в то время как p -компоненты оказываются взаимно перпендикулярными (рисунок 1.1). Как следствие, в данной геометрии, в отличие от коллинеарных, интерferируют и формируют голограмму только s -компоненты взаимодействующих волн. При этом напомним, что выходной

сигнал зависит от поляризационного состояния взаимодействующих волн. В гиротропном ФРК по мере распространения волны по кристаллу ее поляризация меняется. Поэтому в случае изменения состояния поляризации волны на входе в ФРК выходной сигнал также изменится. Если на длине кристалла реализуются все возможные поляризационные состояния объектной волны, вызванные гиротропией, то, как будет показано ниже, изменение поляризации волны на входе в ФРК приведет к реализации нового набора поляризационных состояний, но этот набор будет опять включать в себя все те же состояния, в результате чего выходной сигнал останется неизменным.

Влияние поляризации исходной объектной волны на входе в ФРК на выходной сигнал качественно иллюстрируется рисунком 1.6, на котором схематично изображена входная грань кристалла и реализуемые внутри кристалла поляризационные состояния объектной волны. Жирной стрелкой обозначена поляризация объектной волны на входе из кристалла. Тонкими стрелками обозначены направления поляризации волны по мере ее распространения в кристалле. Длина каждой стрелки символизирует величину вклада в выходной сигнал от волны с такой поляризацией. Уменьшение длины стрелки связано с уменьшением вклада от соответствующей ей поляризации, поскольку, как было сказано выше, в ортогональной геометрии двухволнового векторного взаимодействия участвуют только вертикальные s -компоненты волн. Закрашенная область внутри пунктирных окружностей ассоциирована с величиной выходного сигнала интерферометра.

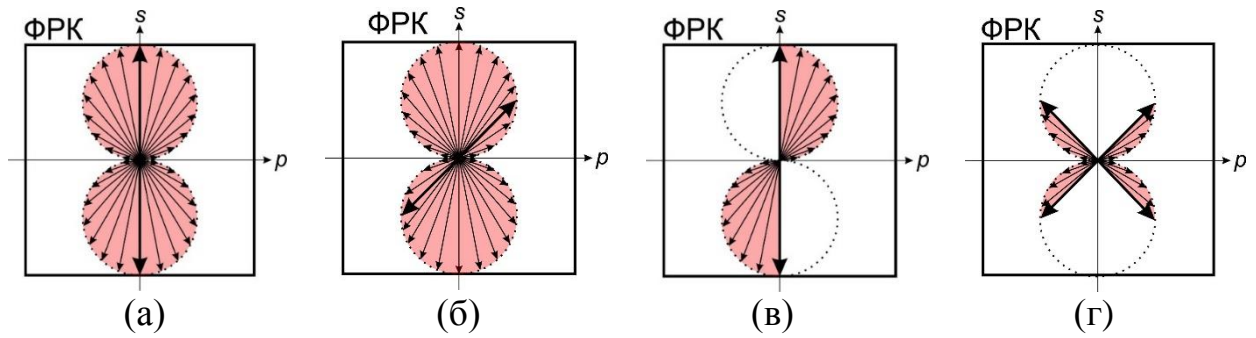


Рисунок 1.6. Эффективность двухволнового векторного взаимодействия в ортогональной геометрии в гиротропном ФРК: $\rho L = 180^\circ$ (а, б), $\rho L = 90^\circ$ (в, г). Угол между направлением поляризации исходной волны на входе в ФРК и направлением s : 0° (а, в), 45° (б, г).

В случае, когда параметр ФРК $\rho L = 180^\circ$, объектная волна, проходя от входной до выходной грани ФРК, за счет гиротропии повернется на 180° , в результате чего реализуются все поляризационные состояния волны, о чем свидетельствует полностью закрашенная область внутри окружностей (рисунок 1.6,а). На рисунке 1.6,б исходная поляризация объектной волны на входе в ФРК повернута на 45° относительно ситуации на рисунке 1.6,а, однако выходной сигнал остался неизменным, поскольку не смотря на то, что поворот плоскости поляризации волны на входе приводит к реализации нового набора поляризационных состояний, этот набор также включает в себя все возможные состояния. При этом важно, чтобы поляризационные состояния были реализованы одинаковое количество раз. То есть поляризационная независимость реализуется при значении ρL , кратном 180° .

Рассмотрим случай, когда $\rho L \neq 180^\circ$. Пусть $\rho L = 90^\circ$ (рисунок 1.6,б,в). Здесь объектная волна, пройдя через ФРК, повернется только на 90° , в результате чего будет реализована лишь часть из всех возможных поляризационных состояний волны. Если в таком ФРК исходную поляризацию объектной волны на входе в кристалл повернуть на какой-либо угол (например, на 45° (рисунок 1.6,г) относительно исходной поляризации объектной волны (рисунок 1.6,в)), то будет реализован уже другой набор

поляризационных состояний, отличающийся от представленных на рисунке 1.6,б, в результате чего выходной сигнал изменится (что демонстрирует разная площадь закрашенных областей на рисунках 1.6, в и г). Таким образом, при ρL не кратном 180^0 , выходной сигнал интерферометра зависит от поляризационного состояния объектной волны на входе в ФРК, а значит, режим поляризационной независимости не реализуется.

Возвратимся к рисунку 1.5, на котором представлены зависимости 3, 4 и 5, описывающие амплитуду сигнала в зависимости от ρL , полученные при фиксированных (неоптимальных) углах $\gamma: 0, \frac{\pi}{4}$ и $\frac{\pi}{2}$. Напомним, что зависимости 1 и 2 получены при $\gamma = \gamma_{opt}$, который подбирался для каждого значения ρL . Как видно, зависимости 3, 4 и 5 ведут себя по-разному, однако при достижении значения $\rho L = 180^0$ они все пересекаются в одной точке вместе с зависимостями 1 и 2. Это дополнительно подтверждает тот факт, что в случае, когда параметр ФРК $\rho L = 180^0$, величина выходного сигнала не зависит от поляризационного состояния исходной объектной волны, задаваемого углом γ .

Величина выходного сигнала адаптивного интерферометра на основе гиротропного ФРК помимо двухволнового векторного взаимодействия, эффективность которого определяется величиной гиротропии ФРК, зависит также и от поглощения α внутри ФРК. Поэтому необходимо оценить вклады каждого из этих процессов. С этой целью было проанализировано, как гиротропия влияет на выходной сигнал интерферометра без учета влияния поглощения. Для этого с помощью аналитического выражения (1.17) численно рассчитана зависимость сигнала на выходе из ячейки от ее местоположения в ФРК вдоль направления распространения объектной волны при $\alpha = 0$ (рисунок 1.7). Зависимость рассчитана для негиротропного ($\rho = 0$) и гиротропного ФРК ($\rho = 360/L$), при этом рассмотрен случай, когда объектная волна на входе в ФРК имеет вертикальную линейную поляризацию ($\gamma = 0$).

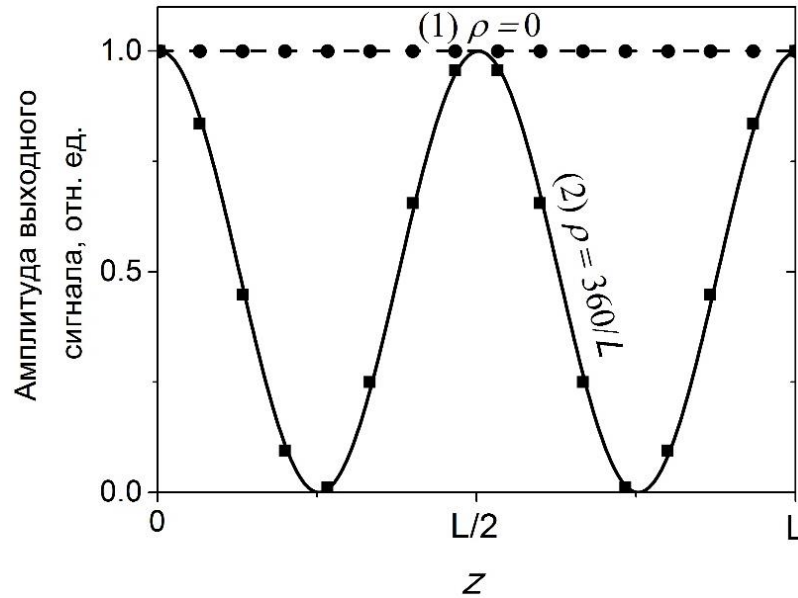


Рисунок 1.7. Зависимости выходного сигнала на выходе из ячейки от ее местоположения внутри негиротропного (1) и гиротропного (2) ФРК при $\alpha = 0$. Маркеры – результаты численного расчета, линии – аппроксимация численного расчета с помощью выражения (1.22).

Как видно из рисунка 1.7, в негиротропном ФРК во всех ячейках выходной сигнал имеет ожидаемо одинаковую величину. В то же время в гиротропном ФРК по мере распространения объектной волны от входной ($z = 0$) до выходной грани ($z = L$) кристалла величина сигнала изменяется периодически, следовательно, это изменение связано именно с гиротропией.

Представленные на рисунке 1.7 зависимости точно аппроксимируются гармонической функцией с периодом, равным длине кристалла:

$$\Delta I_{g_0}(z) = \begin{cases} 1, & \rho = 0 \\ 0.5 + 0.5 \cos\left(\frac{z}{90\rho} \pi\right), & \rho \neq 0 \end{cases}, \quad (1.22)$$

где $z = m\Delta L$.

Поскольку в любом ФРК присутствует поглощение, то с помощью выражения (1.17) рассчитаем численно те же зависимости, что представлены на рисунке 1.7, но уже с учетом поглощения (рисунок 1.8).

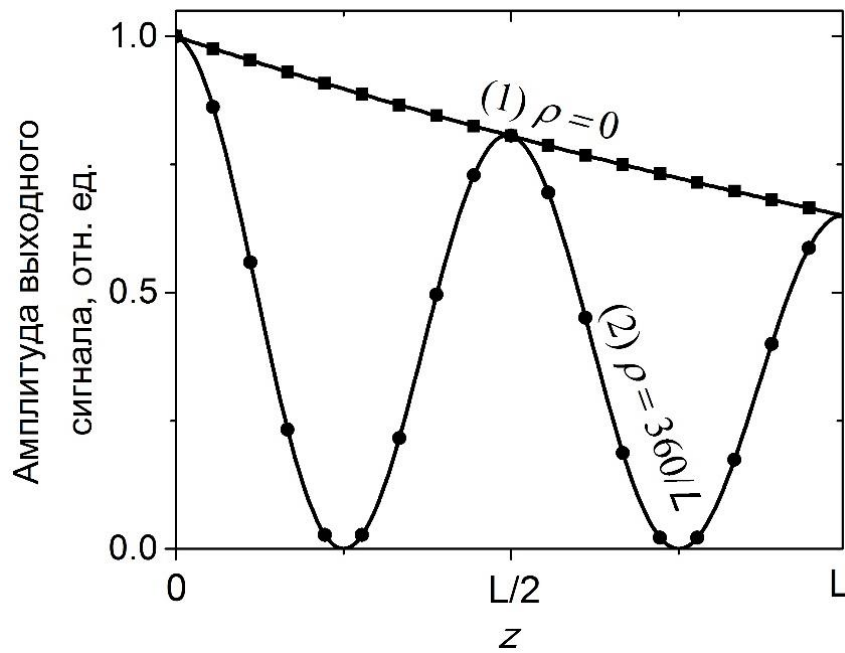


Рисунок 1.8. Зависимости выходного сигнала на выходе из ячейки от ее местоположения внутри негиротропного (1) и гиротропного (2) ФРК. Маркеры – результаты численного расчета, линии – аппроксимация численного расчета с помощью выражения (1.23).

Домножим выражение (1.22) на множитель, отвечающий за поглощение:

$$\Delta I_g(z) = \begin{cases} e^{-\alpha z}, & \rho = 0 \\ (0.5 + 0.5 \cos\left(\frac{z}{90\rho} \pi\right)) e^{-\alpha z}, & \rho \neq 0 \end{cases} \quad (1.23)$$

Как видно, аппроксимационные кривые, полученные с помощью выражения (1.23), изображенные на рисунке 1.8, точно совпадают с результатом численного расчета для гиротропного ФРК, также представленным на рисунке 1.8.

Проинтегрировав выражение (1.23) для гиротропного ФРК, получим суммарный сигнал S_g на выходе из кристалла:

$$S_g = \int_0^L (0.5 + 0.5 \cos\left(\frac{z}{90\rho} \pi\right)) e^{-\alpha x} dx = 0.5e^{-\alpha L}. \quad (1.24)$$

В свою очередь, суммарный сигнал на выходе из негиротропного ФРК $S_{\bar{g}}$, равен:

$$S_{\bar{g}} = \int_0^L e^{-\alpha x} dx = e^{-\alpha L}. \quad (1.25)$$

Как видно из выражений (1.24) и (1.25), суммарный выходной сигнал для гиротропного ФРК S_g в 2 раза меньше выходного сигнала для негиротропного ФРК S_n , что объясняет снижение выходного сигнала в 2 раза при $\rho L = 180^\circ$ на зависимости, представленной на рисунке 1.5.

С помощью выражений (1.14) - (1.19) исследовано влияние гиротропии в ФРК кубической симметрии групп 23 (гиротропных $\text{В}_{12}\text{TiO}_{20}$ (ВТО), $\text{В}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO)) и $\bar{4}3m$ (негиротропном CdTe). Материальные параметры кристаллов приведены в таблице 1.1. Поскольку в реальном кристалле, в отличие от синтетического, гиротропия - величина фиксированная, исследование влияния гиротропии возможно лишь путем изменения размера кристалла. На рисунке 1.9 представлены зависимости амплитуды выходного сигнала интерферометра от размеров кристалла для трех вышеперечисленных ФРК.

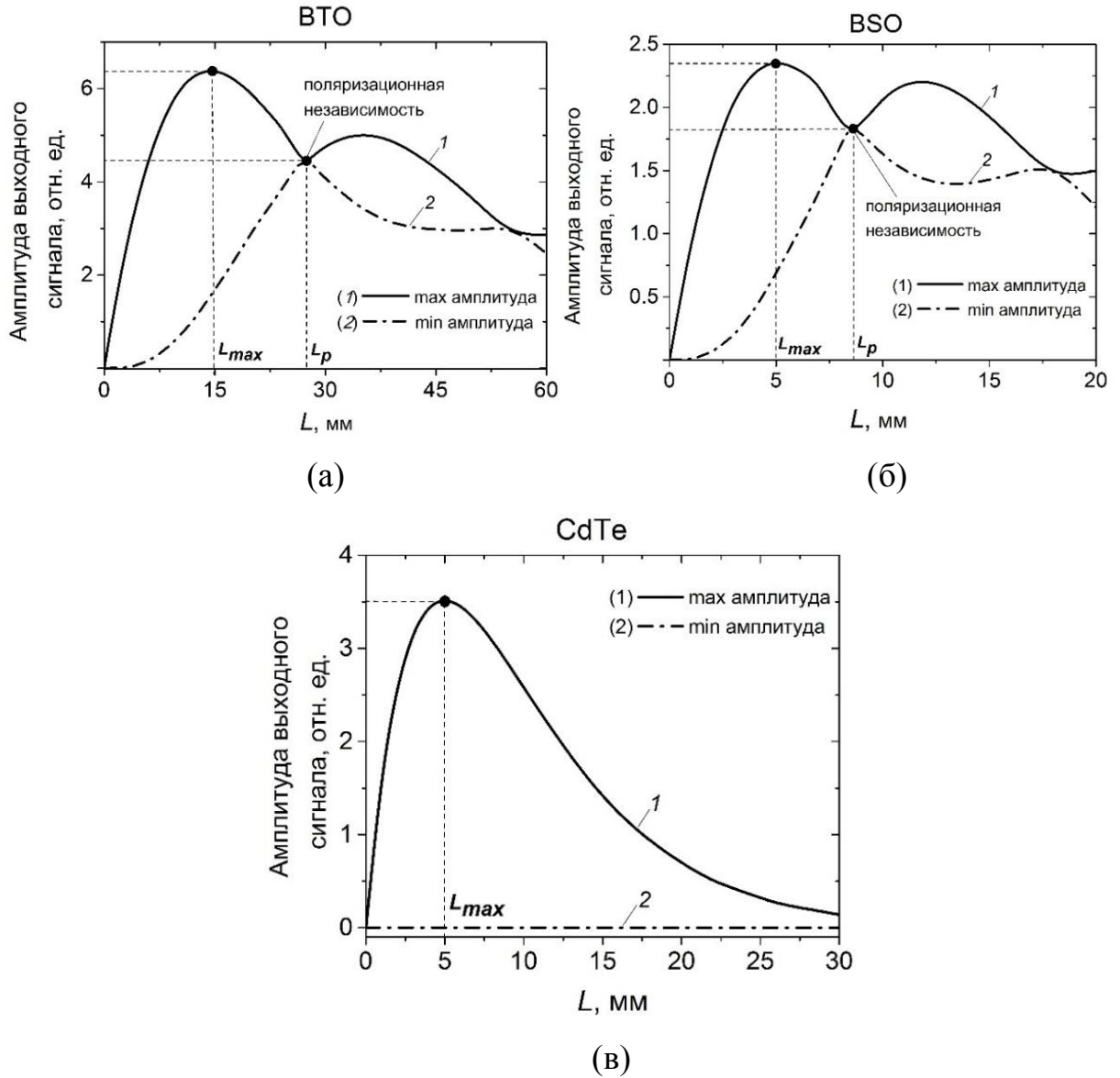


Рисунок 1.9. Зависимость амплитуды выходного сигнала интерферометра от размеров кристаллов $\text{В}_{12}\text{TiO}_{20}$ (а), $\text{В}_{12}\text{SiO}_{20}$ (б), CdTe (в), $\rho = \rho^*$.

1 – максимальная амплитуда при $\gamma = \gamma_{opt}$,

2 – минимальная амплитуда при $\gamma = \gamma_{opt} + \frac{\pi}{2}$.

На величину выходного сигнала влияют два основных процесса – двухволновое взаимодействие и поглощение, которые являются конкурирующими. Влияние этих процессов на выходной сигнал зависит от размеров кристалла – при увеличении размеров кристалла эффективность двухволнового взаимодействия также увеличивается, что приводит к росту

выходного сигнала. В то же время поглощение при увеличении размеров кристалла способствует снижению выходного сигнала.

Как видно из рисунка 1.9, у всех трех ФРК зависимость выходного сигнала от размеров ФРК является немонотонной. До определенных размеров ФРК преобладает влияние двухволнового взаимодействия, за счет чего сигнал растет, после чего начинает уже преобладать поглощение, в результате чего амплитуда сигнала начинает уменьшаться. Этим объясняется наличие максимума амплитуды выходного сигнала на каждой зависимости. При этом размер кристалла L_{max} , при котором наблюдается максимальный сигнал, зависит от материальных параметров ФРК. Так, $L_{max}(ВТО) = 15$ мм, $L_{max}(BSO) = 5$ мм, $L_{max}(CdTe) = 5$ мм. Как видно из рисунков 1.9,б,в у кристаллов BSO и CdTe, имеющих разное поглощение ($\alpha_{BSO} = 1$, $\alpha_{CdTe} = 2$), L_{max} совпадает, что объясняется разной эффективностью двухволнового взаимодействия.

Как говорилось выше, у негиротропного CdTe при любом размере кристалла минимальная амплитуда равна нулю. В свою очередь, в гиротропных ФРК минимальная амплитуда равна нулю только в случае, когда размер кристалла равен нулю ($L = 0$), во всех остальных случаях минимальная амплитуда всегда будет отлична от нуля (рисунок 1.9). При увеличении размеров кристалла минимальная амплитуда начинает расти, поскольку за счет гиротропии плоскость поляризации объектной волны поворачивается по мере движения волны в кристалле, вследствие чего уменьшается горизонтальная поляризационная компонента и растет вертикальная (см. выше описание к рисунку 1.3).

Также, как и в синтетическом ФРК с заданными размерами и изменяющейся гиротропией (рисунок 1.5), в данном случае при уже фиксированной гиротропии, но разных размерах ФРК (рисунок 1.9) существует такой размер кристалла $L = L_p$, когда максимальная и минимальная амплитуда выходного сигнала становятся равными, что означает реализацию режима поляризационной независимости. Как было показано выше (рисунок 1.5), в синтетическом ФРК при таком режиме амплитуда сигнала уменьшается

в 2 раза. В то же время на зависимостях на рисунке 1.9 такого существенного снижения сигнала не наблюдается: в кристалле ВТО максимальная амплитуда сигнала падает на 30%, а в кристалле BSO – на 22%. Это связано с тем, что у синтетического ФРК размеры были фиксированные, а в расчетах, результат которых представлен на рисунке 1.9, у всех кристаллов размеры меняются при неизменной величине гиротропии. За счет этого меняется эффективность взаимодействия волн и поглощение, которые, в свою очередь, влияют на выходной сигнал интерферометра. Исходя из вышеизложенного, двукратное снижение выходного сигнала в гиротропном ФРК можно считать теоретическим пределом.

Дополнительно режим поляризационной независимости в гиротропных ФРК иллюстрируется рисунком 1.10, на котором представлены зависимости выходного сигнала интерферометра от угла γ для разных длин кристаллов $\text{B}_{12}\text{TiO}_{20}$ и $\text{B}_{12}\text{SiO}_{20}$.

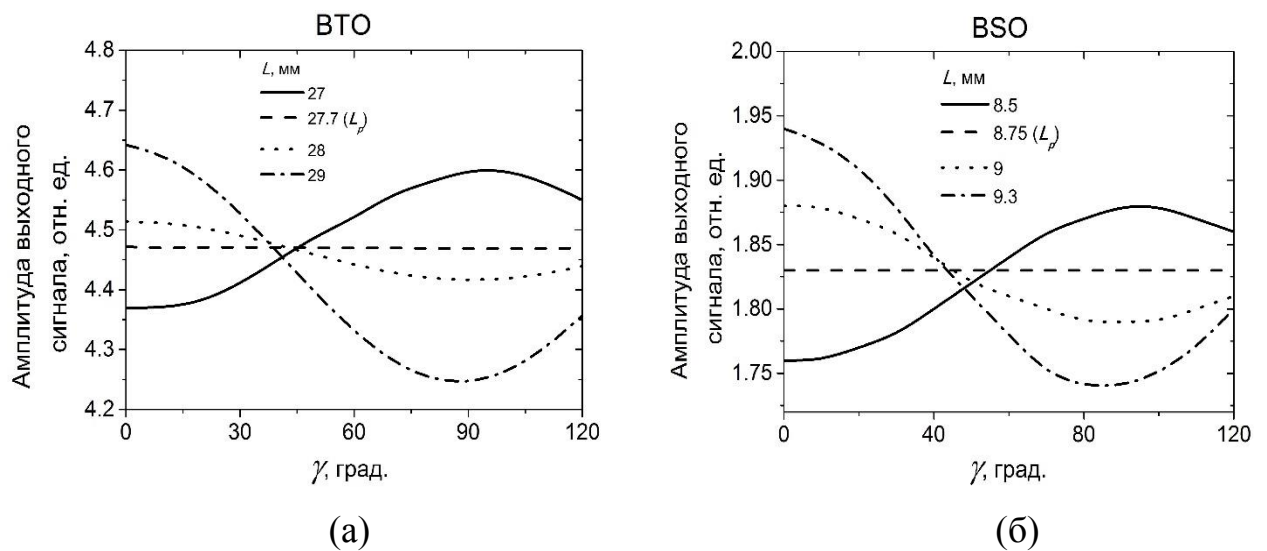


Рисунок 1.10. Зависимость амплитуды выходного сигнала интерферометра от угла γ для кристаллов $\text{B}_{12}\text{TiO}_{20}$ (а) и $\text{B}_{12}\text{SiO}_{20}$ (б)

Как видно из зависимостей на рисунке 1.10, для кристалла ВТО режим поляризационной независимости реализуется при ВТО $L_p = 27.7$ мм, для BSO при $L_p = 8.75$ мм. В результате, с помощью разработанной физико-

математической модели двухволнового векторного взаимодействия для любого кристалла можно подобрать такие его размеры, при которых будет реализован режим поляризационной независимости работы адаптивного интерферометра.

Таким образом, полученные результаты позволяют заключить, что оптическая активность существенно влияет на характер векторного взаимодействия волн в ортогональной геометрии в ФРК кубической симметрии. Наличие гиротропии приводит к уменьшению эффективности векторного взаимодействия и максимальной амплитуды выходного сигнала адаптивного интерферометра, но не более, чем в 2 раза (при $\rho L = 180^\circ$ относительно $\rho L = 0$, то есть негиротропного ФРК). В то же время, в отличие от негиротропных ФРК при использовании оптически активных кристаллов выходной сигнал никогда не обращается в ноль независимо от значения азимутального угла, задающего плоскость поляризации исходной объектной волны. Установлено, что для любого кристалла при $\rho L = 180^\circ$ наступает режим поляризационной независимости, при котором величина выходного сигнала остается неизменной при любом поляризационном состоянии исходной объектной волны. Следует отметить, что для негиротропных ФРК также возможна реализация режима поляризационной независимости, однако для этого необходимо наличие второй опорной волны, которая направляется в кристалл перпендикулярно объектной и первой опорной волнам [113]. Таким образом, реализация режима поляризационной независимости в гиротропном ФРК позволяет существенно упростить оптическую схему адаптивного интерферометра за счет отсутствия необходимости второй опорной волны. Вышесказанное позволяет заключить, что оптически активные кристаллы могут успешно применяться в адаптивных интерферометрах в ортогональной геометрии векторного взаимодействия волн. Разработанная физико-математическая модель двухволнового векторного взаимодействия в гиротропном ФРК позволяет определять значения поляризационных компонент исходных взаимодействующих волн, при которых

чувствительность интерферометра будет максимальной для ФРК с произвольными материальными параметрами.

1.2 Теоретический анализ многоволнового взаимодействия в ФРК кубической симметрии в ортогональной геометрии записи динамических голограмм

Рассмотрим мультиплексирование ортогональных ДГ, в рамках которого N объектных световых волн взаимодействуют в ФРК кубической симметрии с одной опорной волной. Случай $N = 2$ иллюстрирует рисунок 1.11. Две объектные волны S_1 и S_2 распространяются в ФРК под малыми углами θ_1 и θ_2 к основной кристаллографической оси $[001]$, полностью перекрываясь в кристалле, при этом опорная волна R распространяется перпендикулярно объектной в направлении осей $[100]$ и соответственно.

