

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Скрябин Николай Николаевич

**Элементы линейно-оптических квантовых вычислений
на основе интегрально-оптических чипов**

1.3.19. Лазерная физика

ДИССЕРТАЦИЯ

На соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук, доцент
Кулик Сергей Павлович

Москва – 2026

Оглавление

Введение	6
Глава 1. Обзор литературы	15
1.1 Квантовые вычисления	15
1.1.1 Кубит	15
1.1.2 Однокубитные операции	17
1.1.3 Многокубитные операции	17
1.1.4 Запутанные состояния	19
1.1.5 Проекционные измерения	19
1.1.6 Матрица плотности.....	20
1.1.7 Хи-матрица квантового процесса	21
1.1.8 Квантовые вычислительные схемы	22
1.2 Линейно-оптические квантовые вычисления	23
1.2.1 Математические основы квантовой линейной оптики.....	24
1.2.2 Преобразования и базовые элементы	25
1.2.3 Квантовая интерференция	27
1.2.4 Кодировка кубита и однокубитные гейты	27
1.2.5 Приготовление и проекционное измерение состояний	31
1.2.6 Двухкубитный гейт CNOT и постселекция.....	32
1.2.7 Генерация запутанных состояний с оповещением	35
1.2.8 Программируемые многоканальные интерферометры	36
1.2.9 Модели линейно-оптических квантовых вычислений	37
1.3 Интегрально-оптические элементы.....	39
1.3.1 Волновод	40
1.3.2 Направленный ответвитель.....	42
1.3.3 Интерферометр Маха-Цандера	44
1.3.4 Термооптический фазовращатель.....	45
1.3.5 Решетка связанных волноводов	47
1.4 Фемтосекундная лазерная запись волноводов и интегрально-оптических элементов в прозрачных диэлектриках	47

1.4.1 Режимы фемтосекундной лазерной записи в кварцевом стекле по характеру модификации материала.....	49
1.4.2 Запись интегрально-оптических элементов в стеклах для фотонных квантовых вычислений	50
1.4.3 Запись волноводов и интегрально-оптических элементов в кристаллах	52
Выводы по главе 1	53
Глава 2. Техника и методы исследования.....	54
2.1 Установка и процесс фемтосекундной лазерной записи.....	54
2.2 Образцы и материалы.....	56
2.3 Моделирование и расчёт моды волноводов.....	56
2.4 Методы характеристики волноводов и интегрально-оптических структур	57
2.4.1 Микроскопия волноводов и интегрально-оптических структур	57
2.4.2 Измерение профиля моды волновода и расчёт перекрытия мод	58
2.4.3 Измерение потерь волноводов.....	59
2.4.4 Измерение коэффициентов деления направленных ответвителей	61
2.4.5 Измерение матрицы преобразования многоканальных интерферометров.....	62
2.5 Изготовление и сборка программируемых интерферометров.....	63
2.5.1 Изготовление термооптических фазовращателей.....	64
2.5.2 Платформа, термоконтроллер и источник тока	66
2.5.4 Калибровка фазовращателей.....	68
2.6 Регистрация одиночных фотонов	72
2.7 Томография квантового состояния.....	73
2.8 Томография квантового процесса	74
2.9 Оптимизационные алгоритмы	75
Выводы по главе 2.....	75
Глава 3. Двухкубитный линейно-оптический квантовый процессор.....	77
3.1 Двухфотонный источник на основе спонтанного параметрического рассеяния	77

3.2 Изготовление интегрально-оптического чипа двухкубитного процессора	79
3.2.1 Режим фемтосекундной лазерной записи волноводов на основе модификации типа 2 в кварцевом стекле	79
3.2.2 Параметры волноводов	80
3.2.3 Описание квантовой схемы двухкубитного процессора	82
3.2.4 Волноводная схема и изготовление интегрально-оптического чипа двухкубитного процессора	82
3.3 Характеризация двухкубитного процессора	85
3.3.3 Схема эксперимента	85
3.3.4 Классическая характеризация	86
3.3.5 Калибровка термооптических фазовращателей	86
3.3.5 Качество однокубитных гейтов	89
3.3.6 Качество двухкубитного гейта	90
Выводы по главе 3	92
Глава 4. Генерация и характеризация двухкубитных запутанных состояний с оповещением	94
4.1 Многофотонный источник на основе квантовой точки	94
4.2 Многопроходные волноводы с низкими потерями на основе 1-го режима модификации в кварцевом стекле	98
4.2.1 Исследование режимов записи в кварцевом стекле	100
4.2.2 Моделирование эффективности заведения излучения из волокна в прямоугольные волноводы	101
4.2.3 Многопроходные волноводы квадратного сечения с низкими потерями на основе 1-го режима модификации в кварцевом стекле	104
4.2.4 Параллельный принцип записи структур на основе многопроходных волноводов	110
4.3 Генерация двухкубитных запутанных состояний с оповещением	111
4.3.1 Линейно-оптическая схема	111
4.3.2 Изготовление интегрально-оптического чипа	113
4.3.3 Схема эксперимента	117

4.3.4 Эксперимент по генерации двухкубитных состояний с различной степенью запутанности	120
4.3.5 Результаты и анализ	122
4.3.6 Сравнение с другими экспериментами по генерации ресурсных состояний	126
Выводы по главе 4.....	127
Глава 5. Особенности режима записи волноводов в кристалле Tm:YAG и создание интегрально-оптических элементов для задач квантовых запоминающих устройств.....	128
5.1 Волноводы с депрессированной оболочкой в кристалле Tm:YAG	128
5.2 Интегрально-оптические 2×2 , 1×2 и 3×3 направленные ответвители в кристалле Tm:YAG.....	132
Выводы по главе 5.....	135
Глава 6. Моделирование архитектуры интерферометра на основе решеток волноводов.....	137
6.1 Архитектура интерферометра на основе решеток.....	137
6.2 Тестирование архитектуры методом численной оптимизации	139
6.3 Анализ результатов для экспериментальной реализации	143
Выводы по главе 6.....	147
Заключение	148
Список сокращений и условных обозначений	150
Статьи по теме диссертации, опубликованные в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных для защиты в диссертационном совете МГУ по специальности и отрасли наук.....	151
Список цитируемой литературы	152
Приложение А	165
Приложение Б.....	167

Введение

За последние 10 лет квантовые вычисления пережили бурное развитие, во время которого на базе научных лабораторий и университетов, а также в отделах исследований технологических гигантов образовались подразделения или стартапы, нацеленные на коммерциализацию квантовых вычислений, и насчитывающие к настоящему моменту больше сотни по всему миру. Поскольку до сих пор нет лидирующей платформы, их развитие носит «гоночный» характер, а среди конкурирующих можно выделить сверхпроводящие цепи, ионы и атомы в ловушках, а также фотоны. При этом уже продемонстрировано квантовое превосходство на среднемасштабных вычислителях, содержащих от 50 до 1000 кубитов, хотя и характеризуемых высоким уровнем шума и ошибок. Несмотря на свои ограничения, такие вычислители считаются важным шагом на пути к созданию полноценных отказоустойчивых квантовых компьютеров.

Актуальность темы исследования обусловлена фундаментальным и прикладным интересом научного сообщества в области разработки элементов квантовых вычислений. Такие элементы позволяют исследователям получать практический опыт работы с реальными квантовыми аппаратными средствами и разрабатывать новые алгоритмы, которые смогут раскрыть весь потенциал квантовых вычислений в будущем. Дальнейшие шаги для разработки полноценных отказоустойчивых квантовых компьютеров связаны с доведением технологических процессов производства до чрезвычайно высокого уровня.

Фотонная платформа квантовых вычислений – одна из тех, которые достигли порога квантового превосходства. Эта платформа обладает рядом уникальных преимуществ, таких как малая декогеренция, работа при комнатных температурах, доступность нескольких степеней свободы для кодирования квантовых состояний, совместимость с волоконно-оптическими линиями связи. Кроме того, есть уже наработанный и наиболее перспективный подход линейно-оптических квантовых вычислений, который позволяет генерировать запутанные состояния из отдельных одиночных фотонов используя

интерферометр, состоящий только из линейно-оптических элементов. А для масштабирования и повышения стабильности таких вычислителей уместно упомянуть такую быстро развивающуюся область, как интегральная квантовая фотоника, преимущественно основанная на современных линиях производства комплементарных структур металл-оксид-полупроводник (КМОП), которая может позволить разместить все элементы фотонных квантовых вычислений на единый твердотельный интегрально-оптический чип.

Однако для тех же научных целей наиболее привлекательны более дешевые и простые технологии для быстрого прототипирования и проверки новых идей и концепций. Наиболее подходящим для этих целей в части изготовления интерферометров является технология фемтосекундной лазерной записи, которая стояла у истоков квантовых вычислительных экспериментов с интерферометрами на чипе. Это технология локального изменения показателя преломления прозрачного диэлектрического материала под действием сильно сфокусированных ультракоротких лазерных импульсов. Метод позволяет быстро и в одну стадию изготавливать волноводы внутри широкого круга материалов, таких как оптические стекла, кристаллы, керамика, алмазы и полимеры. Многофотонные события в сильной степени зависят от оптических потерь в чипе, что делает этот параметр определяющим фактором для масштабирования более сложных экспериментов с большим числом фотонов. С этой точки зрения оптимизация режима записи с целью снижения потерь становится актуальной задачей.

Квантовые запоминающие устройства являются важным компонентом для квантовых вычислений и коммуникаций; особое внимание привлекают системы, обладающие потенциалом для создания твердотельных квантовых запоминающих устройств. На сегодняшний день единственными твердотельными системами с большими временами когерентности, необходимыми для реализации фотонных квантовых повторителей, являются кристаллы, легированные редкоземельными ионами. Поскольку ячейка квантовой памяти на основе фотонного эха является важнейшим компонентом

квантового ретранслятора, необходимо разработать процедуру изготовления кристаллических волноводов с редкоземельными ионами и включить легированный редкоземельными элементами кристалл в интегрированную квантовую коммуникационную платформу.

В последние годы наблюдается большой интерес к перестраиваемым линейно-оптическим универсальным многоканальным интерферометрам. Такой интерферометр является необходимым инструментом для систем квантовой обработки информации: для квантовых симуляторов, реализующих бозонный сэмплинг с дискретными фотонами или с непрерывными переменными состояниями света, и для более требовательных квантовых компьютеров, в которых многоканальные преобразования используются для приготовления квантовых состояний и для реализации операций квантовой логики. Таким образом, разработка архитектуры универсальных многоканальных интерферометров также является важной задачей.

Степень разработанности темы диссертации является крайне высокой, поскольку квантовые вычисления на фотонах являются одной из лидирующих платформ. Первые эксперименты по квантовым вычислениям с использованием интегральных интерферометров были продемонстрированы в 2008-2009 гг. группой проф. О'Брайена из Бристольского университета [1–3], за которыми последовали работы группы проф. Сциаррино из Римского университета [4,5]. Примечательно, что 3 из 5 интегральных чипов были изготовлены по технологии фемтосекундной лазерной записи группами проф. Уитфорда из университета Маккуории [3] и проф. Озелламе из Миланского технического университета [4,5]. Именно эти группы стали лидирующими в области разработок интегрально-оптических чипов для квантовых вычислений. Более подробный литературный обзор с анализом приведён в первой главе диссертации.

Цель диссертационной работы заключается в разработке и характеристике элементов линейно-оптических квантовых вычислений на основе интегрально-оптических чипов, созданных с помощью технологии фемтосекундной лазерной записи.

Для достижения данной цели были поставлены и решены следующие **задачи**:

1. Разработка и характеристика двухкубитного линейно-оптического квантового процессора на основе интегрально-оптического чипа, созданного с помощью технологии фемтосекундной лазерной записи волноводов в кварцевом стекле.
2. Разработка режима фемтосекундной лазерной записи волноводов в кварцевом стекле с низкими потерями на распространение и на согласование с оптическим волокном.
3. Разработка и характеристика интегрально-оптического чипа для генерации двухкубитных состояний с оповещением, и генерация состояний с различной степенью запутанности в нём.
4. Разработка технологии фемтосекундной лазерной записи волноводов и направленных ответвителей в кристалле иттрий-алюминиевого граната (ИАГ).
5. Исследование архитектуры многоканального интерферометра на основе решеток связанных волноводов.

Объектом исследования являются экспериментальные элементы линейно-оптических квантовых вычислений на основе интегрально-оптических чипов, созданных с помощью технологии фемтосекундной лазерной записи.

Предметом исследования являются методы разработки и улучшения различных частей элементов, таких как источники одиночных фотонов и интегрально-оптические чипы, а также качественные характеристики элементов, такие как точности квантовых гейтов и приготовления состояний.

Научная новизна заключается в следующем:

1. Впервые с помощью технологии фемтосекундной лазерной записи волноводов в кварцевом стекле изготовлен программируемый двухкубитный линейно-оптический квантовый процессор и охарактеризованы его гейты.

2. Впервые детально исследован и апробирован метод многопроходного сканирования при фемтосекундной лазерной записи волноводов в кварцевом стекле для минимизации потерь на распространение и на согласование с оптическим волокном.
3. Продемонстрирована экспериментальная генерация двухкубитных состояний с оповещением и регулируемой степенью запутанности в интегрально-оптическом чипе с проведением квантовой томографии состояния.
4. С помощью технологии фемтосекундной лазерной записи разработаны волноводы в кристалле ИАГ и продемонстрированы направленные ответвители на их основе для задач квантовых запоминающих устройств.
5. Впервые предложена и исследована архитектура многоканального интерферометра на основе решеток связанных волноводов для приготовления квантовых состояний и для реализации операций квантовой логики.

Теоретическая и практическая значимость работы заключается в следующем:

1. Созданный программируемый двухкубитный линейно-оптический квантовый процессор способен подготавливать произвольное двухкубитное состояние и выполнить измерение состояний в произвольном базисе. Процессор позволяет реализовать двухкубитные квантовые алгоритмы и решать задачи квантовой химии по вычислению основных уровней двухатомных молекул.
2. Разработанный режим фемтосекундной лазерной записи волноводов в кварцевом стекле с низкими потерями на распространение и на согласование с оптическим волокном позволяет создавать различного рода интегрально-оптические чипы с низкими потерями в широком диапазоне длин волн от 400 нм до 1550 нм.

3. Продемонстрированный генератор двухкубитных состояний с оповещением позволяет генерировать состояния с различной степенью запутанности от сепарабельного состояния до максимально запутанного состояния Белла, которые могут служить в качестве ресурсов для генерации кластерных состояний. Немаксимально запутанные состояния также представляют интерес для квантовой телепортации.
4. Разработанные направленные ответвители в кристалле ИАГ могут стать основой для создания интегрированной платформы, включающей в себя логическое управление входным и выходным квантовыми состояниями и процесс хранения информации на едином оптическом чипе.
5. Предложенная архитектура многоканального интерферометра на основе решеток связанных волноводов позволит создавать миниатюрные интерферометры с низкими вносимыми потерями в следствие отсутствия каких-либо изогнутых участков. Архитектура также может стать основой для проектирования реконфигурируемых решеток и других более сложных архитектур на основе решеток, включая трёхмерные схемы.

Методология и методы исследования. Для фемтосекундной лазерной записи волноводов использовался иттербиевый волоконный фемтосекундный лазер ANTAUS (Авеста). Образцы для исследований: кварцевое стекло JGS1 (AGOptics) и кристалл YAG легированный ионами тулия Tm^{3+} . Изготовленные структуры исследовались с помощью светлопольного оптического микроскопа Axio Scope A1. Поддерживаемые моды волноводов были исследованы построением изображения выходного торца образца на КМОП камеру Beamage-4M (Gentec-EO). Мощности измерялись с помощью измерителя мощности PM100D (Thorlabs). Для численной оптимизации использовался алгоритм глобальной оптимизации Basin-hopping реализованный с помощью локального

оптимизатора BFGS из стандартной библиотеки SciPy языка программирования Python.

Положения, выносимые на защиту:

1. Высокие значения среднего фиделити однокубитных гейтов ($R_x - 99,45\%$, $R_z - 99,98\%$) и двухкубитного гейта CNOT (97,16%) достигнуты в программируемом двухкубитном линейно-оптическом квантовом процессоре, реализованном на основе интерферометра интегрально-оптического чипа из кварцевого стекла, изготовленного по технологии фемтосекундной лазерной записи.
2. Низкие потери на распространение (0,07 дБ/см) и на согласование с одномодовым волокном (0,2 дБ/торец) реализованы на длине волны 920 нм в волноводах из кварцевого стекла, изготовленных по технологии фемтосекундной лазерной записи в первом режиме модификации с применением метода многопроходного сканирования.
3. Генерация двухкубитных запутанных состояний с оповещением и регулируемой степенью запутанности – от сепарабельного состояния с фиделити 92,3% до максимально запутанного состояния Белла с фиделити 98,5% – реализована с использованием интерферометра интегрально-оптического чипа из кварцевого стекла, изготовленного по технологии фемтосекундной лазерной записи.
4. Коэффициент связи между двумя волноводами с депрессированной оболочкой, изготовленных по технологии фемтосекундной лазерной записи в кристалле ИАГ, увеличен до $2,7 \text{ см}^{-1}$ путем удаления нескольких треков из оболочек волноводов в области взаимодействия, что позволило создать направленные ответвители.
5. Архитектура N-канального интерферометра на основе прямых решеток связанных волноводов, состоящая из N-1 слоев, где возможна регулировка постоянной распространения отдельных волноводов, реализует случайные по Хаару унитарные матрицы с фиделити не менее 99,99% для $N = 2 - 12$.

Достоверность результатов обеспечивается воспроизводимостью режимов записи волноводов и их характеристик, реализацией на их основе интегрально-оптических элементов и действующих экспериментальных установок, в которых показывается хорошее соответствие экспериментальных и теоретических результатов.

Личный вклад автора. Все представленные в диссертационной работе результаты получены автором лично либо при его непосредственном участии. Автором были собраны и модифицированы установки по фемтосекундной лазерной записи, источник фотонов на основе СПР и пространственный демультиплексор на 6 каналов. Все интегрально-оптические чипы для экспериментов, в том числе для разработки режима фемтосекундной лазерной записи волноводов методом многопроходного сканирования, были изготовлены и охарактеризованы автором лично. Автор принимал участие в сборке экспериментальных стендов и необходимых компонентов, предварительной настройке источников фотонов, в том числе на основе квантовой точки. Экспериментальные исследования, анализ и обработка результатов проводились автором лично или при его непосредственном участии. Помимо этого, автором лично проведено численное исследование предложенной архитектуры многоканального интерферометра на основе решеток связанных волноводов. Автором лично были проведены работы по написанию и редактированию текстов статей, ответу на вопросы рецензентов и редакторов при публикации статей в журналах.

Апробация работы. Основные результаты, представленные в диссертационной работе, докладывались в следующих международных и всероссийских конференциях:

1. International Conference on Laser Optics 2018 (Россия, Санкт-Петербург, июнь 2018).
2. 2-я Российская школа по квантовым технологиям (Россия, Сочи, март 2019).

3. European Conference on Integrated Optics 2019 (Бельгия, Гент, апрель 2019).
4. Nonlinear Optics (США, Гавайи, июль 2019).
5. 5th International Conference on Quantum Technologies (Россия, Москва, июль 2019).
6. 9th Week of the Young Researcher (Россия, Москва, сентябрь 2019).
7. International Conference on Laser Optics 2020 (Россия, Санкт-Петербург, ноябрь 2020).
8. 7th International Conference on Quantum Technologies (Россия, Москва, июль 2023).
9. XX Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям «HOLOEXPO 2023» (Россия, Сочи, сентябрь 2023).
10. 18-я международная специализированная выставка лазерной, оптической и оптоэлектронной техники «ФОТОНИКА. Мир лазеров и оптики-2024» (Россия, Москва, март 2024).
11. International Symposium Fundamentals of laser-assisted micro and nanotechnologies «FLAMN-2025» (Россия, Санкт-Петербург, июнь 2025).

Результаты, представленные в диссертационной работе, также докладывались автором на научных семинарах Центра Квантовых Технологий МГУ им. Ломоносова и Российского Квантового Центра.

Публикации. Основные результаты работы опубликованы в 5 печатных работах, в том числе в 5 статьях рецензируемых научных журналах, удовлетворяющих «Положению о присуждении учёных степеней в МГУ имени М.В. Ломоносова».

Структура и объём работы. Диссертация состоит из введения, из 6 глав и заключения. Объём диссертации составляет 167 страниц, в том числе 65 рисунков и 16 таблиц. Список цитируемой литературы содержит 178 наименований.

Глава 1. Обзор литературы

В данной главе в разделе 1.1 приводятся базовые понятия квантовых вычислений. В разделе 1.2 более подробно рассмотрены линейно-оптические квантовые вычисления. Приводятся основные теоретические методы и процессы приготовления, преобразования и измерения состояний, а также их математические описания. В разделе 1.3 вводятся основные интегрально-оптические элементы, используемые для линейно-оптических квантовых вычислений. В разделе 1.4 проведён литературный обзор по созданию интегрально-оптических элементов методом фемтосекундной лазерной записи, а также по экспериментальной реализации линейно-оптических квантовых вычислений на их основе.

1.1 Квантовые вычисления

Идея квантового компьютера была предложена в 80-х годах прошлого века как оптимальный вычислитель для исследования многочастичной системы, поскольку пространство состояний такой системы растёт экспоненциально от количества частиц и моделирование поведения системы на классических компьютерах становится невозможным уже при нескольких десятках частиц. Она заключается в симуляции многочастичной системы квантово-механической моделью и основана на принципах квантовой механики, как «суперпозиция» и «запутанность», которые и приводят к экспоненциальному росту пространства состояний «квантового регистра».

1.1.1 Кубит

В классических вычислениях информация кодируется с помощью бинарного состояния 0 или 1, который называется «битом». Единицей квантовой информации является «квантовый бит» или «кубит», который существует в Гильбертовом пространстве \mathcal{H}^2 с базисными состояниями $\{|0\rangle, |1\rangle\}$, т.е. является суперпозицией этих базисных состояний:

$$|\psi\rangle = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle, \quad (1.1)$$

где α и β – комплексные числа, удовлетворяющие условию нормировки $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$. Часто удобнее представлять базисные состояния в виде векторов:

$$|0\rangle = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, |1\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad (1.2)$$

тогда кубит также представляется в виде вектора $|\psi\rangle = \begin{bmatrix} \alpha \\ \beta \end{bmatrix}$. Из-за условия нормировки и так как глобальная фаза не имеет физического смысла, то кубит также можно параметризовать в виде $|\psi\rangle = \cos\frac{\theta}{2}|0\rangle + e^{i\varphi}\sin\frac{\theta}{2}|1\rangle$, который имеет наглядное геометрическое представление в виде точки на двумерной сфере единичного радиуса, называемой сферой Блоха (см. рисунок 1.1). Здесь параметры (φ, θ) являются углами вектора относительно осей X и Z, а северный и южный полюсы сферы Блоха соответствуют базисным состояниям $|0\rangle$ и $|1\rangle$.

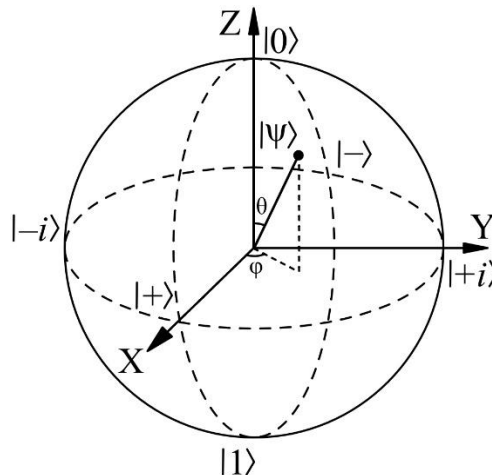


Рисунок 1.1 – Представление чистого однокубитного состояния на сфере Блоха, параметризованного углами φ и θ . По осям направлены собственные векторы матриц Паули.

Любые две диаметрально противоположные точки на сфере будут взаимно ортогональны и могут образовать базисные состояния. Наиболее распространенными вариантами являются базисные состояния $\{|+\rangle, |-\rangle\} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle \pm |1\rangle)$ и $\{|+i\rangle, |-i\rangle\} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle \pm i|1\rangle)$, которые лежат на пересечении экватора с осями X и Y, соответственно. Все эти базисные состояния являются собственными векторами матриц Паули:

$$X \equiv \sigma_X = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad Y \equiv \sigma_Y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad Z \equiv \sigma_Z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (1.3)$$

так как они выполняют поворот вокруг соответствующей оси на 180 градусов (на угол π). Стоит отметить, что точки на поверхности сферы описывают только чистые состояния, смешанные состояния будут описываться точками внутри сферы.