Пара волн «объектная S_1 – опорная R » формирует основную голографическую решетку с вектором $\vec{K}_1 = \vec{k}_{S1} - \vec{k}_R$ (1-й канал демодуляции). Пара волн « $S_2 - R$ » формирует вторую основную голографическую решетку с вектором $\vec{K}_2 = \vec{k}_{S2} - \vec{k}_R$ (2-й канал демодуляции). В свою очередь интерференция объектных волн S_1 и S_2 может инициировать запись перекрестной голографической решетки с вектором $\vec{K}_{12} = \vec{k}_{S1} - \vec{k}_{S2}$. Взаимодействие волн на такой решетке, если она будет сформирована, приведет к взаимовлиянию сигналов соответствующих каналов и появлению перекрестных шумов между ними.

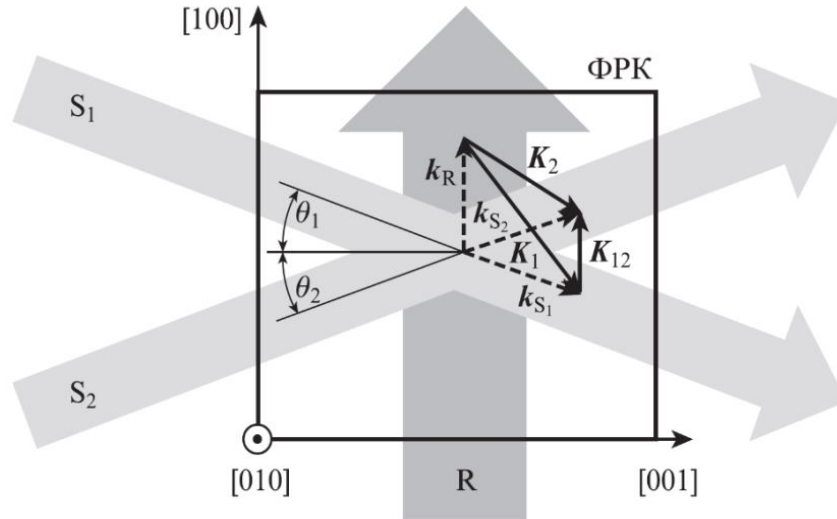


Рисунок 1.11. Схема мультиплексирования динамических голограмм в ФРК в ортогональной геометрии векторного взаимодействия волн

Как видно из рисунка 1.11, векторы основных голограмм \vec{K}_1 и \vec{K}_2 направлены под углами к оси $[001]$, в то время как вектор перекрестной голограммы \vec{K}_{12} перпендикулярен ей. Указанное отличие становится определяющим в характере взаимодействия волн в кристалле и, как будет показано ниже, позволяет обеспечить мультиплексную запись набора голограмм, свободных от перекрестных помех.

Используя выражение (1.3), можно показать [69], что для любой пары волн, взаимодействующей в ортогональной геометрии, представленной на рисунке 1.10, матрица связи будет иметь вид:

$$\hat{\mathbf{H}} = \begin{pmatrix} 0 & h \\ h & 0 \end{pmatrix}, \quad (1.26)$$

где $h = \cos\beta$, β – угол между направлениями вектора голографической решетки и основной кристаллографической осью $[001]$. Отметим, что равенство нулю элементов главной диагонали матрицы связи свидетельствует о чисто анизотропном характере дифракции на динамической голограмме в рассматриваемой геометрии, который, как показано в работе [114], позволяет

реализовать линейный режим фазовой демодуляции объектной волны на диффузионной голограмме.

Как видно, в случае, когда вектор перекрестной голограммы \vec{K}_{12} перпендикулярен оси [001] (угол $\beta = 90^\circ$, матрица связи \hat{H} будет нулевой. Таким образом, если формирующие перекрестную голограмму \vec{K}_{12} волны распространяются в кристалле вдоль оси [001], либо под симметричными углами к ней, то вектор голограммы \vec{K}_{12} строго перпендикулярен этой оси (при произвольной ориентации в перпендикулярной плоскости), и взаимодействия между волнами не возникает. Учитывая, что обе эти волны являются объектными, а голограмма перекрестной, можно утверждать, что даже в случае полного перекрытия волн в кристалле в такой геометрии между каналами, ассоциированными с объектными волнами, перекрестный шум не возникнет, и каналы будут работать независимо друг от друга.

Взаимодействие между объектными волнами появляется, если нарушается ортогональность между волновым вектором перекрестной голограммы \vec{K}_{12} и осью [001], что, в свою очередь, становится возможным, если объектные волны распространяются под разными углами к оси [001] ФРК. В этом случае угол $\beta \neq 90^\circ$, и элементы матрицы связи \hat{H} уже не равны тождественно нулю, вследствие чего между двумя объектными волнами возникнет взаимодействие. Эффективность взаимодействия, как видно из выражений (1.1) и (1.26), будет определяться произведением волнового числа k и элемента h матрицы связи: $\chi = k \cdot h$ (параметр χ при этом может быть принят в качестве количественной меры эффективности взаимодействия).

Следует отметить, что h определяется направлениями взаимодействующих волн. Исходя из геометрических соображений можно показать, что для пары волн «объектная – опорная», считая, что опорная волна направлена строго перпендикулярно оси [001], параметр $\chi_1 = k_1 \cdot h_1$ будет определяться углом θ_1 (в соответствии с рисунком 1.11):

$$\chi_1 = k \cdot \cos\theta_1, \quad (1.27)$$

где $k = |\vec{k}_{S1}| = |\vec{k}_{S2}| = |\vec{k}_R| = 2\pi n_0/\lambda$. В свою очередь, для пары волн «объектная – объектная»: $\chi_{12} = K_{12} \cdot h_{12}$

$$\chi_{12} = k \cdot (\cos\theta_1 - \cos\theta_2), \quad (1.28)$$

Как видно из (1.28), если углы θ_1 и θ_2 , под которыми распространяются объектные волны в ФРК, одинаковы или равны нулю, то взаимодействия между ними не будет ($\chi_{12} = 0$). В случае если $\theta_1 \neq \theta_2$, возникают перекрестные помехи, величина которых будет тем больше, чем больше будет разница между θ_1 и θ_2 . Учитывая, что χ_1 определяет величину сигнала, а χ_{12} – величину перекрестных помех, то уровень последних в 1-м канале можно оценить с помощью отношения:

$$X = \frac{\chi_{12}}{\chi_1} = 1 - \frac{\cos\theta_2}{\cos\theta_1}. \quad (1.29)$$

Как видно из (1.29), уровень перекрестных помех растет по мере того, как увеличивается разница между углами θ_1 и θ_2 . На рисунке 1.12 представлена зависимость уровня перекрестных помех X от разности $\theta_2 - \theta_1$ при $\theta_1 = 0$. Рассмотрим случай, когда волна S_1 распространяется в кристалле вдоль кристаллографической оси $[001]$ ($\theta_1 = 0$), а волна S_2 – под максимально возможным углом $\theta_2 = \theta^{max}$, который определяется углом полного внутреннего отражения: $\theta^{max} = \arctan(n_0^{-1})$ (при этом угол падения на входную грань кристалла составляет 90°). Для кристалла CdTe, ($n_0 = 2.85$) угол $\theta^{max} = 20.5^\circ$. В таких предельных условиях уровень перекрестных помех X составит 6.7% или -23.5 дБ (точка 1 на рисунке 1.12). Очевидно, что на практике такая ситуация не реализуется в силу того, что объектные пучки направляются в ФРК под углами, гораздо меньшими, чем 90° . Для других ФРК значение θ^{max} находится в диапазоне $20^\circ - 22^\circ$.

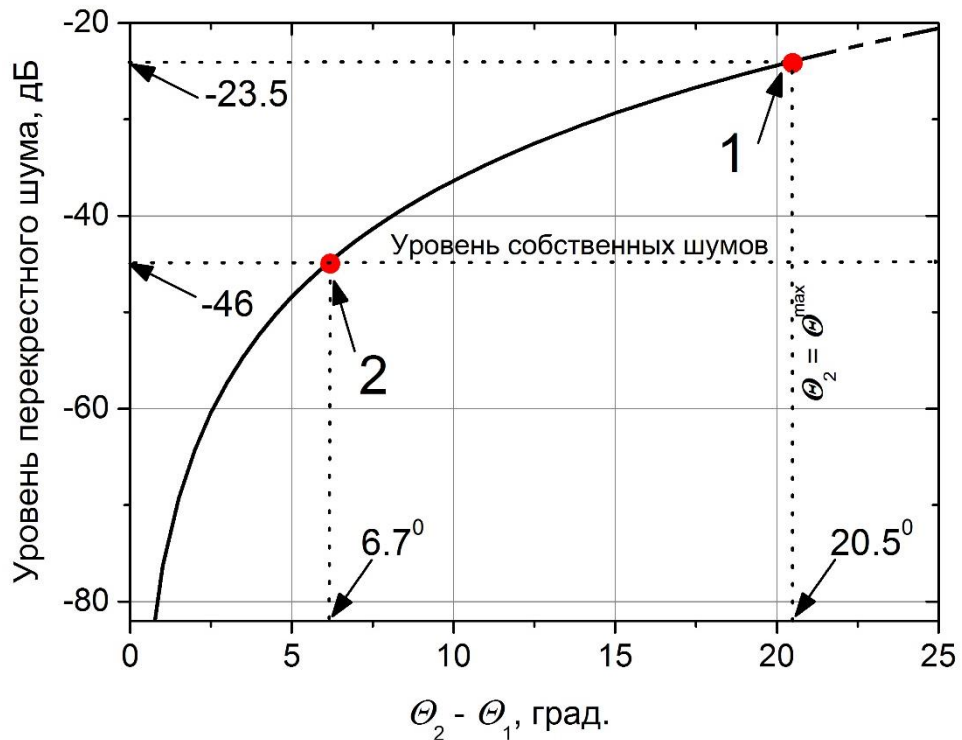


Рисунок 1.12. Зависимость уровня перекрестных помех от разности $\theta_2 - \theta_1$ при $\theta_1 = 0$.

- 1 – максимальный уровень перекрестных помех;
- 2 – уровень собственных шумов в канале.

Используя выражения (1.28) и (1.29), можно показать, что при задании максимального уровня перекрестных помех по уровню -46 дБ (что соответствует уровню собственных шумов в каналах, (точка 2 на рисунке 1.12)), максимально возможный угол θ^{max} , под которым объектные волны могут распространяться внутри ФРК, будет составлять 6° . Соответственно, с учетом показателя преломления ФРК CdTe углы ввода излучения в кристалл могут составлять до 16.5° по отношению к его входной грани.

Следует отметить, что приведенный выше теоретический анализ был выполнен в предположении полного перекрытия объектных пучков в толще кристалла, т.е. в условиях, когда эффективная длина взаимодействия равна длине кристалла. Вместе с тем, очевидно, что в случае частичного перекрытия

объектных пучков в кристалле, длина взаимодействия становится меньше длины кристалла, что влечет собой ослабление эффективности взаимодействия световых волн, а, следовательно, и уровня сигнала демодуляции. В рамках рассмотренной геометрии векторного углового мультиплексирования ортогональных голограмм данный факт может быть использован для снижения перекрестных шумов между каналами. Действительно, при достаточно малом поперечном размере объектных световых пучков их распространение в кристалле под разными углами приведет к уменьшению области их перекрытия, а, следовательно, к уменьшению перекрестного шума.

1.3 Выводы по главе

Таким образом, в настоящей главе разработана физико-математическая модель, которая описывает процесс двухволнового векторного взаимодействия в фоторефрактивных кристаллах кубической симметрии с произвольным значением оптической активности в ортогональной геометрии. Данная модель позволяет учитывать поляризационные состояния взаимодействующих волн, их зависимость от размеров кристалла, ориентацию волновых векторов относительно основных кристаллографических осей, а также наличие и величину гиротропии.

Детально исследовано влияние гиротропии на выходной сигнал интерферометра, сформированного в ортогональной геометрии двухволнового векторного взаимодействия в ФРК кубической симметрии. Для этого были выполнены расчеты выходного сигнала адаптивного интерферометра с синтетическим ФРК, за основу которого взят кристалл $\text{В}_{12}\text{ТiO}_{20}$ и использованы его материальные параметры, при этом значение его оптической активности варьировалось в диапазоне 0-180 град/см.

Установлено, что оптическая активность ФРК существенно влияет на характер и эффективность двухволнового векторного взаимодействия в

ортогональной геометрии. Наличие гиротропии приводит к уменьшению эффективности двухволнового векторного взаимодействия и, как следствие, максимальной амплитуды выходного сигнала, но не более, чем в 2 раза. В то же время в гиротропных ФРК (в отличие от негиротропных) выходной сигнал никогда не обращается в ноль независимо от значения угла, задающего плоскость поляризации исходной объектной волны. Установлено, что для любого кристалла при $\rho L = 180^\circ$ реализуется режим поляризационной независимости, при котором величина выходного сигнала остается неизменной при любом исходном поляризационном состоянии объектной волны. Следует отметить, что в отличие от негиротропного ФРК, в котором также возможна реализация режима поляризационной независимости, но с использованием двух опорных волн, в гиротропном ФРК данный режим достигается при использовании лишь одной опорной волны.

Таким образом, оптически активные кристаллы могут успешно применяться в адаптивных интерферометрах в ортогональной геометрии векторного взаимодействия волн. Разработанная физико-математическая модель позволяет определить условия, при которых для ФРК с произвольными материальными параметрами можно определить значение исходных поляризационных компонент взаимодействующих волн, при которых чувствительность интерферометра будет максимальной.

Разработан принцип мультиплексирования набора динамических голограмм в одном фоторефрактивном кристалле кубической симметрии в ортогональной геометрии векторного взаимодействия волн. Выполнен теоретический анализ взаимодействия объектных волн в ФРК в ортогональной геометрии, в ходе которого определены условия, исключающие появление перекрестных помех. Установлено, что это достигается в случае, когда объектные волны распространяются в ФРК под симметричными углами к основной кристаллографической оси [001]. Нарушение симметрии углов приводит к появлению перекрестных помех. На примере фоторефрактивного кристалла CdTe ($n_0 = 2.85$) показано, что уровень перекрестных помех не

превышает уровень собственных шумов в канале (-46 дБ), если рассогласование углов ввода объектных волн в ФРК составляет не более 16.5° .

Глава 2

Разработка и исследование многоканального адаптивного фазового демодулятора

Настоящая глава посвящена реализации многоканального адаптивного фазового демодулятора на основе разработанного в главе 1 принципа мультиплексирования динамических голограмм в фоторефрактивном кристалле кубической симметрии в ортогональной геометрии. Проведены экспериментальные исследования демодулятора на наличие перекрестных помех между измерительными каналами. На примере 6-канального фазового демодулятора определены его рабочие характеристики: чувствительность и частота отсечки. Для нивелирования разброса чувствительности по каналам разработан метод экспресс-калибровки чувствительности каналов фазового демодулятора одновременно по всем каналам. Выполнена экспериментальная оценка предела мультиплексирования каналов в демодуляторе.

2.1 Практическая реализация многоканального адаптивного фазового демодулятора

В основу разработанного многоканального адаптивного фазового демодулятора положен принцип мультиплексирования ортогональных динамических голограмм в ФРК, который предложен в разделе 1.2. На рисунке 2.1 представлена схема 6-канального демодулятора. Источником лазерного излучения является твердотельный Nd:YAG лазер с диодной накачкой (1 Вт, 1.06 мкм, длина когерентности 300 м, вертикальная линейная поляризация выходного пучка). В качестве среды для записи динамических голограмм использован фоторефрактивный кристалл кубической симметрии CdTe:V.

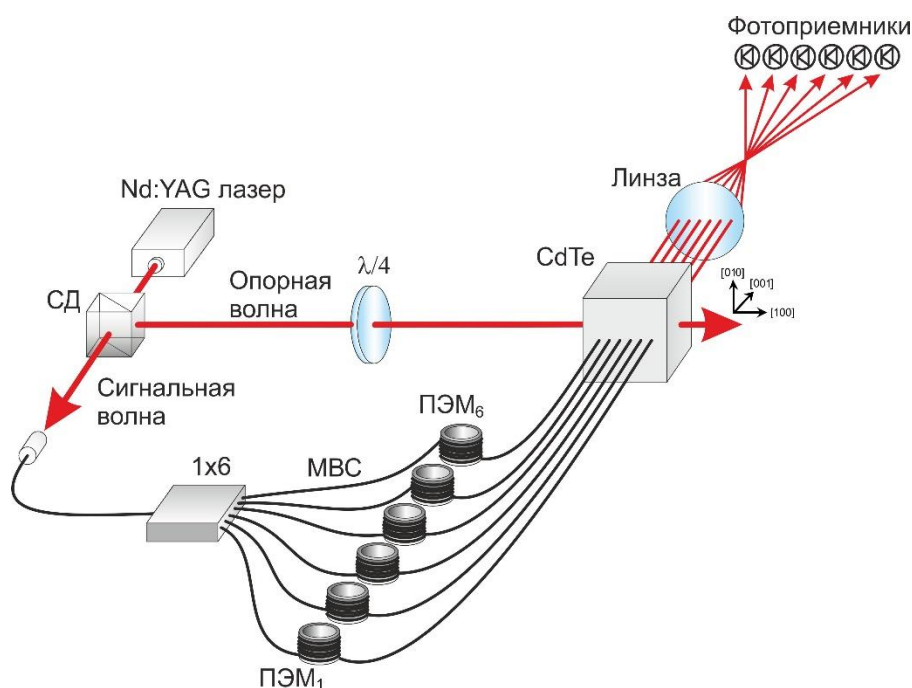


Рисунок 2.1. Схема 6-канального адаптивного фазового демодулятора

Излучение лазера с помощью светоделителя делится на опорную и объектную волны. Опорная волна, приобретая эллиптическую поляризацию после прохождения через четвертьволновую фазовую пластинку, направляется в ФРК вдоль основной кристаллографической оси $[100]$. В свою очередь, объектная волна дополнительно разделяется с помощью ВО разветвителя 1×6 на 6 волн, которые затем направляются в 6 многомодовых волоконных световодов (МВС) (диаметр сердцевины 62.5 мкм , $NA = 0.22$). Деполяризованное излучение объектных волн, полученное на выходе из МВС, направляется в фоторефрактивный кристалл вдоль основной кристаллографической оси $[001]$ перпендикулярно опорной волне. В ФРК попарное взаимодействие объектных волн с общей опорной волной приводит к формированию диффузионных динамических голограмм, волновые векторы которых направлены вдоль оси $[110]$. Фазовая демодуляция осуществляется за счет дифракции волн на динамических голограммах. Интенсивность объектных волн, прошедших через кристалл и собранных затем фокусирующей линзой, детектируется при помощи шести фотоприемников.

Как отмечалось в [69], эффективное взаимодействие волн в ФРК в коллинеарных геометриях (пропускающей и отражательной) достигается лишь при определенном их состоянии поляризации, что в большинстве случаев обуславливает необходимость использования поляризационных фильтров. В то же время динамические голограммы, формируемые в диффузионном режиме в ортогональной геометрии, которая использована при реализации настоящего 6-канального адаптивного фазового демодулятора, обладают поляризационной селективностью, которая выделяет нужное состояние поляризации [68], что дает возможность устранить из оптического тракта объектных пучков поляризаторы. Как следствие, оптическая схема демодулятора существенно упрощается, позволяя разместить выходные торцы МВС, подводящих излучение объектных волн в ФРК, вплотную к его входной грани. Это, в свою очередь, снимает необходимость использования фокусирующих линз. Таким образом, ортогональная геометрия многоволнового взаимодействия волн в ФРК позволяет наиболее полно реализовать потенциал мультиплексирования голографических каналов, число которых будет ограничиваться лишь размерами фоторефрактивного кристалла и плотностью упаковки подводящих излучение к ФРК волоконных световодов.

Все 6 объектных световых пучков имеют одинаковый диаметр поперечного сечения в плоскости входной грани ФРК, равный 0.5 мм, и расстояние между центрами пучков 0.8 мм (рисунок 2.2). Апертура пучков на выходе из каждого МВС, торцы которых подведены к грани ФРК на расстоянии 0.5 мм, составляет 0.22, что соответствует углу расхождения 13° . При таких условиях, учитывая коэффициент преломления фоторефрактивного кристалла CdTe ($n = 2.85$) апертура распространения каждого объектного пучка внутри ФРК составляет 4.5° . Таким образом, размер объектных пучков на выходе из кристалла равен 1.25 мм. Следовательно, внутри ФРК пучки перекрываются между собой, и степень их перекрытия составляет около 30%. В этом случае, в соответствии с выражением (1.30), величина перекрестных

помех между каналами адаптивного демодулятора ожидается не выше уровня собственных шумов в канале (-46 дБ).

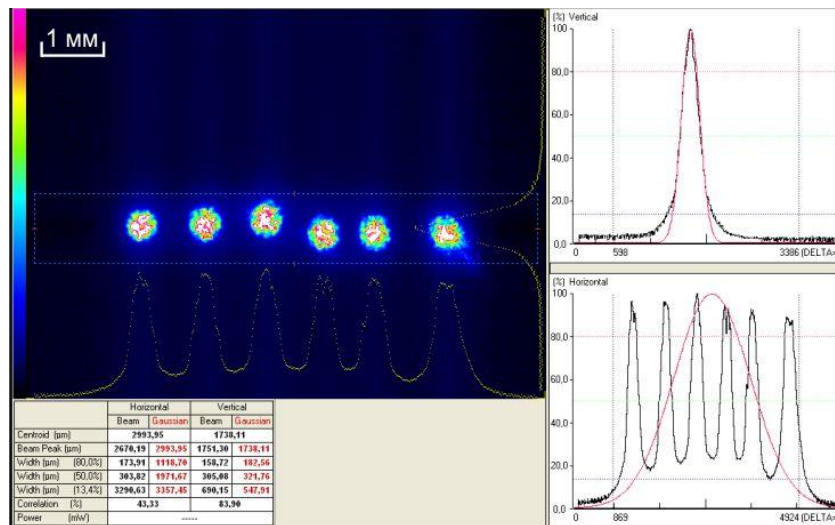


Рисунок 2.2. Изображение объектных пучков в плоскости входной грани ФРК. Размер общего светового пятна $3.3 \times 0.7 \text{ мм}^2$.

2.2 Экспериментальное исследование многоканального фазового демодулятора на наличие перекрестных помех

Как было сказано в главе 1, в ортогональной геометрии объектные волны не взаимодействуют между собой, когда они направляются в ФРК вдоль одной оси или под зеркально симметричными углами к ней. Чтобы установить наличие или отсутствие взаимного влияния динамических голограмм, сформированных в одном ФРК в ортогональной геометрии, выполнено измерение уровня перекрестных помех в многоканальном адаптивном фазовом демодуляторе. С этой целью к каждому из 6 МВС, подводящим излучение объектных волн к ФРК, были подсоединены пьезоэлектрические модуляторы, на которые одновременно подавалось переменное напряжение, что обеспечивало в каждом измерительном канале модуляцию фазы с одинаковой амплитудой (0.7 рад) и разными частотами: $f_1 = 20.5 \text{ кГц}$, $f_2 = 16.0$

кГц, $f_3 = 12.0$ кГц, $f_4 = 9.0$ кГц, $f_5 = 5.5$ кГц, $f_6 = 2.0$ кГц. Перекрестные помехи определялись путем измерения с помощью фотоприемников сигналов демодуляции в каждом канале при одновременно работающих всех шести каналах. Сигнал, появляющийся в фотоприемниках на любой другой частоте, отличной от заданной для данного канала, рассматривался как перекрестный шум. На рисунках 2.3-2.8 представлены Фурье-спектры сигналов, детектируемых в каждом канале фазового демодулятора. Цифрами в квадратных скобках обозначены номера каналов.

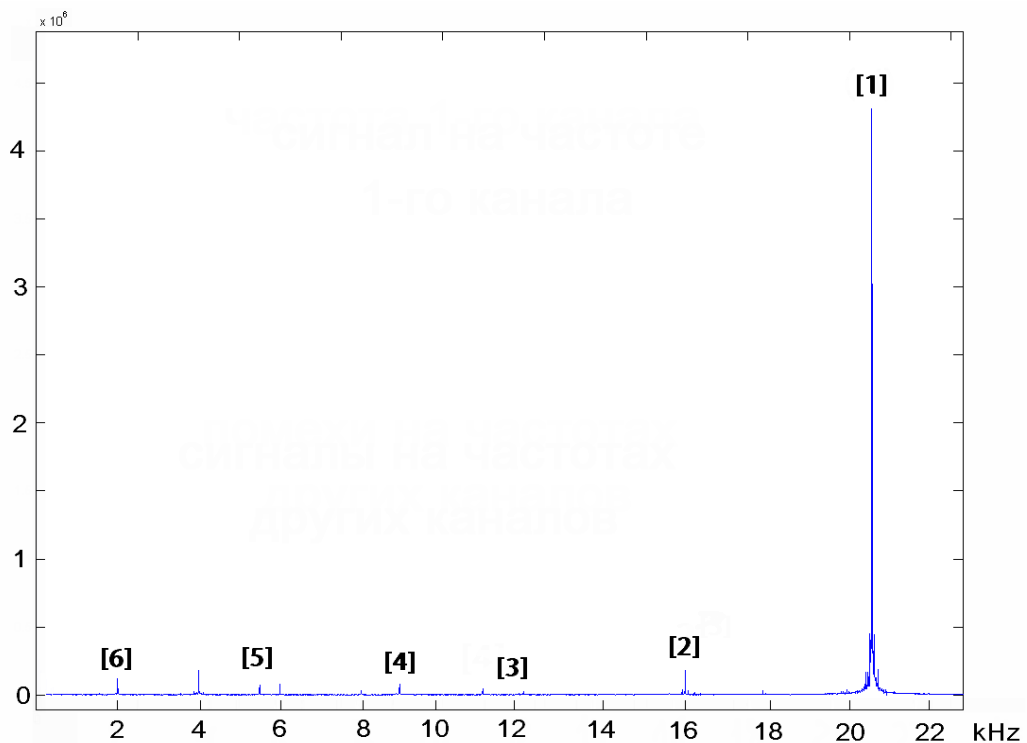


Рисунок 2.3. Фурье-спектр сигнала в 1-м канале фазового демодулятора

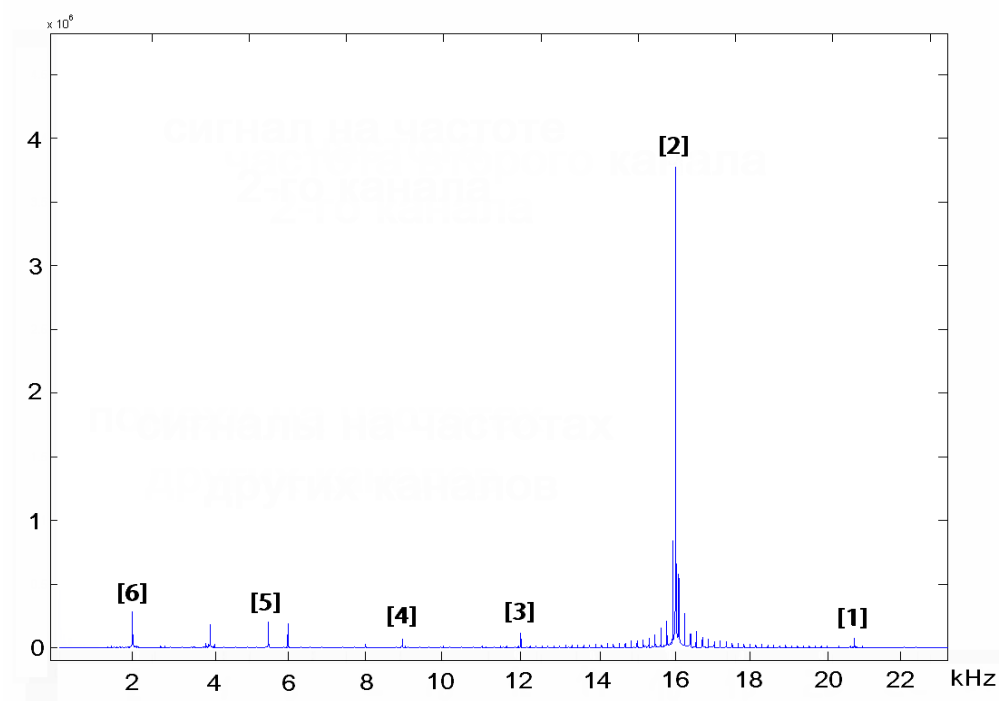


Рисунок 2.4. Фурье-спектр сигнала во 2-м канале фазового демодулятора

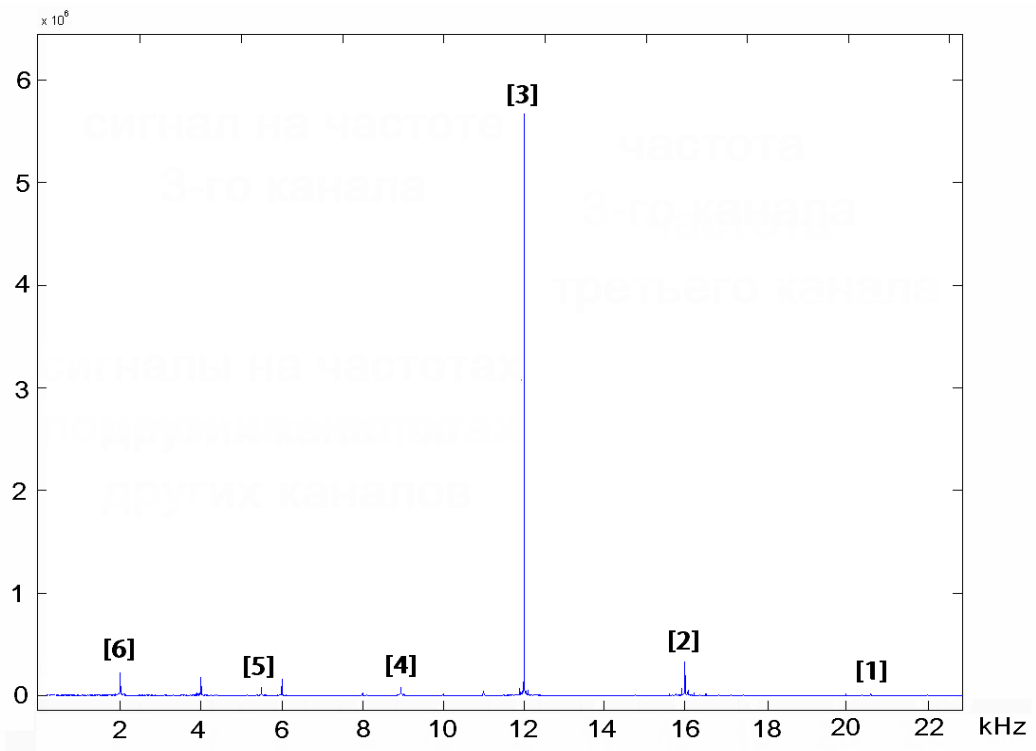


Рисунок 2.5. Фурье-спектр сигнала в 3-м канале фазового демодулятора

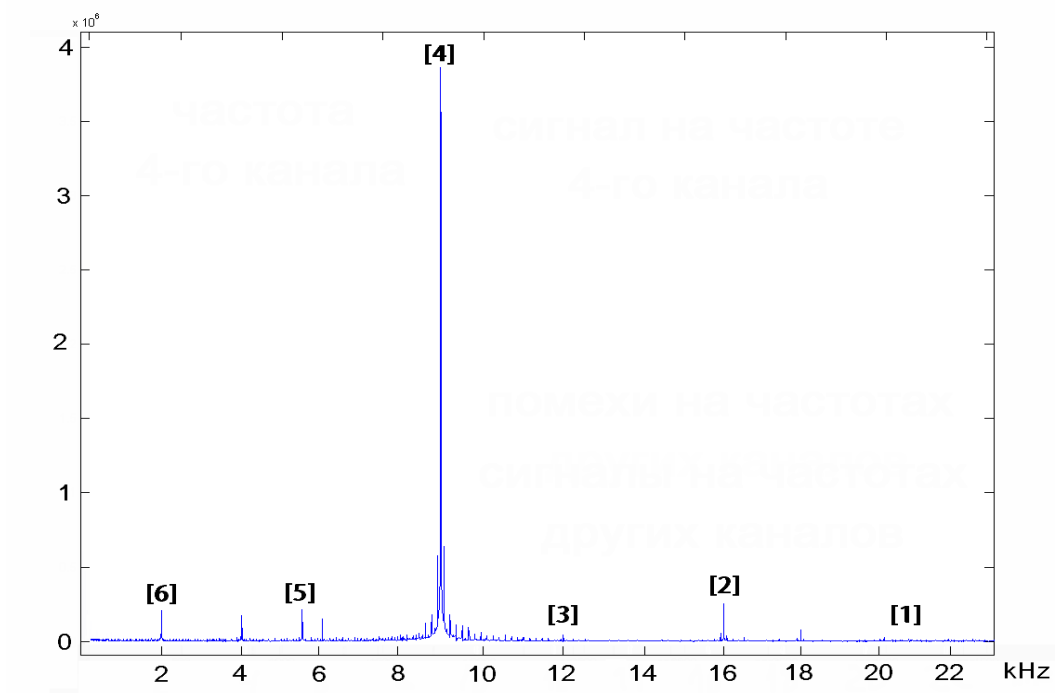


Рисунок 2.6. Фурье-спектр сигнала в 4-м канале фазового демодулятора

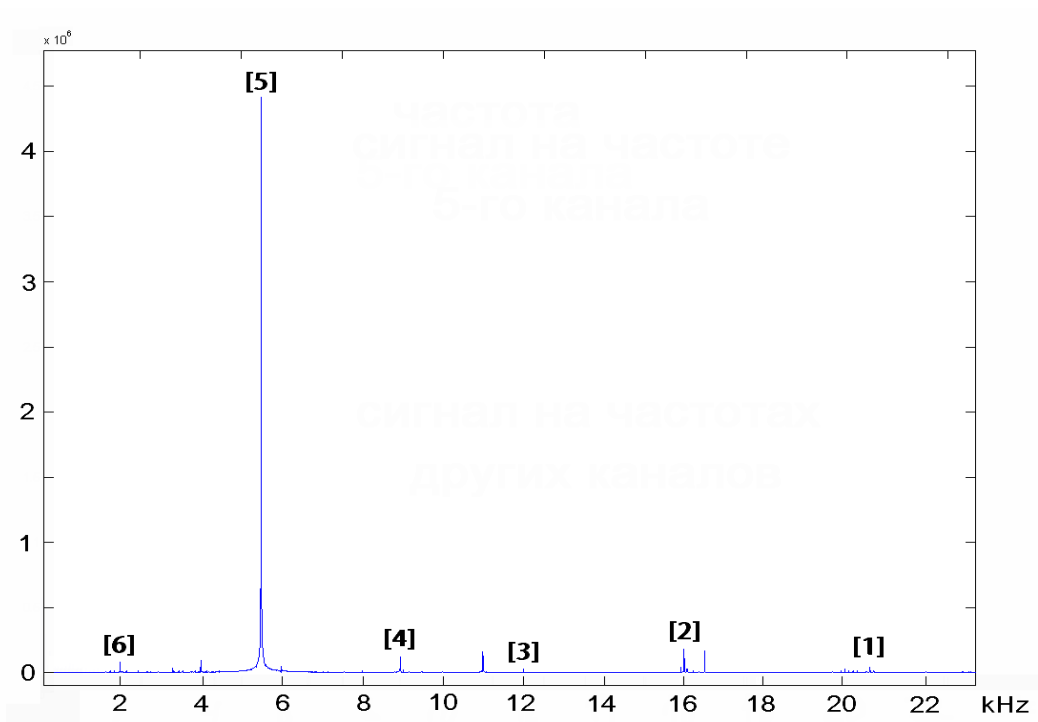


Рисунок 2.7. Фурье-спектр сигнала в 5-м канале фазового демодулятора

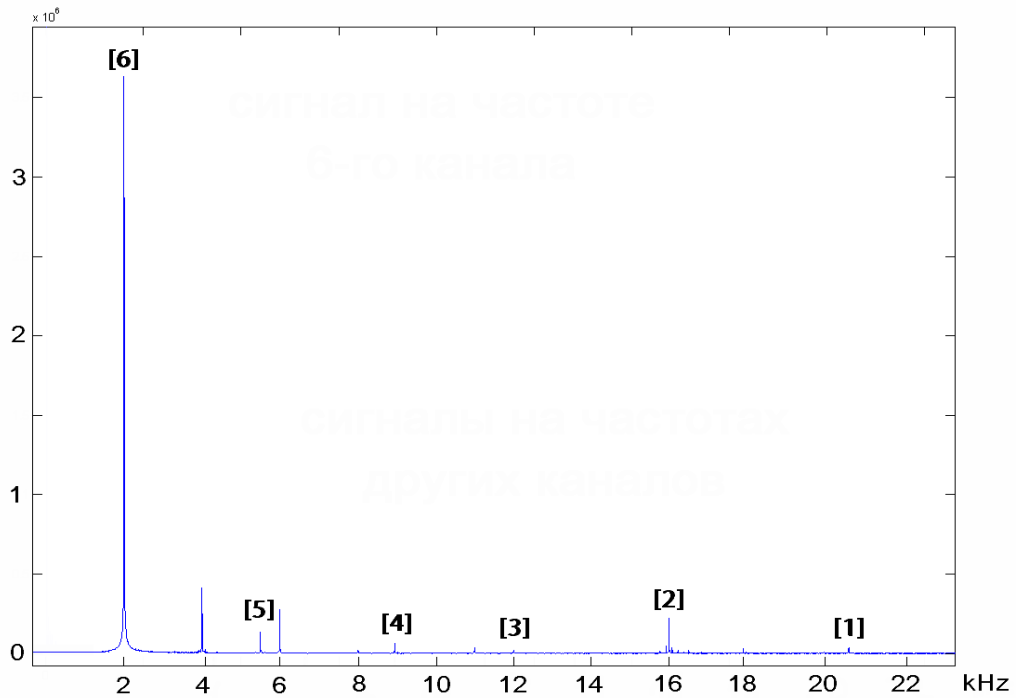


Рисунок 2.8. Фурье-спектр сигнала в 6-м канале фазового демодулятора

Как видно из рисунков 2.3-2.8, в спектре сигнала каждого канала фазового демодулятора помимо частоты основного сигнала присутствуют сигналы на частотах остальных каналов, что свидетельствует о наличии перекрестных шумов между каналами. В таблице 2.1 приведены значения уровня перекрестных помех в каждом канале фазового демодулятора, отнесенные к величине основного сигнала.

Таблица 2.1. Величина перекрестных помех в каналах адаптивного фазового демодулятора

источник перекр. сигнала / уровень перекр. сигнала	от 1 канала	от 2 канала	от 3 канала	от 4 канала	от 5 канала	от 6 канала
в 1 канале, %	-	2.2	0.7	0.1	0.4	0.8
во 2 канале, %	1.7	-	2.9	1.3	5.9	7.5
в 3 канале, %	0.2	5.8	-	1.3	1.2	3.5
в 4 канале, %	0.1	6.9	1.5	-	5.6	5,4
в 5 канале, %	0.7	3.1	0.9	2.8	-	1.7
в 6 канале, %	0.4	7.1	0.8	2.6	4.2	-

Как видно из таблицы 2.1, во всех каналах демодулятора наблюдаются перекрестные помехи, уровень которых достигает 7.5% (или -23.5 дБ) от основного сигнала в канале. Одной из возможных причин появления перекрестных помех может являться рассеяние оптического излучения на неоднородностях в фоторефрактивном кристалле таким образом, что излучение какого-либо канала попадает в фотоприемники соседних каналов. Другая возможная причина может быть связана с модуляцией интенсивности общей опорной волны за счет взаимодействия с объектными. Провзаимодействовав с первой объектной волной, опорная волна, взаимодействуя затем со следующими объектными волнами, может «передавать» им модуляцию интенсивности, что вызовет перекрестные помехи. Еще один механизм возникновения перекрестных помех может быть связан с дефектами кристаллической структуры ФРК, которые могут приводить к локальным изменениям симметрии кристалла и, как следствие, к возможному снятию запрета на взаимодействие объектных пучков в данной геометрии между собой. В этом случае, как показано в главе 1, в матрице связи для объектных волн могут появляться ненулевые компоненты [114].

Для оценки вклада указанных выше источников перекрестных помех в общий перекрестный шум были выполнены измерения сигналов демодуляции последовательно в каждом канале при блокировке излучения остальных каналов, в которых сохранялась модуляция фазы (излучение блокировалось непосредственно перед фоторефрактивным кристаллом). В результате было установлено, что уровень перекрестных шумов во всех каналах при этом практически не изменился (см. Таблицу 2.2). Таким образом, на основе этих результатов можно сделать вывод, что любые возможные причины перекрестных помех, связанные с взаимодействием волн в ФРК, отсутствуют.

Таблица 2.2. Величина перекрестных помех в каждом канале после поочередной блокировки объектных пучков перед входной гранью ФРК

Уровень перекр. сигнала \ Источник перекр. сигнала	от 1 канала	от 2 канала	от 3 канала	от 4 канала	от 5 канала	от 6 канала
в 1 канале, %	-	2.1	0.6	0.2	0.5	0.9
во 2 канале, %	1.6	-	2.9	1.7	6	7.3
в 3 канале, %	0.1	5.7	-	1.4	1.1	3.6
в 4 канале, %	0.1	6.8	1.5	-	5.8	5.3
в 5 канале, %	0.6	3.1	1	2.6	-	1.8
в 6 канале, %	0.4	7.2	0.9	2.7	4.3	-

С учетом вышесказанного можно заключить, что причина перекрестных помех должна быть связана с взаимодействием объектных волн до того, как они попали в ФРК, например, в системе подвода излучения к кристаллу. В частности, одним из возможных механизмов может являться френелевское отражение излучения от торцов световодов, которые подводят излучение объектных волн к ФРК. Отраженное обратно излучение возвращается ко входному торцу общего световода, подводящего излучение к ВО разветвителю 1×6, затем отражается обратно в разветвитель, где оно повторно перераспределяется по всем каналам. Поскольку длина когерентности используемого источника лазерного излучения составляет более 300 метров, а длина волоконных световодов не более 10 метров, отраженное излучение может интерферировать с исходным, что приводит к модуляции интенсивности на соответствующей частоте. В результате во всех каналах появятся перекрестные помехи от всех остальных каналов.

Для оценки вклада отраженного от торцов световодов оптического излучения торцы были обработаны иммерсионным гелем ($n = 1.516$), что позволило значительно уменьшить интенсивность отраженного обратно излучения. В результате величина перекрестных шумов не превысила уровень собственных шумов (-46 дБ) (Таблица 2.3). Эффективность использованного подхода иллюстрирует также изображенный на рисунке 2.9 Фурье-спектр 1

канала демодулятора, на котором видно изменение спектра сигнала демодуляции после обработки выходных торцов ВС иммерсионным гелем.

Таблица 2.3. Величина перекрестных помех в каналах адаптивного фазового демодулятора после обработки торцов световодов иммерсионным гелем

Уровень перекр. сигнала \ Источник перекр. сигнала	от 1 канала	от 2 канала	от 3 канала	от 4 канала	от 5 канала	от 6 канала
в 1 канале, %	-	0.27	0.08	0.01	0.05	0.05
во 2 канале, %	0.19	-	0.32	0.06	0.45	0.5
в 3 канале, %	0.06	0.7	-	0.06	0.15	0.23
в 4 канале, %	0.01	0.53	0.16	-	0.7	0.36
в 5 канале, %	0.08	0.37	0.1	0.13	-	0.11
в 6 канале, %	0.05	0.46	0.09	0.12	0.53	-

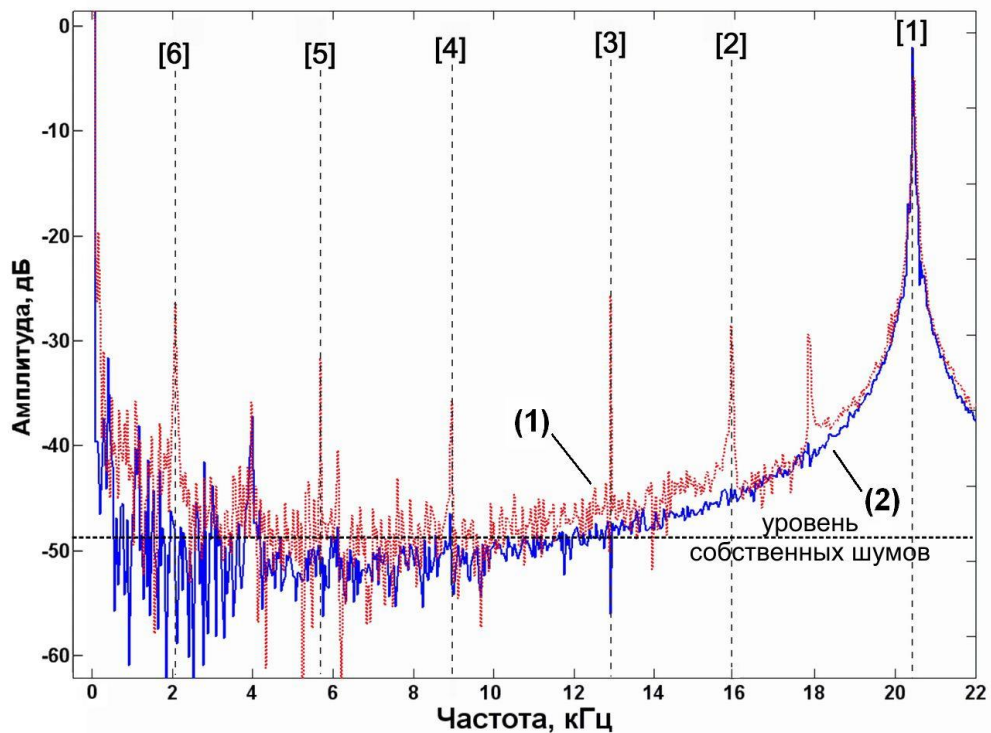


Рисунок 2.9. (1) – Фурье-спектр сигнала демодуляции в первом канале адаптивного фазового демодулятора; (2) – он же после обработки торцов волоконных световодов иммерсионным гелем. Цифрами в квадратных скобках обозначены номера каналов демодулятора.

Анализируя результаты, представленные на рисунке 2.9, можно заключить, что отражение излучения от торцов волоконных световодов является основным механизмом возникновения перекрестных помех между каналами адаптивного фазового демодулятора. Данный эффект помимо обработки торцов световодов иммерсионным гелем может быть уменьшен за счет использования световодов, имеющих разъемы со скошенными торцами типа APC.

Таким образом, в настоящем разделе показано, что предложенная схема многоканального фазового демодулятора обеспечивает его эффективную и устойчивую работу при отсутствии каких-либо перекрестных помех, обусловленных взаимодействием объектных волн в фоторефрактивном кристалле.

2.3 Чувствительность многоканального адаптивного фазового демодулятора

В рамках экспериментального исследования многоканального адаптивного фазового демодулятора определена его чувствительность. Критерием чувствительности адаптивного интерферометра является относительный порог детектирования (ОПД) фазы, определяемый с помощью выражения [56]:

$$\delta_{rel} = \frac{\varphi_A}{\varphi_C}, \quad (2.1)$$

где φ_A и φ_C – минимальные значения модуляции фазы, которые способны теоретически зарегистрировать адаптивный и классический гомодинный интерферометры, соответственно. Величина φ_C известна и составляет 1.5×10^{-9} рад(Вт/Гц)^{1/2} [34]. Таким образом, минимальная модуляция фазы, теоретически детектируемая адаптивным интерферометром, может быть

найдена как $\varphi_A = \delta_{rel}\varphi_C$. В свою очередь, относительный порог детектирования δ_{rel} может быть определен экспериментально. Для этого необходимо измерить среднюю мощность объектной волны P_{D0} , затем внести модуляцию фазы этой волны Φ (в эксперименте $\Phi = 0.7$ рад), и измерить амплитуду модуляции мощности объектной волны ΔP_D , вызванную модуляцией фазы Φ . В этом случае относительный порог детектирования δ_{rel} может быть рассчитан следующим образом [60]:

$$\delta_{rel} = \frac{\Phi}{\sqrt{\zeta G}} \cdot \frac{P_{D0}}{\Delta P_D}, \quad (2.2)$$

где $\zeta = \exp(-\alpha L/2)$ – коэффициент пропускания, учитывающий потери оптической мощности при прохождении через кристалл, α, L – коэффициент поглощения и толщина кристалла, соответственно (в эксперименте $\alpha = 2 \text{ см}^{-1}$; $L = 0.6 \text{ см}$); G – эффективный коэффициент двухволнового взаимодействия, который зависит от параметров кристалла, геометрии и механизма записи голограммы в кристалле. Коэффициент G определяется экспериментальным путем:

$$G = \frac{P_{D0}}{P'_{D0}}, \quad (2.3)$$

где P'_{D0} – мощность излучения объектной волны, дошедшая до фотодетектора в отсутствие опорной волны.

В соответствии с [109] был рассчитан ОПД для каждого измерительного канала 6-канального фазового демодулятора, разработанного в разделе 2.1. Полученные значения ОПД и чувствительности представлены в таблице 2.4. Как видно, в зависимости от номера канала ОПД принимает значения от 13.9 до 15.1.

Таблица 2.4. Значения относительного порога детектирования, чувствительности и минимально детектируемой фазы в каждом канале 6-канального адаптивного фазового демодулятора

№ канала	1	2	3	4	5	6
ОПД	14.2	14.6	13.9	15.1	14.4	14.9
Чувствительность, $\times 10^{-8}$ рад(Вт/Гц) $^{1/2}$	2.13	2.19	2.09	2.27	2.16	2.24
Φ_A^{\min} , рад	0.04	0.041	0.039	0.042	0.04	0.042

Как видно из таблицы 2.4, разброс чувствительности в разных каналах фазового демодулятора достигает 8%, что может быть связано с неоднородностями оптических свойств фоторефрактивного кристалла по его объему.

Следует отметить, что ОПД и чувствительность фазового демодулятора определены для условий, когда в адаптивном интерферометре устранены все шумы, за исключением дробового шума фотоприемника, имеющего квантовую природу. На практике в измерительной системе помимо дробового шума фотоприемника присутствуют иные шумы, которые повышают порог детектирования. В этом случае минимальная фазовая модуляция, которая может быть зарегистрирована фазовым демодулятором, находится из выражения 2.4:

$$\Phi_A^{\min} = \delta_{rel} \cdot \sqrt{\zeta G} \cdot \Delta M_{ш}, \quad (2.4)$$

где $\Delta M_{ш}$ – уровень шумов в выходном сигнале адаптивного интерферометра: $\Delta M_{ш} = \Delta P_D^{ш} / P_{D0}$, $\Delta P_D^{ш}$ – величина сигнала, вызванная всеми шумами. При этом $\Delta M_{ш}$ включает в себя шумы электронных цепей измерительной аппаратуры $\Delta M_{э}$, а также шумы $\Delta M_{ф}$, связанные с флуктуациями уровня выходного сигнала, вызванными изменениями параметров кристалла (например, температуры) и формируемой в нем динамической голограммы.

2.4 Метод экспресс-калибровки чувствительности многоканального адаптивного фазового демодулятора

В силу неоднородности оптических параметров фоторефрактивного кристалла по его объему (показатель преломления, двулучепреломление и др.), а также неизбежных отличий в параметрах световых пучков в различных каналах демодулятора чувствительность к модуляции фазы в каждом канале оказывается различной. Как было показано в разделе 2.3, разброс чувствительности по каналам реализованного фазового демодулятора достигает 8%. Чтобы его нивелировать, в настоящем разделе разработан метод экспресс-калибровки чувствительности многоканального адаптивного фазового демодулятора.

Метод заключается в одновременном введении во все каналы фазового демодулятора одинаковой фазовой модуляции. В каждом канале демодулятора регистрируется величина выходного сигнала, при этом за выходной сигнал принимается глубина модуляции интенсивности объектной волны:

$$M = \Delta I / I_0, \quad (2.5)$$

где ΔI – амплитуда объектной волны, I_0 – ее постоянная составляющая.