1.1.2 Однокубитные операции

Над кубитами можно выполнить любое унитарное преобразование, описываемое матрицей 2×2 . Такие операции можно представить в виде перехода из одной точки на сфере Блоха в другую. Наиболее распространёнными преобразованиями состояний являются поворот вокруг некоторой оси и отражение относительно некоторой плоскости. Вращения на определенный угол φ вокруг определенной оси $\{X, Y, Z\}$ описываются унитарными матрицами $R_{\{X, Y, Z\}}(\varphi) = e^{-i\varphi/2\{\sigma_{\{X, Y, Z\}}\}}$. Здесь еще говорят, что матрицы Паули являются генераторами группы поворотов $SU(2)$ (унитарных матриц 2×2). Такие преобразования могут послужить базовыми элементами квантового компьютера и называться квантовым гейтом (вентилем). Матрицу Паули X называют еще NOT гейтом (отрицание), а Z – фазовым сдвигом. Другими наиболее распространенными гейтами являются гейт Адамара – H и фазовый сдвиг на 90 градусов (поворот на угол $\pi/2$ вокруг оси Z) – P :

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix}, \quad P = R_Z(\pi/2) = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{pmatrix}. \quad (1.4)$$

1.1.3 Многокубитные операции

Состояние многокубитной системы строится на основе тензорного произведения одиночных кубитов. В случае двухкубитной системы состояния существуют в гильбертовом пространстве \mathcal{H}^4 с базисными состояниями

$\{|0\rangle\otimes|0\rangle \equiv |00\rangle, |0\rangle\otimes|1\rangle \equiv |01\rangle, |1\rangle\otimes|0\rangle \equiv |10\rangle, |1\rangle\otimes|1\rangle \equiv |11\rangle\}$, и являются суперпозицией этих базисных состояний:

$$|\psi\rangle = \alpha|00\rangle + \beta|01\rangle + \gamma|10\rangle + \delta|11\rangle$$

где α, β, γ и δ – комплексные числа, удовлетворяющие условию нормировки. В векторном виде эти базисные состояния получаются из правила тензорного произведения:

$$\begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix} \otimes \begin{bmatrix} c \\ d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} ac \\ ad \\ bc \\ bd \end{bmatrix} \quad (1.5)$$

и записываются как:

$$|00\rangle = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, |01\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, |10\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}, |11\rangle = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (1.6)$$

В случае n -кубитной системы состояния существуют в гильбертовом пространстве \mathcal{H}^{2^n} с 2^n базисными состояниями, что и указывает на факт экспоненциального роста пространства состояний «квантового регистра». Так же, как и с одиночными кубитами, с многокубитными состояниями можно выполнять операции. Наиболее распространенным двухкубитным гейтом является гейт контролируемого отрицания (controlled NOT, C-NOT или CNOT). Первый кубит является управляющим, а второй контролируемый и будет инвертирован в случае, если управляющий кубит в состоянии $|1\rangle$. Матрица логического преобразования данного гейта имеет вид:

$$CNOT = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}. \quad (1.7)$$

CNOT входит в универсальный набор гейтов (группа Клиффорда и гейт T), с помощью которого можно реализовать любую квантовую операцию [6].

1.1.4 Запутанные состояния

Состояние n -кубитной системы называется запутанным, когда это состояние невозможно представить в виде тензорного произведения отдельных n кубитов, а состояния кубитов при этом получаются взаимозависимыми или коррелированными. В случае двух отдельных кубитов их состояния можно записать так:

$$|\psi\rangle_A = \alpha_A|0\rangle + \beta_A|1\rangle, |\psi\rangle_B = \alpha_B|0\rangle + \beta_B|1\rangle, \quad (1.8a)$$

$$|\psi\rangle_A \otimes |\psi\rangle_B = \alpha_A \alpha_B |00\rangle + \alpha_A \beta_B |01\rangle + \beta_A \alpha_B |10\rangle + \beta_A \beta_B |11\rangle. \quad (1.8b)$$

А двухкубитное состояние, как было описано выше, записывается как:

$$|\psi\rangle_{AB} = \alpha|00\rangle + \beta|01\rangle + \gamma|10\rangle + \delta|11\rangle, \quad (1.9)$$

и, действительно, комплексные числа α , β , γ и δ не обязаны быть произведением двух комплексных чисел, что приводит к неравенству:

$$|\psi\rangle_{AB} \neq |\psi\rangle_A \otimes |\psi\rangle_B. \quad (1.10)$$

Пример запутанных двухкубитных состояний – это состояния Белла:

$$|\Phi^\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|00\rangle \pm |11\rangle), |\Psi^\pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|01\rangle \pm |10\rangle). \quad (1.11)$$

$|\Phi^+\rangle$ можно получить из состояния $|00\rangle$ подействовав гейтом Адамара H на первый кубит, получив при этом $\frac{1}{\sqrt{2}} (|00\rangle + |10\rangle)$, а затем к двум кубитам применить гейт CNOT. Если двухкубитное состояние всё же можно представить в виде тензорного произведения двух отдельных кубитов, то такое состояние называется сепарабельным.

1.1.5 Проекционные измерения

В квантовой механике наблюдаемой величине соответствует некий эрмитов оператор $\hat{A} = \hat{A}^\dagger$. Действие такого оператора на состояние является измерением и дает информацию о квантовой системе. В квантовых вычислениях таким оператором является оператор проекции:

$$\hat{P} = |\phi\rangle\langle\phi|, \quad (1.12)$$

и так как у такого оператора собственные значения равны 0 и 1, при действии на состояние $|\psi\rangle$ отвечает на вопрос: «Находится ли система $|\psi\rangle$ в состоянии $|\phi\rangle$?» В качестве состояний (базиса) измерения $|\phi\rangle$ могут выступать базисные состояния $|0\rangle$ или $|1\rangle$, и измерение уже отвечает на вопрос: «Находится кубит в состоянии $|0\rangle$ или $|1\rangle$?»

Многочисленные измерения над одним состоянием (над несколькими кубитами, приготовленными в одинаковом состоянии) дают среднее (ожидаемое) значение:

$$\langle \hat{P} \rangle = |\langle \phi | \psi \rangle|^2 = \langle \psi | \hat{P} | \psi \rangle. \quad (1.13)$$

При измерении происходит изменение (коллапс) изначального состояния в состояние измерения, что с нормировкой дает:

$$|\psi\rangle \rightarrow \frac{\langle \phi | \psi \rangle}{|\langle \phi | \psi \rangle|} |\phi\rangle = \frac{\hat{P} |\psi\rangle}{\sqrt{\langle \psi | \hat{P} | \psi \rangle}}. \quad (1.14)$$

1.1.6 Матрица плотности

До этого момента состояние кубитов описывалось вектором состояния $|\psi\rangle$, который описывает только чистые состояния. Альтернативный способ описания состояния квантово-механической системы – это *матрица плотности*, которой удобно описывается ансамбль чистых состояний (смешанные состояния), т.е. такое состояние, при котором с вероятностью p_i система находится в состоянии $|\psi_i\rangle$:

$$\hat{\rho} = \sum_i p_i |\psi_i\rangle \langle \psi_i|. \quad (1.15)$$

Так как это более общий способ описания системы, то и чистые состояния можно описать матрицей плотности $\hat{\rho} = |\psi\rangle \langle \psi|$, которая удовлетворяет следующим условиям:

1. Эрмитовость: $\hat{\rho}^\dagger = \hat{\rho}$.
2. Диагональные элементы матрицы плотности $\hat{\rho}$ неотрицательны:
 $\rho_{ii} \geq 0$.

3. Единичный след: $Tr(\hat{\rho}) = 1$.
4. Идемпотентность: $\hat{\rho}^2 = \hat{\rho}$.
5. Среднее значение наблюдаемой A для состояния, заданного матрицей плотности $\hat{\rho}$, вычисляется как: $\langle \hat{A} \rangle = Tr(\hat{A}\hat{\rho})$.

Приведённые выше условия следуют из определения матрицы плотности в некотором базисе $\{|\phi_i\rangle\}$:

1. Из свойства эрмитова сопряжения произведения матриц: $\hat{\rho}^\dagger = (|\psi\rangle\langle\psi|)^\dagger = \langle\psi|^\dagger|\psi\rangle^\dagger = |\psi\rangle\langle\psi| = \hat{\rho}$. То есть эрмитовость – это свойство оператора проекции.
2. $\rho_{ii} = \langle\phi_i|\hat{\rho}|\phi_i\rangle = \langle\phi_i|\psi\rangle\langle\psi|\phi_i\rangle = \langle\phi_i|\psi\rangle(\langle\phi_i|\psi\rangle)^* = |\langle\phi_i|\psi\rangle|^2 \geq 0$.
3. $Tr(\hat{\rho}) = \sum_i \langle\phi_i|\hat{\rho}|\phi_i\rangle = \sum_i \langle\phi_i|\psi\rangle\langle\psi|\phi_i\rangle = \sum_i \langle\psi|\phi_i\rangle\langle\phi_i|\psi\rangle = \langle\psi|\sum_i(|\phi_i\rangle\langle\phi_i|)|\psi\rangle = \langle\psi|\hat{I}|\psi\rangle = 1$.
4. Следует из свойства оператора проекции.
5. $Tr(\hat{A}\hat{\rho}) = \sum_i \langle\phi_i|\hat{A}\hat{\rho}|\phi_i\rangle = \sum_i \langle\phi_i|\hat{A}|\psi\rangle\langle\psi|\phi_i\rangle = \sum_i \langle\psi|\phi_i\rangle\langle\phi_i|\hat{A}|\psi\rangle = \langle\psi|\sum_i(|\phi_i\rangle\langle\phi_i|)\hat{A}|\psi\rangle = \langle\psi|\hat{I}\hat{A}|\psi\rangle = \langle\hat{A}\rangle$.

1.1.7 Хи-матрица квантового процесса

Преобразование квантового состояния с матрицей плотности $\hat{\rho}$ описывается как положительное отображение

$$\hat{\rho} \rightarrow \mathcal{E}(\hat{\rho}), \quad (1.16)$$

которое по теореме Крауса может быть представлено в виде суммы операторов:

$$\mathcal{E}(\hat{\rho}) = \sum_k K_k \hat{\rho} K_k^\dagger, \quad (1.17)$$

где операторы K_k удовлетворяют условию $\sum_k K_k K_k^\dagger = I$, что сводится к условию $Tr(\mathcal{E}(\hat{\rho})) = 1$. Так как операторам K_k можно соотнести некие наблюдаемые величины, то их можно разложить в базисе состояний A_i :

$$K_k = \sum_i a_{ki} A_i, \quad (1.18)$$

тогда преобразование запишется как:

$$\mathcal{E}(\hat{\rho}) = \sum_{ijk} a_{ki} a_{kj}^* A_i \hat{\rho} A_j^\dagger = \sum_{ij} \chi_{ij} A_i \hat{\rho} A_j^\dagger, \quad (1.19)$$

где $\chi_{ij} = \sum_k a_{ki} a_{kj}^*$ – так называемая хи-матрица процесса. В качестве базиса обычно используют матрицы Паули X, Y, Z (см. формулу (1.3)) вместе с единичной матрицей I .

Например, для того же двухкубитного гейта CNOT из-за его унитарности преобразование записывается как:

$$\mathcal{E}_{CNOT}(\hat{\rho}) = U_{CNOT} \hat{\rho} U_{CNOT}^\dagger, \quad (1.20)$$

где матрица гейта (см. формулу 1.7) раскладывается в базисе двухкубитных состояний $A_i = \{m \otimes n; (m, n = \overline{I, X, Y, Z})\}$ как $U_{CNOT} = \frac{1}{2}(II + IX + ZI - ZX)$. Соответственно, ненулевые элементы хи-матрицы $\chi_{ij} = a_i a_j^*$ гейта CNOT будут такими, как это показано в таблице 1.1.

Таблица 1.1 – Ненулевые элементы хи-матрицы гейта CNOT.

	II	IX	ZI	ZX
II	1/4	1/4	1/4	-1/4
IX	1/4	1/4	1/4	-1/4
ZI	1/4	1/4	1/4	-1/4
ZX	-1/4	-1/4	-1/4	1/4

1.1.8 Квантовые вычислительные схемы

Квантовые вычисления могут быть реализованы с использованием некоторого алгоритма, в ходе реализации которого используется несколько кубитов, над которыми выполняется определенная последовательность операций и в конце измеряются получившиеся состояния. Удобнее всего, по аналогии с классическими вычислениями, такой процесс изобразить в виде

схемы (см. рисунок 1.2), где кубиты изображены в виде горизонтальных линий, где слева показано начальное состояние. Как правило, кубиты инициализируются в состоянии $|0\rangle$. Однокубитные гейты изображаются в виде прямоугольников, внутри которых изображен знак гейта, а многокубитные в виде вертикальных линий с определёнными элементами, связующих несколько кубитов. В случае CNOT гейта, на управляющий ставится жирная точка, а на контролируемый – круг. Вычисления происходят слева направо, а окончательное измерение в вычислительном базисе даёт результат вычисления, которое обычно изображается в виде измерительного прибора со стрелкой.

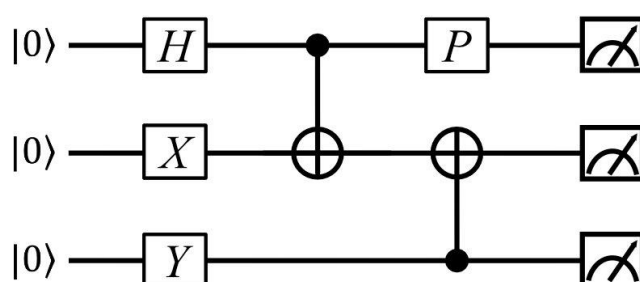


Рисунок 1.2 – Трёхкубитная квантовая схема, включающая в себя инициализацию кубитов в состоянии $|0\rangle$, последовательность однокубитных и двухкубитных гейтов, и измерение получившихся состояний.

1.2 Линейно-оптические квантовые вычисления

Фотон является естественной системой для реализации кубита, поскольку он обладает постоянными свойствами и несколькими степенями свободы [7]. При этом фотоны распространяются быстро, они легко управляются, не взаимодействуют с окружающей средой и тем самым не подвержены декогеренции, а также не требуют экстремально низких температур. Для построения универсального оптического квантового компьютера необходимо реализовать универсальный набор гейтов, например, гейт Т и группу Клиффорда: однокубитные гейты Адамара (H) и фазового сдвига (P или S), а также двухкубитный перепутывающий гейт контролируемого отрицания (CNOT). Поскольку фотоны не взаимодействуют друг с другом в открытом пространстве, изначально предполагали, что двухкубитные гейты можно сделать с использованием среды с керровской нелинейностью [8], однако реальные

величины постоянной Керра для оптических материалов настолько малы, что реализовать такие гейты практически невозможно. Затем была предложена архитектура построения малоразмерных квантовых схем с использованием только линейно-оптических компонентов [9]. Для симуляции N кубитов она требовала N фотонов и 2^N оптических мод, и из-за такого экспоненциального роста числа мод данная архитектура была признана не масштабируемой, хотя на ней был реализован алгоритм Гровера [10]. В 2001 году Книллом, Лафламмом и Милберном была предложена новая архитектура построения универсального квантового компьютера с использованием одиночных фотонов, линейно-оптических компонентов и детекторов [11]. Это был подробный протокол, включающий квантовую телепортацию и исправление ошибок, сейчас известный как протокол или схема КЛМ, названный по фамилиям авторов. Двухкубитные гейты были основаны на бозонной природе фотонов (когда два фотона падают на светоделитель 50:50 с двух сторон и испытывают эффект Хонга-Оу-Мандела (ХОМ) [12], который подробнее будет описан в разделе 1.2.3) и были вероятностными: NS гейт (нелинейный фазовый сдвиг) имел вероятность срабатывания $1/4$, а CZ гейт – $1/16$. Протокол КЛМ хотя и масштабируемый, для практической реализации он очень ресурсозатратный. Поэтому вскоре появились несколько улучшенных протоколов, основанных на кластерных состояниях [13–15].

1.2.1 Математические основы квантовой линейной оптики

Фотон является квантом электромагнитного поля и изменение количества фотонов, по аналогии с гармоническим осциллятором, описывается операторами рождения \hat{a}^\dagger и уничтожения \hat{a} фотонов [16]. Квантовое состояние с известным количеством фотонов n описывается фоковским состоянием $|n\rangle_f$, которое в случае отсутствия фотона $|0\rangle_f$ называется вакуумным состоянием. Действия операторов рождения и уничтожения на эти состояния подчиняются следующим соотношениям:

$$\hat{a}|0\rangle_f = 0; \hat{a}|n\rangle_f = \sqrt{n}|n-1\rangle_f; \quad (1.21a)$$

$$\hat{a}^\dagger|n\rangle_f = \sqrt{n+1}|n+1\rangle_f; \hat{a}^{\dagger n}|0\rangle_f = \sqrt{n!}|n\rangle_f. \quad (1.21b)$$

В случае нескольких мод, n фотонов в i -той моде из m описываются как действие оператора рождения на m -модовое вакуумное состояние $|\mathbf{0}\rangle_f = |0_1 0_2 \dots 0_m\rangle_f$:

$$\hat{a}_i^{\dagger n}|\mathbf{0}\rangle_f = \sqrt{n!}|0_1 \dots n_i \dots 0_m\rangle_f. \quad (1.22)$$

Так как фотоны являются бозонами, они подчиняются статистике Бозе – Эйнштейна, где соблюдаются следующие коммутационные соотношения:

$$[\hat{a}_i, \hat{a}_j] = [\hat{a}_i^\dagger, \hat{a}_j^\dagger] = 0; [\hat{a}_i^\dagger, \hat{a}_j] = \delta_{i,j}. \quad (1.23)$$

Определённое (базисное) p -фотонное состояние в m модах записывается как $|\psi\rangle_p = |n_1 \dots n_i \dots n_m\rangle_f$ или как действие операторов рождения на m -модовое вакуумное состояние:

$$|\psi\rangle_p = \prod_{i=1}^m \frac{\hat{a}_i^{\dagger n_i}}{\sqrt{n_i!}} |\mathbf{0}\rangle_f, p = \sum_{i=1}^m n_i, \quad (1.24)$$

где различных вариантов таких состояний равно $D_p^m = \binom{m+p-1}{p}$, а в общем случае p -фотонное состояние в m модах будет суперпозицией таких состояний.

1.2.2 Преобразования и базовые элементы

С помощью оптических элементов можно преобразовывать фоковские состояния. Основными базовыми элементами являются фазовращатель и светоделитель. Фазовращатель меняет фазу электромагнитного поля на угол φ :

$$\hat{a}^\dagger \xrightarrow{PS} e^{i\varphi} \hat{a}^\dagger, \quad (1.25)$$

а светоделитель с коэффициентом отражения η выполняет унитарное деление амплитуд вероятностей полей в двух модах:

$$\hat{a}_1^\dagger \xrightarrow{BS} \sqrt{\eta} \hat{a}_1^\dagger + \sqrt{1-\eta} \hat{a}_2^\dagger, \quad (1.26a)$$

$$\hat{a}_2^\dagger \xrightarrow{BS} \sqrt{1-\eta} \hat{a}_1^\dagger - \sqrt{\eta} \hat{a}_2^\dagger, \quad (1.26b)$$

которое можно представить в виде унитарной матрицы 2×2 :

$$U_{BS}(\eta) = \begin{bmatrix} \sqrt{\eta} & \sqrt{1-\eta} \\ \sqrt{1-\eta} & -\sqrt{\eta} \end{bmatrix}, \quad (1.27)$$

где фазовый сдвиг на π (знак минус) появляется из условий унитарности, что является следствием закона сохранения энергии.

В общем случае преобразование m -модового интерферометра описывается унитарной матрицей U размером $m \times m$. Одиночный фотон, заведенный в моду j , будет преобразован как:

$$\hat{a}_j^\dagger \xrightarrow{U} \sum_{i=1}^m u_{i,j} \hat{a}_i^\dagger, \quad (1.28)$$

в то время как два фотона будут преобразованы уже как:

$$\hat{a}_j^\dagger \hat{a}_i^\dagger \xrightarrow{U} \left(\sum_{i=1}^m u_{i,j} \hat{a}_i^\dagger \right) \left(\sum_{i=1}^m u_{i,i} \hat{a}_i^\dagger \right), \quad (1.29)$$

а p -фотонное состояние $|\psi_{in}\rangle = |n_1 \dots n_i \dots n_m\rangle_f$ преобразуется как:

$$U|n_1 \dots n_i \dots n_m\rangle_f = \prod_{i=1}^m \frac{1}{\sqrt{n_i!}} \left(\sum_{j=1}^m u_{j,i} \hat{a}_j^\dagger \right)^{n_i} |\mathbf{0}\rangle_f. \quad (1.30)$$

Отсюда можно вычислить вероятность получения выходного состояния $|\psi_{out}\rangle = |k_1 \dots k_i \dots k_m\rangle_f$ при преобразовании:

$$P = |\langle \psi_{out} | U | \psi_{in} \rangle|^2 = \frac{|\text{Per}(\Lambda)|^2}{\prod_i n_i! \prod_j k_j!}, \quad (1.31)$$

где Λ – подматрица U размером $p \times p$, которая получена выбором n_i копий i -того столбца и k_j копий j -той строки матрицы U , а $\text{Per}(\Lambda)$ – это перманент матрицы Λ , определенная как сумма произведений элементов всех диагоналей. Вычисление перманента является очень трудоёмкой вычислительной задачей, относящейся к классу сложности #P-полных задач, и именно на этой сложности основан неуниверсальный квантовый вычислитель – бозонный сэмплер [17]. Отметим, что в случае фермионов вместо перманента использовался бы детерминант, который легко вычисляется.

1.2.3 Квантовая интерференция

Представим, что два фотона падают на светоделитель с коэффициентом отражения $\eta = 1/2$, и у которых есть некоторые свойства x и y , определяющие различимость между ними $|\psi_{in}\rangle = \hat{a}_1^\dagger(x)\hat{a}_2^\dagger(y)|\mathbf{0}\rangle_f$. Выходное состояние после преобразования светоделителя запишется в виде:

$$\begin{aligned} |\psi_{out}\rangle &= U_{BS}(\eta)|\psi_{in}\rangle = U_{BS}(\eta)\hat{a}_1^\dagger(x)\hat{a}_2^\dagger(y)|\mathbf{0}\rangle_f = \\ &= \frac{1}{2}(\hat{a}_1^\dagger(x) + \hat{a}_2^\dagger(x))(\hat{a}_1^\dagger(y) - \hat{a}_2^\dagger(y))|\mathbf{0}\rangle_f = \\ &= \frac{1}{2}(\hat{a}_1^\dagger(x)\hat{a}_1^\dagger(y) + \hat{a}_2^\dagger(x)\hat{a}_1^\dagger(y) - \hat{a}_1^\dagger(x)\hat{a}_2^\dagger(y) - \hat{a}_2^\dagger(x)\hat{a}_2^\dagger(y))|\mathbf{0}\rangle_f, \end{aligned} \quad (1.32)$$

которое в случае неразличимых фотонов $x = y$ и с учетом коммутационных соотношений сокращается до:

$$|\psi_{out}\rangle = \frac{1}{2}(\hat{a}_1^{\dagger 2} - \hat{a}_2^{\dagger 2})|\mathbf{0}\rangle_f = \frac{1}{\sqrt{2}}(|20\rangle_f - |02\rangle_f), \quad (1.33)$$

что свидетельствует о том, что два фотона как бы «группируются» друг с другом и с равной вероятностью оказываются либо в 1-ой моде, либо во 2-ой. Этот эффект известен как интерференция Хонга-Оу-Манделя [12], которые экспериментально пронаблюдали провал в совпадениях (количестве зарегистрированных событий с одним фотоном в каждой из выходных мод) в зависимости от временной задержки между двумя фотонами на входе в светоделитель.

1.2.4 Кодировка кубита и однокубитные гейты

Вариантов реализации кубитов на основе фотонов несколько [7], включая всевозможные степени свободы фотонов, такие как: направление движения (кодировка по местонахождению фотонов), спиновый угловой момент (кодировка по поляризации), орбитальный угловой момент (кодировка по пространственному распределению), время прихода (кодировка по интервалам времени), частота (энергия), и даже наличие фотона (кодировка single-rail).

Наиболее распространенной является кодировка в базисе двух мод (dual-rail, path-encoded), где если фотон в первой моде, то это логический $|0\rangle$, и наоборот, если фотон во второй моде, то это логическая $|1\rangle$ (см. рисунок 1.3а):

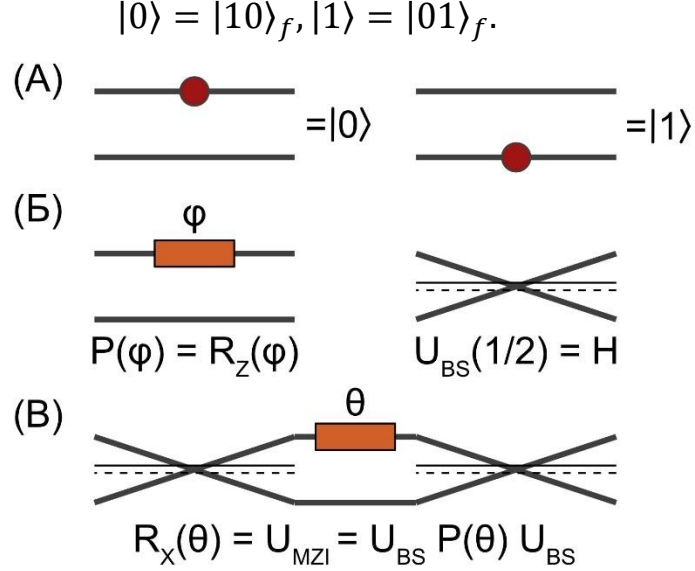


Рисунок 1.3 – (а) Кодировка кубита в базисе двух мод (dual-rail, path-encoded). (б) Базовые оптические элементы: фазовращатель (реализует вращение $R_Z(\varphi)$ вокруг оси Z) и сбалансированный светоделитель (реализует гейт Адамара. Пунктирная линия обозначает поверхность, при отражении от которой происходит смена знака (фаза меняется на π). (в) ИМЦ как вращение $R_X(\theta)$ вокруг оси X .

Чтобы сделать однокубитные гейты в такой кодировке необходимо реализовать вращения вокруг осей в сфере Блоха на заданный угол:

$$R_X(\theta) = e^{-\frac{iX\theta}{2}}, R_Y(\varphi) = e^{-\frac{iY\varphi}{2}}, R_Z(\varphi) = e^{-\frac{iZ\varphi}{2}}. \quad (1.34)$$

Эти преобразования являются элементами группы $SU(2)$ с генераторами, известными как матрицы Паули (см. формулу 1.3), которые также являются однокубитными гейтами вращения соответствующей оси на угол π . X-гейт еще называется NOT-гейт, а Z-гейт – гейт фазового сдвига. Заметим, что базовые оптические элементы (см. рисунок 1.3б), такие как фазовращатель, помещенный на первую моду, реализует матрицу:

$$P(\varphi) = \begin{bmatrix} e^{i\varphi} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (1.35)$$

что по сути является вращением вокруг оси Z с точностью до глобальной фазы:

$$R_Z(\varphi) = e^{-\frac{iZ\varphi}{2}} = \begin{bmatrix} e^{-\frac{i\varphi}{2}} & 0 \\ 0 & e^{\frac{i\varphi}{2}} \end{bmatrix}, \quad (1.36)$$

а сбалансированный светоделитель ($\eta = 0.5$) реализует матрицу:

$$U_{BS}\left(\frac{1}{2}\right) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix} \equiv H, \quad (1.37)$$

что является гейтом Адамара, который преобразует базисные состояния с точностью до глобальной фазы следующим образом:

$$H|0\rangle = |+\rangle, H|1\rangle = |-\rangle, H|+\rangle = |0\rangle, H|-\rangle = |1\rangle, H|i\rangle = |-i\rangle, H|-i\rangle = |i\rangle. \quad (1.38)$$

Заметим, что интерферометр Маха-Цандера (ИМЦ), состоящий из двух сбалансированных светоделителей и фазовращателя, реализует вращение вокруг оси X (см. рисунок 1.3в):

$$U_{MZI}(\theta) = R_X(\theta) = e^{-\frac{iX\theta}{2}} = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) & i \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \\ i \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) & \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \end{bmatrix} = U_{BS}P(\theta)U_{BS}, \quad (1.38)$$

а вращение вокруг оси Y можно получить, повернув ось Y на место X и вернув обратно, т.е. добавив фазовые сдвиги с двух сторон:

$$R_Y(\varphi) = e^{-\frac{iY\varphi}{2}} = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right) & -\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right) \\ \sin\left(\frac{\varphi}{2}\right) & \cos\left(\frac{\varphi}{2}\right) \end{bmatrix} = P\left(\frac{\pi}{2}\right)R_X(\varphi)P\left(-\frac{\pi}{2}\right). \quad (1.39)$$

Так как произвольное однокубитное преобразование можно параметризовать углами Эйлера [18], т.е. представить в виде последовательности трех вращений:

$$U = R_Z(\varphi_2)R_X(\theta)R_Z(\varphi_1), \quad (1.40)$$

то ИМЦ, помещенный между двумя фазовращателями, является универсальным однокубитным преобразователем квантового состояния, что показано на рисунке 1.4а.

На сфере Блоха преобразование состояния кубита $|\psi_0\rangle$ в произвольное состояние $|\psi\rangle$ выглядит следующим образом (см. рисунок 1.4б). Сначала производится вращение кубита из начального состояния $|\psi_0\rangle$ вокруг оси Z на

угол φ_1 , так чтобы промежуточное состояние оказалось на плоскости YZ . Далее производится вращение вокруг оси X на угол θ , так чтобы модуль следующего промежуточного состояния совпадал с модулем конечного состояния. И наконец, производится вращение вокруг оси Z на угол φ_2 , тем самым докручивается фаза до нужного состояния $|\psi\rangle$. Чтобы получить определенный гейт, нужно выставить нужные фазы в универсальном однокубитном преобразователе. В таблице 1.2 показаны соответствующие фазы для наиболее часто используемых гейтов.

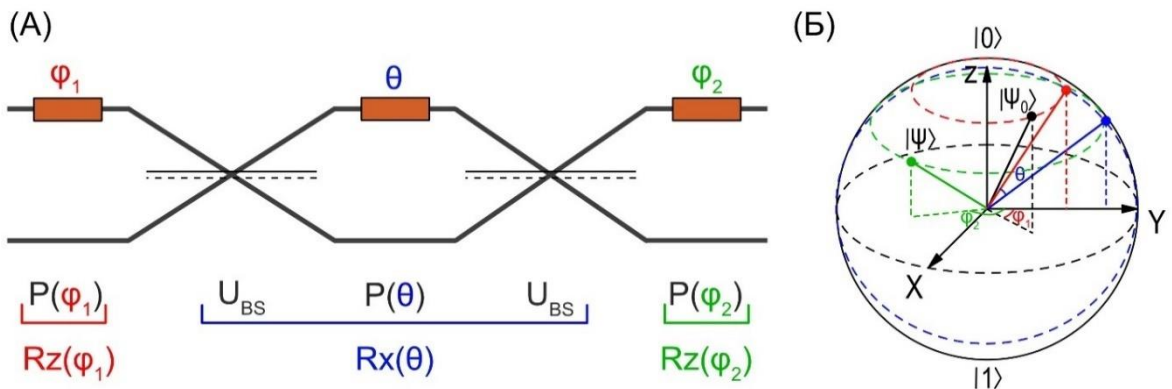


Рисунок 1.4 – (а) Схема универсального однокубитного преобразователя, состоящего из ИМЦ, помещенного между двумя фазовращателями. (б) Произвольная однокубитная операция, представленная в виде последовательности трех вращений на сфере Блоха.

Таблица 1.2 – Фазы для реализации однокубитных гейтов с помощью универсального однокубитного преобразователя, α – это произвольный угол

Гейт	φ_1	θ	φ_2
X	0	π	0
Y	α	$-\pi$	$\alpha - \pi$
Z	α	0	$\pi - \alpha$
I	0	0	0
H	$\pi/2$	$\pi/2$	$\pi/2$

1.2.5 Приготовление и проекционное измерение состояний

Данная система универсального однокубитного преобразователя может быть использована для приготовления произвольного однокубитного состояния из начального состояния $|0\rangle$ (генерация состояния). При этом, необходимость в первом входном фазовращателе отпадает. Действительно, вектор

$$P(\phi_2)U_{BS}P(\theta)U_{BS}|0\rangle = e^{\frac{i(\theta+\pi)}{2}} \begin{bmatrix} e^{i\phi_2} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \\ \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \end{bmatrix} \quad (1.41)$$

описывает произвольное однокубитное состояние. Соответствующие фазы для приготовления основных однокубитных состояний из состояния $|0\rangle$ показаны в таблице 1.3.

Таблица 1.3 – Фазы для приготовления основных однокубитных состояний из начального состояния $|0\rangle$.

Состояние	Поляризационное обозначение	φ_1	θ	φ_2
$ 0\rangle$	$ H\rangle$	-	0	0
$ 1\rangle$	$ V\rangle$	-	π	0
$ +\rangle$	$ D\rangle$	-	$\pi/2$	$\pi/2$
$ -\rangle$	$ A\rangle$	-	$\pi/2$	$3\pi/2$
$ +i\rangle$	$ R\rangle$	-	$\pi/2$	π
$ -i\rangle$	$ L\rangle$	-	$\pi/2$	0

Кубит, закодированный в базисе двух мод, автоматически получается спроецированным в базисе $|0\rangle$ и $|1\rangle$. Проекцию в других базисах можно выполнить путём преобразования начального состояния. Для этого представим, что начальное состояние $|\psi_0\rangle$ перед проецированием \hat{P} преобразуется матрицей U :

$$|\psi\rangle = U|\psi_0\rangle, \quad (1.42a)$$

$$\hat{P} = |\phi\rangle\langle\phi|, \quad (1.426)$$

и тогда для наблюдаемой величины «кубит в состоянии $|\phi\rangle$ » ожидаемое значение (вероятность) с учётом $(U|\psi_0\rangle)^\dagger = \langle\psi_0|U^\dagger$ будет равно:

$$\langle\hat{P}\rangle = \langle\psi|\hat{P}|\psi\rangle = \langle\psi|\phi\rangle\langle\phi|\psi\rangle = \langle\psi_0|U^\dagger|\phi\rangle\langle\phi|U|\psi_0\rangle, \quad (1.43)$$

что в свою очередь можно представить в виде проецирования на другое базисное состояние $|\phi'\rangle = U^\dagger|\phi\rangle$, а U^\dagger – её матрица приготовления.

Таким преобразователем перед проецированием может выступать тот же однокубитный преобразователь. Как видно, это обратный процесс генерации состояния $U = U^{\dagger\dagger} = (P(\varphi_2)U_{BS}P(\theta)U_{BS})^\dagger = U_{BS}^\dagger P(\theta)^\dagger U_{BS}^\dagger P(\varphi_2)^\dagger = U_{BS}P(-\theta)U_{BS}P(-\varphi_2)$. В этом случае уже выходной фазовращатель перестает быть нужным. Соответствующие фазы для проецирования в основные базисные состояния показаны в таблице 1.4.

Таблица 1.4 – Фазы для проецирования состояний в заданных базисах.

Базис	Поляризационное обозначение	φ_1	θ	φ_2
$ 0\rangle 1\rangle$	$ H\rangle V\rangle$	0	0	-
$ +\rangle -\rangle$	$ D\rangle A\rangle$	$\pi/2$	$\pi/2$	-
$ +i\rangle -i\rangle$	$ R\rangle L\rangle$	0	$\pi/2$	-

1.2.6 Двухкубитный гейт CNOT и постселекция

Если однокубитные гейты в базисе двух мод можно реализовать с использованием линейной оптики детерминированным образом, то с двухкубитными гейтами всё гораздо сложнее. Допустим, что есть такая четырехмодовая унитарная матрица U , реализующая некий двухкубитный гейт, который из состояния $|00\rangle$ приготавливает состояние Белла $\frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle + |11\rangle)$. В терминах операторов рождения это описывалось бы как:

$$\hat{a}_1^\dagger \hat{a}_3^\dagger \xrightarrow{U} \left(\sum_{i=1}^4 u_{i,1} \hat{a}_i^\dagger \right) \left(\sum_{i=1}^4 u_{i,3} \hat{a}_i^\dagger \right) = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{a}_1^\dagger \hat{a}_3^\dagger + \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_4^\dagger), \quad (1.44)$$

что является неверным равенством, иными словами, нельзя подобрать такую унитарную матрицу U , чтобы выполнялось равенство. Дело в том, что в левой части стоит сепарабельное выражение для операторов рождения, а справа – запутанное [19]. Поэтому двухкубитные гейты в линейной оптике делают с использованием дополнительных мод, а сами гейты являются вероятностными. Таким примером является 6-модовый гейт CNOT с вероятностью срабатывания $1/9$ [20], который изображен на рисунке 1.5.

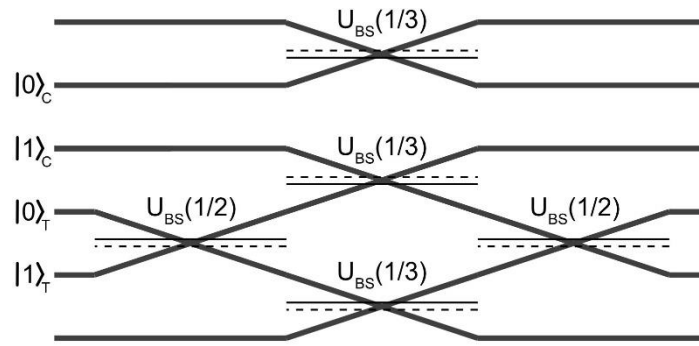


Рисунок 1.5 – Схема 6-модового гейта CNOT [20]. Первый кубит сидит во 2 и 3 модах и является управляющим, а второй – в 4 и 5 модах и является контролируемым, 1 и 6 моды являются дополнительными. Гейт состоит из 5 светоделителей, коэффициенты деления которых указаны в скобках. Пунктирная линия обозначает поверхность, при отражении от которой происходит смена знака (фаза меняется на π).

Гейт состоит из двух светоделителей с коэффициентом отражения $\eta = 1/2$ и трех – $\eta = 1/3$. Несмотря на недетерминированность этого гейта использование *постселекции*, т.е. учет только тех событий, которые находятся в вычислительном подпространстве, позволяет выполнить нужную логическую матрицу. Давайте посмотрим, как входные логические состояния (кубитные) $|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle$ (фоковские $|010100\rangle_f, |010010\rangle_f, |001100\rangle_f, |001010\rangle_f$) преобразуются в этом гейте. Рассчитанные вероятности получения всевозможных выходных состояний показаны в таблице 1.4. Видно, что большая часть выходных состояний не являются логическими, где либо фотон оказывается в дополнительной моде, либо два фотона оказываются в одном

кубите, в том числе в одной моде. Корректное срабатывание происходит, когда получается необходимое логическое выходное состояние. Если рассматривать только такие события (постселекция), то их вероятности равны $1/9$, и если этот коэффициент вынести, то матрица преобразования соответствует гейту CNOT.

Таблица 1.4 – Вероятности получения всевозможных выходных состояний из входных кубитный состояний $|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle$ в 6-модовом гейте CNOT, корректное срабатывание которого происходит с вероятностью $1/9$ для вычислительного подпространства (выделено жирным).

		Входное состояние (кубиты)			
		$ 010100\rangle_f$	$ 010010\rangle_f$	$ 001100\rangle_f$	$ 001010\rangle_f$
Выходное состояние	$ 101000\rangle_f$	$2/9$	$2/9$	0	0
	$ 100100\rangle_f$	$2/9$	0	0	0
	$ 100010\rangle_f$	0	$2/9$	0	0
	$ 100001\rangle_f$	$2/9$	$2/9$	0	0
	$ 010001\rangle_f$	$1/9$	$1/9$	0	0
	$ 001001\rangle_f$	0	0	$1/9$	$1/9$
	$ 000101\rangle_f$	0	0	$1/9$	$1/9$
	$ 000011\rangle_f$	0	0	$1/9$	$1/9$
	$010100\rangle_f$	$1/9$	0	0	0
	$010010\rangle_f$	0	$1/9$	0	0
	$001100\rangle_f$	0	0	0	$1/9$
	$001010\rangle_f$	0	0	$1/9$	0
	$ 011000\rangle_f$	$1/9$	$1/9$	0	0
	$ 000110\rangle_f$	0	0	$1/9$	$1/9$
	$ 002000\rangle_f$	0	0	$2/9$	$2/9$
	$ 000200\rangle_f$	0	0	$2/9$	0
$ 000020\rangle_f$	0	0	0	$2/9$	

Заметим, что, когда управляющий кубит находится в состоянии $|1\rangle$, на средний светоделитель с коэффициентом отражения $\eta = 1/3$ есть вероятность, что туда попадут два фотона и произойдет квантовая интерференция ХОМ. Стоит отметить, что именно данный процесс способствует корректной работе гейта.

1.2.7 Генерация запутанных состояний с оповещением

Двухкубитный гейт CNOT, рассмотренный в предыдущем разделе, вероятностный и его корректное срабатывание в каждом конкретном случае может быть проверена только путем деструктивного измерения самих выходных кубитов (см. рисунок 1.6а). Такие гейты не подходят для многослойных квантовых логических схем, где выходное состояние из одного гейта используется в качестве входного для следующего. Поэтому были разработаны специальные гейты с оповещением их корректного срабатывания, где используются вспомогательные моды и фотоны (см. рисунок 1.6б). В качестве оповещения может выступать регистрация определенного количества фотонов (или их отсутствие) в определенных вспомогательных модах [19]. Иногда в качестве дополнительных фотонов требуется уже запутанная пара фотонов [21–24]. Данный подход тесно связан с разработкой источников запутанных фотонов с оповещением на основе процесса спонтанного параметрического рассеяния (СПР) [25–27], который сам по себе имеет вероятностный характер. Состояние Белла с оповещением может быть сгенерировано в 8-модовой схеме с использованием 4-х фотонов с вероятностью успеха $1/16$ [15,28]. Последние работы были нацелены на повышение вероятности линейно-оптических схем для генерации запутанных состояний из отдельных одиночных фотонов. Например, были предложены 6-модовые схемы для генерации состояния Белла с оповещением с вероятностью успеха $2/27$ [29–31]. А совсем недавно была предложена более компактная 5-модовая схема с увеличенной вероятностью успеха $1/9$ [32], в которой впоследствии была добавлена возможность управлять степенью запутанности кубитов [33].

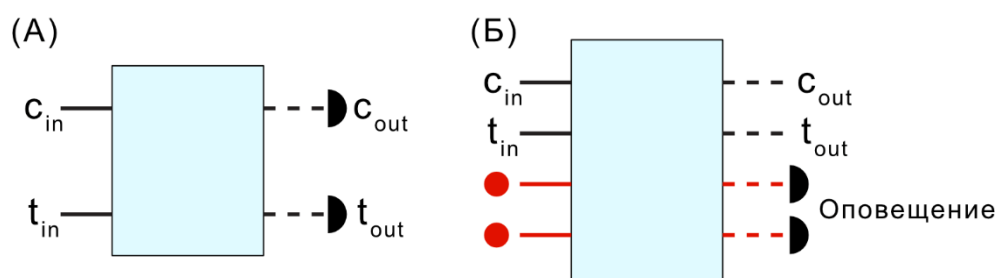


Рисунок 1.6 – Схематическое изображение принципиальной работы двухкубитных гейтов CNOT: (а) деструктивный с постселекцией, (б) с оповещением (красным цветом изображены дополнительные моды и фотоны).

1.2.8 Программируемые многоканальные интерферометры

Для того, чтобы квантовое вычислительное устройство было универсальным, необходима перестраиваемая линейно-оптическая схема, т.е. та, в которой гейты можно было расположить желаемым образом, согласно квантовой схеме, реализующей алгоритм вычисления. В качестве такого устройства могут выступать программируемые многоканальные интерферометры [29]. Существует несколько *универсальных и почти универсальных архитектур*, которые позволяют создавать программируемые интерферометры, способные выполнять заданные линейно-оптические преобразования, т.е. унитарные матрицы U размером $N \times N$. Первая универсальная архитектура была продемонстрирована в 1994 году, где показали, что любое унитарное преобразование над N оптическими модами может быть реализовано с помощью треугольного массива переменных светоделителей и фазовращателей [34]. Было отмечено, что вместо переменного светоделителя можно использовать ИМЦ на базе двух статичных сбалансированных светоделителей. Позже в 2016 году была предложена вторая универсальная более симметричная и сбалансированная по потерям архитектура с шахматным расположением ИМЦ [35] в попытке уменьшить оптическую глубину исходной архитектуры и представить устойчивость интерферометра к потерям на элемент, что увеличивает возможность изготовления таких интерферометров. Эти обе архитектуры имеют по $N(N - 1)$ свободных параметров (значений фаз на фазовращателях), дополнительно к которым можно добавить N фазовращателей

на выходных каналах, что в сумме дает N^2 и соответствует числу независимых параметров в унитарной матрице U размером $N \times N$. Стоит отметить, что эти архитектуры имеют аналитические методы декомпозиции матрицы U , т.е. для заданной унитарной матрицы можно посчитать необходимые фазы, которые нужно выставить на фазовращателях.

Но оказалось, что универсальность этих двух архитектур сильно зависит от качества изготовления, а именно светоделители должны быть строго 50:50, в противном случае матрица будет выставлена не совсем точно. Недавние работы представили почти универсальные архитектуры, которые не имеют аналитических методов декомпозиции заданной матрицы U , и необходимые фазы подбираются оптимизационными методами. Несмотря на это, они могут реализовать заданные матрицы с довольно высокой точностью. Первый из них состоит из многоканальных статических блоков, размещаемых поочередно со слоями фазовых сдвигов [36,37], второй основан на шахматном расположении светоделителей [38]. Преимущество таких архитектур заключается в том, что они значительно устойчивы к производственным ошибкам.

Для расчёта точности выполнения заданной целевой матрицы U N -канальным интерферометром, где получилось реализовать матрицу U_0 , используют следующую меру «схожести» этих матриц, называемую фиделити (fidelity):

$$F(U, U_0) = \frac{|\text{Tr}(U^\dagger U_0)|^2}{\text{Tr}(U_0^\dagger U_0)\text{Tr}(U^\dagger U)} = \frac{1}{N^2} |\text{Tr}(U^\dagger U_0)|^2. \quad (1.45)$$

Фиделити между матрицами $F = 1$, если матрицы идентичны (с точностью до фазы), и $F = 0$, если матрицы ортогональны.

1.2.9 Модели линейно-оптических квантовых вычислений

Вычисления, где процесс происходит именно так, как изображено непосредственно в квантовой схеме называют *гейтовой моделью*. Однако из-за того, что корректное срабатывание гейтов не является детерминированным

процессом, а с ростом схемы её глубина становится всё больше, что увеличивает потери, затрудняется дальнейшее масштабирование таких линейных оптических систем, поскольку вероятность успеха быстро падает.

Квантовые вычисления на основе измерений (*Measurement-based quantum computation, MBQC* [39]) – это модель, которая отображает обычную квантовую схему на последовательность однокубитных измерений, применяемых к запутанному кластерному состоянию, которое может быть приготовлено заранее. Этот переход от последовательности одно- и двухкубитных операций к алгоритму, основанному только на однокубитных измерениях, особенно хорошо подходит для квантовых вычислений с использованием фотонов, поскольку устраняется необходимость хранить фотоны на протяжении всего алгоритма, и как следствие, каждый фотон проходит только через ограниченное количество оптических компонентов, что положительно сказывается на потери в схеме.

Генерация кластерных состояний может быть разложена на генерацию множества копий малофотонных запутанных состояний и их объединение вместе с помощью операций слияния [15,40,41]. Этот принцип лежит в основе модели квантовых вычислений на основе гейтов слияния (*Fusion-based quantum computation, FBQC* [42]), который отображает алгоритм на последовательность перестраиваемых двухкубитных измерений слияния, применяемых к набору малокубитных запутанных ресурсных состояний. Такими ресурсными состояниями могут выступать, например, состояния Белла или Гринбергера-Хорна-Цайлингера (ГХЦ) [42,43]. Сравнение ключевых отличий моделей линейно-оптических квантовых вычислений представлено в таблице 1.6.

Таблица 1.6 – Сравнение ключевых отличий моделей линейно-оптических квантовых вычислений.

	Гейтовая модель	MBQC	FBQC
Начальное состояние	N кубитов в состоянии $ 0\rangle$.	Запутанное $n \times k$ -кубитное состояние (кластер), где все	Ресурсные состояния с несколькими

		кубиты изначально в состоянии $ +\rangle$. Размер зависит от алгоритма.	кубитами, размеры которых не зависят от алгоритма.
Операции	Однокубитные и двухкубитные гейты из универсального набора.	Запутывающие гейты для приготовления кластерного состояния.	Запутывающие гейты для приготовления ресурсных состояний.
Измерения	Однокубитные или многокубитные в вычислительном базисе.	Только однокубитные в вычислительном базисе.	Двухкубитные гейты слияния.
Устойчивость к ошибкам (Механизмы коррекции ошибок)	С добавлением дополнительных кубитов.	С изменением базиса измерения для следующего кубита.	С учетом стертых связей в структуре сети слияния.

1.3 Интегрально-оптические элементы

В данном разделе будут рассмотрены интегрально-оптические элементы, из которых состоят квантовые оптические вычислительные схемы. Основным элементом является оптический (диэлектрический) волновод – направляющий канал, по которому распространяется электромагнитная волна в оптическом спектре. В широком смысле волноводами называют все устройства, предназначенные для передачи различных волн, в т. ч. СВЧ-волн (металлические волноводы) и звуковых волн (акустические волноводы). Оптические же

волноводы принято называть световодами, но так как светом называют обычно только видимый диапазон, далее мы будем называть их просто волноводами.

1.3.1 Волновод

Волновод – это пространственно-неоднородная структура для направления излучения, т.е. для ограничения области пространства, в которой может распространяться излучение. Как правило, волновод состоит из оптического материала с увеличенным показателем преломления (сердцевина) с максимальным значением n_{co} , по сравнению с окружающей средой (оболочка) с показателем преломления n_{cl} . Волноводы поддерживают определенные распределения оптического поля, которые остаются постоянными во время распространения, за исключением изменения общей фазы и, возможно, оптической мощности. Такие распределения поля, которые зависят от профиля показателя преломления, называются модами волновода.

Теоретически, если известно распределение показателя преломления волновода и окружающей среды $n_{co} \geq n(x, y) \geq n_{cl}$ из волнового уравнения Гельмгольца для излучения с частотой ω можно найти собственные моды волновода [44], учитывая, что вдоль направления распространения (по оси Z) поперечные распределения электромагнитного поля остаются постоянными, в виде бегущей волны как:

$$E_j(x, y, z) = \mathcal{E}_j(x, y) \exp(i\beta_j z) \quad (1.46a)$$

$$H_j(x, y, z) = \mathcal{H}_j(x, y) \exp(i\beta_j z), \quad (1.46b)$$

где j – это номер моды, $\mathcal{E}_j(x, y)$ и $\mathcal{H}_j(x, y)$ – профили мод, и β_j – постоянная распространения моды или собственное значение, которое показывает фазовую скорость моды $v_\phi = \omega/\beta_j$. Удобно ввести эффективный показатель преломления моды $n_{eff} = \beta_j/k$, для которого выполняется условие $n_{co} \geq n_{eff} > n_{cl}$, где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число в вакууме.

В общем случае отдельные компоненты E_x , E_y , H_x , H_y можно выразить через продольные компоненты E_z и H_z . Для металлических волноводов

различают ТЕ моды (Transverse Electric), где $E_z = 0$, $H_z \neq 0$ и ТМ моды (Transverse Magnetic), где $E_z \neq 0$, $H_z = 0$. В оптических волноводах в общем случае не всегда есть такие моды в чистом виде (продольные компоненты полей всё равно присутствуют, хоть и малы), поэтому в зависимости какая компонента поля преобладает, их продолжают называть ТЕ (для горизонтальной поляризации) и ТМ (для вертикальной поляризации) модами, иногда с приставкой квази. В цилиндрических волноводах только аксиально-симметричные моды являются чистыми ТЕ или ТМ, а несимметричные моды являются гибридными [45]. Они представляют собой суперпозиции полей ТЕ и ТМ, и называются HE или EH модами, соответственно, в зависимости от того, какая компонента преобладает.

Постоянную распространения также можно получить из условия согласования полей (следствие теоремы взаимности) [44], что приводит к характеристическому уравнению. В качестве решения такого уравнения постоянная распространения представляется в виде интегральной функции поля моды:

$$\beta = k \frac{\int n^2 [\mathbf{E} \times \mathbf{H} \cdot \mathbf{z}] dS}{\int n^2 |\mathbf{E}|^2 dS}. \quad (1.47)$$

Для определенной длины волны λ (или частоты ω) волновод может поддерживать одну основную моду (одномодовый волновод) или несколько мод (многомодовый волновод). Для характеристики модового состава волновода вводят безразмерный волноводный параметр:

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2}, \quad (1.48)$$

где a – характерный линейный размер сердцевины волновода (радиус или полуширина). Волновод является многомодовым, если $V \gg 1$. Для круглого волновода со ступенчатым профилем волновод является одномодовым при $V < 2.405$. С практической точки зрения наиболее высокий интерес вызывают именно одномодовые волноводы, т.к. в них отсутствует межмодовая дисперсия, излучение в них стабильно по фазе и хорошо интерферирует.