Изменение интенсивности объектной волны ΔI в адаптивном фазовом демодуляторе при модуляции фазы $\Delta\varphi$ описывается выражением [115]:

$$\Delta I = A J_0(\Delta\varphi) \cdot J_1(\Delta\varphi), \quad (2.6)$$

где J_q – функции Бесселя q -го порядка; A – коэффициент, который определяет чувствительность фазового демодулятора, учитывая эффективность взаимодействия объектной и опорной волн и, тем самым, является

калибровочным. Таким образом, процедура экспресс-калибровки многоканального фазового демодулятора может быть сведена к определению калибровочного коэффициента для каждого канала. Аппроксимация экспериментально полученных для каждого канала демодулятора зависимостей $M(\Delta\varphi)$ (рисунок 2.10) с помощью выражения (2.6) позволяет для каждого канала найти калибровочный коэффициент A . Затем, при проведении непосредственно измерений, значения выходных сигналов каждого канала нормируются на соответствующие им калибровочные коэффициенты.

Процедура экспресс-калибровки реализована следующим образом. В оптический тракт объектной волны перед ВО разветвителем добавляется модулятор, который представляет собой волоконный световод, навитый на калиброванный пьезоэлектрический модулятор, обеспечивая, тем самым, одинаковую модуляцию фазы в каждом канале демодулятора. В свою очередь, на модулятор подается переменное синусоидальное напряжение, что приводит к одинаковой модуляции фазы во всех каналах демодулятора. Амплитуда синусоидального напряжения циклически меняется (4 цикла) от минимальной до максимальной в диапазоне 0-2 рад в течение 2-х секунд (рис. 2.10,а). Одновременно с этим осуществляется регистрация с помощью аналогово-цифрового преобразователя (АЦП) выходного сигнала в каждом канале фазового демодулятора. На рисунке 2.10,б представлен пример регистрируемого сигнала в одном из каналов фазового демодулятора.

Второй этап калибровки заключается в обработке калибровочных данных на компьютере. С помощью специально разработанного алгоритма в среде программирования Matlab полученные зависимости $M(\Delta\varphi)$ усредняются, и аппроксимируются с помощью выражения (2.6), с использованием которого для каждого канала демодулятора определяется калибровочный коэффициент (рисунок 2.11), на это тратится 30 секунд. При этом обработка калибровочных данных может идти параллельно с измерениями. Полный цикл калибровки занимает 32 секунды, из которых 2 секунды занимает замер калибровочных данных.

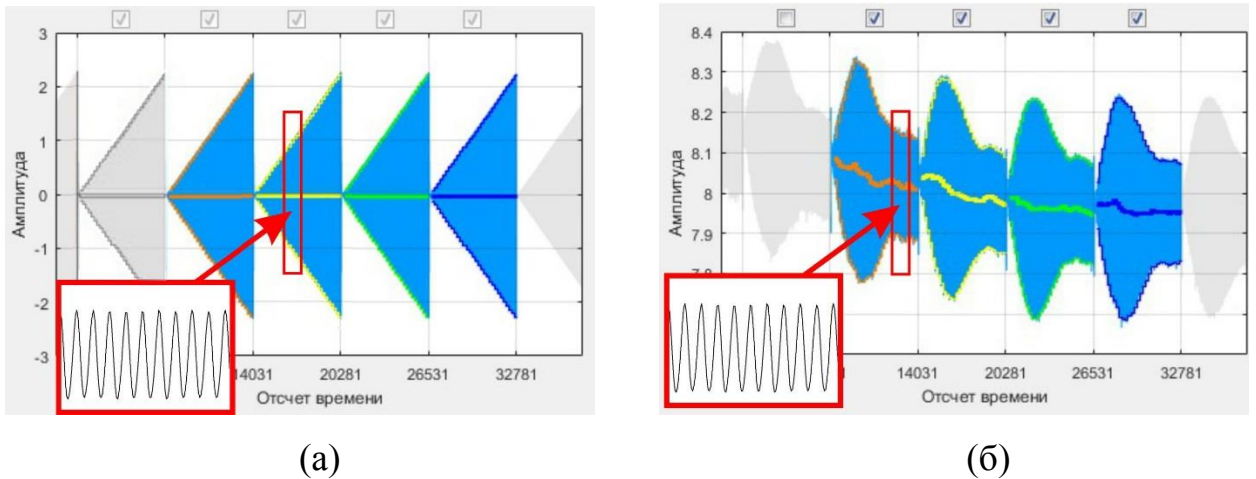


Рисунок 2.10. (а) – Модуляционный сигнал $\Delta\varphi$, (б) – выходной сигнал ΔI в одном из каналов фазового демодулятора.

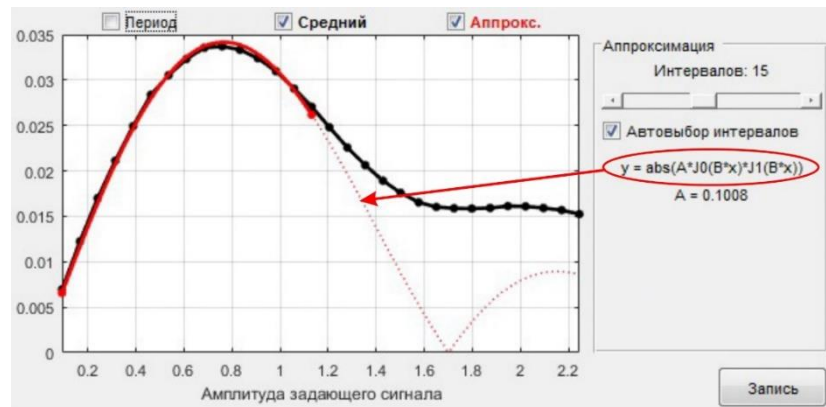


Рисунок 2.11. Зависимость глубины модуляции выходного сигнала M от модуляции фазы $\Delta\varphi$, аппроксимированная зависимостью

$$y = \text{abs}(A \cdot J_0(\Delta\varphi) \cdot J_1(\Delta\varphi))$$

Следует отметить, что стабильность чувствительности многоканального фазового демодулятора определяет стабильность калибровочных коэффициентов. В этой связи с помощью разработанного метода экспресс-калибровки была проведена оценка стабильности чувствительности 6-канального адаптивного фазового демодулятора. Для этого было выполнено три серии калибровок, интервалы между которыми составили 10 и 15 минут. Внутри каждой серии калибровка проводилась каждые 20 секунд. Таким образом, общее время измерений составило около 40 минут. На основе

полученных данных с помощью вышеописанной методики были рассчитаны среднеквадратичные отклонения коэффициента ΔA для отдельно взятого канала адаптивного фазового демодулятора. На рисунке 2.12 представлена динамика изменения калибровочного коэффициента в одном из каналов голографического фазового демодулятора на временном интервале 40 минут.

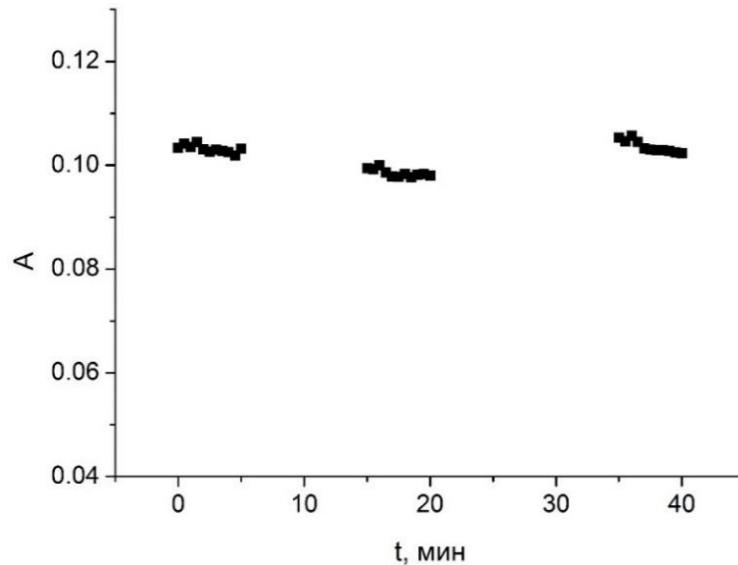


Рисунок 2.12. Динамика изменения калибровочного коэффициента в одном из каналов голографического фазового демодулятора на временном интервале 40 минут

Как видно из рисунка 2.12, в течение 5 минут работы фазового демодулятора среднеквадратичное отклонение калибровочного коэффициента не превышает 0.5%, а на временном интервале 40 минут – 2%. Увеличение флуктуации калибровочных коэффициентов с увеличением времени наблюдения вероятно связано с тем, что длительная работа фазового демодулятора (15 минут и дольше) при использовании мощных световых пучков (суммарная мощность излучения свыше 0.5 Вт) вызывает нагрев ФРК. В этой связи при использовании в адаптивном фазовом демодуляторе излучения высокой мощности рекомендуется проводить калибровку раз в 5 минут, что является приемлемым, поскольку процесс ее является

автоматизированным, составляя всего 2 секунды. Таким образом, разработанный метод экспресс-калибровки эффективен не только для устранения разброса чувствительности в каналах фазового демодулятора, но и для ее оперативного уточнения в любой момент времени в процессе измерения.

2.5 Оценка предела мультиплексирования каналов в адаптивном фазовом демодуляторе

Как показано в разделе 2.2, пересечение объектных световых пучков в фоторефрактивном кристалле при определенных условиях не приводит к появлению перекрестных помех. Однако это перекрытие световых пучков может приводить к уменьшению контраста интерференционных полей в каждом канале, что, в свою очередь, может отрицательно сказаться на величине сигнала демодуляции, а, следовательно, и на чувствительности многоканального адаптивного фазового демодулятора. При этом чувствительность будет определять предел мультиплексирования динамических голограмм в фоторефрактивном кристалле. В этой связи в настоящем разделе проведена оценка предела мультиплексирования динамических голограмм в ФРК.

Экспериментальное исследование было выполнено следующим образом. В ФРК направлялся рабочий объектный пучок, сформированный излучением из МВС (мощность 1 мВт), в который вносилась фазовая модуляция (рисунок 2.13).

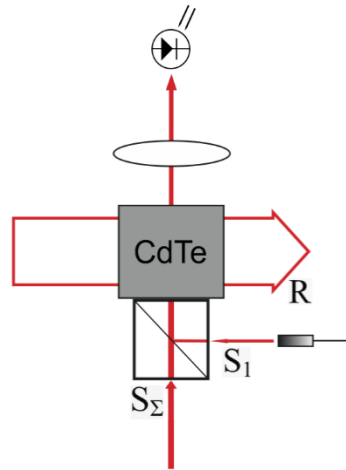


Рисунок 2.13. Модификация оптической схемы многоканального адаптивного фазового демодулятора для исследования влияния количества мультиплексируемых голограмм (каналов) на уровень чувствительности в отдельном канале. S_1 – световой пучок рабочего канала, S_Σ – дополнительный световой пучок, мощность которого варьировалась.

При этом в кристалл вводился дополнительный гауссов пучок таким образом, чтобы он полностью перекрывал рабочий объектный пучок. Интенсивность дополнительного гауссова пучка равнялась суммарной интенсивности всех дополнительных мультиплексируемых световых пучков, ассоциированных с дополнительными измерительными каналами. Рабочий и дополнительный объектные световые пучки имели одинаковый диаметр (1 мм) и полностью перекрывались в кристалле, тем самым, моделировалась наихудшая с точки зрения взаимного влияния объектных пучков ситуация. Мощность дополнительного объектного пучка варьировалась при помощи блока нейтральных светофильтров в диапазоне от 0 до 150 мВт, реализуя, тем самым, условия для формирования до 150 дополнительных каналов.

Контраст интерференционной картины, которая возникает вследствие взаимодействия в ФРК двух волн с амплитудами A_1 и A_2 , определяется как [60]:

$$m = \frac{2A_1A_2^*}{|A_1|^2 + |A_2|^2} = \frac{A_1A_2^*}{I_0}, \quad (2.7)$$

Влияние контраста на чувствительность фазового демодулятора можно оценить с помощью выражения для поля пространственного заряда, возникающего в ФРК при интерференции объектных и опорной волн [59]:

$$E_{sc}(x) = iK \frac{k_B T}{e} \cdot \frac{m e^{iKx}}{1 + m e^{iKx}}, \quad (2.8)$$

где K – модуль волнового вектора интерференционной картины, $K = |K| = \frac{2\pi}{\Lambda}$, Λ – ее пространственный период. Из выражения (2.8) следует, что в случае малого контраста (значение m много меньше 1, и в знаменателе им можно пренебречь), поле пространственного заряда E_{sc} будет максимальным, что свидетельствует о максимальной чувствительности фазового демодулятора. Это справедливо для одноканального фазового демодулятора, в котором с опорной волной взаимодействует единственная объектная волна. С ростом числа каналов в фазовом демодуляторе увеличивается и количество объектных пучков. В этом случае неизбежен рост контраста интерференционного поля, что приведет к уменьшению величины поля пространственного заряда E_{sc} , и, следовательно, к снижению чувствительности в каналах демодулятора. С этой целью экспериментальная оценка предела мультиплексирования динамических голограмм в ФРК проводилась при трех значениях мощности опорного пучка: 320, 20 и 2.4 мВт. В первом случае контраст исходной интерференционной картины оказывается низким (соотношение опорного/объектного пучков 320:1), в последнем – высоким.

На рисунке 2.14 представлены экспериментальные зависимости относительного порога детектирования в канале адаптивного интерферометра от числа мультиплексируемых каналов, полученные при трех значениях мощности опорного пучка.

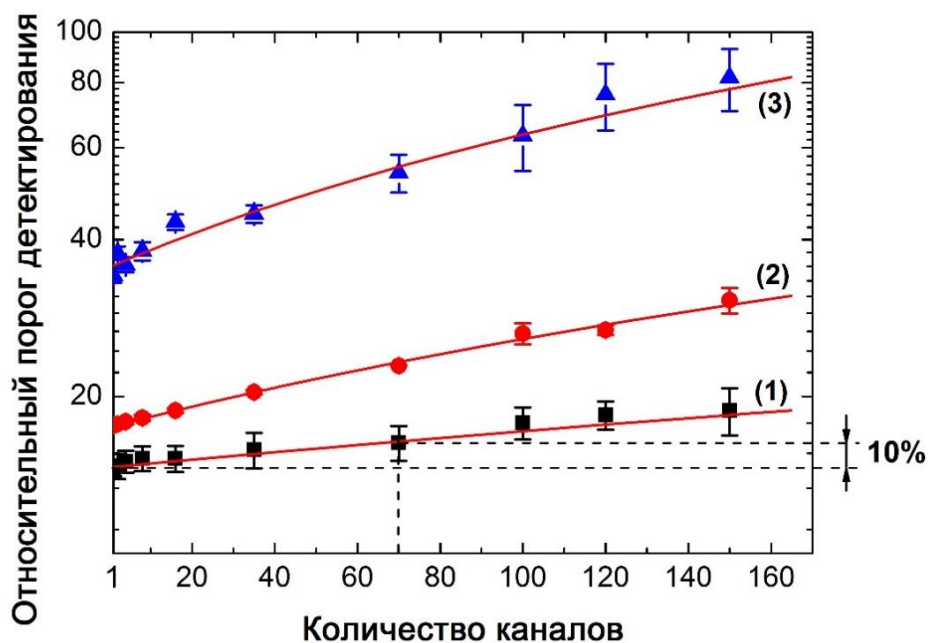


Рисунок 2.14. Зависимости ОПД в рабочем канале от суммарной эквивалентной мощности дополнительных каналов при соотношении интенсивностей опорного и объектного пучков 320:1 (1), 20:1 (2) и 2.4:1 (3). Сплошные кривые – результаты расчета, точки – экспериментальные данные.

Прежде всего, стоит отметить, что наименьшее значение относительного порога детектирования фазы, соответствующее наибольшей чувствительности фазового демодулятора, как видно из рисунка 2.14, достигается при наименьшем контрасте интерференционной картины (при наибольшем соотношении мощностей опорного и объектного пучков 320:1). При этом, в случае работы только одного канала ОПД составляет 14, что соответствует значению чувствительности многоканального фазового демодулятора, экспериментально определенной в разделе 2.3. С увеличением мощности дополнительного пучка контраст растет, что приводит к уменьшению чувствительности и увеличению ОПД в рабочем канале. Однако увеличение порога детектирования не является значительным. Так, в случае введения в кристалл излучения, эквивалентного излучению 70-ти дополнительных каналов, значение ОПД увеличивается всего на 10%. Также на рисунке 2.14 приведены результаты расчета ОПД, выполненные на основе численного

решения уравнения связанных волн (1.1) с учетом ослабления контраста интерференционной картины в канале, связанного с ростом числа каналов. Как видно из рисунка 2.14, экспериментальные результаты достаточно хорошо согласуются с расчетом. Это подтверждает тот факт, что основная причина снижения чувствительности в каналах адаптивного фазового демодулятора связана с ослаблением контраста интерференционного поля, формирующего голограмму. При этом следует отметить, что была смоделирована предельная ситуация, когда излучение дополнительных каналов полностью перекрываются как друг с другом, так и с рабочим каналом. Это позволяет сделать нижнюю оценку предела мультиплексирования динамических голограмм в ФРК.

Проведенные экспериментальные исследования позволили оценить предел мультиплексирования каналов в фазовом демодуляторе. В случае использования гауссовых пучков в качестве объектных с диаметром поперечного сечения 0.5 мм, возможна реализация 4-х полностью независимых каналов на 1 мм² площади входной грани ФРК или не менее 100 каналов в фоторефрактивном кристалле CdTe с размером входной грани 5×5 мм². При этом объектные пучки не будут перекрываться между собой в ФРК, что обеспечит максимальную чувствительность в каналах фазового демодулятора.

При использовании стандартных волоконных световодов для подвода излучения объектных волн к ФРК плотность «упаковки» каналов на входной грани кристалла будет зависеть от размера и расходимости световых пучков внутри ФРК. Таким образом, диаметр пучков D на выходе из кристалла определяется числовой апертурой NA , диаметром d светового пучка на входе в ФРК, длиной кристалла L и его показателем преломления n_{PRC} (рисунок 2.15):

$$D = d + 2L * \text{tg}(\arcsin(n_{PRC} \cdot NA)). \quad (2.9)$$

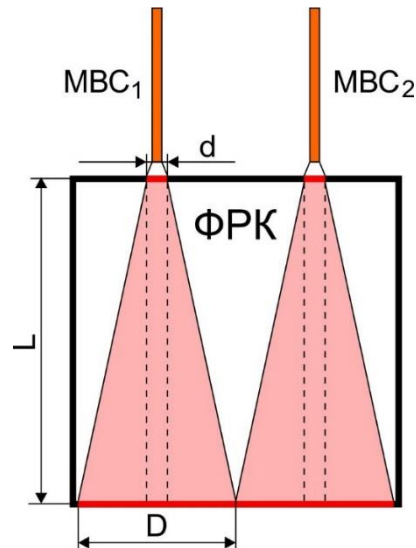


Рисунок 2.15. Схематическая иллюстрация расходимости световых пучков в фоторефрактивном кристалле, полученных на выходе из МВС. d – диаметр светового пучка из световода на входе в ФРК; D – диаметр светового пучка на выходной грани ФРК; L – длина ФРК в направлении распространения объектных пучков из световодов.

С учетом выражения (2.9) при использовании световодов с диаметром сердцевины 62.5 мкм ($NA = 0.22$), подведенных вплотную к ФРК с типичными размерами грани 5×5 мм², возможно формирование до 25 каналов с максимальной чувствительностью, световые поля которых не будут перекрываться в кристалле. В случае допущения ослабления чувствительности в канале на 10% емкость мультиплексирования существенно увеличивается. В этом случае на 1 мм² площади входной грани ФРК возможна реализация не менее 280 каналов или не менее 7000 каналов при использовании кристалла CdTe с размером входной грани 5×5 мм². Для «тонких» кристаллов (линейные размеры которых не превышают 1 мм в направлении распространения объектных пучков) оценка мультиплексирования сводится к оценке с использованием гауссовых пучков, приведенной выше.

Таким образом, в настоящем разделе диссертационной работы экспериментально показан высокий потенциал для мультиплексирования

динамических голограмм, сформированных в ортогональной геометрии векторного взаимодействия волн в фоторефрактивном кристалле кубической симметрии, что открывает перспективы построения измерительных систем с большим числом каналов.

2.6 Частота отсечки

Взаимодействие объектной и опорной волны в ФРК приводит к записи динамической голограммы. В случае если разность фаз между волнами случайным образом изменяется вследствие неконтролируемых внешних воздействий, например, изменения температуры или случайных механических воздействий, то это приведет к смещению полос интерференционной картины в кристалле и к записи новой голограммы. После этого разность фаз между волнами на выходе из кристалла примет исходное значение. При этом, если время, в течение которого происходит фазовый сдвиг, меньше времени записи голограммы, этот фазовый сдвиг будет преобразован в изменение мощности излучения на выходе из кристалла. Если же время фазового сдвига больше времени записи голограммы, мощность на выходе останется неизменной. То есть голограмма, перезаписываясь, подстраивается под, так называемые, медленные события. В результате низкочастотный шум, вызванный внешними источниками неконтролируемых воздействий автоматически компенсируется за счёт адаптивных свойств динамической голограммы, формируемой в фоторефрактивном кристалле.

Таким образом, динамическая голограмма представляет собой фильтр высоких частот, отсекая медленные изменения фазы и регистрируя быстрые. При этом амплитудно-частотная характеристика адаптивного интерферометра оказывается схожей с переходной функцией дифференцирующей электрической RC-цепи с постоянной времени t_R [55], где t_R – время записи динамической голограммы в ФРК, а частота отсечки определяются как [60]:

$$f_{cut} = \frac{1}{2\pi t_R} = \frac{e}{22\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{\alpha\beta\mu\tau}{F_\sigma h\nu} I_0, \quad (2.10)$$

где ϵ - диэлектрическая проницаемость кристалла; ϵ_0 - электрическая постоянная; I_0 - интенсивность света; α - оптическое поглощение в кристалле; μ и τ - подвижность и среднее время жизни фотоиндуцированных носителей заряда, соответственно, e - заряд электрона; $h\nu$ - энергия фотона. Коэффициент F_σ зависит от геометрии двухволнового взаимодействия.

Как видно из выражения (2.10), частота отсечки прямо пропорционально зависит от общей интенсивности излучения, входящего в ФРК. С использованием выражения (2.10) была определена частота отсечки многоканального адаптивного фазового демодулятора. При общей интенсивности 3.5 Вт/см^2 для кристалла CdTe частота отсечки составляет 250 Гц. Такая частота является достаточной для компенсации большинства промышленных низкочастотных шумов, характерные частоты которых не превышают нескольких сотен Гц. При этом следует отметить, что соотношение мощностей опорного и объектного пучков составило 320:1. Формирование дополнительных каналов в фазовом демодуляторе приведет к увеличению общей интенсивности, и, соответственно, к сдвигу частоты отсечки в область более высоких частот. Однако на фоне мощного опорного пучка увеличение общей мощности и частоты отсечки будет несущественным. Так, при формировании шести каналов частота отсечки фазового демодулятора изменится с 250 Гц до 255 Гц.

2.7 Выводы по главе

Таким образом, в главе 2 разработан и экспериментально исследован 6-канальный адаптивный фазовый демодулятор, в основу которого положен принцип мультиплексирования динамических голограмм в ортогональной

геометрии векторного взаимодействия волн в фоторефрактивном кристалле кубической симметрии CdTe.

Проведено экспериментальное исследование разработанного 6-канального адаптивного фазового демодулятора на наличие перекрестных помех между голографическими каналами. Экспериментально установлено наличие перекрестных помех, максимальный уровень которых составил -25 дБ, при этом средний уровень -29 дБ. Показано, что основной источник перекрестных помех связан с френелевским отражением излучения от торцов волоконных световодов обратно в волоконно-оптический разветвитель, где оно повторно перераспределяется по каналам. Выработан метод, основанный на снижении френелевского отражения от торцов световодов за счет нанесения на торцы иммерсионного геля, что позволяет снизить перекрестные помехи до уровня собственных шумов в каналах демодулятора (-46 дБ). Таким образом, экспериментально подтверждено, что перекрестные помехи, обусловленные непосредственно взаимодействием объектных волн в ФРК, отсутствуют или не превышают уровня собственных шумов в каналах адаптивного фазового демодулятора.

Определена интенсивность взаимодействующих в ФРК CdTe световых пучков на длине волны 1.06 мкм, равная 3.5 Вт/см², при которой частота отсечки многоканального адаптивного демодулятора составляет 250 Гц. Такая частота позволяет отсечь подавляющее большинство промышленных шумов, которые могут негативно влиять на стабильность работы демодулятора.

Определен порог детектирования флуктуации фазы в каналах адаптивного фазового демодулятора, который в среднем на канал составил 2.1×10^{-8} рад·Вт^{1/2}·Гц^{-1/2}. При этом разброс чувствительности по каналам составляет до 8%. В целях устранения разброса чувствительности разработан и реализован метод экспресс-калибровки чувствительности многоканального адаптивного фазового демодулятора. Метод заключается во внесении одинаковой фазовой модуляции с циклически меняющейся амплитудой одновременно во все каналы фазового демодулятора с помощью волоконно-

оптического модулятора, построения переходной характеристики и определении калибровочного коэффициента для каждого канала. Разработан программный алгоритм, который позволяет одновременно управлять амплитудой и формой сигнала модуляции, а также записью выходных сигналов каждого канала демодулятора на компьютер посредством АЦП, за счет чего время выполнения калибровки занимает всего 2 секунды. Это позволяет оперативно проводить калибровку на любой стадии измерений, в том числе в процессе измерений. Дополнительно было проведено исследование временной стабильности чувствительности 6-канального фазового демодулятора. Показано, что флуктуация чувствительности не превышает 2% в течение 40 минут.

Установлено, что перекрытие объектных световых пучков между собой внутри ФРК приводит к ослаблению чувствительности в каналах фазового демодулятора. Это, в свою очередь, определяет предел мультиплексирования каналов в адаптивном фазовом демодуляторе. Выполнена экспериментальная оценка предела мультиплексирования каналов. Рассмотрено два случая, где в качестве объектных пучков используются гауссовы световые пучки с диаметром поперечного сечения 0.5 мм и спекловые пучки диаметром 0.25 мм, формируемые на выходе МВС (62.5/125 мкм; NA = 0.22), торцы которых расположены на расстоянии 1 мм от грани ФРК. Показано, что если объектные световые пучки не перекрываются внутри ФРК, то при использовании гауссовых пучков и ФРК с размером грани 5×5 мм² возможна реализация до 100 независимых измерительных каналов. В свою очередь, спекловые объектные пучки, полученные на выходе из МВС, имеют большую расходимость по сравнению с гауссовыми, в связи с чем при их использовании возможна реализация до 25 измерительных каналов в ФРК с аналогичными размерами граней.

Найдены условия, которые позволяют снизить ослабление чувствительности при увеличении числа каналов в фазовом демодуляторе. Показано, что при соотношении опорного и объектного пучков 320:1 взаимное

перекрытие внутри ФРК световых полей 70 объектных пучков приведет лишь к 10% увеличению порога детектирования. Это позволяет реализовать в ФРК размером входной грани $5 \times 5 \text{ мм}^2$ не менее 7000 каналов при использовании гауссовых пучков и не менее 1700 каналов при использовании спекловых световых пучков из МВС (62.5/125 мкм; NA = 0.22). При этом во всех случаях исключено появление перекрестных помех между каналами демодулятора.

Глава 3

Реализация и экспериментальная апробация многоканальной адаптивной волоконно-оптической интерферометрической системы

Результаты, полученные в главе 2, свидетельствуют о том, что на основе разработанного в главе 1 принципа мультиплексирования ортогональных динамических голограмм в фоторефрактивном кристалле можно создать многоканальный адаптивный фазовый демодулятор, в котором перекрестные помехи практически отсутствуют. Это позволяет обеспечить высокий предел мультиплексирования динамических голограмм в ФРК и открывает перспективы построения на основе многоканального фазового демодулятора измерительной системы с большим числом каналов, которая при этом имела бы простую организацию. В этой связи настоящая глава посвящена разработке и созданию многоканальной адаптивной волоконно-оптической измерительной системы (МАВИС) с 30-ю измерительными каналами на основе вышеуказанного принципа мультиплексирования ДГ в ФРК. Выполнена экспериментальная апробация адаптивной измерительной системы в задаче детектирования слабых акустических полей, сформированных в различных материалах стоячими и бегущими акустическими волнами.

3.1 Схема организации МАВИС

Основой разработанной 30-канальной адаптивной волоконно-оптической измерительной системы является многоканальный адаптивный фазовый демодулятор, сформированный на принципах, разработанных и исследованных в главе 2. На рисунке 3.1 представлена схема организации МАВИС. В качестве источника лазерного излучения использован

непрерывный твердотельный Nd:YAG лазер ($\lambda = 1064$ нм, $P = 1$ Вт). Лазерное излучение с помощью полуволновой фазовой пластинки и поляризационного светоделителя делится на опорный и объектный световые пучки в соотношении 5:1. Опорный пучок направляется в ФРК CdTe:V вдоль основной кристаллографической оси [100]. Объектный пучок при помощи волоконно-оптического разветвителя 1×30 дополнительно разделяется на 30 световых пучков, формируя, таким образом, 30 измерительных каналов.

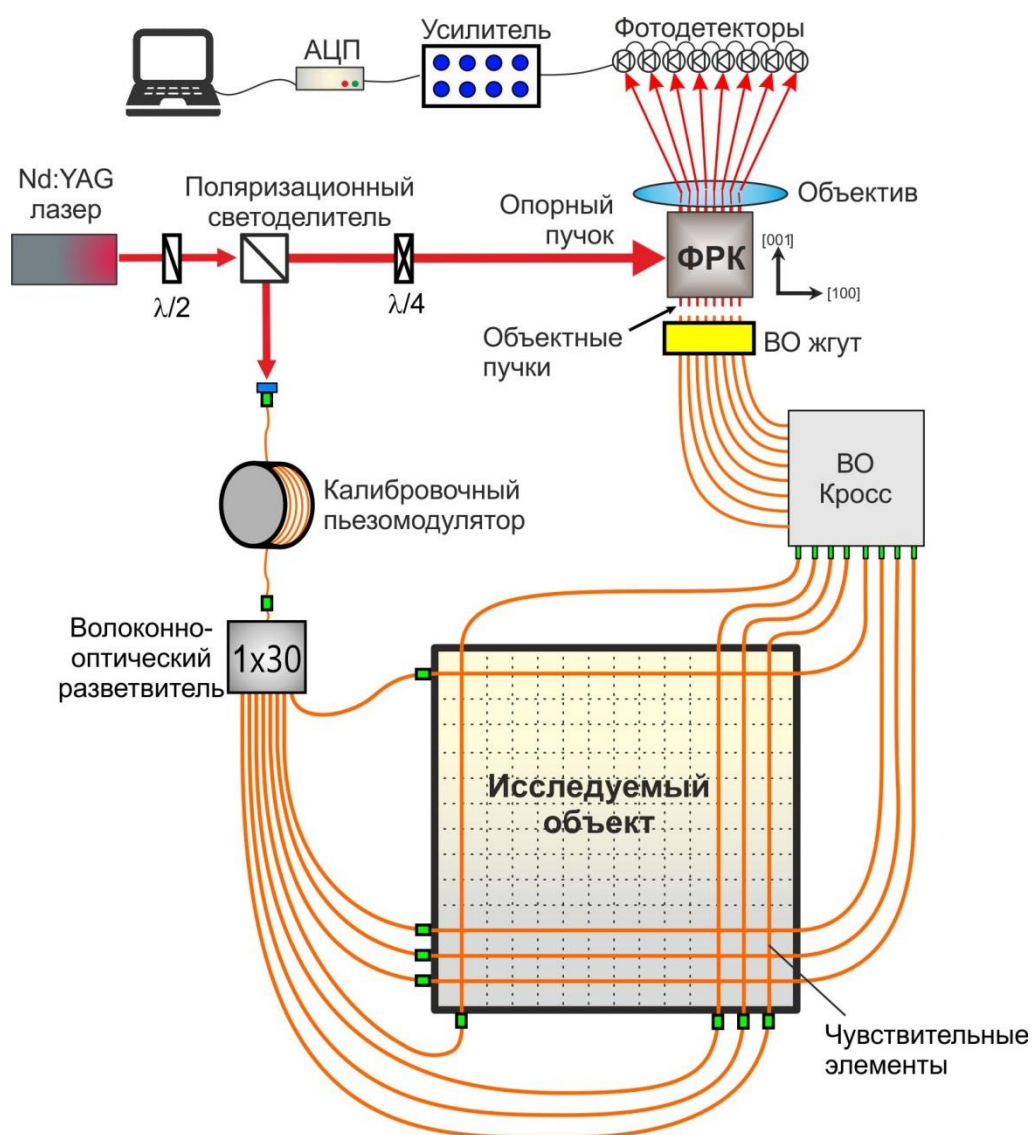


Рисунок 3.1. Схема организации MAVIS

На рисунке 3.2 показано, распределение коэффициента деления по каналам в волоконно-оптическом разветвителе 1×30 на длине волны

излучения 1064 нм. Для каждого канала показана доля выходной мощности от мощности лазерного излучения на входе в разветвитель.

Как видно из рисунка, доля выходной мощности составляет, в среднем, 2.2%, при этом для отдельных каналов среднеквадратичное отклонение выходной мощности доходит до 25%. Столь неравномерное деление лазерного излучения в разветвителе является существенным, поскольку в этом случае чувствительность в каналах МАВИС окажется различной из-за неодинаковой интенсивности объектных пучков. Такая неравномерность деления и ее влияние на параметры адаптивного интерферометра впоследствии будут устранены при применении процедуры экспресс-калибровки, разработанной в разделе 2.4.

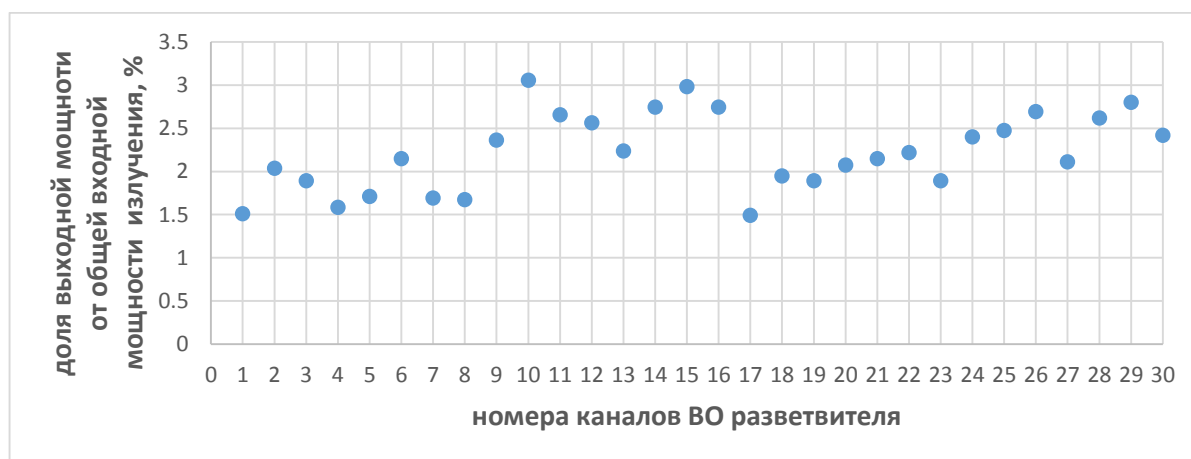


Рисунок 3.2. Распределение коэффициента деления излучения по каналам в ВО разветвителе 1×30 на длине волны 1.06 мкм

Выходные концы ВО разветвителя посредством разъемов типа FC-APC, (разъемы данного типа использованы во всех местах коммутации волоконных световодов в МАВИС) соединены с 30-ю МВС (62.5/125 мкм, толщина защитного покрытия 250 мкм, $NA = 0.22$), которые используются в качестве чувствительных элементов. В свою очередь, выходные торцы чувствительных элементов подсоединяются к ВО кроссу (рисунки 3.1 и 3.3), использование которого позволяет оперативно осуществлять замену чувствительных МВС в случае необходимости. Из ВО кросса выходит ВО жгут, с помощью которого

излучение всех объектных световых пучков вдоль основной кристаллографической оси [001] направляется в фоторефрактивный кристалл (размеры $5 \times 6 \times 6$ мм³) перпендикулярно опорному пучку (рисунки 3.1, 3.3, 3.4). ВО жгут представляет собой 10 собранных вместе металлических трубок (длина 50 мм, внутренний диаметр 0.7 мм (рисунок 3.4). В каждую трубку помещены по 3 световода, торцы которых выровнены друг относительно друга в продольном направлении и отъюстированы относительно трубки («вылет» из трубки составляет 3 мм), при этом световоды зафиксированы в трубке клеем. Все 10 трубок собраны вместе, выравнены в продольном направлении друг относительно друга и, в свою очередь, зафиксированы между собой термоусадочной трубкой.

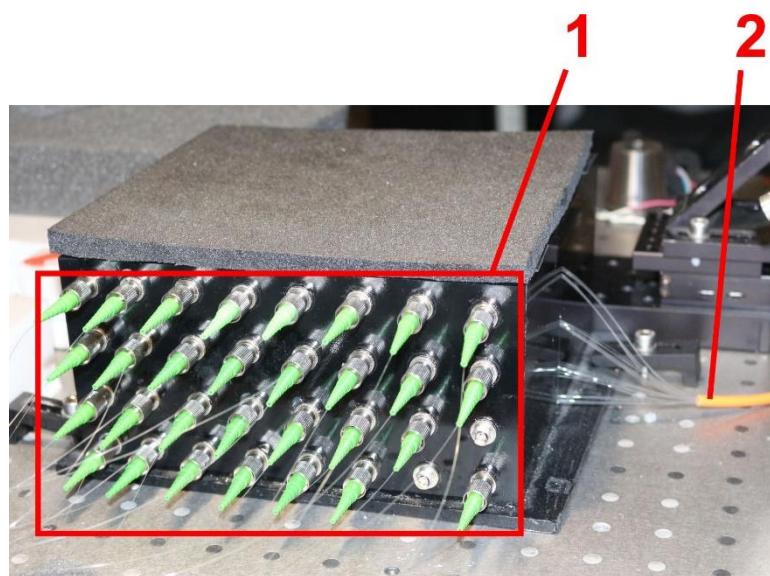


Рисунок 3.3. Волоконно-оптический кросс. 1 – Разъемы, к которым подсоединяются выходные концы чувствительных МВС. 2 – ВО жгут, подводящий излучение объектных пучков к ФРК.

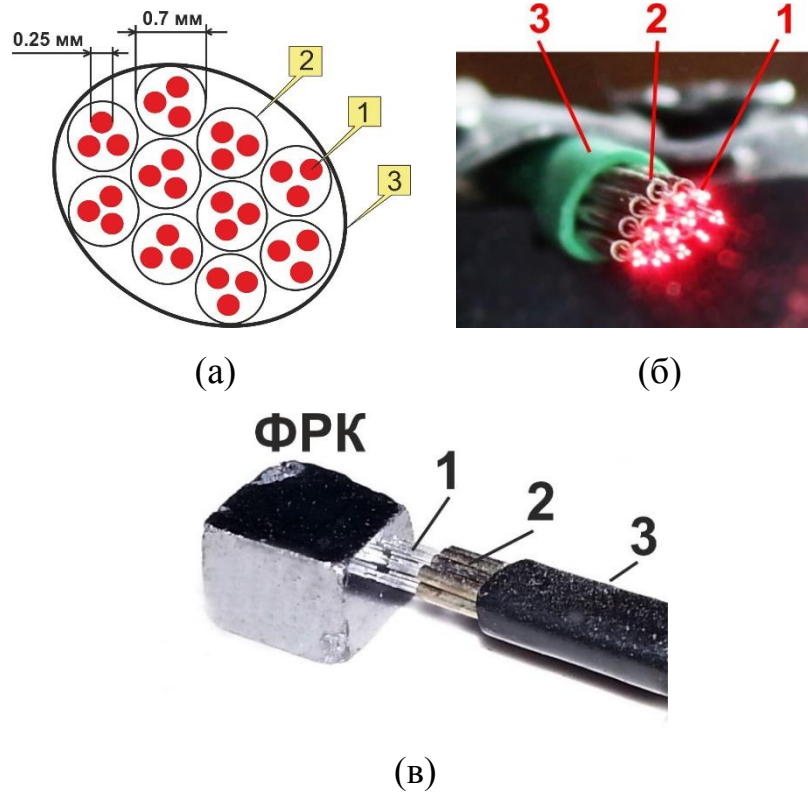


Рисунок 3.4. (а) – Схема упаковки волоконных световодов в жгуте; (б) – изображение торцов световодов в жгуте; (в) – ВО жгут перед входной гранью ФРК. 1 – волоконные световоды (по 3 штуки в каждой трубке); 2 – металлические трубки; 3 – полимерная оболочка.

Торцы световодов ВО жгута располагаются на расстоянии 1 мм от входной грани ФРК, что позволяет обеспечить максимальную интенсивность объектных пучков в кристалле без применения фокусирующей линзы и, тем самым, существенно упростить ввод излучения в кристалл. Как было отмечено в разделе 2.1, это стало возможным за счет использования ортогональной геометрии мультиплексирования волн в ФРК при построении МАВИС. Диаметр каждого объектного светового пучка на входе в кристалл, а также расстояние между соседними пучками составляет около 200 мкм. На рисунке 3.5,а показано изображение световых пятен 30 объектных пучков на входной грани кристалла. Как видно, все пучки хорошо разделены в пространстве. Однако, вследствие угловой расходимости они начинают перекрываться между собой по мере прохождения некоторого расстояния в кристалле и на

выходе из него уже полностью перекрываются между собой (рисунок 3.5,б). Как было показано в главе 2, в ортогональной геометрии мультиплексирования динамических голограмм в фоторефрактивном кристалле при соблюдении определенных условий перекрытие объектных пучков в ФРК не приводит к снижению чувствительности и появлению перекрестных помех. В данном случае степень перекрытия соседних объектных пучков в ФРК, определенная с помощью выражения 2.9, составила около 60%, что приводит к снижению чувствительности не более чем на 2%, что является приемлемым в соответствии с результатами, представленными в разделе 2.5 (рисунок 2.14).

В разработанной МАВИС для подвода излучения объектных пучков к ФРК используются МВС с числовой апертурой 0.22 (в ВО жгуте), и максимальное отличие углов, под которыми объектные пучки, вышедшие из МВС, распространяются в ФРК, составляет 4.5° . Таким образом, в соответствии с выражением (1.30) можно заключить, что в разработанной 30-канальной МАВИС уровень перекрестных помех между каналами не превысит -50.4 дБ, что ниже уровня собственных шумов.

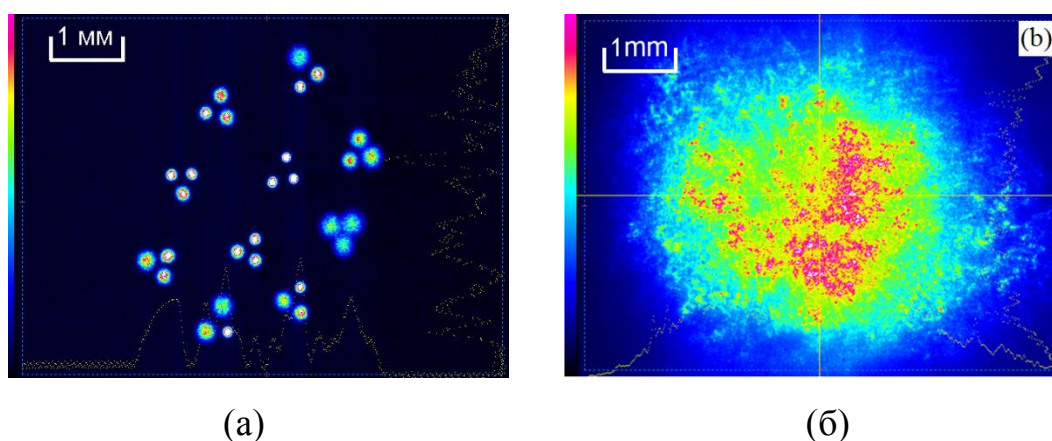


Рисунок 3.5. Изображение световых полей объектных пучков на входной грани (а) и на выходе (б) из фоторефрактивного кристалла

За фоторефрактивным кристаллом на расстоянии 20 мм установлен объектив с фокусным расстоянием 400 мм, обеспечивающий

пространственное разделение всех 30 объектных пучков за ФРК и их фокусировку на 30 фотодетекторах Vishay BPW34, которые размещены в соответствии с расположением световых пятен пучков в фокальной плоскости объектива (рисунок 3.6). Выходные сигналы фотодетекторов поступают в многоканальный усилитель с независимой регулировкой коэффициента усиления для каждого канала (рисунок 3.7).

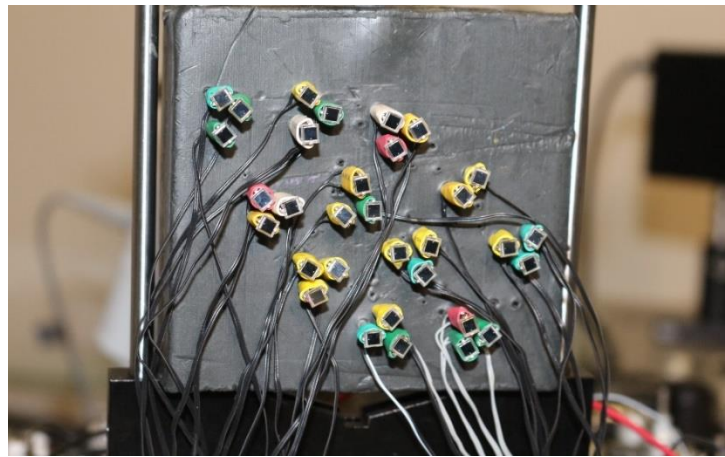
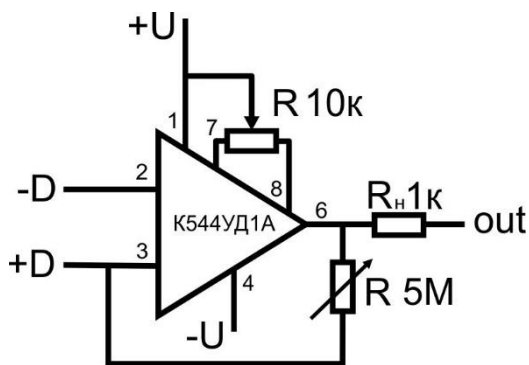
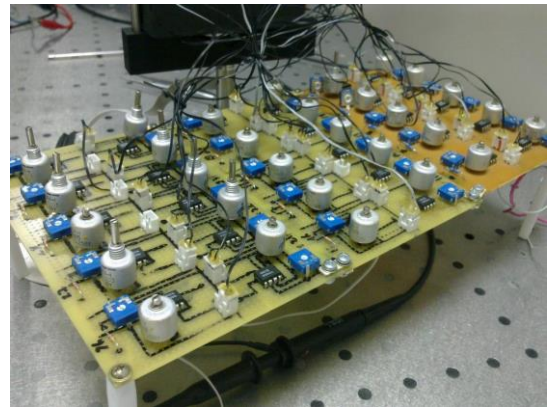


Рисунок 3.6. Панель фотодетекторов



(а)



(б)

Рисунок 3.7. (а) – Принципиальная схема одного канала усилителя; (б) – изображение 30-канального макета усилителя для фотодетекторов

Усиленные сигналы фотодетекторов по универсальной шине DHR-44 передаются в компьютер посредством 32-канального АЦП LA-2USB-14 (частота дискретизации 12.5 кГц на канал, разрядность 14 бит). Каналы 1-30

АЦП используются для записи сигналов, поступающих от 30 измерительных каналов МАВИС, 31 канал предназначен для записи сигнала с генератора, формирующего модуляционный сигнал.

Следует отметить, что использование ВО жгута позволило расположить торцы всех подводящих излучение световодов на равном расстоянии от входной грани кристалла для того, чтобы построить изображения всех объектных пучков в одной плоскости на фотодетекторах, а также расположить торцы световодов перед гранью ФРК компактно так, чтобы выходящее из них излучение полностью попало на входную грань ФРК ($5 \times 6 \text{ мм}^2$) (рисунок 3.4).

Для каждого канала 30-канальной МАВИС экспериментально, в соответствии с выражением (2.2), определен ОПД (таблица 3.1). Как видно из таблицы 3.1, порог детектирования в разных каналах МАВИС различный, причем в некоторых каналах он отличается более чем в 2 раза. Для нивелирования разброса чувствительности в каналах МАВИС, вероятно связанного с неоднородностями в ФРК, разбросом чувствительности фотодетекторов, а также с неравномерным делением излучения в ВО разветвителе применялась процедура экспресс-калибровки, предложенная и исследованная в разделе 2.4. Для этого в тракт объектного пучка, подводящего излучение к волоконно-оптическому разветвителю, был установлен волоконно-оптический модулятор на основе пьезоэлектрического преобразователя и волоконного световода, который вносит одинаковую фазовую модуляцию во все каналы МАВИС (рисунок 3.1). В таблице 3.1 приведены значения калибровочных коэффициентов для всех каналов МАВИС. Как видно, после учета калибровочных коэффициентов относительный порог детектирования во всех каналах МАВИС становится одинаковым и составляет 14.9.

Таблица 3.1. ОПД и значения калибровочных коэффициентов для всех каналов МАВИС

№ канала	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
ОПД (до калибр.)	14.9	18.7	18.7	19.1	17.4	17.9	24.8	19.9	22.3	26.1	31.0	28.4	31.0	33.1	29.7
Калибр. коэф.	0.133	0.106	0.106	0.104	0.114	0.111	0.08	0.1	0.089	0.076	0.064	0.07	0.064	0.06	0.067
ОПД (после калибр.)	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9
№ канала	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
ОПД (до калибр.)	20.9	23.7	16.0	18.9	22.3	21.8	33.1	31.0	26.5	22.8	19.5	24.2	21.1	19.9	20.3
Калибр. коэф.	0.095	0.084	0.124	0.105	0.089	0.091	0.06	0.064	0.075	0.087	0.102	0.082	0.094	0.1	0.098
ОПД (после калибр.)	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9	14.9

3.2 Исследование слабых акустических полей с помощью МАВИС

При исследовании физических полей одним из эффективных подходов регистрации параметров является томографический с использованием протяженных датчиков в виде измерительных линий [116]. Суть подхода заключается в том, что выходной сигнал каждой измерительной линии представляет результат интегрирования внешних воздействий вдоль контура укладки линии и называется луч-суммой исследуемого поля. По набору луч-сумм можно однозначно восстановить исходное распределение параметра исследуемого физического поля. Таким образом, томографический подход позволяет получать информацию об исследуемом поле, используя меньшее количество датчиков по сравнению с традиционными методами регистрации с помощью точечных датчиков. В разделе 3.2.1 описывается методика томографической регистрации и реконструкции акустического поля, раздел 3.2.2. посвящен экспериментальному исследованию акустических полей с помощью МАВИС с использованием методов томографии.

3.2.1 Методика томографической регистрации и реконструкции параметров акустического поля

Рассмотрим волоконный световод, помещенный в акустическое поле с давлением P . Внешнее воздействие со стороны поля на световод, приводящее к возникновению механического напряженного состояния материала световода, вызывает появление дополнительного оптического пути для направляемых мод. В случае аксиального механического воздействия после прохождения участка световода длиной l каждая мода получает дополнительный фазовый сдвиг [117]:

$$\Delta\varphi = \beta\Delta l + l\Delta\beta = \Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2, \quad (3.1)$$

где β и $\Delta\beta$ – постоянная распространения моды и ее изменение, соответственно, Δl – изменение длины световода. При воздействии на волоконный световод акустического давления P соответствующие вклады в общую модуляцию фазы $\Delta\varphi_1$ и $\Delta\varphi_2$ могут быть представлены как [116]:

$$\Delta\varphi_1 = -\frac{\beta l}{E}(1 - 2\mu)P, \quad \Delta\varphi_2 = \frac{\beta l n_F^2}{2E}(1 - 2\mu)(p_{11} + 2p_{12})P, \quad (3.2)$$

где E , μ и p_{11} , p_{12} – модуль Юнга, коэффициент Пуассона и упруго-оптические коэффициенты световода, соответственно; n_F – эффективный показатель преломления сердцевины световода. Таким образом, оба вклада в общую фазовую модуляцию линейно зависят от акустического давления. Объединяя выражения (3.1) и (3.2), получаем следующее выражение для модуляции фазы, вызванной воздействием акустического поля на волоконный световод:

$$\Delta\varphi = \sigma l P, \quad (3.3)$$

где $\sigma = g\beta(1 - 2\mu)E^{-1}[0.5n_F^2(p_{11} + 2p_{12}) - 1]$ – коэффициент, зависящий от материальных параметров волоконного световода, g – коэффициент, учитывающий влияние на фазовую чувствительность световода внешней оболочки, окружающей волоконный световод, (для волокна без оболочки $g = 1$, для волокна, помещенного в акустически проводящие материалы, g может превышать 10^2 [118]). Таким образом, волоконные световоды могут быть использованы в МАВИС в качестве фазовых сенсоров акустических сигналов.