В случае $n_{co} \approx n_{cl}$ волноводы называются слабонаправляющими, а их моды являются почти ТЕМ модами, где $E_z \approx 0$, $H_z \approx 0$, и решение находится из скалярных волновых уравнений, а постоянную распространения можно найти как:

$$\beta^2 = \frac{\int [k^2(x, y)|E(x, y)|^2 - |\nabla_{\perp} E(x, y)|^2] dx dy}{\int |E(x, y)|^2 dx dy}. \quad (1.49)$$

Моды слабонаправляющих круглых волноводов иногда называют линейно поляризованными (Linearly Polarized) модами, и обозначают как LP_{lm}^x , если преобладает компонента поля E_x , и LP_{lm}^y , если преобладает компонента E_y , где l и m азимутальный и радиальный индекс, соответственно. Эти моды ещё можно называть модами волновода для Н (горизонтальной) и V (вертикальной) поляризаций излучения. Основные моды обозначают как LP_{01} .

Бывают ещё волноводы с депрессированной оболочкой, т.е. с внутренней оболочкой конечной ширины с пониженным показателем преломления n_{in_cl} относительно внешней оболочки $n_{out_cl} > n_{in_cl}$. Их ещё называют W-волноводами, т.к. их профиль показателя преломления по форме напоминает латинскую букву «W». В таких волноводах, в отличие от обычных, уже появляется критическая длина волны отсечки для основной моды. Но для длин волн выше критической мода не исчезает мгновенно, а превращается в вытекающую моду, где излучение частично удерживается внутренней оболочкой, но постепенно туннелирует во внешнюю оболочку.

1.3.2 Направленный ответвитель

Базовым интегрально-оптическим элементом для создания квантовых оптических вычислительных схем является светоделитель 2×2 , аналог полупрозрачного зеркала из объемной оптики, наиболее распространенное исполнение которого – направленный ответвитель. Классическая геометрия направленного ответвителя состоит из двух волноводов, которые начинаются на некотором расстоянии Δ , где нет связи между волноводами, сходятся на близкое

расстояние d_{int} на протяжении длины взаимодействия L_{int} , а потом волноводы обратно расходятся (см. рисунок 1.7а). В области зоны взаимодействия между волноводами возникает связь и происходит перекачка излучения. Два волновода в области связи можно представить в виде одного сложного волновода (см. рисунок 1.7б), у которого есть две супер-моды: симметричная и асимметричная (см. рисунок 1.7в), со своими постоянными распространения β^{sym} и β^{asym} , тогда сила связи будет определяться из теории связанных мод [46] как:

$$C = \frac{(\beta^{sym} - \beta^{asym})}{2} = \frac{\pi(n_{eff}^{sym} - n_{eff}^{asym})}{\lambda} = \frac{\pi\Delta n_{eff}}{\lambda}. \quad (1.50)$$

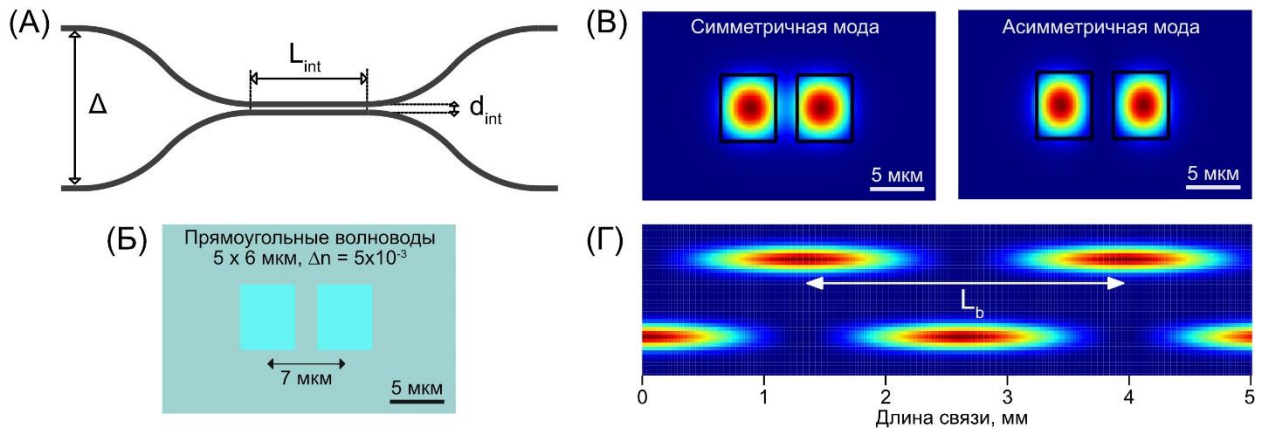


Рисунок 1.7 – (а) Схематичное изображение направленного ответвителя. (б) Пример двух прямоугольных волноводов на близком расстоянии, между которыми возникает связь. (в) Симметричная и асимметричная супер-моды системы из двух волноводов. (г) Картина периодической перекачки излучения между двумя волноводами (вид сверху).

Для слабонаправляющих волноводов выражение для силы связи, используя соотношение взаимности, обретает вид:

$$C = k \int (n(x, y) - n_{cl}) E_1(x, y) E_2(x, y) dS. \quad (1.51)$$

При этом в такой системе если мощность излучения изначально была в первом волноводе $P_1(0) = 1$, то в ходе распространения от длины взаимодействия L распределение мощностей будет описываться как:

$$P_1(L) = \cos^2(CL), P_2(L) = \sin^2(CL), \quad (1.52)$$

т.е. происходит периодическая перекачка энергии с периодом $L_b = \pi/C$ (см. рисунок 1.7г), которая называется длиной связи (биений). Соответственно,

направленный ответвитель с длиной связи L_{int} (если пренебречь переходными участками) реализует матрицу:

$$U_{DC} = \begin{bmatrix} \cos(CL_{int}) & i \sin(CL_{int}) \\ i \sin(CL_{int}) & \cos(CL_{int}) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sqrt{R} & i\sqrt{1-R} \\ i\sqrt{1-R} & \sqrt{R} \end{bmatrix}, \quad (1.53)$$

где R – это доля отраженного излучения, определяемая как $R = \cos^2(CL_{int})$, а коэффициент деления ответвителя соответственно:

$$R:T = \cos^2(CL_{int}):\sin^2(CL_{int}). \quad (1.54)$$

Заметим, что в отличие от светоделителя (см. формулу (1.27)), направленный ответвитель преобразует базисные состояния с точностью до глобальной фазы следующим образом:

$$\begin{aligned} U_{DC}|0\rangle &= |i\rangle, U_{DC}|1\rangle = |-i\rangle, U_{DC}|+\rangle = |+\rangle, \\ U_{DC}|-\rangle &= |-\rangle, U_{DC}|i\rangle = |1\rangle, U_{DC}|-i\rangle = |0\rangle, \end{aligned}$$

что по сути является вращением на сфере Блоха вокруг оси X на угол $\pi/2$ против часовой стрелки.

1.3.3 Интерферометр Маха-Цандера

Интерферометр Маха-Цандера (ИМЦ), состоящий из двух сбалансированных направленных ответвителей и фазовращателя, реализует матрицу:

$$U_{MZI}(\theta) = U_{DC}P(\theta)U_{DC} = \begin{bmatrix} \sin\left(\frac{\theta}{2}\right) & \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) \\ \cos\left(\frac{\theta}{2}\right) & -\sin\left(\frac{\theta}{2}\right) \end{bmatrix}, \quad (1.55)$$

т.е. работает как перестраиваемый светоделитель с коэффициентом отражения $\eta = \sin^2(\theta/2)$. Наконец, в случае направленного ответвителя фазы для приготовления состояний и для проецирования состояний, указанные в таблицах 1.3 и 1.4, меняются на фазы, указанные в таблицах 1.7 и 1.8, соответственно.

Таблица 1.7 – Фазы для приготовления основных однокубитных состояний из начального состояния $|0\rangle$ в случае интегрального ИМЦ на основе направленных ответвителей.

Состояние	Поляризационное обозначение	φ_1	θ	φ_2
$ 0\rangle$	$ H\rangle$	-	π	0
$ 1\rangle$	$ V\rangle$	-	0	0
$ +\rangle$	$ D\rangle$	-	$\pi/2$	π
$ -\rangle$	$ A\rangle$	-	$\pi/2$	0
$ +i\rangle$	$ R\rangle$	-	$\pi/2$	$3\pi/2$
$ -i\rangle$	$ L\rangle$	-	$\pi/2$	$\pi/2$

Таблица 1.8 – Фазы для проецирования состояний в заданных базисах интегрального ИМЦ на основе направленных ответвителей.

Базис	Поляризационное обозначение	φ_1	θ	φ_2
$ 0\rangle 1\rangle$	$ H\rangle V\rangle$	0	π	-
$ +\rangle -\rangle$	$ D\rangle A\rangle$	0	$3\pi/2$	-
$ +i\rangle -i\rangle$	$ R\rangle L\rangle$	$\pi/2$	$\pi/2$	-

1.3.4 Термооптический фазовращатель

Фазовращатель в интегральной оптике может быть реализован на основе различных механизмов изменения фазы ϕ в волноводе, и в зависимости от материала может быть термооптическим [47,48] или электрооптическим [49], а также фоторефрактивным [50] или электромеханическим [51]. Для создания термооптического фазовращателя на поверхности оптического чипа прямо над одним из волноводов изготавливается нагревательный элемент (см. рисунок 1.8а). Он обычно прямоугольной формы $L_{heater} \times w$ и из тонкого слоя

проводника с удельным сопротивлением ρ толщиной h , соответственно имеет омическое сопротивление $R_{heater} = \frac{\rho L_{heater}}{wh}$.

При подаче постоянного тока I нагревательный элемент выделяет мощность $P_{heater} = I^2 R_{heater}$ и обеспечивает локальный нагрев материала, в том числе внутри волновода, где за счет термооптического эффекта происходит изменение показателя преломления и, соответственно, фазы ϕ :

$$\Delta n = \frac{dn}{dT} (T - T_0); \quad \phi = \phi_0 + \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n L_{heater}. \quad (1.56)$$

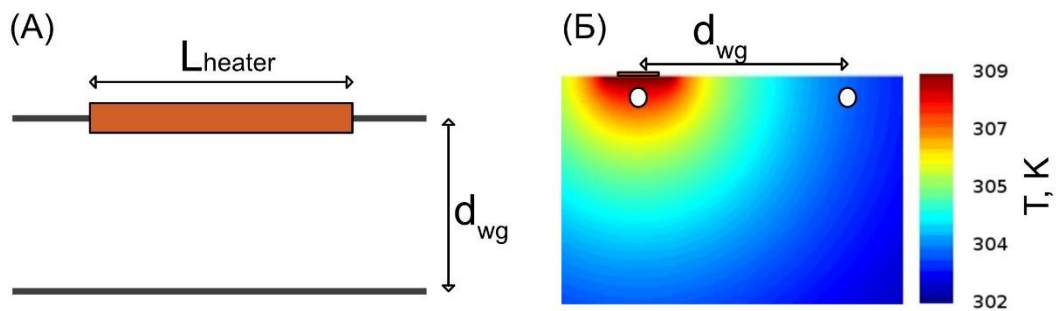


Рисунок 1.8 – (а) Схематичное изображение термооптического фазовращателя. Численная симуляция распределения температуры внутри оптического чипа при работе нагревателя.

Так как тепло доходит и до второго волновода, расстояние до которого d_{wg} , в создании разности фаз φ играет роль относительное изменение показателя преломления, вызванное разницей температур между двумя волноводами (см. рисунок 1.8б):

$$\varphi = \phi_1 - \phi_2 = \phi_{01} - \phi_{02} + \alpha(T_1 - T_0) - \alpha(T_2 - T_0) = \varphi_0 + \alpha\Delta T. \quad (1.57)$$

Например, для достижения разности фаз $\varphi = 2\pi$ с помощью термооптического фазовращателя длиной $L_{heater} = 6$ мм для излучения с длиной волны $\lambda = 810$ нм в кварцевом стекле ($dn/dT = 10^{-5} \text{ K}^{-1}$) необходима разница температур $\Delta T = 13.5$ К между двумя волноводами.

1.3.5 Решетка связанных волноводов

Когда волноводов становится больше двух, систему можно назвать уже решеткой из N связанных волноводов, а распространение излучения в ней описать более общей формулой из теории связанных мод [46]:

$$i \frac{d\mathbf{A}(z)}{dz} = H(z)\mathbf{A}(z), \quad (1.58)$$

где $\mathbf{A}(z)$ – вектор амплитуд полей распространяющегося излучения на расстоянии z , а $H(z)$ – квадратная матрица размером $N \times N$, где на главной диагонали (элементы с индексом ii) расположены постоянные распространения $\beta_i(z)$ i -го волновода, а остальные элементы являются коэффициентами связи $C_{m,n}$ между волноводами n и m .

Для одномерной решетки длиной L из N прямых волноводов, расположенных в ряд на одной плоскости параллельно друг другу, можно считать, что связь есть только между соседними: $C_{m,m+1} \gg C_{m,m+q}$ для $q \geq 2$, так как коэффициент связи быстро убывает от расстояния между волноводами d_{int} . В этом случае матрица $H(z)$ будет трёхдиагональной:

$$H(z) = \begin{bmatrix} \beta_1(z) & C_{12}(z) & \cdots & 0 \\ C_{12}(z) & \beta_2(z) & \cdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \ddots & C_{N-1,N}(z) \\ 0 & \cdots & C_{N,N-1}(z) & \beta_N(z) \end{bmatrix}, \quad (1.59)$$

а решение для уравнения (1.57) запишется в виде: $\mathbf{A}(L) = \exp\left(\int_0^L H(z)dz\right)\mathbf{A}(0)$.

1.4 Фемтосекундная лазерная запись волноводов и интегрально-оптических элементов в прозрачных диэлектриках

Фемтосекундная лазерная запись – это технология локального и перманентного изменения показателя преломления прозрачных диэлектрических материалов под действием сильно сфокусированных ультракоротких лазерных импульсов. При перемещении материала относительно фокуса внутри образца записываются удлиненные *треки*. Метод

позволяет быстро и в одну стадию изготавливать волноводы и интегрально-оптические элементы на их основе внутри широкого круга материалов, таких как оптические стекла, кристаллы, керамика, алмазы и полимеры [52–56]. Данная технология за счет простоты и дешевизны нашла широкое применение в научных исследованиях в области астрофотоники [56], телекоммуникаций [56,57], топологической фотоники [58–61], оптофлюидики [52,62] и квантовой фотоники [63,64].

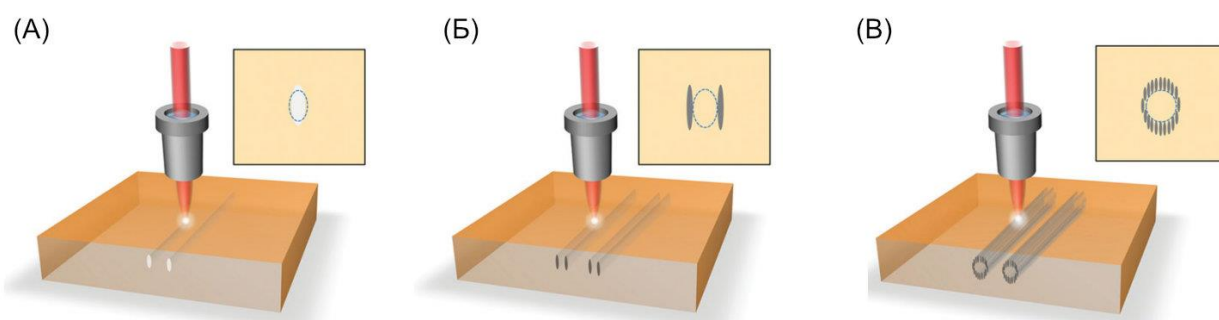


Рисунок 1.9 – Основные типы волноводов согласно методу формирования [65, 68]. (а) Тип-I – формирование сердцевины с положительным Δn . (б) Тип-II – стресс индуцированный волновод между двумя треками. (в) Тип-III – волновод с депрессированной оболочкой. На вставках показаны поперечные сечения волноводов, где пунктирным овалом изображено расположение сердцевин волновода.

Фемтосекундная лазерная запись волноводов впервые была продемонстрирована группой Хирао в 1996 году в различных стеклах [66]. Затем в 2000 году по аналогии со стеклами запись была продемонстрирована внутри кристалла кварца [67]. Как оказалось, треки, записанные в стеклах по большей части обладают положительным изменением показателя преломления ($\Delta n > 0$), когда как в кристаллах наблюдается отрицательное изменение ($\Delta n < 0$). Величина, форма и характер изменения показателя преломления во многом зависит от материала, параметров лазерных импульсов и условий фокусировки. Согласно этому, волноводы, записанные фемтосекундным лазером, делят на три основных типа согласно методу формирования [65,68]: Тип-I – непосредственно записанный волновод, когда записанный трек содержит область с положительным Δn относительно немодифицированной области, так что данная

область выступает в роли сердцевины волновода (см. рисунок 1.9а); Тип-II – стресс-индуцированный волновод, когда между двумя пробойными треками или треками с отрицательным Δn из-за напряжений образуется область с положительным Δn (см. рисунок 1.9б); Тип-III – волновод с депрессированной оболочкой, где полностью создается оболочка волновода из множества треков с отрицательным Δn (см. рисунок 1.9в).

1.4.1 Режимы фемтосекундной лазерной записи в кварцевом стекле по характеру модификации материала

Формирование треков в кварцевом стекле по технологии фемтосекундной лазерной записи в зависимости параметров лазера и условий фокусировки делятся на три режима по характеру модификации материала [69–72]. Например, эти режимы могут наблюдаться при увеличении энергии в импульсе (см. рисунок 1.10). При низких энергиях наблюдается 1-ый режим, который связан с локальным плавлением за счёт многофотонного поглощения энергии, и имеет изотропное изменение показателя преломления. При средних энергиях наблюдается 2-ой режим, который сопровождается образованием нанорешеток за счёт лавинной ионизации электронов и образованию плазмы низкой плотности, и имеет анизотропное изменение показателя преломления. И наконец, при высоких энергиях наблюдается 3-ий режим, который сопровождается образованием микропустот, за счёт образования плазмы высокой плотности и поглощения в ней с последующим микровзрывом. Также эти режимы наблюдаются с изменением длительности импульса (см. рисунок 1.11, слева) и численной апертуры фокусирующей оптики (см. рисунок 1.11, справа). Волноведущие свойства показывают треки в 1-ом и 2-ом режимах записи, последний ещё активно используется для создания волновых пластинок и многомерной оптической памяти за счёт анизотропии получаемых структур.

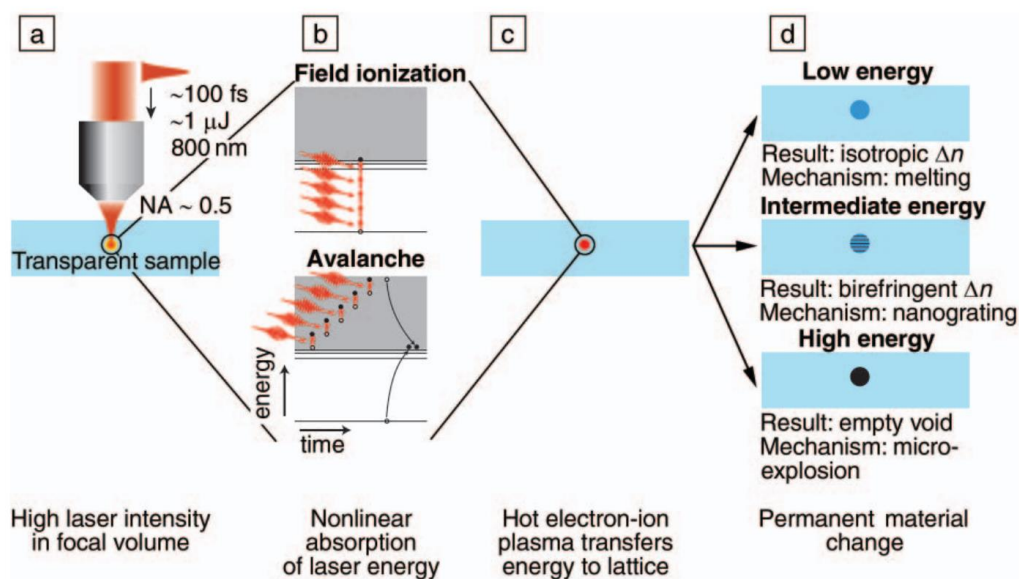


Рисунок 1.10 – Процессы нелинейного поглощения излучения и механизмы изменения показателя преломления материала в зависимости от энергии в импульсе [69].

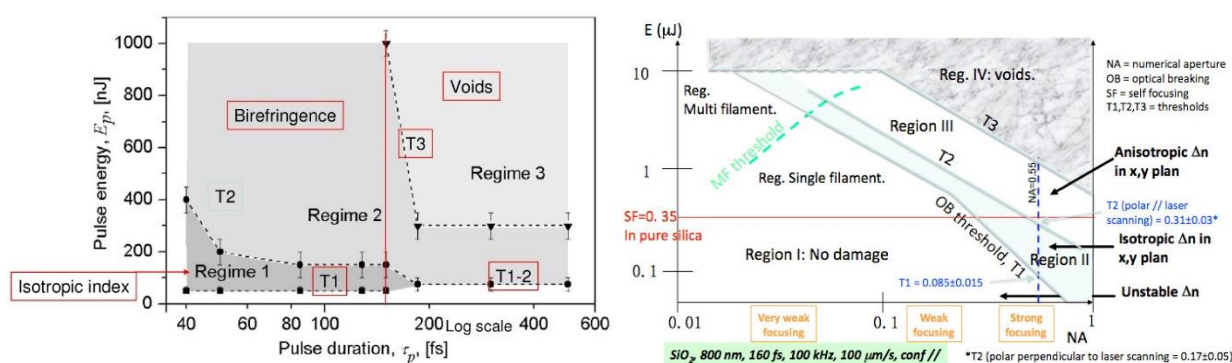


Рисунок 1.11 – Режимы фемтосекундной лазерной записи в кварцевом стекле по характеру модификации материала в зависимости от длительности импульса [72] (слева) и числовой апертуры фокусирующей оптики [70] (справа).

1.4.2 Запись интегрально-оптических элементов в стеклах для фотонных квантовых вычислений

Интегральные элементы на основе технологии фемтосекундной лазерной записи были одними из первых, которые использовались в квантово-оптических экспериментах. А именно квантовую 2-фотонную интерференцию ХОМ в направленном ответвителе наблюдали в 2009 году [3]. Также такой направленный ответвитель в чипе использовали для измерения поляризационных перепутанных состояний света [4]. За этим последовало

несколько работ по созданию квантовых гейтов на основе поляризационных светоделителей и волновых пластинок на чипе для поляризационных кубитов [5,73,74]. Затем с использованием трехмерных возможностей технологии фемтосекундной лазерной записи был создан трехканальный светоделитель (триттер), в котором наблюдали 3-фотонную квантовую интерференцию [75]. Это дало толчок на проведение 3-4-фотонных экспериментов по бозонному сэмплингу на пассивных 5-канальных интерферометрах [76,77], с последующим увеличением до 13-и каналов [78,79]. На ряду с этим были проведены 2-фотонные эксперименты по квантовым блужданиям в решетках различного рода [80–84]. Далее были созданы генераторы W-состояний высших порядков [85], а также гиперперепутанного и кластерного состояния [86]. Чуть позже были продемонстрированы двухкубитные гейты CZ [87] и CNOT [21] с оповещением для поляризационных кубитов. Недавно был показан CNOT гейт для кубитов закодированных в базисе двух мод [88], который потом использовали для приготовления состояний Белла [89]. Все эти работы были направлены на создание отдельных элементов, производящих статическое преобразование над 1–2 кубитами. Что касается программируемых схем, то были созданы единичные ИМЦ с термооптическими фазовращателями [90,91], которые могут выполнять произвольное однокубитное преобразование, а также 4-портовая схема для экспериментов по квантовой контекстуальности [92] и 4-портовый универсальный программируемый интерферометр [93]. Поздние работы были посвящены улучшению характеристик термооптических фазовращателей [94,95].

Тем не менее, во всех этих работах использовалось всего несколько фотонов (два–четыре), поэтому умеренные полные потери в чипах в диапазоне 3–10 дБ не являлись серьезной проблемой. Потери на распространение находились в диапазоне 0,2–1,0 дБ/см, в то время как потери на согласование с оптоволокном находились в диапазоне 0,7–3 дБ/торец для 800–900 нм. Поскольку частота многофотонных событий экспоненциально зависит от пропускания через чип, полные потери в них становятся решающим параметром,

определяющим масштабирование для более сложных экспериментов с большим числом фотонов. Поэтому, масштабные эксперименты, как правило, используют объемную и/или волоконную оптику с низкими потерями [96–101] или высокотехнологическую кремниевую фотонику [102–104], где полные потери через систему находятся в диапазоне 3–3,5 дБ. Недавно были разработаны чипы на основе фемтосекундной лазерной записи в боросиликатном стекле с более низкими полными потерями в диапазоне 2–3 дБ в ближнем ИК-диапазоне длин волн [105–108], где были достигнуты потери на распространение порядка 0.13 дБ/см [107,108] и потери на согласование с волокном 0,2 дБ/торец [108].

1.4.3 Запись волноводов и интегрально-оптических элементов в кристаллах

Все три типа волноводов были продемонстрированы в кристалле YAG. Волновод типа-I был получен при определенных условиях только в кристалле Cr:YAG [109]. Волноводы типа-II были созданы во многих допированных ионами кристаллах YAG [110–117], но эти волноводы поддерживали только моду с ТМ-поляризацией [110]. Волноводы типа-III также были созданы во многих допированных ионами кристаллах YAG [118–123]. Такие волноводы поддерживали обе ортогональные поляризации [120]. Недавно было показано альтернативное изготовление оболочки волновода в виде гексагональной микроструктурированной решетки в кристалле Nd:YAG [124].