При решении задачи реконструкции пространственного распределения искомой физической величины необходимо обеспечить измерение во всех точках одновременно. Методы волоконной оптики позволяют решить эту задачу более эффективно за счет применения томографических принципов регистрации сигналов, поскольку волоконный световод в силу своей природы обладает интегральной чувствительностью, что позволяет естественным образом использовать его как распределенный датчик. При размещении световода в исследуемом поле акустического давления $P(x, y)$, оказывающем воздействие на световод, на каждом элементарном участке волокна длиной dl в окрестности некоторой точки (x, y) будет возникать модуляция фазы, пропорциональная воздействию в этой точке, которая, в соответствии с выражением (3.3), равна $d\varphi = \sigma P(x, y)dl$. Как результат, общее изменение фазы на выходе световода будет представлять собой интегральную сумму приращений фазы в каждом элементарном участке ВС вдоль линии его укладки:

$$\Delta\varphi(q, \epsilon) = \sigma \int_{l(q, \epsilon)} P(x, y) dl, \quad (3.4)$$

где q, ϵ – полярные координаты, задающие положение линии укладки ВС (рисунок 3.8). Для того, чтобы реализовать процедуру томографического сканирования, необходимо уложить определенным образом сетку из

волоконно-оптических сенсоров в исследуемой области. Результат сканирования представляет собой набор интегральных проекций искомого акустического поля. Применяв к набору полученных интегральных проекций $\Delta\varphi(q, \epsilon)$ обратное преобразование Радона, можно найти искомое распределение исследуемой физической величины $P(x, y) = \mathbf{R}^{-1}[\Delta\varphi(q, \epsilon)]$ [31, 119, 120].

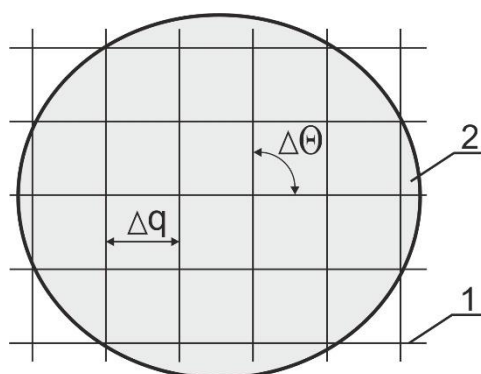


Рисунок 3.8. Схема укладки измерительных линий (1) в исследуемой области (2).

Изложенный выше подход был применен при организации волоконно-оптической сенсорной сети МАВИС. Для выполнения процедуры томографического сканирования и детектирования акустического поля 30 волоконных световодов располагались на исследуемом объекте в двух ортогональных направлениях по 15 измерительных линий в каждом. Для томографической реконструкции данных, полученных с помощью МАВИС, использовался разработанный в среде программирования Matlab алгоритм, который представляет собой сведение обратного преобразования Радона к системе линейных алгебраических уравнений и их решения итерационным способом [31, 122].

Процесс томографической реконструкции интегральных данных, полученных с помощью МАВИС, реализован следующим образом. Выходные сигналы всех каналов, содержащие информацию о внешнем воздействии акустического поля на волонные световоды в каждый момент времени, за

которое проводились измерения, формируют массив данных. После этого сигнал каждого канала нормируется на соответствующий ему калибровочный коэффициент, полученный ранее. Затем из этих данных для каждого момента времени формируется двумерный массив данных размерностью 15×2 , представляющий собой мгновенные значения сигналов во всех 30 каналах (каналы с 1 по 15 содержат информацию о продольном направлении томографического сканирования, каналы с 16 по 30 – о поперечном). Полученный массив данных размерностью 15×2 с помощью программного алгоритма подлежит томографической реконструкции по двум ортогональным направлениям с угловым шагом 90° . Результатом реконструкции является двумерное распределение акустического поля в текущий момент времени. Последовательно реконструируя распределение амплитуды акустического поля для каждого временного отсчета, и собрав затем полученные «кадры» вместе, можно восстановить динамику изменения поля во времени. На рисунке 3.9 представлена временная развертка сигналов каждого канала МАВИС. В верхней части рисунка под цифрой 1 обозначен массив данных, представляющий собой набор выходных сигналов каждого канала на отрезке времени 5 секунд. В нижней части рисунка цифрой 2 обозначен выбранный временной интервал длительностью 10 мс, где пунктиром обозначено текущее значение сигналов во всех каналах в момент времени t , которые используются при томографической реконструкции. Цифрой 3 обозначено результирующее двумерное распределение амплитуды акустического поля в момент времени t , выделенный пунктиром.

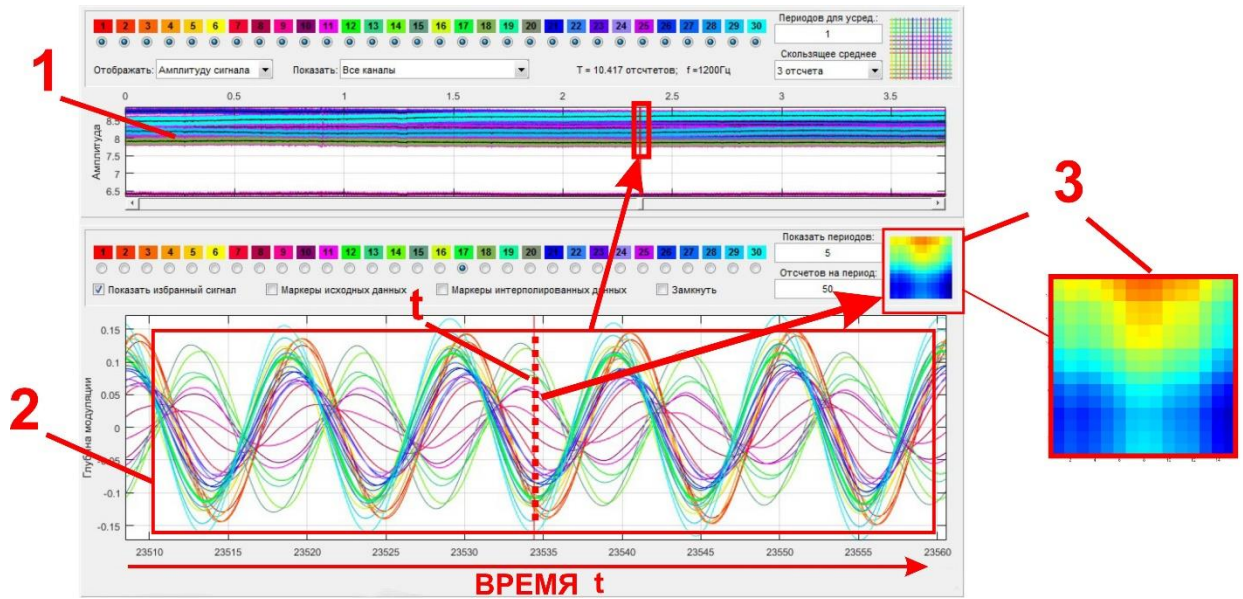


Рисунок 3.9. Изображение окна интерфейса алгоритма, реализующего процедуру томографической реконструкции. 1 – выходные сигналы всех каналов МАВИС (каждый канал обозначен определенным цветом), 2 – выбранный участок сигнала в несколько периодов, нормированный на калибровочные коэффициенты, подлежащий томографической реконструкции, 3 – графическая реализация результатов томографической реконструкции пространственного распределения измеряемой величины в текущий момент времени.

3.2.2 Детектирование и реконструкция пространственного распределения акустического поля, создаваемого упругой мембраной

Разработанная МАВИС была апробирована в задаче детектирования и томографической реконструкции пространственного распределения амплитуды акустического поля, сформированного стоячей волной, возбужденной в упругой мембране. Схема экспериментального стенда и его изображение представлены на рисунках 3.10 и 3.11, соответственно.

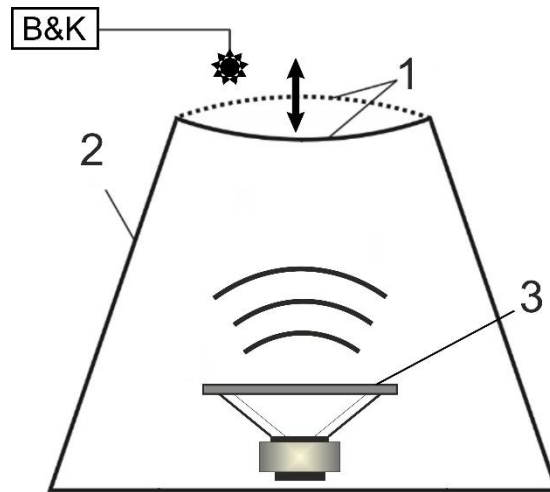


Рисунок 3.10. Схема экспериментального стенда: 1 – упругая мембрана, 2 – металлический каркас, 3 – акустический излучатель, В&К – измеритель акустического давления Bruel & Kjer.

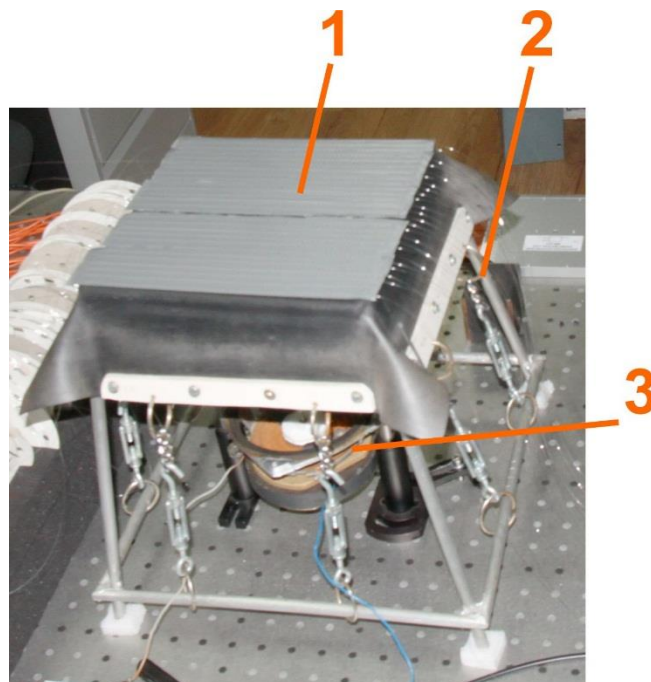


Рисунок 3.11. Фото экспериментального стенда: 1 – упругая мембрана, 2 – металлический каркас, 3 – акустический излучатель.

Экспериментальный стенд представляет собой упругую мембрану, выполненную из каучука толщиной 1 мм и размером $20 \times 20 \text{ см}^2$, которая жестко закреплена по краям на металлическом каркасе (рисунок 3.11).

Поперечные колебания мембраны возбуждались с помощью акустического излучателя, который располагался под мембраной. Воздействие акустической волны, направляемой от излучателя на мембрану снизу, приводило к возникновению поперечных колебаний мембраны, которые, в свою очередь, создавали на ее поверхности акустическое поле. Чувствительные элементы МАВИС – волоконные световоды – были уложены в виде прямых линий и закреплены на всей поверхности мембраны согласно томографическому принципу в двух ортогональных направлениях в количестве 30 штук, по 15 в каждом направлении. Воздействие акустического давления на световоды приводило к фазовой модуляции проходящего по ним лазерного излучения. Преобразование модуляции фазы в модуляцию интенсивности осуществлялось с помощью 30-канального адаптивного фазового демодулятора, входящего в состав МАВИС. Также величина акустического давления, создаваемого поперечными колебаниями мембраны, определялась с помощью измерителя давления Brüel & Kjær Type 4165, измерительная головка которого располагалась в непосредственной близости от поверхности мембраны. Выбор акустического поля, создаваемого поперечными колебаниями упругой мембраны в качестве модельного объекта для оценки корректности работы МАВИС обусловлен тем, что в таком объекте легко возбудить поперечные колебания, а также легко произвести расчет поперечных колебаний для него.

В ходе выполнения регистрации акустического поля на электромеханическое устройство подавалось переменное синусоидальное напряжение с постоянной амплитудой в диапазоне частот 20-200 Гц. На частотах 54, 107 и 163 Гц колебаний мембраны были экспериментально зафиксированы стоячие акустические волны. С помощью МАВИС на указанных частотах была выполнена регистрация акустического поля путем записи сигналов со всех каналов системы и их последующая томографическая обработка согласно процедуре, описанной в разделе 3.2.1. На рисунке 3.12, а представлен результат томографической реконструкции пространственного

распределения акустического давления, создаваемого поперечными колебаниями мембраны. Как видно из рисунка, на частоте 54 Гц наблюдается одна пучность в центре мембраны, на частоте 107 Гц – четыре пучности, симметрично расположенные относительно центра мембраны, а на частоте 163 Гц – девять симметрично расположенных пучностей.

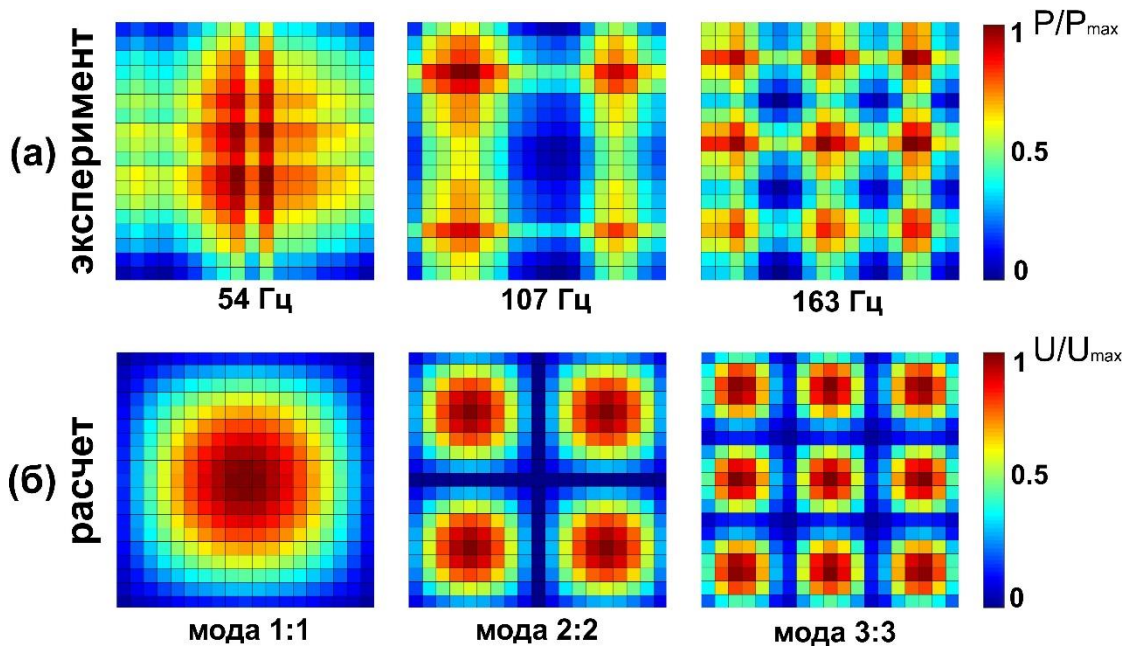


Рисунок 3.12. (а) – результат томографической реконструкции пространственного распределения акустического давления, создаваемого поперечными колебаниями мембраны на частотах 54, 107 и 163 Гц; (б) – результат численного расчета пространственного распределения амплитуды поперечных колебаний упругой мембраны на частотах собственных мод (1:1), (2:2) и (3:3).

Для оценки достоверности полученных экспериментальных результатов был выполнен расчет амплитуды поперечных колебаний мембраны с помощью представленного ниже дифференциального уравнения [123]:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = a^2 \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (3.5)$$

где $a^2 = T/\rho$, где T – постоянная плотность натяжения мембраны, ρ – поверхностная плотность мембраны. Поскольку мембрана жестко закреплена по краям, то граничные условия для уравнения (3.5) будут следующие:

$$\begin{aligned} u(0, y, t) = 0, & \quad u(b_1, y, t) = 0, \\ u(x, 0, t) = 0, & \quad u(x, b_2, t) = 0. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Решение уравнения (3.5) при граничных условиях (3.6) и заданных начальных условиях

$$\begin{aligned} u(x, y, 0) &= \varphi(x, y) \\ \frac{du}{dt}(x, y, 0) &= \psi(x, y) \end{aligned} \quad (3.7)$$

будет следующим:

$$u(x, y, t) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} [\overline{B}_{n,m} \cos(\sqrt{\lambda_{n,m}} at) + \overline{B}_{n,m} \sin(\sqrt{\lambda_{n,m}} at)] v_{n,m}(x, y), \quad (3.8)$$

где

$$\overline{B}_{n,m} = \frac{1}{\sqrt{a^2 \lambda_{n,m}}} \sqrt{\frac{4}{b_1 b_2}} \int_0^{b_1} \int_0^{b_2} \psi(x, y) \sin \frac{n\pi}{b_1} x \sin \frac{m\pi}{b_2} y dx dy, \quad (3.9)$$

а собственным значениям:

$$\lambda_{n,m} = \left(\frac{n\pi}{b_1}\right)^2 + \left(\frac{m\pi}{b_2}\right)^2 \quad (3.10)$$

соответствуют собственные функции:

$$u_{n,m}(x, y) = \sqrt{\frac{4}{b_1 b_2}} \sin \frac{n\pi}{b_1} x \sin \frac{m\pi}{b_2} y, \quad (3.11)$$

где b_1 и b_2 – продольный и поперечный размеры мембраны. В свою очередь, амплитуда u поперечных колебаний упругой мембраны связана с создаваемым ими акустическим давлением P следующим выражением [122]:

$$P = \rho \omega u, \quad (3.12)$$

где ρ – плотность среды, ω – частота поперечных колебаний мембраны, создающих акустическую волну.

На рисунке 3.12,б представлены результаты расчетов пространственного распределения акустического давления, вызванного поперечными колебаниями упругой мембраны с использованием выражений (3.5-3.12). Качественный сравнительный анализ экспериментальных результатов (принимая во внимание количество пучностей, их положение, а также кратность значений частот, рисунок 3.12,а) и результатов расчета (рисунок (3.12,б), позволяет заключить, что колебания мембраны на частоте 54 Гц соответствует частоте поперечных колебаний на основной моде (1:1), частота 107 Гц – на моде (2:2), а частота 163 Гц – на моде (3:3).

В рамках количественного анализа полученных результатов были рассчитаны коэффициенты корреляции между реконструированными пространственными распределениями акустического поля и рассчитанными распределениями амплитуды акустического давления, создаваемого колебаниями мембраны [60]. Коэффициенты корреляции составили для частоты 54 Гц и моды 1:1 – 0.87; для частоты 107 Гц и моды 2:2 – 0.75; для частоты 163 Гц и моды 3:3 – 0.79. Невысокие коэффициенты корреляции, по

всей видимости, связаны с недостаточным для данного физического поля количеством направлений томографического сканирования.

Как было показано в разделах 2.3 и 3.1, чувствительность в каналах МАВИС в силу ряда причин (неоднородность свойств ФРК по его объему, разный коэффициент деления ВО разветвителя, разная чувствительность фотодетекторов) оказывается разной. Представленные в данном разделе экспериментальные результаты применения МАВИС на модельном объекте, а также их согласие с расчетными результатами свидетельствует об адекватной работе процедуры экспресс-калибровки чувствительности каналов МАВИС, что, в свою очередь, позволяет получать с помощью МАВИС достоверные результаты измерений.

Используя полученные в данном разделе экспериментальные данные и применяя процедуру томографической реконструкции для всех временных срезов в рамках временного интервала, соответствующего одному периоду колебания мембраны, была получена динамика пространственного распределения акустического поля, созданного поперечными колебаниями мембраны. На рисунке 3.13 представлены несколько распределений акустического поля на частоте 54 Гц, реконструированных в рамках одного периода поперечных колебаний мембраны.

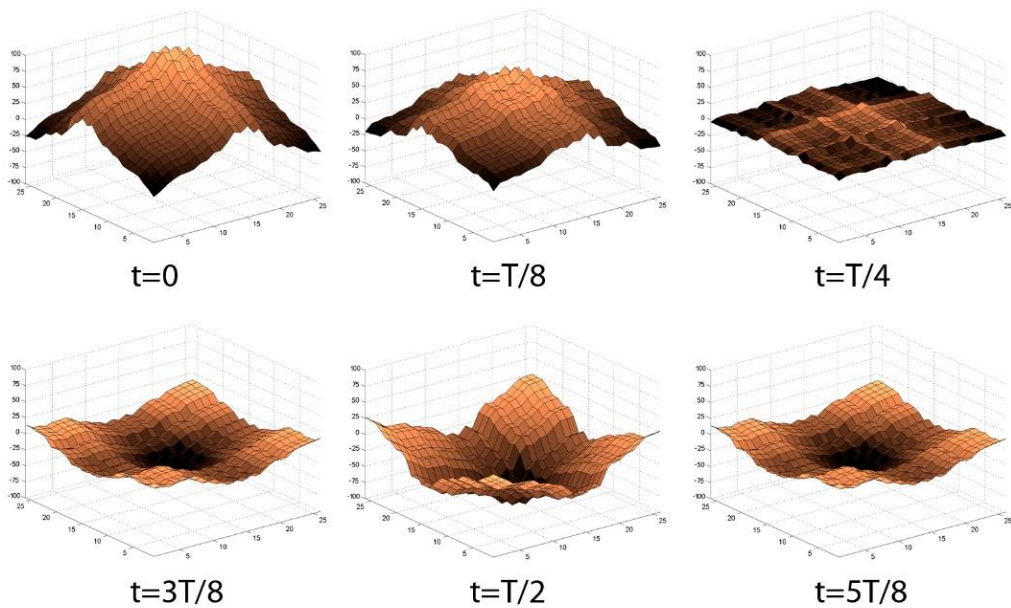


Рисунок 3.13. Реконструкция пространственного распределения амплитуды акустического поля, сформированного поперечными колебаниями мембраны на частоте 54 Гц в различные моменты времени в рамках одного периода колебания T

Представленные на рисунке 3.13 результаты для момента времени $t = T/4$, когда мембрана находится в положении равновесия, позволили найти уровень шумов в системе, который, в свою очередь, определяет порог детектирования акустического давления, который составил 0.3 мПа. Принимая во внимание размеры мембраны (20×20 см²) и количество измерительных линий (15×15), пространственное разрешение сенсорной сети составило 1.3 см⁻¹. Для того чтобы увеличить пространственное разрешение, измерительные линии необходимо размещать на меньшем расстоянии друг от друга, либо увеличивать их количество, а также увеличивать количество направлений томографического сканирования.

Следует отметить, что в МАВИС понятие канал включает в себя три основных части: измерительная часть (волоконно-оптические чувствительные элементы, формирующие сигнал), преобразовательная часть (многоканальный адаптивный фазовый демодулятор, в котором происходит преобразование модуляции фазы лазерного излучения в модуляцию интенсивности) и

регистрирующая часть (фотодетекторы, многоканальный усилитель, АЦП). Количество каналов в измерительной части может быть любым в зависимости от поставленной задачи. Исследования, представленные в главе 2, показали, что количество каналов МАВИС в преобразовательной части может быть существенно увеличено без ухудшения характеристик адаптивного фазового демодулятора (сохранение прежнего уровня чувствительности и отсутствие перекрестных шумов). В регистрирующей части МАВИС использован 32-канальный АЦП, который и ограничивает количество каналов МАВИС. Поэтому для того, чтобы увеличить количество каналов в МАВИС необходимо использовать АЦП, имеющие большее число каналов, либо одновременно несколько АЦП, синхронизированных между собой.

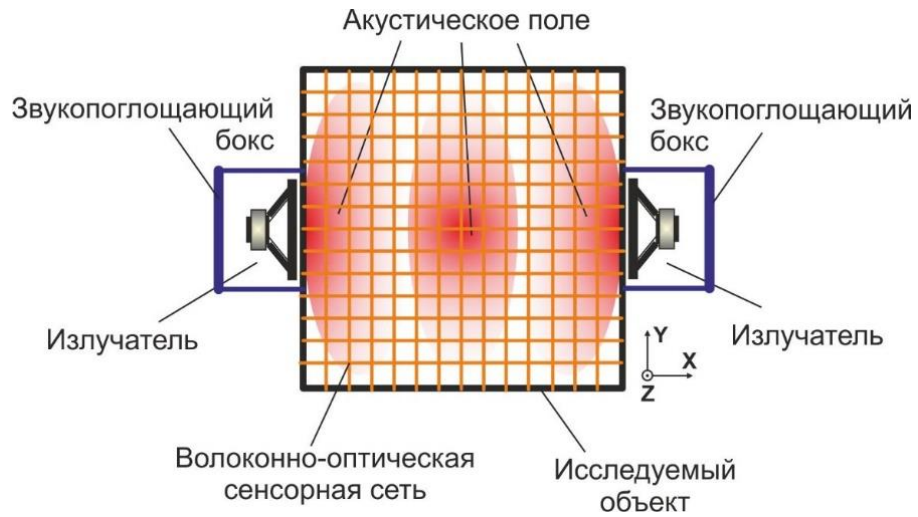
3.2.3 Детектирование и томографическая реконструкция пространственного распределения поля звукового давления, сформированного бегущей акустической волной

Разработанная МАВИС также применена в задаче детектирования и реконструкции акустического поля, создаваемого бегущей волной. В качестве объекта, в котором было сформировано акустическое поле, использована плита из экструдированного пенополистирола XPS, параметры которого приведены в таблице 3.2.