Волноводы типа-I лучше всего подходят для создания сложных интегрально-оптических элементов: были продемонстрированы двумерные (2D) 1×2 светоделители в кристалле LiNbO_3 [125], и трехмерные (3D) 1×4 светоделители в кристаллах BGO [126] и в LiNbO_3 [127]. Изготовление таких элементов на базе волноводов типа-II и типа-III вызывает некоторые сложности: в дизайне оболочек области взаимодействия и в области расхождения, в выборе подходящей формы оболочки волноводов и т.д. 2D 1×2 Y-делители на основе волновода с депрессированной оболочкой квадратной формы были созданы в

кристаллах LiTaO_3 [128], Nd:YAG [129,130] и в сапфире [131]. 2D 1×2 Y-делитель в кристалле Nd:YAG [132] и 3D 1×2 Y-делитель в LiNbO_3 [133] были созданы на основе волновода с депрессированной оболочкой круглой формы. На основе волновода с оболочкой в виде гексагональной микроструктурированной решетки были продемонстрированы 3D 1×3 светоделитель в кристалле LiNbO_3 [134] и 1×4 светоделитель в кристалле КТР [135]. Недавно был продемонстрирован перестраиваемый направленный ответвитель со слабой связью порядка $C = 0,7 \text{ см}^{-1}$ в кристалле LiNbO_3 [136].

Выводы по главе 1

В данной главе приводятся базовые понятия квантовых вычислений в целом, более подробно рассмотрены линейно-оптические квантовые вычисления. Приводятся основные теоретические методы и процессы приготовления, преобразования и измерения состояний, а также их математические описания. Вводятся основные интегрально-оптические элементы, проведён литературный обзор по их созданию методом фемтосекундной лазерной записи, а также по экспериментальной реализации линейно-оптических квантовых вычислений на их основе. Обзор научной литературы показал актуальность поставленных задач.

Глава 2. Техника и методы исследования

В данной главе приводятся основные методы и материалы исследования, описаны параметры установок по созданию интегрально-оптических структур, а также методы их моделирования и характеристики. Описаны процессы создания и калибровки термооптических фазовращателей, и детали сборки программируемых интерферометров. Приведены методы томографии квантового состояния и процесса. Основное содержание главы опубликовано в дополнительных материалах, в приложениях и в разделе методы работ [137–141].

2.1 Установка и процесс фемтосекундной лазерной записи

Волноводные структуры были созданы внутри оптических чипов с помощью технологии фемтосекундной лазерной записи, где под действием сфокусированных лазерных импульсов происходит локальная модификация показателя преломления, что позволяет создавать сердцевину или оболочку волновода. Схема базовой установки изображена на рисунке 2.1. В качестве источника лазерных импульсов использовалась первая (1030 нм, 1 МГц, 220 фс) или вторая гармоника (ГВГ, 515 нм, 1 МГц, 270 фс) иттербиевого волоконного фемтосекундного лазера (Авеста ANTAUS). Мощность лазера регулировалась с помощью выходного акустооптического модулятора (АОМ) и держалась постоянной с помощью системы стабилизации с обратной связью на основе фотодетектора, на который светоделителем отводилось около 2% мощности. Излучение фокусировалось внутрь образца асферической линзой (АЛ) с числовой апертурой $NA = 0,55$ (Thorlabs, C230TMD-B) на определённую глубину z_w под поверхность образца. При этом смещение корректировалось на показатель преломления материала $\Delta z = z_w/n$. Для полного заполнения всей входной апертуры фокусирующей линзы лазерный пучок был расширен в 2,25 раза с помощью перестраиваемого телескопа (Т, 2–8×). Так как сама асферическая линза была рассчитана на глубину фокусировки 450 мкм, после линзы могло устанавливаться покровное стекло (ПС) разной толщины для

полной или частичной компенсации сферических aberrаций. Образец помещался на трехосевую платформу с угловыми регулировками, которая устанавливалась на трехосевую систему передвижения на воздушной подушке (Aerotech FiberGlide3D), управляемую через компьютер (ПК). Для нахождения координаты поверхности образца, а также для выравнивания углов образца, мощность лазера выставлялась на небольшую величину (1–2%) и наблюдалась мощность обратного отражения от поверхности образца на фотодетекторе ФД2 через отражение на поляризационном светоделителе из-за поворота поляризации при двойном прохождении четвертьволновой пластинки $\lambda/4$. Поляризация излучения для записи волноводов выставлялась круговой четвертьволновой пластинкой $\lambda/4$ или оставалась линейной по направлению движения образца при убирании пластинки. Образец при этом перемещался относительно фокуса с постоянной заданной скоростью. После записи волноводной схемы на углах образца посредством абляции поверхности создавались юстировочные метки для дальнейшего позиционирования образца. На этой же установке производится гравировка изоляционных дорожек на напылённой металлической пленке для создания термооптических фазовращателей.

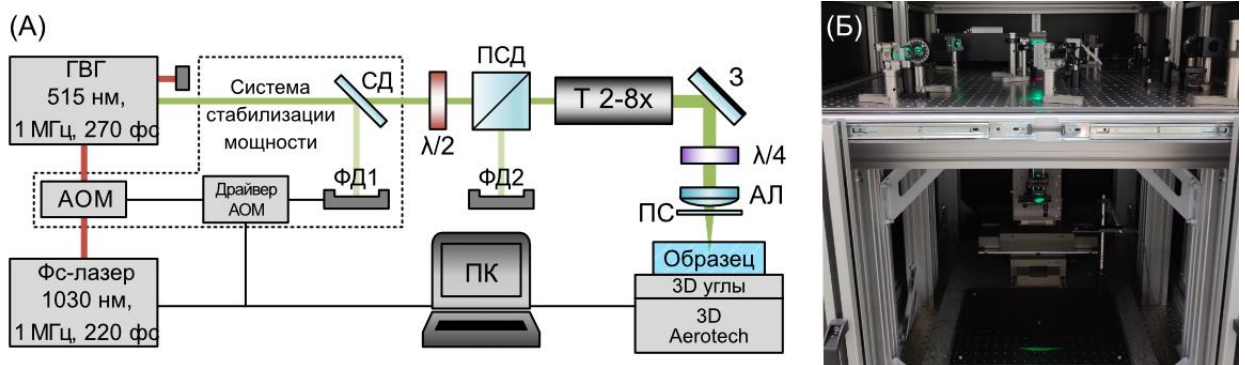


Рисунок 2.1 – (а) Схема установки по фемтосекундной лазерной записи волноводов (а). Фс-лазер – фемтосекундный лазер, ГВГ – генератор второй гармоники, АОМ – акустооптический модулятор, СД – светоделитель, ФД1, ФД2 – фотодетекторы, ПСД – поляризационный светоделитель, $\lambda/2$ – полуволновая пластинка, $\lambda/4$ – четвертьволновая пластинка, Т – телескоп, З – зеркало, АЛ – асферическая линза ($NA = 0,55$), ПС – покровное стекло, 3D Aerotech – автоматизированная трехосевая система передвижения, управляемая с компьютера ПК. (б) Фотография установки.

2.2 Образцы и материалы

В Главах 3 и 4 для записи волноводов использовались заготовки из кварцевого стекла (AGOptics, JGS1) размерами $100 \times 50 \times 5$ мм или $50 \times 50 \times 5$ мм, у которых верхние и нижние грани были сполированы заводом изготовителем, через которые и производилась фокусировка лазерного излучения, а остальные грани/торцы были матовыми (см. рисунок 2.2). Качество сполированной поверхности заявлялось $10/5$ в терминах царапин и сколов, плоскостность поверхности $\lambda/10@633$ нм, параллелизм граней 5 угловых секунд или 0,0014 градусов. Все рёбра образца имели фаску под 45 градусов шириной <250 мкм.



Рисунок 2.2 – Заготовки из кварцевого стекла размерами $100 \times 50 \times 5$ мм (слева) и $50 \times 50 \times 5$ мм (справа).

В Главе 5 для записи волноводов использовались образцы из кристалла иттрий-алюминиевого граната легированные редкоземельными атомами тулия концентрацией 0,01% ($Tm^{3+}:YAG$) размерами $19 \text{ мм} \times 9 \text{ мм} \times 2 \text{ мм}$. Концентрация редкоземельных ионов была выбрана оптимальной с точки зрения реализации квантовой памяти на основе фотонного эха, где достигается компромисс между оптической плотностью (для эффективного поглощения фотона) и временем когерентности (времени жизни квантового состояния).

2.3 Моделирование и расчёт моды волноводов

Моделирование волноводов производилось с помощью программы Ansys Lumerical MODE. Расчёт собственных мод волноводов производился с использованием вычислителя Finite Difference Eigenmode (FDE) с металлическими граничными условиями и с минимальным размером сетки

0,1 мкм для высокой скорости вычислений. При этом область вычислений была довольно большой $75 \text{ мкм} \times 75 \text{ мкм}$, чтобы моды не касались границ. Показатели преломления материалов для разных длин волн брались с сайта refractiveindex.info.

Расчёт согласования мод прямоугольных волноводов и стандартного оптического волокна Nufern PM780-HP производился с помощью функции расчёта перекрытия мод Overlap. Диаметр сердцевины волокна был взят из спецификаций производителя (Coherent) и был равен 4,5 мкм. Показатель преломления сердцевины волокна был выбран $n_{fiber_co} = 1,45666$ таким образом, чтобы ее размер моды был равен экспериментально измеренному $MFD_{fiber} = 7,8 \text{ мкм}$. Показатель преломления оболочки волокна и волновода был выбран $n_{cl} = 1,4515$, чтобы быть таким же, как у чистого кварцевого стекла для 920 нм. Все размеры сердцевины по горизонтали были увеличены на небольшую величину 10 нм, чтобы избежать вырождения в волноводах с идеально круглым и квадратным сечением сердцевины, где собственная мода могла быть в виде произвольной суперпозиции ортогональных мод. Это не влияло на конечные значения перекрытий мод.

2.4 Методы характеристики волноводов и интегрально-оптических структур

В данном разделе описаны различные методы исследования и характеристики волноводов и интегрально-оптических структур.

2.4.1 Микроскопия волноводов и интегрально-оптических структур

Изготовленные структуры были исследованы с помощью светлопольного оптического микроскопа Zeiss Axio Scope A1 с использованием оптических объективов Zeiss EC-Plan-Neofluar $10\times/0,3$ и $20\times/0,5$, а также объективом с коррекцией аберраций Zeiss LD-Plan-Neofluar $40\times/0,6 \text{ Corr}$. Изображения волноводов сверху или с торца были получены в режиме светлого поля (BF) или

в режиме дифференциального интерференционного контраста (ДИК) с использованием цифровой камеры TourCam UCMOS03100KPA с 3,1 МП матрицей диагональю 1/2" через программу TourView 3.7.

2.4.2 Измерение профиля моды волновода и расчёт перекрытия мод

Профили поддерживаемых мод волноводов были исследованы с помощью установки, изображенной на рисунке 2.3. Излучение от диодного лазера нужной длины волны λ фокусировалось в образец с помощью асферической линзы АЛ1, фокусное расстояние которого $F_1 = 11$ мм подбиралось, чтобы перетяжка $w_0 = \lambda F_1 / \pi \rho$ была близка к размеру моды волновода, где ρ – это радиус пучка до фокусировки. Линзы устанавливались на шестиосевых держателях однодюймовой оптики (Thorlabs K6XS). Поляризация излучения выставлялась вертикальной или горизонтальной набором четвертьволновой $\lambda/4$ и полуволновой $\lambda/2$ пластинок.

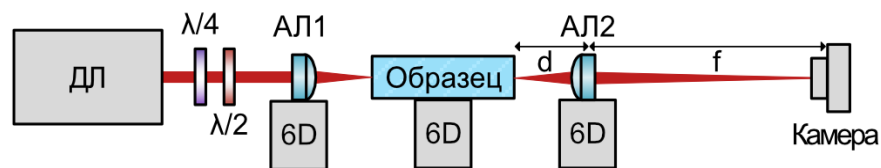


Рисунок 2.3 – Схема установки для исследования профиля моды волновода. ДЛ – диодный лазер, $\lambda/4$ – четвертьволновая пластинка, $\lambda/2$ – полуволновая пластинка, АЛ – асферическая линза, 6D – шестиосевая система позиционирования, d – расстояние от образца до линзы, f – расстояние от линзы до камеры.

Образец устанавливался в трёхосевую механическую систему позиционирования по трём линейным координатам (Luminos I3000) поверх которой стояла другая система для настройки трёх углов (Newport 9031-M). Выходное излучение с образца фокусировалось асферической линзой АЛ2 на КМОП-камеру (Gentec-EO Veamage-4M) для построения изображения пространственного профиля моды волновода в ближнем поле. Фокусное расстояние линзы АЛ2 $F_2 = 7,5$ мм выбиралась так, чтобы размер моды был больших размеров, но при этом не искажался. Через программу камеры PC-Veamage можно было наблюдать изображение профиля моды в реальном

времени и/или сделать снимок в формате .jpg, .bmp, а также сохранить в виде массива данных интенсивностей на каждом пикселе в формате .txt. Там же можно автоматически вычесть фоновую засветку. Увеличение линзы АЛ2 рассчитывалось по известной формуле для тонкой линзы $\Gamma = f/d$, которое при $f \gg F_2$, может быть заменена на $\Gamma = f/F_2$. Для проверки и корректировки увеличения дополнительно согласовывалось известное расстояние между волноводами внутри образца и на камере. Стоит отметить, что установка сначала юстировалась без образца, чтобы все компоненты лежали на одной заданной оси, а затем вставлялся образец и юстировались его углы и координаты так, чтобы он никаким образом не отклонял пучок, т.е. прямой волновод тоже оказывался на заданной оси.

Профиль моды волокна снималось таким же образом, но вместо выходного торца образца располагался выходной торец сколотого под прямым углом волокна. Перекрытие между двумя модами (профилями поля) $E_1(x, y)$ и $E_2(x, y)$ рассчитывалось как

$$\eta = \frac{|\int E_1^* E_2 dS|^2}{\int |E_1|^2 dS \int |E_2|^2 dS}, \quad (2.1)$$

где для экспериментально полученных мод профиль поля был взят как квадратный корень распределения интенсивности $I(x, y)$. Такое распределение не содержит фазовой составляющей, и, более того, несмотря на то, что числовая апертура линзы АЛ2 превышает апертуру волновода, изображение подвергается низкочастотной фильтрации из-за ограниченной входной апертуры системы визуализации. Поэтому такое перекрытие мод дает верхнюю оценку для согласования мод волокна и волновода.

2.4.3 Измерение потерь волноводов

Для измерения потерь в волноводах использовалась установка, изображенная на рисунке 2.4. Входное излучение с диодного лазера мощностью P_{in} было заведено в образец непосредственно с одиночного волокна (Nufern

PM780-NP), сколотого под прямым углом, приведенного в контакт с торцом образцов (butt-coupling). Медленная ось волокна была выровнена так, что выходило излучение с горизонтальной линейной поляризацией (H поляризация). Выходящее из волновода излучение мощностью P_{out} коллимировалось линзой АЛ и падало на головку (Thorlabs, S120VC) измерителя мощности (Thorlabs, PM100D).

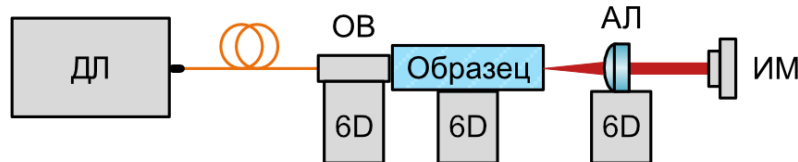


Рисунок 2.4 – Схема установки для измерения потерь волнопроводов. ДЛ – диодный лазер, ОВ – одиночное волокно, АЛ – асферическая линза, ИМ – измеритель мощности, 6D – шестиосевая система позиционирования.

В таком случае пропускание волновода оценивалось просто как отношение выходной мощности к входной

$$T = \frac{P_{out}}{P_{in}}, \quad (2.2)$$

а полные вносимые потери (IL , *insertion loss*) в децибелах (дБ) как

$$IL = -10 \times \lg(T). \quad (2.3)$$

При этом эти потери можно разложить на сумму потерь различного рода:

$$IL = CL + PL \times L + BL \times L_b, \quad (2.4)$$

потери на заведение в волновод (CL , *coupling loss*), который включает потери на согласование мод, а также отражение Френеля, измеряется в дБ/торец. Потери на распространение (PL , *propagation loss*) – линейные потери на всей длине волновода L , измеряется в дБ/см. Потери на изгиб для изогнутых волнопроводов (BL , *bending loss*) – это дополнительные потери на изгиб для изогнутых участков волновода суммарной длиной L_b , измеряется так же в дБ/см и постоянна для определенного радиуса кривизны. Для многоканальных структур полные вносимые потери могут быть рассчитаны как отношение суммы выходных мощностей к входной мощности:

$$IL = -10 \times \lg\left(\frac{\sum P_{out}}{P_{in}}\right). \quad (2.5)$$

2.4.4 Измерение коэффициентов деления направленных ответвителей

Установки из предыдущих разделов также использовались для определения коэффициентов деления направленных ответвителей и/или ИМЦ. Их коэффициенты деления определялись как нормированные отношения между выходными мощностями. Например, коэффициент отражения направленного ответвителя рассчитывался как отношение между измеренной выходной мощностью из канала R и суммой мощностей из обоих каналов R и T , как

$$R = \frac{P_{outR}}{P_{outR} + P_{outT}}. \quad (2.6)$$

При измерении выходной мощности из одного канала в головку измерителя устанавливалась диафрагма, чтобы туда не попал пучок из другого канала.

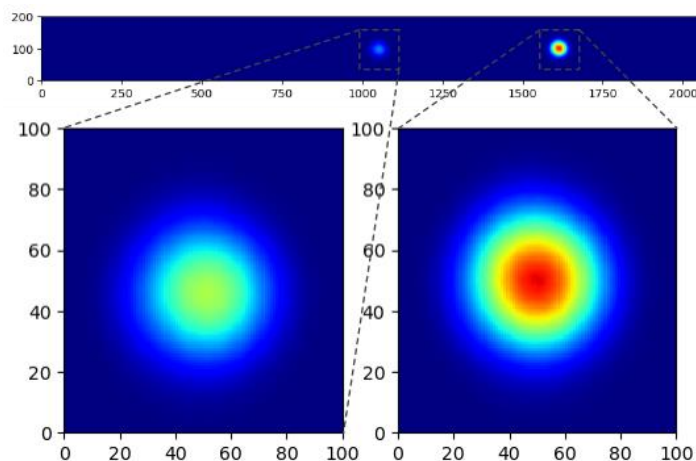


Рисунок 2.5 – Измерение коэффициентов деления направленного ответвителя с помощью изображения, полученного с камеры. По осям указана шкала размера фотографий в пикселях.

У предыдущего метода определения коэффициентов деления с помощью измерителя мощности есть несколько недостатков, а именно мощности с выходных каналов снимаются не одновременно, каждый раз приходится двигать головку измерителя мощности и пучки каждый раз попадают на сенсор головки не одинаковым образом, что приводит к определенным погрешностям измерения. Поэтому коэффициент деления более точно можно получить с помощью изображения, полученного с камеры (см. рисунок 2.5). Для этого нужно сделать общий снимок, где в одном кадре видны пучки с выходных каналов, и сохранить его в виде массива данных интенсивностей. Далее в этом

массиве находятся локальные максимумы и уже попиксельно суммируется мощность в заданном окне квадратной формы, обычно, размером примерно в 2 раза превышающем диаметр моды. Коэффициенты деления рассчитываются по той же формуле (2.6), как нормированные отношения выходных мощностей.

2.4.5 Измерение матрицы преобразования многоканальных интерферометров

Матрица преобразования N -канального интерферометра описывается унитарной матрицей U размером $N \times N$. На практике же из-за неоднородных потерь на ввод и вывод излучения добавляются диагональные матрицы эффективностей заведения V_{in} и V_{out} . И если потери внутри интерферометра однородны, то его линейные потери переносятся на ввод или на вывод, и такой интерферометр выполняет преобразование $V_{out}UV_{in}$ над входным вектором полей \vec{A}_{in} , так что выходной вектор записывается как $\vec{A}_{out} = V_{out}UV_{in}\vec{A}_{in}$. Для мощностей из-за положительности элементов диагональных матриц V_{in} и V_{out} получается $\vec{P}_{out} = V_{out}^2 |U_{ij}|^2 V_{in}^2 \vec{P}_{in}$.

Для получения матрицы преобразования многоканального интерферометра использовалась установка, схема которой показана на рисунке 2.6. Здесь входные и выходные каналы интерферометра были согласованы с массивом РМ волокон, уложенных в подложку с V-образными канавками (OZ Optics, SQS Vlaknova optika или Meisu), установленных на шестикоординатных механических позиционерах по трём линейным координатам и трём углам (Luminos I6000) с держателями массивов. Мощности излучения из выходных каналов измерялись с помощью набора самодельных цифровых измерителей мощности на основе кремниевых PIN-фотодиодов (Vishay).

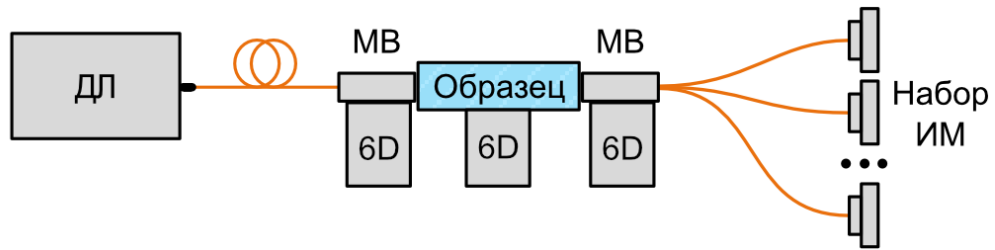


Рисунок 2.6 – Схема установки для измерения матрицы преобразования. ДЛ – диодный лазер, МВ – массив волокон, ИМ – измеритель мощности, 6D – шестиосевая система позиционирования.

Для входного канала j мощность с i -го выходного канала, нормированного на входную мощность, записывается как элемент матрицы $I = P_{ij}^{out} / P_j^{in}$. Применяв алгоритм Синкхорна-Кноппа [142] на эту матрицу, получим дважды стохастическую матрицу I^{DS} , а также диагональные матрицы D_1 и D_2 с положительными элементами, для которых выполняется условие $I^{DS} = D_1 I D_2$. У дважды стохастической матрицы сумма элементов по всем строкам и столбцам равна 1: $\sum_i I_{ij}^{DS} = \sum_j I_{ij}^{DS} = 1$. Таким образом, данная матрица является матрицей квадратов модулей унитарной матрицы интерферометра $I_{ij}^{DS} = |U_{ij}|^2$, а обратные матрицы диагональных матриц – квадратами диагональных матриц эффективностей заведения $D_1^{-1} = V_{out}^2$ и $D_2^{-1} = V_{in}^2$. Через них удобно получить общую матрицу эффективностей заведения как $V_{ij} = D_{1i}^{-1} D_{2j}^{-1}$ или матрицу потерь $IL_{ij} = -10 \lg(V_{ij})$.

Фиделити между экспериментально полученной матрицей $M_{exp} = |U_{ij}|^2$ и теоретической идеальной (ожидаемой) матрицей M_{th} рассчитывалось по формуле (1.45), с тем отличием, что эрмитово сопрягать уже нет необходимости после возведения модуля в квадрат.

2.5 Изготовление и сборка программируемых интерферометров

В данном разделе описаны процессы изготовления и калибровки термооптических фазовращателей интегрально-оптических чипов, описаны детали изготовления и сборки платформы, куда устанавливались чипы, а также

параметры вспомогательного оборудования для полноценного функционирования программируемых интерферометров.

2.5.1 Изготовление термооптических фазовращателей

Для реализации фазовращателей на поверхность оптического чипа прямо над изготовленными ранее волноводами были созданы резистивные микронагревательные элементы. Для этого сначала на чипы был напылён слой металла с типичной толщиной 0.2 мкм. В качестве металла с подходящими адгезийными и электрическими свойствами использовался нихром (NiCr). Перед напылением чипы очищались в ацетоне и спирте с использованием ультразвуковой ванны. Процесс очистки происходил при температуре 45 °С и длился около 30 минут. После чего образец промывался изопропанолом. Торцы образца, а также края, где находятся метки, закрывались фольгой, чтобы металл не закрыл оптический доступ к волноводам и меткам. Напыление нихрома производилось в самодельной вакуумной установке магнетронного распыления, которая состояла из рабочей камеры и шлюза, через который производилась загрузка образцов. В шлюзе была установлена галогеновая лампа, которая позволяла нагревать образец до температуры ~150 °С. Нагрев образца приводит к десорбции воды с поверхности, а также обеспечивает лучшую адгезию пленок. Шлюз откачивался до давления 5×10^{-6} Торр, после чего проводился нагрев образца. Затем образец из шлюзового отделения перемещался в рабочую камеру, где и производилось напыление материала. В рабочую камеру запускался аргон высокой чистоты (99,999%) до давления 5×10^{-2} Торр. В камере была расположена круглая нихромовая мишень диаметром 68 мм и толщиной 5 мм. После установления рабочего давления производился поджог плазмы на постоянном токе. Мощность при распылении составляла 300 Вт, что соответствует скорости напыления слоя 1.4 нм/с. Фотографии образцов, напылённых нихромовой плёнкой, показаны на рисунке 2.7а.