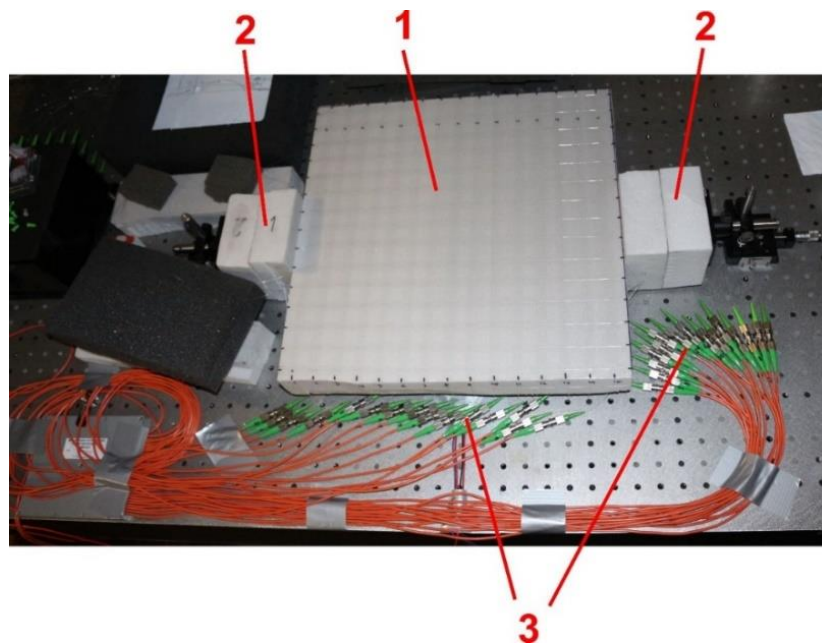
Таблица 3.2. Материальные параметры экструдированного пенополистирола XPS

Плотность, ρ	29 кг/м ³	справочные данные
Скорость звука, c	(620 ± 20) м/с	определена экспериментально
Поглощение звука, α	(1,5 ± 0,1) дБ/м	определено экспериментально

Для создания бегущей волны в плите, имеющей размеры $390 \times 390 \times 50$ мм³, использованы два акустических излучателя, которые прикреплены к противоположным торцам плиты (рисунок 3.14). Излучатели, направленные друг на друга, возбуждают распространяющиеся внутри плиты две встречные акустические волны и, тем самым, образующие суперпозицию звукового поля внутри плиты. Тыльная часть каждого излучателя закреплена в звукопоглощающем боксе, который устраняет влияние на волоконно-оптические сенсоры акустических волн, распространяющихся от излучателя по воздуху. На излучатели подавалось синусоидальное напряжение с амплитудой 1 В на частоте 1.65 кГц. С помощью измерителя акустического давления Brüel & Kjær Type 4165, который располагался в ближнем поле на расстоянии 1 мм от излучателей, определена величина акустического давления, которая составила 5 мПа и 5.5 мПа для 1-го и 2-го излучателя, соответственно. Для создания бегущей интерференционной картины, формируемой акустическими волнами внутри плиты, между электрическими сигналами, поступающими к излучателям, имелся сдвиг фазы $\pi/2$, кроме того в электрическом сигнале для одного из излучателей было введено линейное изменение фазы. Томографическое сканирование акустического поля, создаваемого бегущей волной, осуществлялось с использованием волоконно-оптической сенсорной сети, уложенной на плите в двух ортогональных направлениях.



(а)



(б)

Рисунок 3.14. (а) – Схема экспериментального стенда; (б) – его изображение.

1 – Плита и уложенная на ней сенсорная ВО сеть; 2 – излучатели в звукопоглощающих боксах; 3 – световоды, подводящие излучение к сенсорной сети.

Следует отметить, что на частоте акустических колебаний 1.65 кГц с учетом скорости звука в данном материале (620 м/с) длина бегущей акустической волны составляет 37 см. При этом, расстояние между пучностями составит 18.5 см. В этом случае, принимая во внимание размеры

плиты (390x390 мм²), для более детального сканирования акустического поля на такой частоте было решено увеличить пространственное разрешение сенсорной сети. Как уже отмечалось в разделе 3.2.2, увеличение пространственного разрешения сенсорной сети МАВИС возможно за счет увеличения плотности укладки волоконных сенсоров, что приводит к увеличению количества измерительных каналов. В то же время количество каналов ограничено емкостью каналов АЦП (30 каналов). В этой связи для увеличения пространственного разрешения волоконно-оптической сенсорной сети процедура томографического сканирования была модифицирована по сравнению с измерениями, описанными в разделе 3.2.2. Теперь все 30 волоконных сенсоров задействованы для томографического сканирования в одном направлении. В результате процедура томографического сканирования акустического поля состоит из 2-х последовательных сканирований – сначала в продольном направлении, после чего все волоконные сенсоры укладываются на плите поперек, после чего выполняется второй этап сканирования – в поперечном направлении. Для того, чтобы объединить данные, полученные при сканировании обоих направлениях, необходимо их синхронизовать, поэтому все измерения привязаны по времени к модуляционному сигналу. Методика сбора экспериментальных данных при регистрации акустического поля в плите совпадает с измерениями, описанными в разделе 3.2.2.

На рисунке 3.15,а представлен экспериментальный результат томографической реконструкции пространственного распределения амплитуды акустического поля, сформированного в плите бегущей волной на частоте 1.65 кГц.

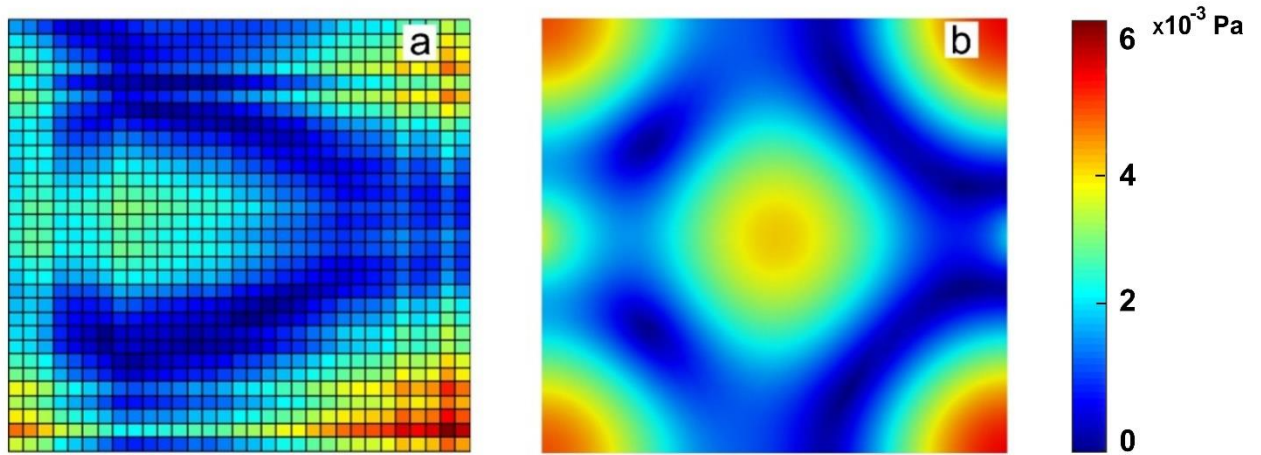


Рисунок 3.15. Результат томографической реконструкции (эксперимент) (а) и численного расчета (б) амплитуды акустического поля, сформированного в плите бегущей волной на частоте 1.65 кГц.

Следует отметить, что временное разрешение МАВИС позволяет проводить измерения процессов, времена которых много меньше времени колебаний на частоте 1.65 кГц, что дает возможность отслеживать пространственное распределение акустического поля в пределах одного колебания. На рисунке 3.16,а представлен результат томографической реконструкции акустического поля в плите в различные моменты времени в рамках полупериода акустических колебаний $T = 0.61$ мс.

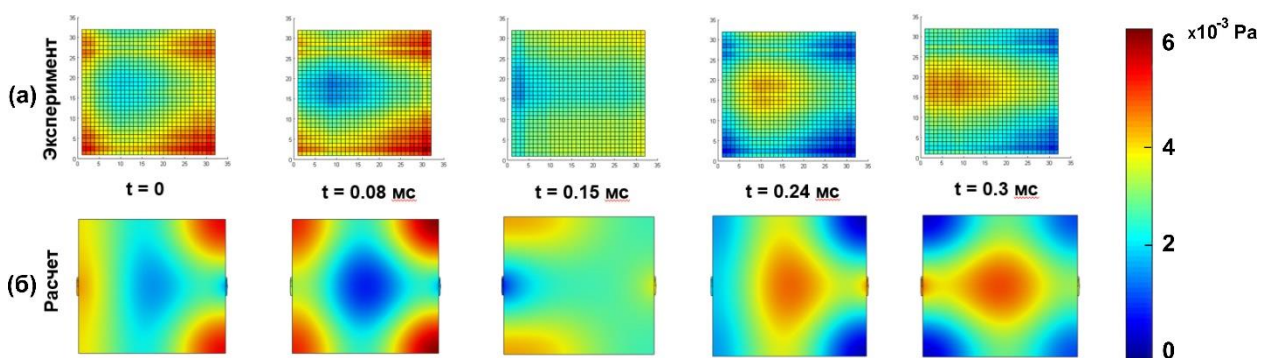


Рис. 3.16. Томографическая реконструкция (а) и результаты численного расчета (б) распределения акустического давления, созданного бегущей волной внутри плиты в различные моменты времени полупериода колебания $T/2$.

$T/2$.

Для оценки полученных экспериментальных результатов выполнен численный расчет сформированного двумя источниками акустического поля в плите из пенополистирола. Расчет акустического давления на поверхности плиты с указанными выше размерами производился решением дифференциальных уравнений методом конечных элементов, реализованном в программном пакете Comsol Multiphysics. В основе модели лежит дифференциальное уравнение Гельмгольца для акустического давления P , сформированного монопольным источником:

$$\nabla \left(-\frac{1}{\rho_c} \nabla P \right) - \frac{k^2}{\rho_c} P = Q, \quad (3.13)$$

где P – акустическое давление; ρ_c – плотность материала; Q – мощность монопольного источника внешнего акустического поля; k – волновое число:

$$k = \frac{\omega}{c} - i \lg \frac{\alpha}{20}. \quad (3.14)$$

где c – скорость звука в материале (650 м/с), α – акустическое поглощение в материале (1.5 дБ/м), $\omega = 2\pi f$, где f – частота акустических колебаний (1.65 кГц). Поскольку монопольный источник в нашем случае представлен в виде двух излучателей, то общая мощность Q определяется следующим образом:

$$Q = Q_1 \delta(\vec{r} - \vec{r}_1) + Q_2 \delta(\vec{r} - \vec{r}_2), \quad (3.15)$$

где \vec{r}_1 и \vec{r}_2 , Q_1 и Q_2 – координаты и мощность 1-го и 2-го излучателей, соответственно.

На рисунке 3.17 изображена геометрическая модель экспериментальной установки, где отображен масштаб сгенерированной сетки разбиения поверхности. Точечные источники поля заданы в центрах кругов,

расположенных на противоположных торцах плиты. Направление первого источника совпадает с осью X , а направление второго источника противоположно ему по знаку.

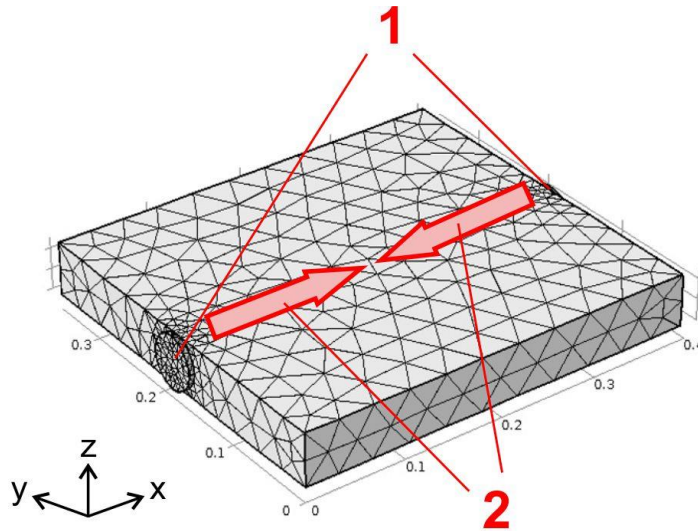


Рисунок 3.17. Геометрическая модель плиты, в которой выполнен расчет акустического поля. 1 – источники звука, 2 – направления распространения акустических волн.

На рисунке 3.15 и 3.16 представлены результаты численного расчета пространственного распределения амплитуды акустического поля в вышеуказанной плите на частоте 1.65 кГц (рис. 3.15,б), а также пространственного распределения акустического поля, сформированного бегущей волной в плите в различные моменты времени во временных рамках полупериода акустических колебаний $T = 0.61$ мс (рис. 3.16,б). Как видно из представленных результатов на рисунках 3.15 и 3.16, наблюдается качественное соответствие экспериментальных результатов с численным расчетом, что наглядно демонстрирует достоверность получаемых с помощью МАВИС результатов. Таким образом, разработанная МАВИС может быть применена для измерения физических полей, параметры которых заранее неизвестны. С помощью результатов, представлены на рисунке 3.16 для момента времени $t = 0.15$ с, когда уровень сигнала соизмерим с уровнем

шумов, определен порог детектирования МАВИС акустического давления, который составляет 0.15 мПа.

Следует отметить, что быстродействие разработанной МАВИС ограничено частотой дискретизации используемого в МАВИС АЦП (12.5 кГц на канал). В таком случае максимальная частота сигнала, который может зарегистрировать МАВИС, не превышает 1.7 кГц (при условии наличия не менее 7 отсчетов на один период колебаний). Очевидно, что повышение быстродействия МАВИС заключается в использовании более скоростного АЦП.

Таким образом, разработанная МАВИС обладает следующими преимуществами. Во-первых, за счет интерферометра МАВИС имеет высокую чувствительность, что позволяет регистрировать слабые сигналы. Во-вторых, поскольку интерферометр, используемый в МАВИС, является адаптивным, это дает возможность регистрировать слабые сигналы в реальных условиях, характеризующихся наличием высоким уровнем промышленных шумов. В-третьих, использование в качестве чувствительных элементов волоконных световодов, обладающих интегральной чувствительностью, а также применение методов томографии позволяет регистрировать и восстанавливать пространственное распределение слабых физических полей. В-четвертых, поскольку МАВИС является многоканальной, имея при этом возможность существенного увеличения числа каналов, исследуемое физическое поле может быть большого размера, при этом может измеряться с высоким разрешением.

Таким образом, разработанная 30-канальная адаптивная волоконно-оптическая измерительная система позволяет эффективно решать задачи, связанные регистрацией и восстановлением пространственного распределения параметров слабых физических полей в режиме реального времени, например, акустико-эмиссионный метод неразрушающего контроля. Это дает возможность в режиме реального времени в условиях

промышленных шумов осуществлять мониторинг состояния конструкционных материалов, выявляя в них возможные скрытые дефекты.

3.3 Выводы по главе

На основе многоканального адаптивного голографического демодулятора разработана и экспериментально исследована 30-канальная адаптивная волоконно-оптическая измерительная система (МABИС) с сенсорной ВО сетью томографического типа. Относительный порог детектирования МABИС составил 14.9 на канал, что эквивалентно абсолютному порогу детектирования 2.2×10^{-8} рад(Вт·Гц)^{1/2}.

Разработанная МABИС апробирована для регистрации и томографической реконструкции слабого акустического поля, сформированного стоячей волной в упругой мембране на частотах 54, 107 и 163 Гц. Выполнена томографическая реконструкция пространственного распределения вышеуказанного акустического поля. Согласие полученных экспериментальных результатов с численным расчетом поперечных колебаний, выполненным для этой мембраны на модах 1:1, 2:2 и 3:3, доказывает достоверность полученных с помощью МABИС результатов. На основе корреляционного подхода выполнен сравнительный анализ экспериментальных и расчетных результатов. Коэффициенты корреляции пространственных распределений амплитуды акустического поля в упругой мембране, полученные экспериментально на частотах 54, 107 и 163 Гц и рассчитанные для мод 1:1, 2:2 и 3:3 поперечных колебаний мембраны, составили 0.87, 0.75 и 0.79, соответственно. Порог детектирования акустического поля составил 0.3 мПа.

Разработанная МABИС применена в задаче детектирования акустического поля, сформированного бегущей волной в полимерной плите. Выполнена регистрация и томографическая реконструкция пространственного распределения амплитуды акустического поля.

Временное разрешение разработанной МАВИС позволяет регистрировать изменения акустического поля в пределах одного периода. Для оценки полученных экспериментальных результатов выполнен численный расчет акустического поля в плите. Достоверность экспериментальных результатов подтверждается их согласием с результатами расчета. Порог детектирования акустического поля, сформированного бегущей волной в плите, составил 0.15 мПа.

Заключение

Основные результаты настоящей диссертационной работы подробно отражены в заключениях к главам, а наиболее существенные из них сводятся к следующему:

1. Разработана физико-математическая модель, которая описывает процесс двухволнового векторного взаимодействия в фоторефрактивных кристаллах кубической симметрии с произвольным значением оптической активности в ортогональной геометрии. Данная модель позволяет учитывать поляризационные состояния взаимодействующих волн, их зависимость от размеров кристалла, ориентацию волновых векторов относительно основных кристаллографических осей, а также наличие и величину гиротропии. Установлено, что наличие гиротропии ФРК приводит к уменьшению эффективности двухволнового векторного взаимодействия и, как следствие, максимальной амплитуды выходного сигнала, но не более, чем в 2 раза. В то же время в гиротропных ФРК (в отличие от негиротропных) выходной сигнал никогда не обращается в ноль независимо от значения угла, задающего плоскость поляризации исходной объектной волны. Установлено, что для любого кристалла при $\rho L = 180^\circ$ (где ρ – величина гиротропии, а L – длина кристалла) реализуется режим поляризационной независимости, при котором величина выходного сигнала остается неизменной при любом исходном поляризационном состоянии объектной волны.
2. Разработан принцип мультиплексирования набора динамических голограмм в одном фоторефрактивном кристалле кубической симметрии в ортогональной геометрии векторного взаимодействия волн. На его основе выполнен теоретический анализ взаимодействия объектных волн в ФРК в ортогональной геометрии, в ходе которого определены условия, исключающие появление перекрестных помех. анализ многоволнового взаимодействия волн ФРК в ортогональной геометрии. Установлено, что

перекрестные помехи между каналами фазовой демодуляции, ассоциируемыми с мультиплексируемыми голограммами, отсутствуют, когда объектные волны распространяются в ФРК под симметричными углами к основной кристаллографической оси [001]. Нарушение симметрии углов приводит к появлению перекрестных помех. Показано, что для ФРК CdTe ($n_0 = 2.85$) уровень перекрестных помех не превышает уровня собственных шумов в канале (-46 дБ), если рассогласование углов ввода объектных волн в ФРК составляет не более 16.5° .

3. Разработан и экспериментально реализован 6-канальный адаптивный фазовый демодулятор на основе принципа мультиплексирования динамических голограмм в ортогональной геометрии векторного взаимодействия волн в фоторефрактивном кристалле кубической симметрии CdTe. Выполнено исследование разработанного демодулятора на наличие перекрестных помех между измерительными каналами. Экспериментально установлено наличие перекрестных помех, максимальный уровень которых составил -25 дБ, при этом средний уровень -29 дБ. Показано, что основной источник перекрестных помех связан с отражением излучения от торцов волоконных световодов обратно в волоконно-оптический разветвитель, где оно повторно перераспределяется по каналам. Выработан метод, основанный на снижении френелевского отражения от торцов световодов, который позволяет снизить перекрестные помехи до уровня собственных шумов в каналах адаптивного фазового демодулятора (-46 дБ). Экспериментально подтверждено, что перекрестные помехи, обусловленные непосредственно взаимодействием объектных волн в ФРК, отсутствуют или не превышают уровня собственных шумов в каналах фазового демодулятора.
4. Выполнена экспериментальная оценка предела мультиплексирования каналов фазовой демодуляции, ассоциированными с динамическими голограммами, записываемыми в кристалле. Показано, что если в качестве объектных пучков используются гауссовы световые пучки с диаметром

поперечного сечения 0.5 мм, и они не перекрываются внутри ФРК, то в ФРК размером 5×5 мм² возможна реализация до 100 независимых измерительных каналов. Показано, что если в качестве объектных пучков используются спекловые пучки диаметром 0.25 мм, то в ФРК с аналогичными размерами возможна реализация до 25 измерительных каналов. В случае допущения снижения чувствительности в каждом канале на 10% за счет перекрытия объектных пучков между собой потенциально обеспечивается формирование не менее 7000 каналов при использовании гауссовых пучков и не менее 1700 каналов при использовании спекловых световых пучков в ФРК с аналогичными размерами.

5. Предложен и исследован метод экспресс-калибровки чувствительности многоканального адаптивного фазового демодулятора одновременно по всем каналам, который позволяет устранять разброс чувствительности по каналам. Метод заключается во внесении одинаковой фазовой модуляции с переменной амплитудой одновременно во все каналы демодулятора, построения переходной характеристики и определении на ее основе калибровочного коэффициента для каждого канала демодулятора. Разработанный метод позволяет в автоматическом режиме в течение 2 секунд проводить калибровку чувствительности адаптивного фазового демодулятора на любой стадии измерения.
6. Разработана и экспериментально реализована 30-канальная адаптивная волоконно-оптическая интерферометрическая система (МАВИС) на основе многоканального адаптивного голографического фазового демодулятора. Сенсорная часть измерительной системы реализована в виде волоконно-оптической сети томографического типа, которая размещается на исследуемом объекте в двух перпендикулярных направлениях по 15 измерительных линий в каждом. Система регистрации оптических сигналов реализована на основе 30-канального адаптивного фазового демодулятора. Выполнена экспериментальная апробация МАВИС в задаче детектирования и томографической реконструкции

слабых акустических полей с временным разрешением $1/50$ периода колебания и с пространственным разрешением 1.3 см^{-1} в диапазонах частот 50-1650 Гц в конструкционных материалах. Порог детектирования акустического давления, исходя из соотношения сигнал/шум, составил 0.15 мПа. Применение разработанной МАВИС позволяет восстановить динамику распределения во времени как амплитуды, так и фазы акустического поля, что является актуальным в задачах дефектоскопии и неразрушающего контроля.

В заключении хочу выразить искреннюю благодарность своему научному руководителю академику, д.ф.-м.н., профессору Юрию Николаевичу Кульчину за помощь при выполнении и написании диссертационной работы, а также ценные советы и рекомендации, которые стали залогом успешной реализации настоящей диссертационной работы.

Я выражаю благодарность своему непосредственному руководителю член-корреспонденту РАН, д.ф.-м.н., профессору Роману Владимировичу Ромашко за его всестороннюю поддержку на всех этапах работы, помощь важными советами в решении различных задач, возникавших в ходе выполнения диссертационной работы.

Слова благодарности хочу выразить также д.ф.-м.н. О.Т. Каменеву, к.т.н. Д.В. Стороженко и к.ф.-м.н. Б.С. Ноткину за полезные советы и помощь при проведении экспериментов и обсуждении результатов.

Приложение 1. Копия Диплома лауреата Конкурса научно-исследовательских работ студентов и аспирантов (СПбПУ, 2012 г.)



Приложение 2. Копия Диплома за II место
в Конкурсе молодежных научных работ (ФИАН, 2013 г.)

Российская академия наук
Физический институт им. П.Н. Лебедева
Отделение квантовой радиофизики
имени Н.Г. Басова

Диплом

Выдан *Михаилу Николаевичу*
БЕЗРУКВ

в связи с присуждением II премии на конкурсе
молодежных научных работ по оптике и лазерной
физике за работу "Многоканальная адаптивная
томографическая интерферометрическая система
для регистрации параметров слабых динамических
полей"



академик О.Н. Крохин

Москва 2013

Список литературы

1. Ristic L. Sensor technology and devices. Chapter one. – Boston: Artech House, 1994. – 520 p.
2. Bentley J.P. Principles of measurement systems. – Essex: Pearson Education Ltd., 2005. – 528 p.
3. Виноградов Ю.Д., Машинистов В.М., Розентул С.А. Электронные измерительные системы для контроля малых перемещений. – М.: Машиностроение, 1976. – 142 с.
4. Van Putten A.F.P. Electronic measurement systems: theory and practice. – New York: Taylor and Francis Group, 1996. – 446 p.
5. Chen C.H. Ultrasonic and advanced methods for nondestructive testing and material characterization. – World Scientific, 2007.
6. Bogue R. Environmental sensing: strategies, technologies and applications // Sensor Review. – 2008. – Vol. 28. – No. 4. – P. 275-282.
7. Неплохов И.Г. Пожарная защита специальных объектов // Грани безопасности. – 2003. – №. 5. – С. 1-16.
8. Nakamura T., Hirosea C., Hirosea R., Hirookaa S., Sasaki H. Observation of electric fields in the shallow sea using the stainless steel electrode antenna system // Physics and Chemistry of the Earth, Parts A/B/C. – 2006. – Vol. 31. – No. 4-9. – P. 352-355.
9. Evtushenko G.S., Trigub M.V., Gubarev F.A., Evtushenko T.G., Torgaev S.N., Shiyanov D.V. Laser monitor for non-destructive testing of materials and processes shielded by intensive background lighting // Review of Scientific Instruments. – 2014. – Vol. 85. – No. 3. – P. 033111.
10. Alexeenko I., Vandenrijt J.F., Pedrini G., Thizy C., Vollheim B., Osten W., Georges M.P. Nondestructive testing by using long-wave infrared interferometric techniques with CO2 lasers and microbolometer arrays // Applied optics. – 2013. – Vol. 52. – No. 1. – P. A56-A67.
11. Akamatsu R., Sugimoto T., Utagawa N., Katakura K. Proposal of non contact inspection method for concrete structures using high-power directional sound source

- and scanning laser doppler vibrometer //Japanese Journal of Applied Physics. – 2013. – Vol. 52. – No. 7S. – P. 07HC12.
12. Grattan L.S., Meggitt B.T. (ed.). Optical fiber sensor technology: advanced applications-Bragg gratings and distributed sensors. – Springer Science & Business Media, 2013.
 13. López-Higuera J.M., Cobo L.R., Incera A.Q., Cobo A. Fiber optic sensors in structural health monitoring // Journal of Lightwave Technology. – 2011. – Vol. 29. – No. 4. – P. 587-608.
 14. Guo H., Xiao G., Mrad N., Yao J. Fiber optic sensors for structural health monitoring of air platforms //Sensors. – 2011. – Vol. 11. – No. 4. – P. 3687-3705.
 15. Measure R. Advances toward fiberoptic based smart structure //Optical Engineering. – 1992. – Vol. 31. – No. 1. – P. 34-47.
 16. Dexiu H., Jianliang Y. Etched fiber optic sensing network in smart composite structure and its signal processing technology //Proc. SPIE. – 2001. – Vol. 4357. – P. 87-91.
 17. Frieden J., Cugnoni J., Botsis J., Gmür T., Čorić D. High-speed internal strain measurements in composite structures under dynamic load using embedded FBG sensors //Composite Structures. – 2010. – Vol. 92. – No. 8. – P. 1905-1912.
 18. Goncalves H.M.R., Duarte A.J., da Silva J.C.G.E. Optical fiber sensor for Hg (II) based on carbon dots //Biosensors and Bioelectronics. – 2010. – Vol. 26. – No. 4. – P. 1302-1306.
 19. Zhu T., Ke T., Rao Y., Chiang K.S. Fabry–Perot optical fiber tip sensor for high temperature measurement //Optics Communications. – 2010. – Vol. 283. – No. 19. – P. 3683-3685.
 20. Chu C.S., Chuang C.Y. Optical fiber sensor for dual sensing of dissolved oxygen and Cu 2+ ions based on PdTFPP/CdSe embedded in sol–gel matrix //Sensors and Actuators B: Chemical. – 2015. – Vol. 209. – P. 94-99.
 21. Wencel D., Abel T., McDonagh C. Optical chemical pH sensors //Analytical chemistry. – 2013. – Vol. 86. – No. 1. – P. 15-29.
 22. Song K.Y., He Z.Y., Hotate K. Distributed strain measurement with millimeter-order spatial resolution based on Brillouin optical correlation domain analysis //Opt. Lett. – 2006. – Vol. 31. – No. 17. – P. 2526-2528.