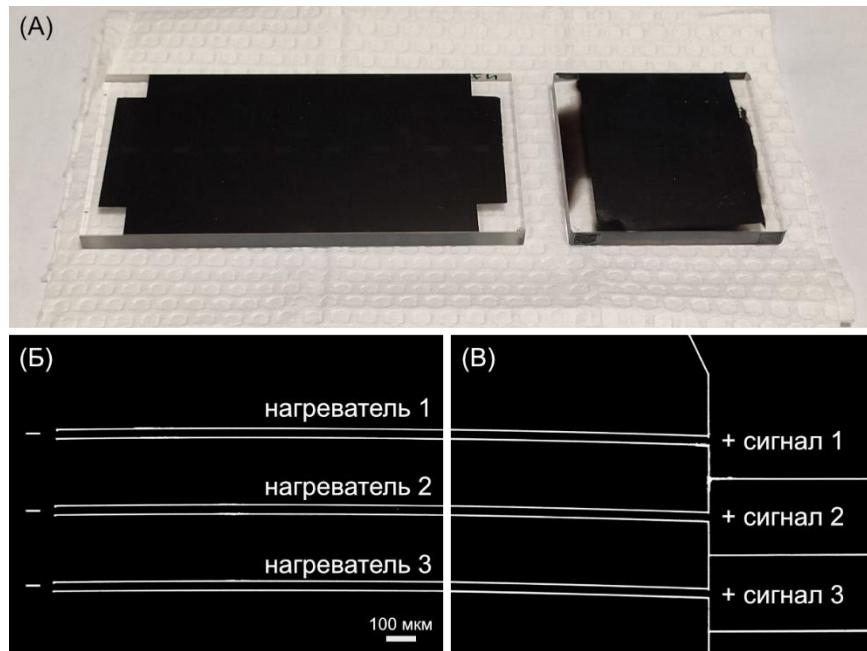


Рисунок 2.7 – (а) Фотографии образцов, напылённых нихромовой плёнкой. (б) Микрофотографии начала и (в) конца трёх нагревателей, где справа расположены сигнальные плюсовые электроды, а слева – общий минусовой электрод. Тонкие светлые линии – это выгравированные изолирующие дорожки. Ширина нагревателей 30 мкм.

Далее на той же установке по фемтосекундной лазерной записи волноводов посредством лазерной абляции металла были выгравированы изолирующие дорожки для формирования контактных площадок, подводящих электродов и нагревателей. Для совмещения волноводов и нагревателей в образце находились ранее созданные юстировочные метки. Так же, как и при выравнивании углов образца на малой мощности лазера (1–2%), при попадании фокальной областью в метку заметно яркое рассеяние на ней, так как они были созданы посредством абляции поверхности стекла. При этом также заметно падение мощности обратного отражения от поверхности. После определения координат меток угол образца можно выставить в то же положение, что и было во время записи волноводной схемы, т.е. повернуть его так, чтобы линии, соединяющие метки, были параллельны осям системы передвижения. После этого ещё раз находились уже окончательные координаты юстировочных меток для генерации кода для гравировки.

Энергия лазерных импульсов подбиралась такой, чтобы была достаточной для абляции металлической плёнки, но ниже порога пробоя поверхности

образца, и обычно выставлялась на уровне 30 нДж. Геометрии нагревателей и электродов выбирались такими, чтобы основное сопротивление приходилось именно на нагреватели, типичные значения ширин которых 25–35 мкм, а длин 4–6 мм. Микрофотографии выгравированных структур нагревателей показаны на рисунке 2.7б и в.

2.5.2 Платформа, термоконтроллер и источник тока

Интегрально-оптический чип после изготовления был установлен в самодельную термостабилизационную платформу (см. рисунок 2.8а), которая служила для отвода тепла, выделяемого нагревателями. Платформа состояла из верхней плиты и нижней плиты с радиатором, которая служила корпусом и куда можно было прикрутить стержни для крепления к оптическому столу. Между верхней и нижней плитами устанавливался термоэлектрический элемент Пельтье (Криотерм, Storm-71, 36 Вт) холодной стороной к верхней плите. Радиатор служил для рассеивания тепла с горячей стороны через нижнюю плиту. На верхней плите также устанавливался датчик температуры (NTC термистор Epcos B57703-M 103-G40, 10 кОм, 2%). Температура верхней плиты охлаждалась до +18 °С и держалась постоянной с точностью 0,1 °С с помощью самодельного контроллера температуры (см. рисунок 2.8б, сверху). Термоконтроллер считывал температуру с датчика и управлял подаваемым напряжением и током (максимум 5В и 2А) на элемент Пельтье.

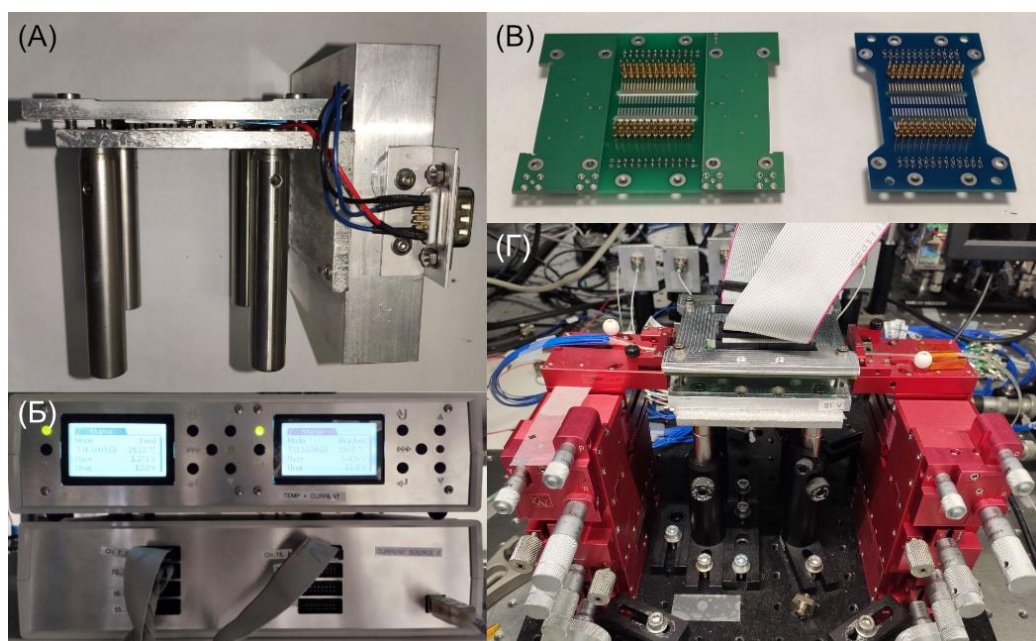


Рисунок 2.8 – (а) Фотография самодельной термостабилизационной платформы. (б) Фотография самодельного термоконтроллера (сверху) и многоканального контроллера тока (снизу). (в) Фотография контактных плат, версии для 10 см и 5 см платформ. (г) Фотография программируемого интерферометра в собранном виде.

Для подачи управляющих токов на нагревательные элементы были изготовлены электронные печатные платы, куда с нижней стороны были припаяны два набора 24-х подпружиненных контактных ножек (см. рисунок 2.8в), расположенных в два ряда через 2,54 мм. Сверху плат припаивались две двухрядные прямые вилки IDC разъемов на 24 контакта, куда вставлялись подходящие розетки со шлейфом на 24 провода. Контактные ножки платы совмещались с контактными площадками на чипе и плата прижималась к чипу через алюминиевую крышку и прикручивалась в верхнюю плиту платформы (см. рисунок 2.8г). Для управления фазовращателями был использован самодельный 64-канальный контроллер тока (см. рисунок 2.8б, снизу), подающий заданные токи на нагреватели и управляемый с компьютера. Значение максимального тока на один канал составляло 64 мА (максимальное напряжение 48В), контроллер мог устанавливать любую долю от максимального значения с разрядностью 12 бит (или же значение тока от 0 до 4095 в у.е.).

2.5.4 Калибровка фазовращателей

Изготовленные фазовращатели $P(\varphi)$ интегрально-оптического чипа для выставления определённых фаз на них должны быть откалиброваны по подаваемому току. Так как изменение фазы пропорционально изменению температуры (см. формулы (1.56) и (1.57)), а изменение температуры в свою очередь линейно зависит от выделяемой мощности, величина фазы на фазовращателе от подаваемого тока может описываться квадратичной зависимостью:

$$\varphi = \varphi_0 + \alpha I^2, \quad (2.8)$$

где φ_0 – это начальная фаза при нулевом токе. Для калибровки определённого фазовращателя в подходящий канал заводится лазерное излучение и снимаются мощности с выходных каналов в зависимости от величины подаваемого тока на фазовращатель. Из этих данных можно получить соответствующие φ_0 и α , и именно их значения являются конечной целью процесса калибровки фазовращателя.

Для начала рассмотрим простейший случай калибровки фазовращателя, который является внутренним фазовращателем ИМЦ с направленными ответвителями с коэффициентами отражения R_1 и R_2 (см. рисунок 2.9а). Следует не забывать, что фаза φ здесь – логическая и определяется как разность фаз между плечами интерферометра (см. раздел 1.3.4), и соответственно φ_0 – это начальная разность, которая в идеале равна 0, если плечи имеют одинаковую длину, но за счёт несовершенства процедуры изготовления волноводов или неоднородности материала образца в эксперименте она получается ненулевой. Матрица преобразования интерферометра описывается как:

$$U_{MZI}(\varphi) = U_{DC}(R_2)P(\varphi)U_{DC}(R_1), \quad (2.9)$$

а в матричном виде запишется:

$$U_{MZI}(\varphi) = \begin{bmatrix} \sqrt{R_2} & i\sqrt{1-R_2} \\ i\sqrt{1-R_2} & \sqrt{R_2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\varphi} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \sqrt{R_1} & i\sqrt{1-R_1} \\ i\sqrt{1-R_1} & \sqrt{R_1} \end{bmatrix}. \quad (2.10)$$

При заведении излучения в первый канал для нормированных выходных интенсивностей отражения $R(\varphi)$ и пропускания $T(\varphi)$ получим:

$$\begin{pmatrix} R(\varphi) \\ T(\varphi) \end{pmatrix} = \left| U_{MZI}(\varphi) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \right|^2 = \begin{pmatrix} 1 - R_1 - R_2 + 2R_1R_2 + 2\sqrt{R_1R_2(1-R_1)(1-R_2)} \cos(\varphi) \\ R_1 + R_2 - 2R_1R_2 - 2\sqrt{R_1R_2(1-R_1)(1-R_2)} \cos(\varphi) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A + B\cos(\varphi) \\ 1 - A - B\cos(\varphi) \end{pmatrix}, \quad (2.11)$$

где $A = 1 - R_1 - R_2 + 2R_1R_2$, а $B = 2\sqrt{R_1R_2(1-R_1)(1-R_2)}$. Иными словами, выходные интенсивности описываются косинусоидами в противофазе, как это показано на примере на рисунке 2.9б для интерферометра с $\varphi_0 = -0,3$, $R_1 = 0,4$ и $R_2 = 0,6$.

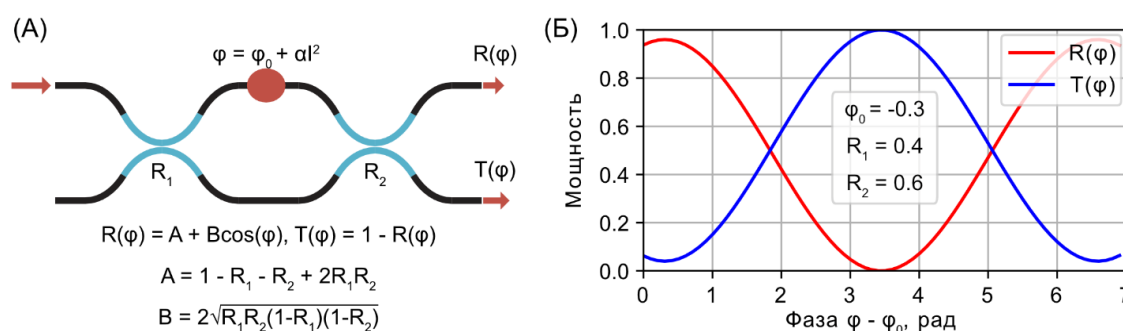


Рисунок 2.9 – (а) Схема и модель ИМЦ, состоящего из двух направленных ответвителей с коэффициентами отражения R_1 и R_2 , при заведении лазерного излучения в первый канал. (б) Пример нормированных выходных интенсивностей отражения $R(\varphi)$ и пропускания $T(\varphi)$ для интерферометра с $\varphi_0 = -0,3$, $R_1 = 0,4$ и $R_2 = 0,6$ в зависимости от величины выставяемой фазы.

Пример экспериментальной калибровки фазовращателя с сопротивлением 5,2 кОм показан на рисунке 2.10а. Ток от контроллера подавался от 0 до 1000 у.е. с шагом 10 у.е., что соответствует току от 0 до $\approx 7,8$ мА с шагом $\approx 0,078$ мА. При этом зависимость именно от выделяемой мощности имеет синусоидальный характер (см. рисунок 2.10б). Экспериментально полученную зависимость можно аппроксимировать формулой (2.8), и определить искомые параметры A , B , φ_0 , α (см. рисунок 2.10в). Причем, параметры A и B отвечают за коэффициенты отражения направленных ответвителей и непосредственно не описывают характеристики калибруемого фазовращателя. Ключевыми

параметрами, извлекаемыми из описанной выше процедуры аппроксимации, являются φ_0 и α . Определив эти параметры, становится возможным построить калибровочную зависимость по формуле (2.8) и выставить любое желаемое значение фазы (см. рисунок 2.10г).

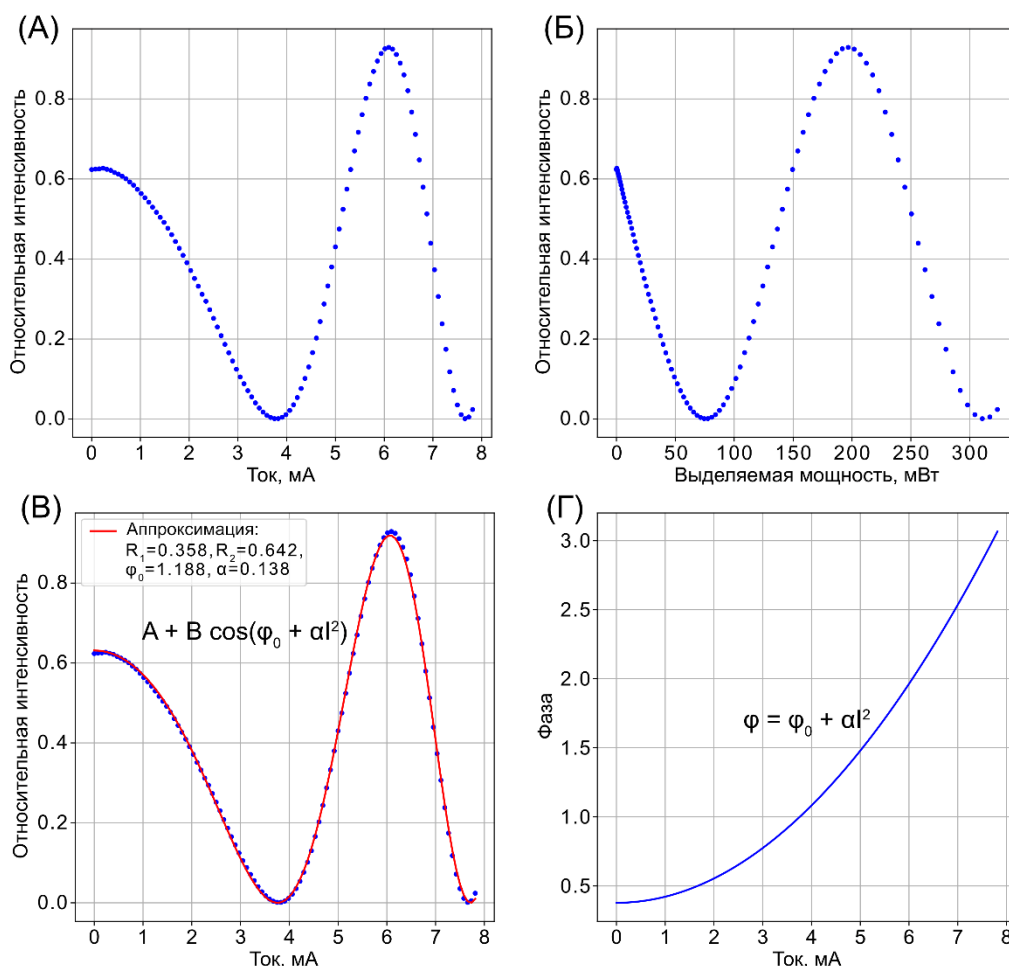


Рисунок 2.10 – (а) Пример экспериментально снятой нормированной выходной интенсивности отражения $R(\varphi)$ в зависимости от подаваемого тока на фазовращатель. (б) Те же экспериментальные данные, но в зависимости от выделяемой мощности. (в) Аппроксимация экспериментальных данных косинусоидой. (г) Откалиброванная зависимость фазы на фазовращателе от величины подаваемого тока.

Когда структура становится многоканальной и имеет несколько фазовращателей, то процесс калибровки всё равно остается аналогичным, т.е. необходимо любой заданный фазовращатель рассмотреть в качестве внутреннего какого-нибудь ИМЦ. При этом, если в схеме близко к друг другу расположены несколько фазовращателей, то наблюдается эффект перекрестного взаимодействия, т.е. при подаче тока на один фазовращатель происходит нагрев

образца не только непосредственно рядом с ним, но также рассеиваемое тепло доходит и до области образца рядом со вторым фазовращателем и наоборот (см. рисунок 2.11).

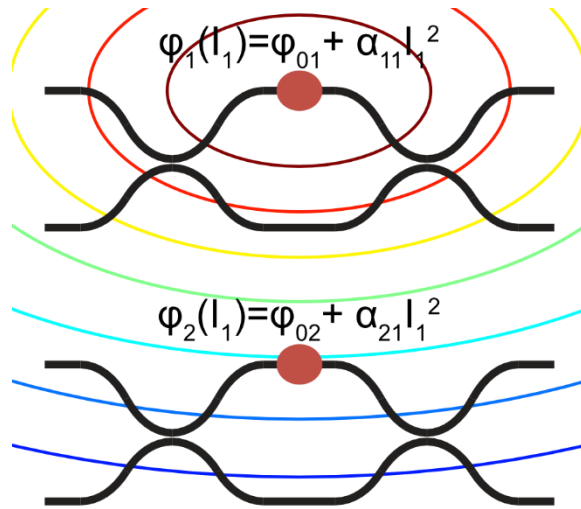


Рисунок 2.11 – Схема перекрёстного взаимодействия фазовращателей: участок схемы с двумя фазовращателями, расположенных рядом, где на первый подается ток I_1 . При этом фаза меняется не только на первом φ_1 , но и на втором φ_2 . Цветными линиями схематически изображено распределение температуры.

Вследствие линейности теплового воздействия, в общем случае, фаза на i -ом фазовращателе φ_i при подаче различных токов I_j на j -ые фазовращатели в общем виде записывается как:

$$\varphi_i = \varphi_{0i} + \sum_j \alpha_{ij} I_j^2, \quad (2.12)$$

что в векторном виде дает:

$$\vec{\Phi} = \vec{\Phi}_0 + \mathbf{A}\vec{I}, \quad (2.13)$$

а необходимые токи \vec{I} для выставления вектора фаз $\vec{\Phi}$, зная вектор начальных фаз $\vec{\Phi}_0$ и матрицу калибровки фазовращателей \mathbf{A} , получаются решением уравнения:

$$\vec{I} = \sqrt{\mathbf{A}^{-1}(\vec{\Phi} - \vec{\Phi}_0)}. \quad (2.14)$$

Так как разность фаз между плечами интерферометра считается относительно какого-то волновода, а фазовращатель может быть расположен на любом из плеч, у коэффициентов α_{ij} будет определённый знак. Существование решения для уравнения (2.14) означает, что при выставлении желаемых фаз все

перекрестные взаимодействия учитываются и самокомпенсируются. Для этого должна существовать обратная матрица A^{-1} , то есть выполняться условие $\det(A) \neq 0$. А это в свою очередь нарушается, когда $\alpha_{ii+1}/\alpha_{ii} = 1$ или не хватает необходимых фазовращателей. В реальных же ситуациях всегда $\alpha_{ii+1}/\alpha_{ii} < 1$, то есть сила воздействия фазовращателя на соседний всегда ниже, чем на себя. Например, при расстоянии между соседними фазовращателями 500 мкм (под волоконный массив с расстоянием 250 мкм, участки изгиба с радиусом кривизны 60 мм) экспериментально определенное отношение коэффициентов равняется $\alpha_{ii+1}/\alpha_{ii} = 0,16$.

2.6 Регистрация одиночных фотонов

Для регистрации фотонов были использованы коммерчески доступные сверхпроводящие нанопроволочные детекторы одиночных фотонов (Scontel) с эффективностью $>80\%$, мертвым временем 10–15 нс, джиттером 50–60 пс и скоростью темнового счета <100 Гц (см. рисунок 2.12а). Паспортные значения эффективностей детектирования составляли $p_D = (0,86; 0,86; 0,87; 0,86; 0,85; 0,85)$. Криостат детекторов охлаждался гелиевым компрессором (Sumitomo HC-4E). Компрессоры для охлаждения криостата детекторов и криостата КТ, а также чиллер охлаждения ЯП и их драйверов, охлаждался с помощью чиллера с воздушным охлаждением (Nordvent), который стоял на улице.

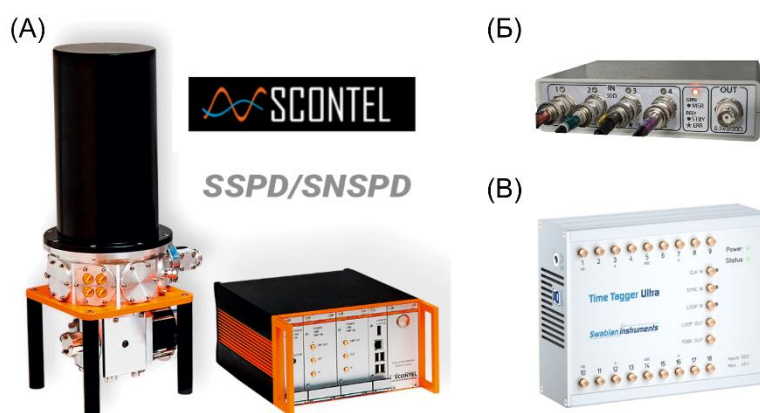


Рисунок 2.12 – (а) Сверхпроводящий нанопроволочный детектор одиночных фотонов (Scontel). (б) Самодельная 4-канальная старт-стоп схема регистрации двухфотонных совпадений. (в) 18-канальный тайм-тэггер (Swabian).

Одновременный приход двух фотонов (совпадения) регистрировался с помощью самодельной четырехканальной электронной старт-стоп схемы с окном совпадений в пределах 4 нс (см. рисунок 2.12б). Одновременный приход двух и более фотонов регистрировался с помощью 18-канального тайм-тэггера (Swabian), который записывает время прихода фотона с джиттером 20 пс и может передавать в компьютер 70 млн. записей в секунду по USB 3.0 (см. рисунок 2.12в).

2.7 Томография квантового состояния

Томография квантового состояния производилась путём восстановления матрицы плотности генерируемого состояния методом максимального правдоподобия. Для этого минимизировалась сумма квадратов разницы средних значений (вероятностей) наблюдаемых величин для искомого состояния и экспериментальных данных:

$$\min F(\vec{t}) = \sum_{v,r} (P_{v,r}^{target}(\vec{t}) - P_{v,r}^{exp})^2, \quad (2.15)$$

где индекс r – показывает базисные состояния, а v – проекционные преобразования. Вероятности для искомого состояния считались как:

$$P_{v,r}^{target}(\vec{t}) = \langle \hat{M}_{v,r} \rangle = Tr(\hat{M}_{v,r} \hat{\rho}(\vec{t})), \quad (2.16)$$

где $\hat{M}_{v,r} = U_v^\dagger |\phi_r\rangle \langle \phi_r| U_v$ – наблюдаемая величина для различных базисов, а $\hat{\rho}(\vec{t})$ – искомая матрица плотности, которую из условий эрмитовости можно искать в виде:

$$\hat{\rho}(\vec{t}) = \frac{\hat{T}^\dagger(\vec{t}) \hat{T}(\vec{t})}{Tr\{\hat{T}^\dagger(\vec{t}) \hat{T}(\vec{t})\}}, \quad (2.17)$$

где $\hat{T}(\vec{t})$ – комплекснозначная матрица. Матрицу $\hat{T}(\vec{t})$ удобно параметризовать в виде треугольной матрицы, которая в случае двух кубитов имеет 16 независимых реальных параметров:

$$\hat{T}(\vec{t}) = \begin{pmatrix} t_1 & 0 & 0 & 0 \\ t_5 + it_6 & t_2 & 0 & 0 \\ t_{11} + it_{12} & t_7 + it_8 & t_3 & 0 \\ t_{15} + it_{16} & t_{13} + it_{14} & t_9 + it_{10} & t_4 \end{pmatrix}. \quad (2.18)$$

В случае двух кубитов есть 4 базисных состояния $|\phi_r\rangle = |\phi_{r1}\rangle \otimes |\phi_{r2}\rangle = \{|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle\}$. В итоге необходимо провести измерения в минимум 4 проекционных преобразованиях $U_v = U_{v1} \otimes U_{v2}$. Отметим, что вычислять базисное состояние можно как $U_v^\dagger |\phi_r\rangle = (U_{v1} \otimes U_{v2})^\dagger (|\phi_{r1}\rangle \otimes |\phi_{r2}\rangle)$, так и $U_v^\dagger |\phi_r\rangle = (U_{v1}^\dagger |\phi_{r1}\rangle) \otimes (U_{v2}^\dagger |\phi_{r2}\rangle)$.

В эксперименте в базисе двух мод 4 базисных состояния соответствуют фоковским $\{|1010\rangle_f, |1001\rangle_f, |0110\rangle_f, |0101\rangle_f\}$, а $P_{v,r}^{exp}$ – соответствуют вероятностям совпадений из соответствующих мод при выставлении на выходных ИМЦ фазы из таблицы 1.7 для реализации $U_v = U_{v1} \otimes U_{v2}$ проекций на базисные состояния $\{|0\rangle|1\rangle, |+\rangle|-\rangle, |i\rangle|-i\rangle\}$. В общем случае базисные состояния могут быть произвольными $|\phi\rangle = U_v^\dagger |\phi_r\rangle$, особенно когда изготовленные ИМЦ отличаются от идеальных.

2.8 Томография квантового процесса

Томография квантового процесса производилась путём восстановления хи-матрицы процесса так же методом максимального правдоподобия. Для этого минимизировалась сумма квадратов разницы средних значений (вероятностей) наблюдаемых величин для преобразованного состояния с учётом искомой хи-матрицы и экспериментальных данных:

$$\min F(\vec{t}) = \sum_{s,v,r} (P_{s,v,r}^{target}(\vec{t}) - P_{s,v,r}^{exp})^2, \quad (2.19)$$

где индекс s – показывает начальные состояния, r – базисные состояния, а v – проекционные преобразования. Вероятности для преобразованного состояния с учётом искомой хи-матрицы считались как:

$$P_{s,v,r}^{target}(\vec{t}) = Tr\left(\hat{M}_{v,r} \mathcal{E}(\hat{\rho}_s, \chi(\vec{t}))\right), \quad (2.20)$$

где так же $\hat{M}_{v,r} = U_v^\dagger |\phi_r\rangle\langle\phi_r| U_v$ – наблюдаемая величина для различных базисов, а $\mathcal{E}(\hat{\rho}_s(\vec{t}))$ – преобразованное состояние, которое с учётом искомой хи-матрицы рассчитывается как:

$$\mathcal{E}(\hat{\rho}_s, \chi(\vec{t})) = \sum_{ij} \chi_{ij}(\vec{t}) A_i \hat{\rho}_s A_j^\dagger. \quad (2.21)$$

Хи-матрицу процесса так же из условий эрмитовости можно искать в виде:

$$\chi(\vec{t}) = \frac{\hat{T}^\dagger(\vec{t}) \hat{T}(\vec{t})}{Tr\{\hat{T}^\dagger(\vec{t}) \hat{T}(\vec{t})\}}, \quad (2.22)$$

где $\hat{T}(\vec{t})$ может быть параметризована так же в виде треугольной матрицы. В общем случае для томографии N -кубитного преобразования необходимо для набора 4^N известных состояний $\hat{\rho}_s$ провести набор 4^N проекционных измерений $\hat{M}_{v,r}$, что в итоге дает $4^N \times 4^N$ измерений. Для двухкубитного гейта CNOT $N = 2$ хи-матрица имеет размеры 16×16 , а для его восстановления необходимо произвести 256 проекционных измерений.

2.9 Оптимизационные алгоритмы

Решение оптимизационных задач проводилось с помощью библиотеки глобальной оптимизации SciPy.optimize, которая подключается в язык программирования Python. Для минимизации целевой функции использовались алгоритмы поиска глобального минимума Minimize и Basin-hopping, для которых в основном использовался метод поиска локального минимума BFGS.

Выводы по главе 2

Таким образом, автором диссертации была собрана и модифицирована экспериментальная установка для фемтосекундной лазерной записи волноводов в стеклах и кристаллах. Были определены методы для характеристики изготовленных структур, а также собраны экспериментальные стенды для их реализации. Отдельно были определены методы для проведения численных

расчётов, обработки результатов и решения оптимизационных задач, и написаны программные коды для их реализации.

Глава 3. Двухкубитный линейно-оптический квантовый процессор

В данной главе представлен двухкубитный линейно-оптический квантовый процессор на основе двух фотонов и программируемого интегрально-оптического чипа. Раздел 3.1 посвящен сборке двухфотонного источника на основе спонтанного параметрического рассеяния. Раздел 3.2 посвящен изготовлению программируемого интегрально-оптического чипа с использованием технологии фемтосекундной лазерной записи на основе волноводов во 2-ом режиме модификации в кварцевом стекле. Раздел 3.3 посвящен характеристике квантового процессора, оценке точности однокубитных гейтов, а также оценке точности двухкубитного гейта с помощью томографии квантового процесса. Основное содержание главы опубликовано в работе [139].

3.1 Двухфотонный источник на основе спонтанного параметрического рассеяния

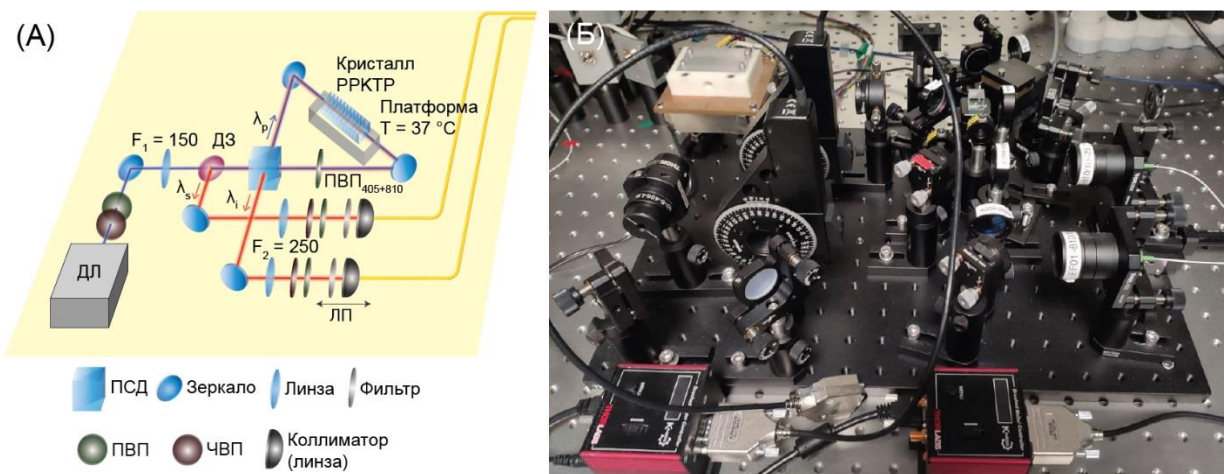


Рисунок 3.1 – (а) Схема двухфотонного источника на основе СПР.

(б) Фотография двухфотонного источника на основе СПР.

Двухфотонный источник на основе спонтанного параметрического рассеяния (СПР) 2-го типа был собран с использованием периодически поляризованного кристалла титанила-фосфата калия (РРКТР) размерами $1\text{ мм} \times 1\text{ мм} \times 30\text{ мм}$ (Raicol Crystals). Кристалл размещался на

термостабилизационную платформу с подобранной температурой $T = 37\text{ }^{\circ}\text{C}$ для совмещения длин волн сигнального и холостого фотонов, и помещался в оптическую схему типа Саньяка (см. рисунок 3.1а), состоящего из двух зеркал и поляризационного светоделителя (Altechna), работающего на двух длинах волн. Источник накачивался непрерывным диодным лазером на длине волны $\lambda_p = 405\text{ нм}$ (Ondax SureLock, выходная мощность 6 мВт, ширина линии 160 МГц). Чтобы излучение накачки не попало обратно в лазер перед выходом устанавливался оптический изолятор (Thorlabs, IO-5-405-LP). Излучение накачки выставлялось вертикально поляризованной с помощью пары четвертьволновой и полуволновой пластинок, и фокусировалось в кристалл с помощью линзы с $F_1 = 175\text{ мм}$. Источник генерировал спектрально вырожденные пары фотонов на длине волны $\lambda_s = \lambda_i = 810\text{ нм}$ с ортогональными поляризациями в коллинеарном режиме. Сигнальный фотон с вертикальной поляризацией отражался на поляризационном светоделителе, а накачка и холостой фотон с горизонтальными поляризациями проходили насквозь, и делились на дихроичном зеркале (Thorlabs, DMSP650). Далее фотоны коллимировались линзами с $F_2 = 250\text{ мм}$, проходили через однополосные фильтры (Semrock, Brightline FF01-810/10-25) и пары четвертьволновых и полуволновых пластин, и заводились в одномодовые волокна с помощью асферических линз (коллиматоров), один из которых находился на линейной платформе (ЛП). Такая система была необходима для выставления одинаковых поляризаций фотонов, а также для их синхронизации по времени. Источник генерировал пары фотонов с частотой совпадений 80 кГц, при этом в каждом канале регистрировалась частота одиночных фотонов 600 кГц. Фотография источника показана на рисунке 3.1б. Чтобы оценить неразличимость фотонов был наблюден провал в интерференции ХОМ на светоделителе при синхронизации фотонов по времени путём движения ЛП. Зависимость частоты двухфотонных совпадений от координаты ЛП показана на рисунке 3.2. Видность интерференции, рассчитанная по формуле $V = (I_{max} - I_{min})/I_{max}$, составила

$V = 95,7\%$. Стоит отметить, что этот источник при диагональной поляризации накачки генерирует поляризационно-запутанные пары фотонов [143].

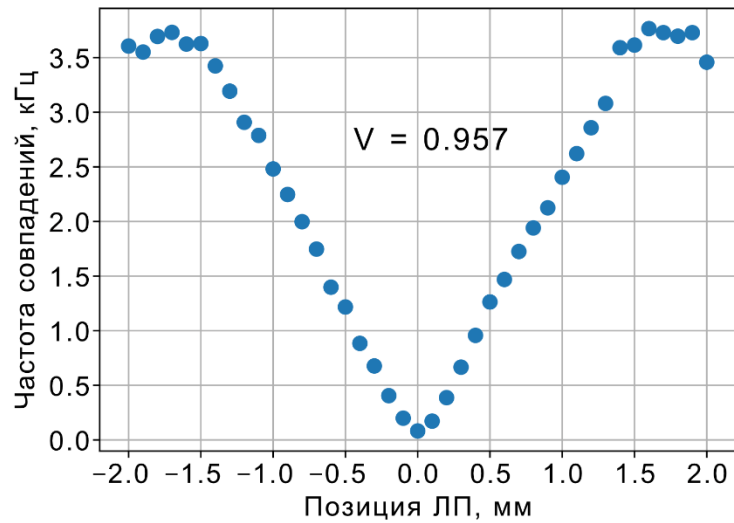


Рисунок 3.2 – Экспериментально измеренная видимость интерференции ХОМ.

3.2 Изготовление интегрально-оптического чипа двухкубитного процессора

3.2.1 Режим фемтосекундной лазерной записи волноводов на основе модификации типа 2 в кварцевом стекле

Модифицированные треки, созданные методом фемтосекундной лазерной записи, имеют неоднородный вид профиля показателя преломления, который зависит от параметров лазера (длины волны λ , длительности импульса τ , энергии в импульсе E , частоты следования импульсов f и поляризации), от условий фокусировки (числовой апертуры фокусирующей оптики NA, глубины фокусировки и скорости сканирования v) и материала. И только при определенных параметрах лазера и условий фокусировки внутри материала может образоваться трек с волноведущими свойствами для заданной длины волны – волновод. В кварцевом стекле влияние отдельных параметров и условий записи было исследовано различными группами на протяжении последних двух десятилетий. Несмотря на это, в зависимости от конкретных требований к волноводам, а также из-за ограниченного набора параметров лазера и условий

фокусировки каждой отдельной лаборатории приходится подбирать оптимальный режим записи.

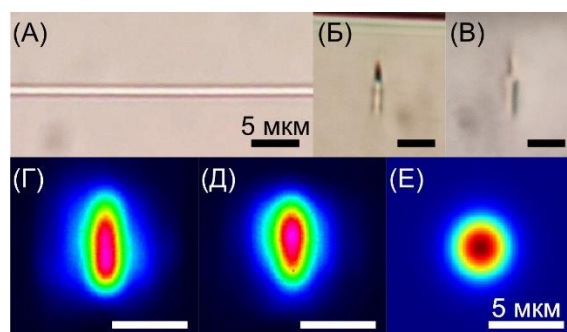


Рисунок 3.3 – Микрофотографии волновода: (а) вид сверху и (б) вид с торца в светлом поле в проходящем свете, (в) вид с торца с дифференциально-интерференционным контрастом (DIC). Фотографии моды волновода в ближнем поле: (г) для горизонтальной поляризации (ТЕ-мода) и (д) для вертикальной поляризации (ТМ-мода). (е) Фотография моды одномодового оптического волокна Nufern 780-HP для сравнения.

Варьируя параметры лазерной системы, был подобран оптимальный режим записи одномодовых волноводов (на длине волны 515 нм, на частоте 1 МГц, с длительностью импульсов 270 фс, с энергиями в импульсе 80 нДж и фокусирующей оптики с числовой апертурой 0.55) внутри кварцевого стекла на глубине 15 мкм. Виды сверху и с торца, полученные с помощью микроскопии в проходящем свете, а также с дифференциально-интерференционным контрастом (DIC) показаны на рисунке 3.3 (а), (б) и (в), соответственно. Фотографии мод для горизонтальной поляризации (ТЕ-мода) и для вертикальной поляризации (ТМ-мода), а также фотография моды одномодового оптического волокна Nufern 780-HP для сравнения показаны на рисунке 3.3 (г), (д) и (е), соответственно. Размеры мод волновода (диаметры по уровню интенсивности излучения $1/e^2$) составили примерно $d_x \times d_y = 5 \text{ мкм} \times 8 \text{ мкм}$.

3.2.2 Параметры волноводов

Для оценки потерь волноводов на распространение на длине волны $\lambda = 810 \text{ нм}$ и на согласование с оптическим волокном Nufern 780-HP был использован метод «cut-back». При оптимальных параметрах фемтосекундной

лазерной записи были созданы серии по 10 прямых волноводов в трех образцах кварцевого стекла разной длины: примерно 4 см, 7 см и 10 см. После этого образцы были сполированы и измерены полные потери на каждом из волноводов. График потерь в зависимости от длины волноводов показан на рисунке 3.4а. Для прямых волноводов из формулы (2.4) следует $TL = CL + PL \times L$, так что угол наклона показывает линейные потери на распространение, которые составили $PL = 0,41$ дБ/см, а пересечение с осью Y – суммарные потери на ввод и вывод. Потери на вывод через линзу ранее были оценены как незначительные, так что потери на ввод оценивались в $CL = 1,16$ дБ на торце.

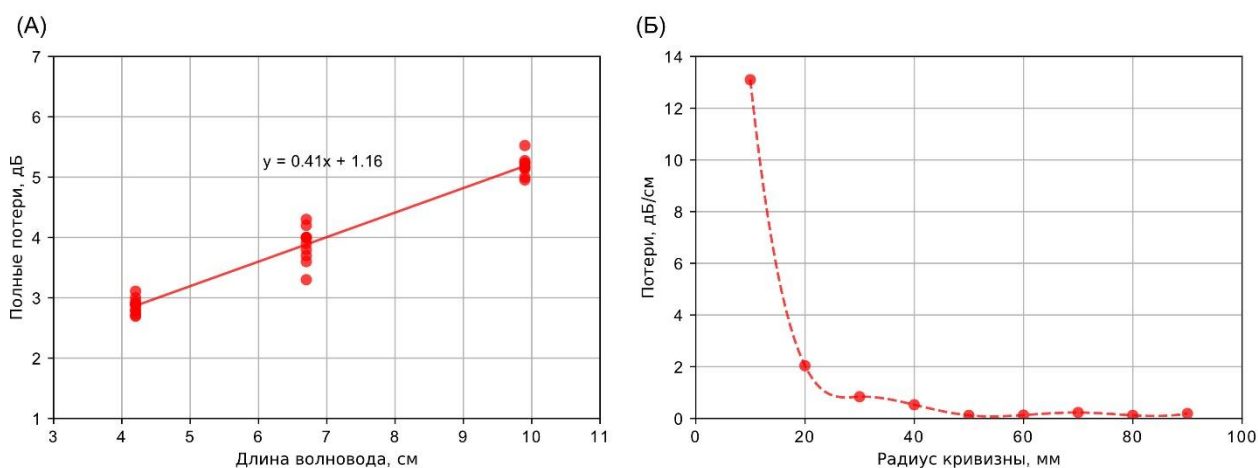


Рисунок 3.4 – (а) Результаты оценки потерь волноводов на распространение на длине волны $\lambda = 810$ нм и на согласование с оптическим волокном Nufern 780-HP методом «cut-back». (б) График дополнительных потерь на изгиб в зависимости от радиуса кривизны.

Для оценки потерь на изгиб в образце длиной 5 см были записаны волноводы с двумя s-образными изгибами при разных радиусах кривизны R от 10 мм до 90 мм. После этого измерялись полные потери (см. формулу (2.4)), откуда вычитались потери на ввод и вывод, а также на распространение (потери для прямого волновода). Оставшиеся потери делились на суммарную длину участков с изгибами и в итоге получались дополнительные потери на изгиб для каждого радиуса кривизны. График зависимости дополнительных линейных потерь от радиуса кривизны R показан на рисунке 3.4б. Видно, что, начиная от радиуса кривизны только $R = 50$ мм дополнительные потери становятся незначительными, что не позволяет технологии фемтосекундной лазерной

записи создавать волноводы с резкими изгибами. В дальнейшей работе в качестве радиуса кривизны участков с изгибами были выбраны значения $R = 60\text{--}80$ мм.

3.2.3 Описание квантовой схемы двухкубитного процессора

Квантовая схема двухкубитного процессора показана на рисунке 3.5, которая включает в себя две отдельные части. Первая часть служит схемой приготовления квантового состояния и состоит из однокубитных гейтов $R_X(\varphi)$ и $R_Z(\varphi)$ (как было показано в разделе 1.2.4, именно такая последовательность приготавливает произвольное однокубитное состояние из начального состояния $|0\rangle$), а также двухкубитного гейта CNOT. Вторая часть реализует однокубитные измерения и так же состоит из однокубитных гейтов, но в обратном порядке $R_Z(\varphi)$ и $R_X(\varphi)$. Таким образом, на процессоре можно инициализировать кубиты в состоянии 0 и приготовить произвольное двухкубитное состояние. Далее можно измерить полученное состояние в заданном базисе предварительно спроецировав с помощью однокубитных преобразований.

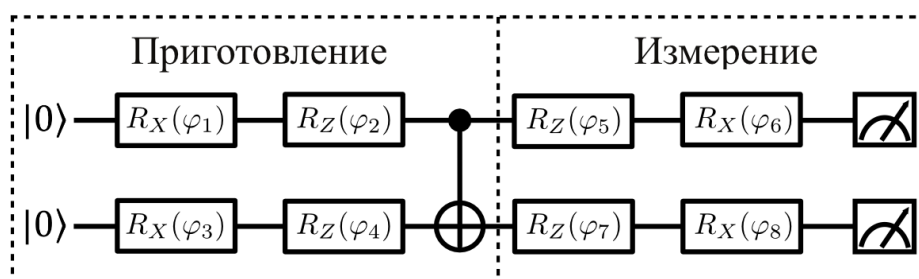


Рисунок 3.5 – Квантовая схема двухкубитного процессора.

3.2.4 Волноводная схема и изготовление интегрально-оптического чипа двухкубитного процессора

В базисе двух волноводных мод, как это было показано в разделе 1.2.4, ИМЦ, состоящий из двух сбалансированных светоделителей и фазовращателя между ними, является однокубитным гейтом $R_X(\varphi)$, а одиночный фазовращатель – однокубитным гейтом $R_Z(\varphi)$. А двухкубитный CNOT гейт с вероятностью срабатывания $1/9$ может быть сделан из двух светоделителей 50:50 и трех – 33:67,

как это было показано в разделе 1.2.6, при этом необходимо использовать постселектирование логическом базисе [20]. Волноводная схема интегрально-оптического чипа двухкубитного процессора показана на рисунке 3.6а.

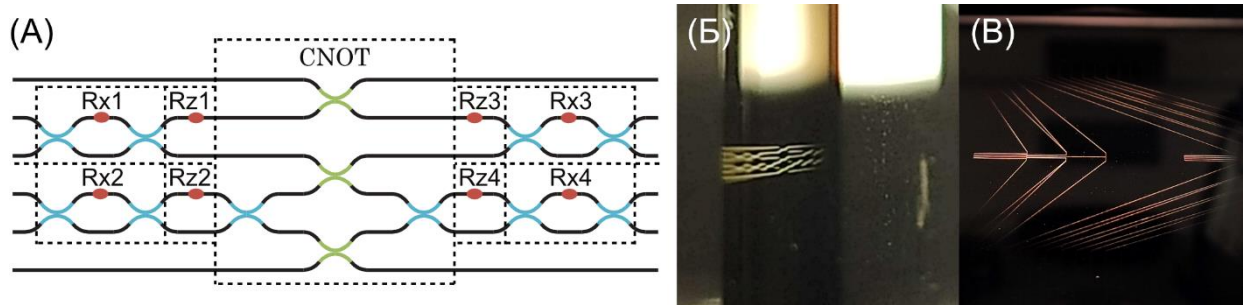


Рисунок 3.6 – (а) Волноводная схема интегрально-оптического чипа двухкубитного процессора. Синий и зеленый цвет направленных ответвителей обозначают коэффициенты деления 50:50 и 33:67 соответственно, красные овалы обозначают фазовращатели. (б) Фотография изготовленной волноводной структуры внутри чипа из кварцевого стекла. (в) Фотография выгравированных структур в слое никрома, нанесенном на поверхность чипа.

Интегрально-оптический чип двухкубитного процессора был изготовлен с помощью технологии фемтосекундной лазерной записи с использованием режима, описанного в предыдущем разделе 3.2.1, внутри образца кварцевого стекла с размерами 100 мм × 50 мм × 5 мм. Для получения необходимых коэффициентов деления 50:50 и 33:67 сердцевин волноводов сближались на расстояния 7,62 мкм и 6,86 мкм, соответственно, которые были получены предварительной калибровкой. Расстояние между волноводами на входе и выходе, а также внутри схемы составляло 250 мкм, что соответствовало расстоянию между сердцевинами волокон в массиве для ввода и вывода излучения. После процесса записи волноводной структуры входные и выходные торцы чипа были отполированы до оптического качества. Фотография изготовленной волноводной структуры внутри чипа из кварцевого стекла показана на рисунке 3.6б.

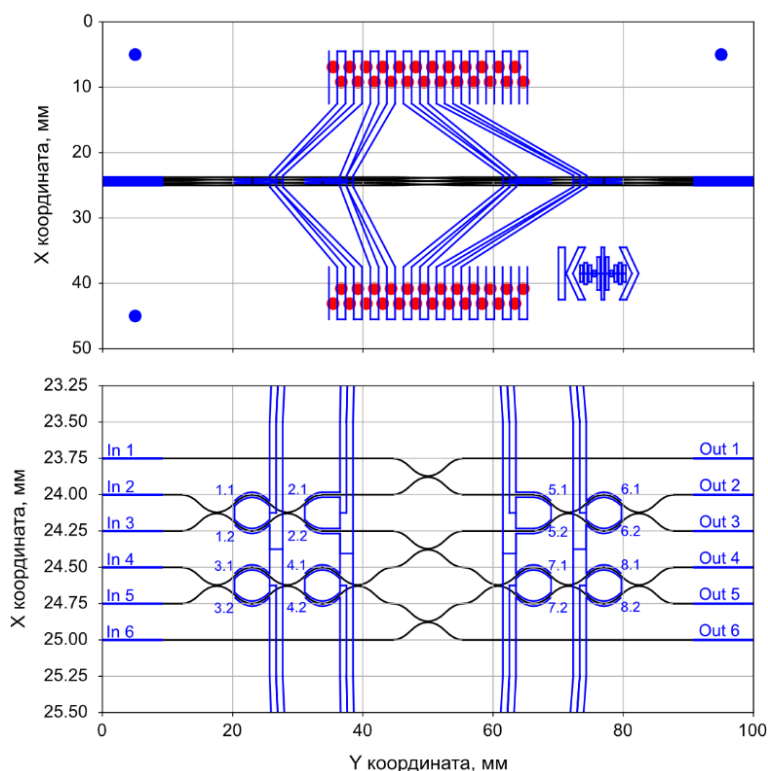


Рисунок 3.7 – Схема гравировки изолирующих дорожек (синие линии) на напылённом слое металла на поверхности чипа для формирования контактных площадок, подводящих электродов и нагревателей. Черными линиями показаны волноводы. Синими точками показаны юстировочные метки, используемые для совмещения волноводов и нагревателей. Красными точками показаны места, куда совместятся подпружиненные ножки контактной платы. Снизу показана центральная область чипа в увеличенном масштабе. Нумерация нагревателей соответствует нумерации фазовращателей с добавлением подномера.

Для реализации фазовращателей на поверхность оптического чипа прямо над волноводами были созданы нагревательные элементы, как это описано в разделе 2.5.1. Схема гравировки изолирующих дорожек на напылённом слое металла на поверхности чипа для формирования контактных площадок, подводящих электродов и нагревателей показана на рисунке 3.7. Нагреватели изготавливались в двух экземплярах, т.е. на обоих плечах интерферометров, один из которых являлся запасным и использовался в случае выхода из строя другого. Нагреватели по форме в точности повторяли форму волновода, и имели ширину 30 мкм и длину 6 мм. Значения электрических сопротивлений нагревателей варьировались в зависимости от толщины напыления нихрома и составляли от 0,9 до 1,2 кОм. Фотография поверхности оптического чипа после гравировки структуры нагревателей показана на рисунке 3.6в.

3.3 Характеризация двухкубитного процессора

3.3.3 Схема эксперимента

Экспериментальная установка в классическом режиме состояла из непрерывного диодного лазера на 808 нм и шести самодельных измерителей мощности в виде фотодетекторов на основе PIN-диодов (см. рисунок 3.8, набор IA-II-IIIА). Для ввода/вывода лазерного излучения входные и выходные каналы чипа были соединены встык с массивами SM-волокон, расположенных на V-образных канавках, установленных на шестикоординатных позиционерах (Luminos). Пара четвертьволновой и полуволновой пластинок (ЧВП и ПВП) выставляли вертикальную поляризацию излучения перед вводом в чип.