23. R. Willsch, W. Ecke, G. Schwotzer. Spectrally encoded optical fibre sensor systems and their application in process control, environmental and structural monitoring (Invited paper). *Opt. Fibers: Application.* – 2005. – Vol. 5952. – P. 59520I-1–59520I-14.
24. Glišić B., Inaudi D. *Fibre Optic Methods for Structural Health Monitoring.* New York: Wiley-Interscience, 2007.
25. Wang Y., Gong J., Wang D.Y., Dong B., Bi W., Wang A.A. Quasi-distributed sensing network with time-division-multiplexed fiber Bragg gratings // *IEEE Photonics Technology Letters.* – 2011. – Vol. 23. – No. 2. – P. 70-72.
26. Lopez-Amo M., Lopez-Higuera J.M. *Fiber Bragg gratings sensors: recent advancements, industrial applications and market exploitation, chapter 6, multiplexing techniques for FBG sensors.* Bussum, The Netherlands: Bentham Science Publishers, 2011.
27. Bao X., Chen L. Recent progress in distributed fiber optic sensors // *Sensors.* – 2012. – Vol. 12. – No. 7. – P. 8601-8639.
28. Hotate K. Brillouin scattering accompanied by acoustic grating in an optical fiber and applications in fiber distributed sensing. *Proc. SPIE.* – 2011. – Vol. 7753. – P. 7-10.
29. Barazanchy D., Martinez M., Rocha B., Yanishevsky M. A hybrid structural health monitoring system for the detection and localization of damage in composite structures. *J. Sens.* – 2014. – Vol. 2014. – P. 1-10.
30. Hotate K. Correlation-based continuous-wave technique for optical fiber distributed strain measurement using Brillouin scattering. *17th Int. Conf. Opt. Fibre Sens. (OFS), Bruges, Belgium.* – 2005. – P. 62-67.
31. Гиневский С.П., Котов О.И., Николаев В.М., Петрунькин В.Ю. Применение методов реконструктивной вычислительной томографии в волоконно-оптических датчиках // *Квантовая электроника.* – 1995. – Т. 22. – №. 10. – С. 1013-1018.
32. Kulchin Yu.N., Vitrik O.B., Romashko R.V., Petrov Yu.S., Kirichenko O.V., Kamenev O.T. Tomography methods for vector field study by using space-distributed fiber optic sensors with integral sensitivity // *Fiber and Integrated Optics.* – 1998. – Vol. 17. – No. 1. – P. 75-84.

33. Kulchin Y.N., Kolchinskiy V.A., Kamenev O.T., Petrov Y.S. Fibre optical measuring network based on quasi-distributed amplitude sensors for detecting deformation loads //Quantum Electronics. – 2013. – Vol. 43. – No. 2. – P. 103.
34. Wagner J.W., Spicer J.B. Theoretical noise-limited sensitivity of classical interferometry //JOSA B. – 1987. – Vol. 4. – No. 8. – P. 1316-1326.
35. Udd E., Spillman Jr W.B. (ed.). Fiber optic sensors: an introduction for engineers and scientists. – John Wiley & Sons, 2011.
36. Бусурин В.И., Носов Ю.Р. Волоконно-оптические датчики. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 255 с.
37. Sun C. Multiplexing of fiber-optic acoustic sensors in a Michelson interferometer configuration //Optics letters. – 2003. – Vol. 28. – No. 12. – P. 1001-1003.
38. Tian Z., Yam S.S.H., Loock H.P. Refractive index sensor based on an abrupt taper Michelson interferometer in a single-mode fiber //Optics letters. – 2008. – Vol. 33. – No. 10. – P. 1105-1107.
39. Rao Y.J. Recent progress in fiber-optic extrinsic Fabry–Perot interferometric sensors //Optical Fiber Technology. – 2006. – Vol. 12. – No. 3. – P. 227-237.
40. Zhang Y., Shibru H., Cooper K.L., Wang A. Miniature fiber-optic multicavity Fabry–Perot interferometric biosensor //Optics letters. – 2005. – Vol. 30. – No. 9. – P. 1021-1023.
41. Быковский Ю.А., Кульчин Ю.Н., Обух В.Ф., Смирнов В.Л. Коррелированная перестройка картины спеклов в интерферометре на многомодовом волоконном световоде //Квантовая электроника. – 1990. – Т. 17. – №. 8. – С. 1080-1083.
42. Herbst T.M., Beckwith S.V.W. Active stabilization system for Fabry-Perot interferometers // Appl. Opt. – 1989. – Vol. 28. – P. 5275-5277.
43. Freschi A.A., Frejlich J. Adjustable phase control in stabilized interferometry // Opt. Lett. – 1995. – Vol. 20. – P. 635-637.
44. White R.G., Emmony D.C. Active feedback stabilisation of a Michelson interferometer using a flexure element //J. Phys. E: Sci. Instrum. – 1985. – Vol. 18. – P. 658-663.
45. Shi C.-H., Chen J.-P., Wu G.-L., Li X.-W., Zhou J.-H., Ou F. Stable dynamic detection scheme for magnetostrictive fiber-optic interferometric sensors //Optics Express. – 2006. – Vol. 14. – No. 12. – P. 5098-5102.

46. Yoshino T., Nara M., Mnatzakanian S., Lee B.S., Strand T.C. Laser diode feedback interferometer for stabilization and displacement measurements //Appl. Opt. – 1987. – Vol. 26. – No. 5. – P. 892-897.
47. Josten G., Lüthy W., Weber H.P. Active phase stabilization in a two-fiber interferometer //Appl. Phys. B. – 1990. – Vol. 51. – No. 6. – P. 418-420.
48. Olsson A., Tang C.L., Green E.L. Active stabilization of a Michelson interferometer by an electrooptically tuned laser //Appl. Opt. – 1980. – Vol. 19. – P. 1897-1899.
49. Herz M. Active laser frequency stabilization and resolution enhancement of interferometers for the measurement of gravitational waves in space //Opt. Eng. – 2005. – Vol. 44. – P. 090505.
50. Karhade O., Degertekin L., Kurfess T. Active control of grating interferometers for extended-range low-noise operation //Opt. Lett. – 2009. – Vol. 34. – No. 19. – P. 3044-3046.
51. Krishnamachari V.V., Andresen E.R., Keiding S.R., Potma E.O. An active interferometer-stabilization scheme with linear phase control //Optics Express. – 2006. – Vol. 14. – No. 12. – P. 5210-5215.
52. Schmidt M., Werther B., Fürstenau N., Matthias M., Melz T. Fiber-optic extrinsic Fabry-Perot interferometer strain sensor with < 50 pm displacement resolution using three-wavelength digital phase demodulation //Optics Express. – 2001. – Vol. 8. – No. 8. – P. 475-480.
53. Posada J.E., Garcia-Souto J.A., Rubio-Serrano J. Multichannel optical-fibre heterodyne interferometer for ultrasound detection of partial discharges in power transformers //Measurement Science and Technology. – 2013. – Vol. 24. – No. 9. – P. 094015.
54. Hall T.J., Ner M.S., Fiddy M.A. Detector for an optical-fiber acoustic sensor using dynamic holographic interferometry //Optics letters. – 1980. – Vol. 5. – No. 11. – P. 485-487.
55. Stepanov S.I. Adaptive interferometry: a new area of applications of photorefractive crystals //International trends in optics. – 1991. – P. 125-140.
56. Kamshilin A.A., Romashko R.V., Kulchin Y.N. Adaptive interferometry with photorefractive crystals //Journal of Applied Physics. – 2009. – Vol. 105. – No. 3. – P. 031101-1.

57. Dewhurst R.J., Shan Q. Optical remote measurement of ultrasound //Measurement Science and Technology. – 1999. – Vol. 10. – No. 11. – P. R139.
58. Solymar L., Webb D.J., Grunnet-Jepsen A. The physics and applications of photorefractive materials. – Clarendon Press. – 1996. – Vol. 11.
59. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. – Наука. С.-Петербург. отд-ние, 1992.
60. Кульчин Ю.Н., Витрик О.Б., Камшилин А.А., Ромашко Р.В. Адаптивные методы обработки спекл-модулированных оптических полей //М.: Физматлит. – 2009.
61. Fomitchov P., Murray T.W., Krishnaswamy S. Intrinsic fiber-optic ultrasonic sensor array using multiplexed two-wave mixing interferometry //Applied optics. – 2002. – Vol. 41. – No. 7. – P. 1262-1266.
62. Qiao Y., Zhou Y., Krishnaswamy S. Adaptive demodulation of dynamic signals from fiber Bragg gratings using two-wave mixing technology //Applied optics. – 2006. – Vol. 45. – No. 21. – P. 5132-5142.
63. Кульчин Ю.Н., Ромашко Р.В., Пискунов Е.Н., Камшилин А.А. Многоканальный корреляционный фильтр на основе фоторефрактивного кристалла для обработки изменяющихся спекловых полей //Письма в ЖТФ. – 2000. – Т. 26. – №. 12.
64. Blum T.E., Van Wijk K., Pouet B., Wartelle A. Multicomponent wavefield characterization with a novel scanning laser interferometer //Review of Scientific Instruments. – 2010. – Vol. 81. – No. 7. – P. 073101.
65. Pouet B., Wartelle A., Breugnot S. Multi-detector receiver for laser ultrasonic measurement on the run //Nondestructive Testing and Evaluation. – 2011. – Т. 26. – №. 3-4. – С. 253-266.
66. Astratov V.N., Furman A.S., Ilinskii A.V., Repin S.M. Dynamics of Electric Field Screening in Semi-Insulating ZnSe //Physica status solidi (b). – 1991. – Vol. 163. – No. 1. – P. 135-138.
67. Delaye P., Blouin A., Drolet D., De Montmorillon L.A., Roosen G., Monchalain J.P. Detection of ultrasonic motion of a scattering surface by photorefractive InP: Fe under an applied dc field //JOSA B. – 1997. – Т. 14. – №. 7. – С. 1723-1734.

68. Di Girolamo S., Romashko R.V., Kulchin Y.N., Kamshilin A.A. Orthogonal geometry of wave interaction in a photorefractive crystal for linear phase demodulation //Optics Communications. – 2010. – Vol. 283. – No. 1. – P. 128-131.
69. Romashko R.V., Di Girolamo S., Kulchin Y.N., Kamshilin A.A. Photorefractive vectorial wave mixing in different geometries //JOSA B. – 2010. – Vol. 27. – No. 2. – P. 311-317.
70. Безрук М.Н., Ромашко Р.В. Шестиканальный высокочувствительный адаптивный интерферометр на основе фоторефрактивного кристалла //Приложение к журналу «Физическое образование в вузах». – 2010. – Т. 16. – №. 1. – С. П37.
71. Ромашко Р.В., Безрук М.Н., Камшилин А.А., Ю.Н. Кульчин. Шестиканальный адаптивный волоконно-оптический интерферометр //Квантовая электроника. – 2012. – Т. 42. – №. 6. – С. 551-556.
72. Ромашко Р.В., Безрук М.Н., Кульчин Ю.Н. Реконструкция параметров слабых вибрационных полей с помощью многоканального адаптивного волоконно-оптического интерферометра //Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. – 2012. – Т. 2. – №. 26. – С. 67-70.
73. Ромашко Р.В., Безрук М.Н., Ермолаев С.А., Кришнасами С. Детектирование ультразвуковых упругих волн в твердых телах с помощью многоканальной адаптивной волоконно-оптической измерительной системы //Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. – 2014. – Т. 1. – №. 31. – С. 115-117.
74. Ромашко Р.В., Безрук М.Н., Ермолаев С.А., Завестовская И.Н. Определение чувствительности адаптивного волоконно-оптического интерферометра //Краткие сообщения по физике Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук. – 2014. – Т. 41. – №. 12. - С. 8-12.
75. Ромашко Р.В., Безрук М.Н., Ермолаев С.А., Завестовская И.Н., Кульчин Ю.Н. Лазерный адаптивный волоконно-оптический гидрофон //Краткие сообщения по физике Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук. – 2015. – Т. 42. – №. 7. – С. 14-21.

76. Ромашко Р.В., Кульчин Ю.Н., Безрук М.Н., Ермолаев С.А. Адаптивная волоконно-оптическая система для детектирования акустических волн //Известия ВУЗов. Физика. – 2015. – Т.58. – №11. – С.80-82.
77. Ромашко Р.В., Кульчин Ю.Н., Безрук М.Н., Ермолаев С.А. Лазерный адаптивный голографический гидрофон //Квантовая электроника. – 2016. – Т. 46. – №. 3. – С. 277-280.
78. Bashkov O.V., Romashko R.V., Zaykov V.I., Protsenko A.E., Bezruk M.N., Htoo H. Detection of acoustic emission signals in the polymer composite material by adaptive fiber-optic sensors //Proc. SPIE. – 2017. – V. 10176. – P. 1017613.
79. Romashko R.V., Bezruk M.N., Ermolaev S.A., Storozhenko D.A., Kulchin Y.N. Detecting weak acoustic fields by multichannel fiber-optical sensory system //Proc. SPIE. – 2017. – V. 10176. – P. 1017612.
80. Bezruk M.N., Ermolaev S.A., Kulchin Y.N., Romashko R.V. Fiber-optic hydrophone based on adaptive holographic interferometer //Proc. SPIE. – 2017. – V. 10176. – P. 1017614.
81. Bashkov O.V., Romashko R.V., Khon H., Bezruk M.N., Zaikov V.I., Bashkov I.O. Detection of acoustic emission waves in composite plates by fiber optic sensors //AIP Conference Proceedings. – AIP Publishing. – 2017. – V. 1909. – No. 1. – P. 020013.
82. Ромашко Р.В., Безрук М.Н., Ермолаев С.А., Завестовская И.Н., Кульчин Ю.Н. Мобильный адаптивный голографический лазерный гидрофон //Краткие сообщения по физике Физического института им. П.Н. Лебедева Российской Академии Наук. – 2017. – Т. 44. – №. 7.
83. Башков О.В., Ромашко Р.В., Зайков В.И., Панин С.В., Безрук М.Н., Кхун Х.Х.А., Башков И.О. Детектирование сигналов акустической эмиссии волоконно-оптическими интерференционными преобразователями //Дефектоскопия. – 2017. – №. 6. – С. 18-25.
84. Bezruk, M.N., Kulchin Y.N., Romashko R.V. Orthogonal vectorial two-wave mixing in optically active photorefractive crystal //Proc. SPIE. – 2019. – V. 11024. – P. 110240W.
85. Безрук М.Н., Ромашко Р.В. Шестиканальный высокочувствительный адаптивный интерферометр для нанометрологии //Тезисы докладов

- Всероссийской конференции студентов, аспирантов и молодых ученых по физике 2010. – 2010. – С. 115-116.
86. Romashko R.V., Bezruk M.N., Kulchin Y.N. Six-channel adaptive fiber-optic system based on orthogonal holograms multiplexed in a photorefractive crystal //Pacific Science Review. – 2010. – Vol. 12. – No. 1. – P. 12-15.
 87. Romashko R.V., Bezruk M.N., Kulchin Y.N. Tomographic Reconstruction of Surface Weak Vibration 2D-Map by Using an Adaptive Interferometer //Book of abstracts OPTICS DAYS 2011. – 2011. – P. 71.
 88. Ромашко Р.В., Безрук М.Н. Шестиканальный высокочувствительный интерферометр для нанометрологии //Сборник трудов Научной сессии МИФИ-2011, Москва. – 2011. – С. 34-35.
 89. Romashko R., Bezruk M., Kulchin Y., Kamshilin A. Multi-channel adaptive interferometer based on orthogonal wave mixing in photorefractive crystal //Abstr. of European Conference on Lasers and Electrooptics CLEO/Europe-EQEC-2011, Munich, Germany. – 2011. – P.CH.P.20WED.
 90. Romashko R.V., Kulchin Y.N., Bezruk M.N. Adaptive distributed interferometric system for tomographic reconstruction of surface vibration //Abstr. Of Asia-Pacific Conference on Fundamental Problems of Opto- and Microelectronics APCOM-2011, 4-8 July 2011, Moscow, Samara, Russia. – 2011. – P.79_SAMP32.
 91. Romashko R.V., Bezruk M.N., Kulchin Y.N. Six-channel adaptive fiber-optic interferometry system for nano-metrology //10th International Symposium on Measurement Technology and Intelligent Instruments ISMTII-2011, 29 June - 2 July 2011, Daejeon, Korea. – 2011. – P. A3-2.
 92. Romashko R.V., Bezruk M.N., Kamshilin A.A., Kulchin Yu.N. Multi-channel adaptive fiber-optic interferometry system for nano-metrology //Pacific Science Review. – 2012. – Vol. 14. – No. 1. – P. 25-30.
 93. Ромашко Р.В., Безрук М.Н., Кульчин Ю.Н. Адаптивная томографическая интерферометрическая система для реконструкции параметров слабых вибрационных полей //Сборник научных трудов Всероссийской конференции по фотонике и информационной оптике, – Москва: МИФИ. – 2012. – С. 124-125.

94. Romashko R.V., Bezruk M.N., Kulchin Yu.N., Kamshilin A.A. Tomography reconstruction of surface micro-vibration by adaptive multichannel fiber-optic interferometer //Proceeding of the Asia-Pacific Conferences on Fundamental Problems of Opto- and Microelectronics APCOM-2012, 21-25 August 2012, Dalian University of Technology, China. – 2012. – P. 78-81.
95. Romashko R.V., Bezruk M.N., Kulchin Yu.N., Kasmhilin A.A. Adaptive fiber-optic distributed interferometric sensor system for surface vibration measurement //Proceedings of 8th International Conference on Optics-photonics Design and Fabrication ODF'12, 2-5 July 2012, St.-Petersburg, Russia. – 2012. – P. 193-194.
96. Ромашко Р.В., Кульчин Ю.Н., Камшилин А.А., Безрук М.Н. Адаптивные волоконно-оптические интерферометры на основе динамических голограмм //Материалы 5-го Российского семинара по волоконным лазерам «Fiber Lasers-2012», 27-30 марта, Новосибирск, Россия. – 2012. – С. 74-75.
97. Romashko R.V., Bezruk M.N., Kamshilin A.A., Kulchin Y.N. Adaptive distributed tomographic fiber-optical measurement system for non-destructive testing //Pacific Science Review A: Natural Science and Engineering. – 2013. – Vol. 15. – No. 1. – P. 104-107.
98. Efimov T.A., Kulchin Y.N., Bezruk M.N., Odoulov S.G., Shcherbin K.V., Yatsenko L.P., Romashko R.V. Deterministic change mass of attached to micromechanical device //Pacific Science Review A: Natural Science and Engineering. – 2013. – Vol. 15. – No. 1. – P. 124-127.
99. Безрук М.Н., Кульчин Ю.Н., Ромашко Р.В. Адаптивная многоканальная волоконно-оптическая система для томографической реконструкции слабых вибрационных полей //Тезисы 2-ой Школы-семинара молодых ученых «Фотоника нано- и микроструктур ФНМС-2013», 10-14 февраля 2013 г., Владивосток, CD-ROM. – 2013. – С. С08.
100. Ромашко Р.В., Безрук М.Н., Кульчин Ю.Н. Детектирование и реконструкция пространственного распределения слабых поперечных колебаний поверхности с помощью многоканального адаптивного волоконно-оптического интерферометра // Вестник ДВО РАН. – 2014. – Т. 6. – №. 178. – С.140-143.
101. Romashko R.V., Bezruk M.N., Ermolaev S.A. Detecting ultrasound waves in solids by adaptive fiber-optic interferometer //Abstract book of the 14th Asia-Pacific

- Conference on Fundamental Problems of Opto- and Microelectronics APCOM-2014, August 24-27 2014, Kokushikan University, Tokyo, Japan. – 2014. – P. 27.
102. Ромашко Р.В., Безрук М.Н., Ермолаев С.А. Волоконно-оптический сенсор для детектирования ультразвуковых волн в твердых телах на основе адаптивного интерферометра //Материалы 3-й международной Школы-семинара молодых ученых «Фотоника нано- и микроструктур» (ФНМС-2015). – 2015. – С. 41.
103. Ромашко Р.В., Безрук М.Н., Ермолаев С.А. Гидрофон на основе адаптивного волоконно-оптического интерферометра //Сборник научных трудов IV Международной конференции по фотонике и информационной оптике НИЯУ МИФИ. – 2015. – С. 316-317.
104. Bezruk M.N., Romashko R.V., Ermolaev S.A., Storozhenko D.V, Kulchin Y.N. Adaptive Distributed Fiber-optical Sensory Network for Detecting Weak Acoustic Fields //Novel Optical Materials and Applications. – Optical Society of America, – 2016. – P. JTu4A. 23.
105. Кульчин Ю.Н., Ромашко Р.В., Безрук М.Н. Многоканальное поляризационно-независимое адаптивное устройство регистрации слабых динамических воздействий. Патент на полезную модель № 126483 от 29.10.2012.
106. Кульчин Ю.Н., Ромашко Р.В., Безрук М.Н. Адаптивный волоконно-оптический микрофон. Патент на полезную модель № 135211 от 27.11.2013.
107. Sturman B.I., Podivilov E.V., Ringhofer K.H., Shamonina E., Kamenov V.P., Nippolainen E., Kamshilin A.A. Theory of photorefractive vectorial wave coupling in cubic crystals //Physical Review E. – 1999. – Vol. 60. – No. 3. – P. 3332.
108. Kamshilin A.A., Raita E., Khomenko A.V. Intensity redistribution in a thin photorefractive crystal caused by strong fanning effect and internal reflections //JOSA B. – 1996. – Vol. 13. – No. 11. – P. 2536-2543.
109. Di Girolamo S., Kamshilin A.A., Romashko R.V., Kulchin Y.N., & Launay J.C. Fast adaptive interferometer on dynamic reflection hologram in CdTe: V //Optics express. – 2007. – Vol. 15. – No. 2. – P. 545-555.
110. Ромашко Р.В. Физические основы построения сверхвысокочувствительных адаптивных измерительных систем на основе динамических голограмм //Докт. дисс. - Владивосток: ИАПУ, 2010. - 309 с.

111. Плесовских А.М., Шандаров С.М., Мартьянов А.Г., Мандель А.Е., Буримов Н.И., Шаганова Е.А., Егорышева А.В. Векторное двухволновое взаимодействие на отражательных голографических решетках в кубических гиротропных фоторефрактивных кристаллах //Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35. – №. 2. – С.163-168.
112. Мартьянов А.Г., Шандаров С.М., Литвинов Р.В. Взаимодействие световых волн на отражательной голографической решетке в кубических фоторефрактивных кристаллах //Физика твердого тела. – 2002. – Т. 44. – №. 6. – С. 1006-1010.
113. Romashko R. V., Kulchin Y. N., Kamshilin A. A. Polarization-Insensitive Adaptive interferometer based on orthogonal three-wave mixing in photorefractive crystal //Pacific Science Review. – 2011. – Vol. 13. – No. 3. – P. 252-254.
114. Kamshilin A.A., Grachev A.I. Adaptive interferometer based on wave mixing in a photorefractive crystal under alternating electric field //Applied physics letters. – 2002. – Vol. 81. – No. 16. – P. 2923-2925.
115. Di Girolamo S., Romashko R.V., Kulchin Y.N., Launay J.C., Kamshilin A.A. Fiber sensors multiplexing using vectorial wave mixing in a photorefractive crystal //Optics Express. – 2008. – Vol. 16. – No. 22. – P. 18040-18049.
116. Кульчин Ю.Н. Распределенные волоконно-оптические измерительные системы. – М.: Физматлит, 2001.
117. Shandarov S.M., Kolegov A.A., Burimov N.I., Bykov V.I., Petrov V.M., Kargin Y.F. Two-wave mixing on reflection dynamic gratings in sillenite crystals under phase modulation of signal beam //Physics of Wave Phenomena. – 2009. – Vol. 17. – No. 1. – P. 39-44.
118. Okosi T., Okamoto K., Otsu M., Nisihara H., Kuma K., Hatate, K. Fiber-optic sensors //Energoatomizdat, Leningrad. – 1990. – Vol. 252.
119. Lagakos N. Lagakos N., Ehrenfeuchter P., Hickman T.R., Tveten A., Bucaro J.A. Planar flexible fiber-optic interferometric acoustic sensor //Optics letters. – 1988. – Vol. 13. – No. 9. – P. 788-790.
120. Наттерер Ф. Математические аспекты компьютерной томографии. – 1990.
121. Кульчин Ю.Н., Витрик О.Б., Кириченко О.В., Петров Ю.С. Многомерная обработка сигналов с использованием волоконно-оптической распределенной

измерительной сети //Квантовая электроника. – 1993. – Т. 20. – №. 5. – С. 513-516.

122. Ценсор Я. //Труды ИИЭР. – 1983. – Т. 71. – №. 3. – С. 148.

123. Исакович М. Общая акустика. – 1973.

124. Самарский А.А., Тихонов А.Н. Уравнения математической физики: Учебное пособие. -6-е изд., испр. и доп //М.: Изд-во МГУ. – 1999. – С. 166.