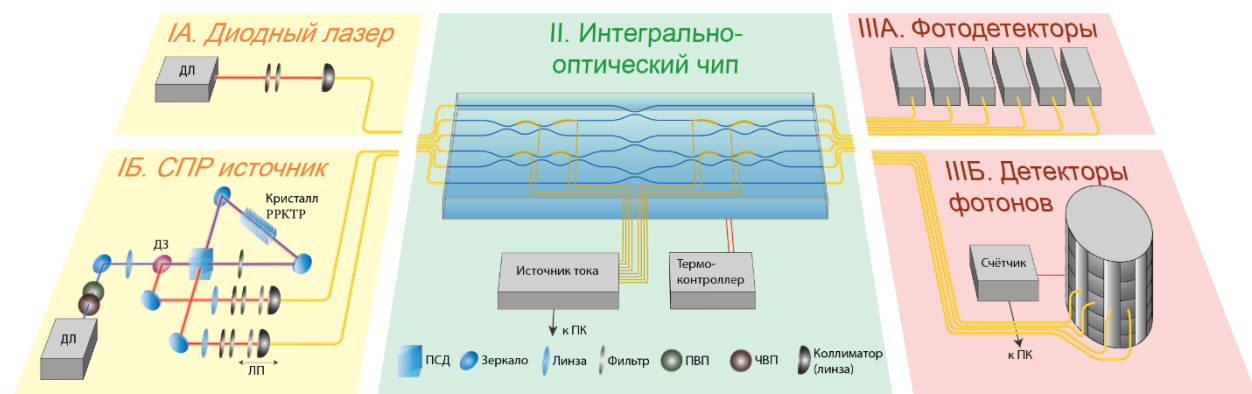


Рисунок 3.8 – Схема экспериментальной установки в классическом (IA–II–IIIА) и квантовом (IB–II–IIIБ) режимах работы. ДЛ – диодный лазер; СПР – спонтанное параметрическое рассеяние; ДЗ – дихроичное зеркало; РРКТР – периодически поляризованный титанил-фосфат калия; ЛП – линейная платформа; ПСД – поляризационный светоделитель; ПВП – полуволновая пластинка; ЧВП – четвертьволновая пластинка; ПК – персональный компьютер.

Эксперимент в квантовом режиме (см. рисунок 3.8, набор IB-II-IIIБ) проводился с использованием источника пар фотонов на основе спонтанного параметрического рассеяния (подробнее в разделе 2.6.1) и коммерчески доступных сверхпроводящих нанопроволочных однофотонных детекторов вместе с самодельной 4-канальной старт-стоп схемой регистрации двухфотонных совпадений (подробнее в разделе 2.6).

3.3.4 Классическая характеристика

Изготовленная волноводная структура внутри интегрально-оптического чипа была экспериментально охарактеризована с помощью установки в классическом режиме. Матрица преобразования чипа в пассивном режиме (когда не подаются токи) была получена по процедуре, описанной в разделе 2.4.5. Сравнение полученной матрицы преобразования $|U_{ij}|^2$ с теоретической показана на рисунке 3.9, фиделити между которыми составило 99,18%, рассчитанное по формуле (1.45). Данное измерение также показало, что потери довольно однородны в схеме. Полные потери по всем входным каналам лежали в диапазоне 6,8–6,9 дБ.

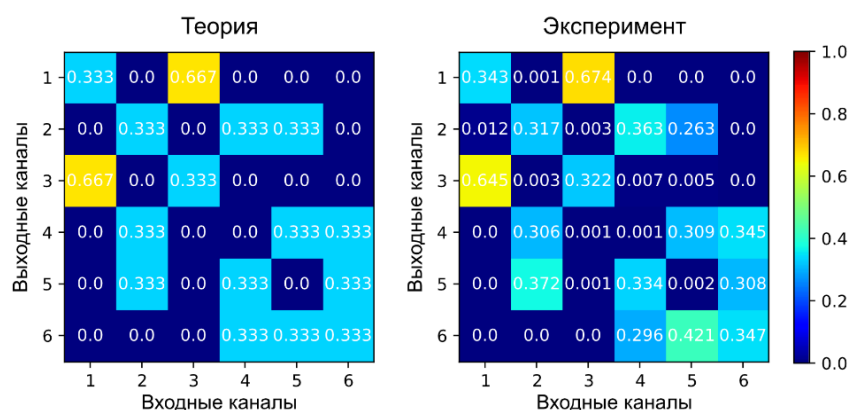


Рисунок 3.9 – Теоретическая идеальная (слева) и экспериментально полученная (справа) матрицы преобразования. Фиделити между ними составляет 99.18%.

3.3.5 Калибровка термооптических фазовращателей

Для реализации фазовращателей $\varphi_1 - \varphi_8$ использовались нагреватели с номерами 1.1, 2.1, 3.2, 4.2, 5.1, 6.1, 7.2 и 8.2. Их калибровка была произведена по процедуре, описанной в разделе 2.5.4, так же с помощью установки в классическом режиме. Лазерное излучение мощностью порядка 10 мВт заводилось во входные каналы и снимались мощности со всех 6-ти выходных каналов во время подачи тока на нагреватели от 0 до 1100 у.е. с шагом 10 у.е., что соответствует току от 0 до $\approx 8,6$ мА с шагом $\approx 0,078$ мА. Снятые калибровочные данные показаны на рисунке 3.10. Они были аппроксимированы формулами (2.8), из которых были получены матрица воздействия нагревателей

\mathbf{A} и вектор начальных фаз $\vec{\Phi}_0$. Напомним, что α_{ij} – элемент матрицы \mathbf{A} показывает коэффициент на набег фазы на i -ом фазовращателе φ_i при подаче тока на j -ый нагреватель, а φ_{0i} – элемент вектора $\vec{\Phi}_0$ показывает начальную фазу при нулевом токе. Значения полученных матрицы воздействия нагревателей \mathbf{A} и вектора начальных фаз $\vec{\Phi}_0$ приведены в таблице 3.1.

Таблица 3.1 – Матрица воздействия нагревателей \mathbf{A} и вектор начальных фаз $\vec{\Phi}_0$ в оптическом чипе, полученный в результате процедуры калибровки. Все элементы \mathbf{A} выражены в 10^{-2} рад/мА², а элементы $\vec{\Phi}_0$ выражены в радианах.

№	1.1	2.1	3.2	4.2	5.1	6.1	7.2	8.2	$\vec{\Phi}_0$
φ_1	4,37	0	-0,71	0	0	0	0	0	-0,20
φ_2	0	4,49	0	-0,78	0	0	0	0	-0,01
φ_3	-0,73	0	4,61	0	0	0	0	0	-0,05
φ_4	0	-0,70	0	4,43	0	0	0	0	0,15
φ_5	0	0	0	0	4,64	0	-0,82	0	-0,01
φ_6	0	0	0	0	0	4,90	0	-0,85	-0,21
φ_7	0	0	0	0	-0,66	0	4,61	0	0,250
φ_8	0	0	0	0	0	-0,83	0	5,21	0,285

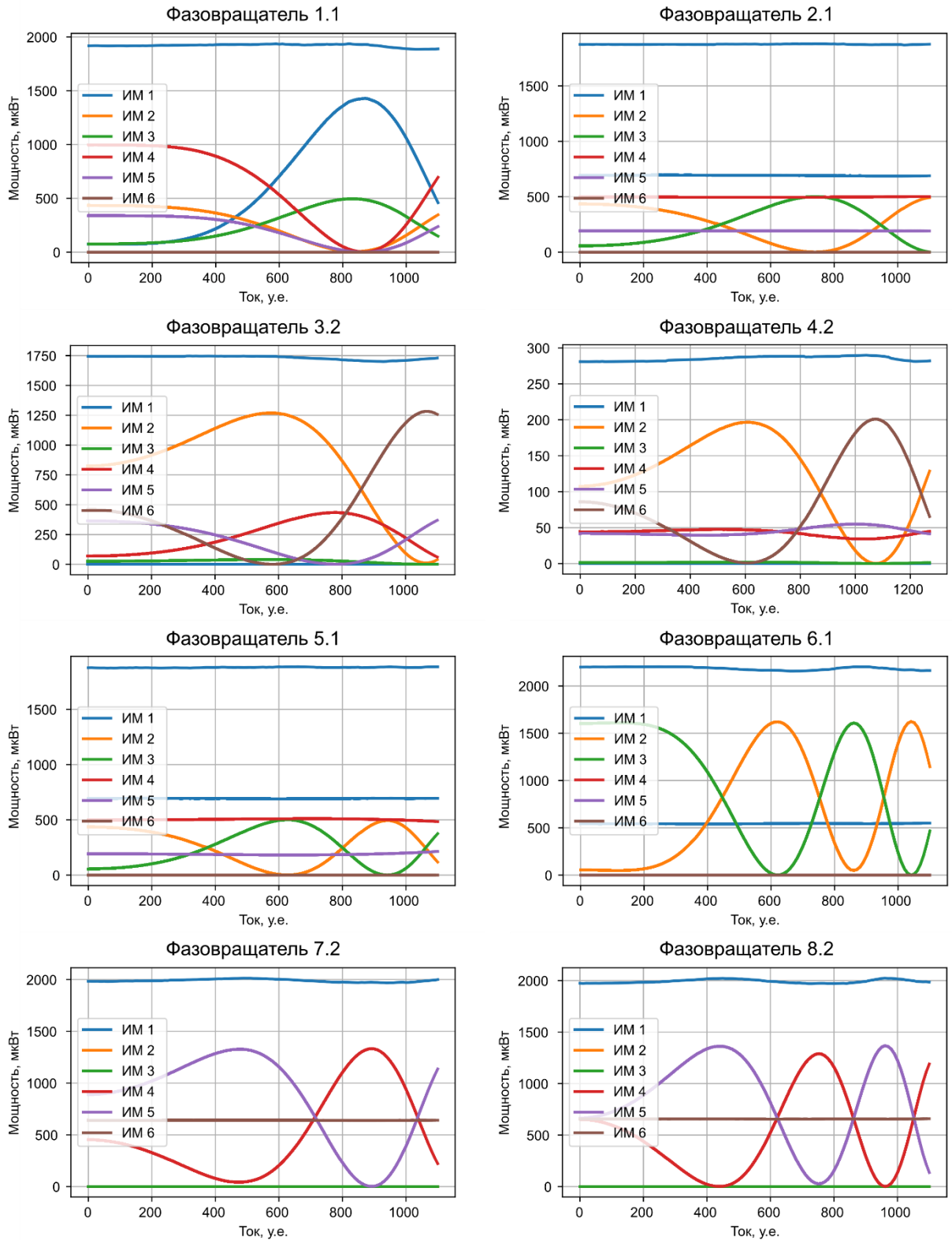


Рисунок 3.10 – Графики калибровки фазовращателей. Сила тока указана в условных единицах. Самая верхняя горизонтальная синяя линия на каждом графике показывает суммарную мощность со всех выходных каналов.

3.3.5 Качество однокубитных гейтов

Качество однокубитных гейтов $R_z(\varphi) = P(\varphi)$ оценивалась как точность реализации желаемой теоретической матрицы $U_t(\varphi_t)$ экспериментально реализуемой $U_e(\varphi_e)$ и рассчитывалось как фиделити между ними $F(U_t(\varphi_t), U_e(\varphi_e))$ по формуле (1.45). В результате процесса калибровки фазовращателей стали известны зависимости $\varphi(I)$. Отсюда для желаемой фазы φ_t можно получить желаемый ток как:

$$I_t[\text{мА}] = \sqrt{(\varphi_t - \varphi_0)/\alpha}, \quad (3.1)$$

но так как экспериментально выставяемый ток в у.е. и является дискретным

$$I_e[\text{у. е.}] = \text{округл}\left(\frac{4095 \text{ у. е.}}{32 \text{ мА}} I_t[\text{мА}]\right), \quad (3.2)$$

то и выставяемая фаза тоже будет дискретной:

$$\varphi_e = \varphi_0 + \alpha I_e^2. \quad (3.3)$$

В целом идея заключается в выставлении ближайшей возможной фазы. Заметим, что точность выставления $\Delta\varphi_e(I_e) = 2\alpha I_e \Delta I_e$ зависит от подаваемого тока линейно, и, например, для крайних случаев оценивается с учётом $\Delta I_e = 0,5 \text{ у. е.}$ как:

$$\Delta\varphi_e(1 \text{ у. е.}) = 3 \text{ мкрад}, \quad (3.4a)$$

$$\Delta\varphi_e(1000 \text{ у. е.}) = 3 \text{ мрад} = 0,35^\circ, \quad (3.4b)$$

т.е. малые фазы можно выставить очень точно, а с ростом фазы точность падает до 3 мрад из-за квадратичной зависимости фазы от тока. Поэтому в среднем фазы определялись и выставялись с точностью до тысячных. Для каждого гейта $R_z(\varphi)$ рассчитывалась точность выставления для 629 фаз от 0 до 6,28 рад ($\approx 2\pi$) с шагом 0,01 рад. Полученная гистограмма распределения точности однокубитных гейтов R_z показана на рисунке 3.11 слева. Средние значения фиделити и стандартного отклонения показаны в таблице 3.2.

Качество однокубитных гейтов R_x оценивались таким же образом, но с учётом строения гейта, который по сути является ИМЦ $R_x(R_1, R_2, \varphi) = U_{MZI}(R_1, R_2, \varphi)$, где в теории коэффициенты отражений направленных

ответвителей $R_1 = R_2 = 0,5$, а экспериментальные были получены в результате процесса калибровки фазовращателей:

$$R_{x1}(R_1 = 0.562, R_2 = 0.465), R_{x2}(R_1 = 0.553, R_2 = 0.507), \quad (3.5a)$$

$$R_{x3}(R_1 = 0.525, R_2 = 0.546), R_{x4}(R_1 = 0.573, R_2 = 0.573). \quad (3.5b)$$

Полученная гистограмма распределения точности однокубитных гейтов R_x показана на рисунке 3.11 справа. Средние значения фиделити и стандартного отклонения показаны в таблице 3.2.

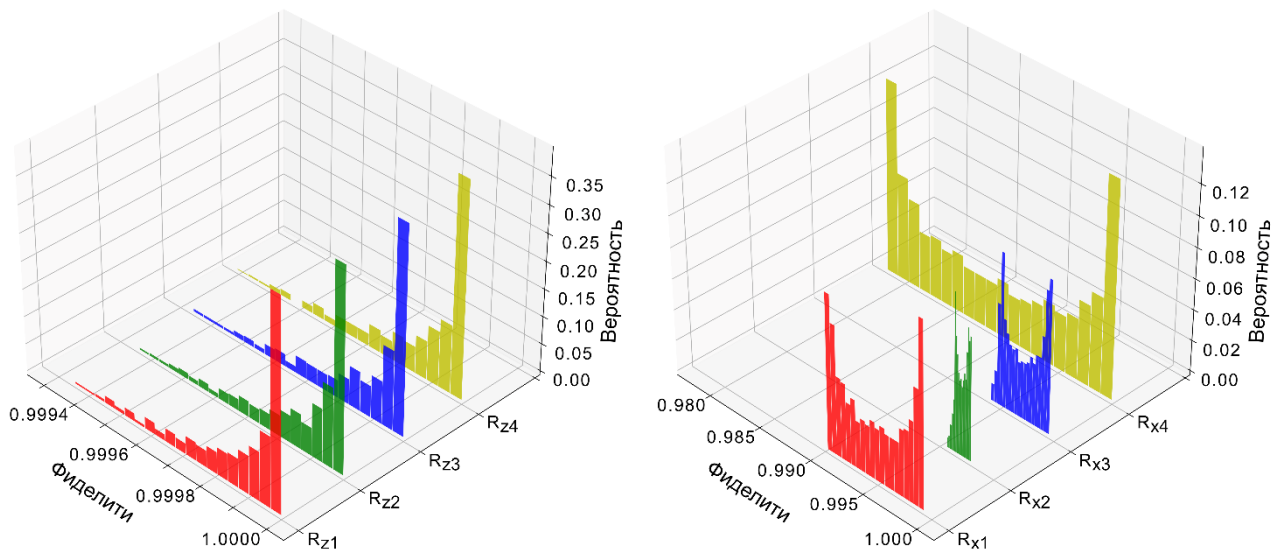


Рисунок 3.11 – Гистограммы распределения точности однокубитных гейтов R_z (слева) и R_x (справа). Точность однокубитных гейтов R_z составила не менее 99,98%, а однокубитных гейтов R_x – 98,92%.

Таблица 3.2 – Средние значения фиделити и стандартного отклонения для каждого однокубитного гейта.

Гейт	R_{z1}	R_{z2}	R_{z3}	R_{z4}	R_{x1}	R_{x2}	R_{x3}	R_{x4}
\bar{F}	0,99988	0,99988	0,99988	0,99988	0,9948	0,9970	0,9971	0,9892
σ	0,00014	0,00014	0,00014	0,00014	0,0031	0,0006	0,0016	0,0076

3.3.6 Качество двухкубитного гейта

Так как действие двухкубитного гейта CNOT полностью описывается хи-матрицей квантового процесса, то качество гейта была оценена сравнением экспериментально полученной хи-матрицы процесса χ_e с теоретической χ_t .

Экспериментальная χ_e была восстановлена процедурой квантовой томографии процесса, подробно описанной в разделе 2.9. Теоретическая χ_t для гейта CNOT была дана в разделе 1.1.7. Фиделити между матрицами рассчитывалось по формуле:

$$F = Tr(\chi_t \chi_e). \quad (3.6)$$

Для выполнения процедуры томографии процесса два неразличимых одиночных фотона из источника СПР были заведены в процессор для инициализации логического состояния $|00\rangle$. Детекторы одиночных фотонов и старт-стоп схема регистрировали двухфотонные совпадения в различных конфигурациях. Количество совпадений, соответствующих состояниям $|00\rangle, |01\rangle, |10\rangle, |11\rangle$, за определённое время накопления обозначались как C_1, C_2, C_3, C_4 . Однокубитные гейты $R_{x1}, R_{x2}, R_{z1}, R_{z2}$ использовались для приготовления двух однокубитных состояния (факторизованное двухкубитное состояние), а $R_{x3}, R_{x4}, R_{z3}, R_{z4}$ – для проективного измерения. Конфигурации приготовления и измерения обозначались по аналогии с поляризационными состояниями, т.е. состояния $\{|0\rangle, |1\rangle, |+\rangle, |-\rangle, |+i\rangle, |-i\rangle\}$ обозначались как заглавные $\{|H\rangle, |V\rangle, |D\rangle, |A\rangle, |R\rangle, |L\rangle\}$, а базисы измерения $\{|0\rangle|1\rangle, |+\rangle|-\rangle, |+i\rangle|-i\rangle\}$ обозначались как строчные $\{|h\rangle, |d\rangle, |r\rangle\}$. Например, конфигурация "VDrd" означала, что входное состояние двух кубитов в CNOT было $|V\rangle \otimes |D\rangle$, то есть первый кубит находился в состоянии $|V\rangle$, а второй кубит находился в состоянии $|D\rangle$, и проективные измерения были выполнены в базисе $|r\rangle = |R\rangle|L\rangle$ для первого кубита и в базисе $|d\rangle = |D\rangle|A\rangle$ для второго кубита. Соответственно, количество двухфотонных совпадений C_1 соответствует состоянию $|R\rangle \otimes |D\rangle$, $C_2 - |R\rangle \otimes |A\rangle$, $C_3 - |L\rangle \otimes |D\rangle$, $C_4 - |L\rangle \otimes |A\rangle$. Вероятности для преобразованного состояния с учётом искомой хи-матрицы считались как:

$$P_{VD,rd,i}^{target}(\vec{t}) = Tr\left(\hat{M}_{rd,i} \mathcal{E}\left(\hat{\rho}_{VD}, \chi(\vec{t})\right)\right), \quad (3.7)$$

в то время как экспериментальные вероятности считаются из количества совпадений как:

$$P_{VD,rd,i}^{exp} = \frac{C_i}{\sum_i C_i}, \quad (3.8)$$

которые затем корректировались на эффективности детектирования. Экспериментально измеренные количества совпадений для 64 различных конфигураций (в сумме 256 измерений) показаны в приложении А. Из этих данных методом максимального правдоподобия была восстановлена экспериментальная хи-матрица процесса. Сравнение с теоретической показана на рисунке 3.12. Фиделити между матрицами, рассчитанное по формуле (3.6), составило $F = 97,16\%$.

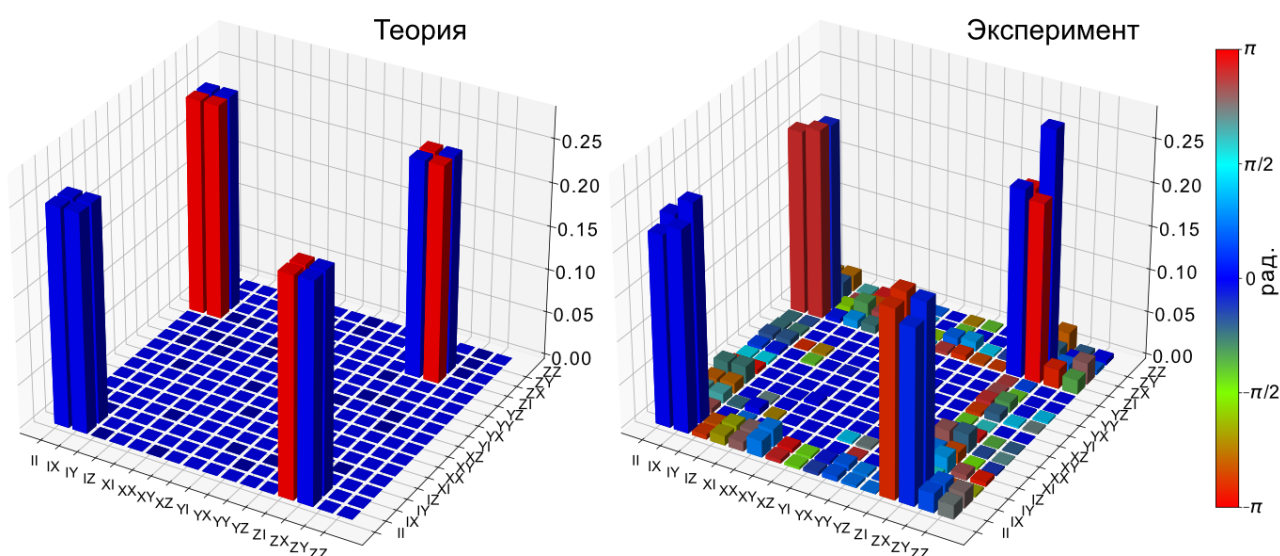


Рисунок 3.12 – Теоретическая хи-матрица процесса двухкубитного гейта CNOT (слева) и экспериментально полученная (справа). Фиделити между матрицами составляет $F = 97,16\%$.

Выводы по главе 3

В данной главе были представлены результаты по разработке и характеристике двухкубитного линейно-оптического квантового процессора на основе интегрально-оптического чипа. Чип был создан с помощью технологии фемтосекундной лазерной записи волноводов во 2-ом режиме модификации в кварцевом стекле. Точность изготовления интерферометра составила 99,18%, измеренная в пассивном режиме, а полные вносимые потери составили менее 7 дБ. Работа процессора была продемонстрирована с использованием

двухфотонного источника на основе спонтанного параметрического рассеяния с частотой совпадений 80 кГц и неразличимостью фотонов 95,7%. Характеризация процессора показала, что среднее фиделити однокубитных гейтов R_x составляет 99,45%, гейтов R_z составляет 99,98%, а точность двухкубитного гейта CNOT, полученная квантовой томографией процесса составляет 97,16%.

Глава 4. Генерация и характеристика двухкубитных запутанных состояний с оповещением

В данной главе представлена экспериментальная платформа, которая позволяет проводить мелкомасштабные эксперименты по линейно-оптическим квантовым вычислениям, ориентированным на MBQC, FBQC и другие подобные модели квантовых вычислений, а именно генерации запутанных ресурсных состояний. Раздел 4.1 посвящен многофотонному источнику на основе квантовой точки и пространственного демультиплексора. Раздел 4.2 посвящен исследованиям по созданию волноводов квадратной формы в плавленом кварце с низкими потерями на распространение 0,07 дБ/см и на ввод 0,2 дБ/торец. Волноводы были записаны с использованием метода многопроходного сканирования (multiscan) со сдвигом [144,145], и оптимизированы для ввода в одномодовое оптическое волокно, где было достигнуто перекрытие мод 98,5%. Раздел 4.3 посвящен генерации двухкубитных состояний с регулируемой степенью запутанности с оповещением с использованием 4-х одиночных фотонов из квантовой точки (КТ) с демультиплексированием. Для этого был специально изготовлен программируемый 8-канальный интегрально-оптический чип, где был применен метод фемтосекундной лазерной записи, разработанный в предыдущем разделе. Используя встроенные в чип ИМЦ, была проведена квантовая томография генерируемых состояний. Основное содержание главы опубликовано в работах [140, 141].

4.1 Многофотонный источник на основе квантовой точки

Многофотонный источник состоял из одного источника одиночных фотонов на основе КТ и пространственного демультиплексора на $N = 6$ каналов. КТ из арсенида индия (InAs) была помещена в центр λ -резонатора из арсенида галлия (GaAs) толщиной 266 нм, который находился между нижним (28 пар слоёв $Al_{0.9}Ga_{0.1}As/GaAs$) и верхним (15 пар слоёв $Al_{0.9}Ga_{0.1}As/GaAs$) брэгговскими зеркалами. Такая слоистая гетероструктура изготавливалась

методом молекулярно-пучкового эпитаксиального роста, из которого затем формировался столб диаметром 2 мкм методом реактивного ионно-плазменного травления и стандартной контактной фотолитографии на 365 нм (см. рисунок 4.1а и б). Образец с КТ был помещён в трёхосевой столик внутри оптического криостата (Attocube attoDRY 800) и охлаждался до температуры 4 К. Столик состоял из системы нанопозиционеров с пьезоприводом (Attocube ANP) и использовался для позиционирования КТ по трём линейным осям XYZ (см. рисунок 4.1в). Фотография оптического криостата со снятым внешним корпусом показана на рисунке 4.1г. Криостат охлаждался гелиевым компрессором (Sumitomo HC-4E2).

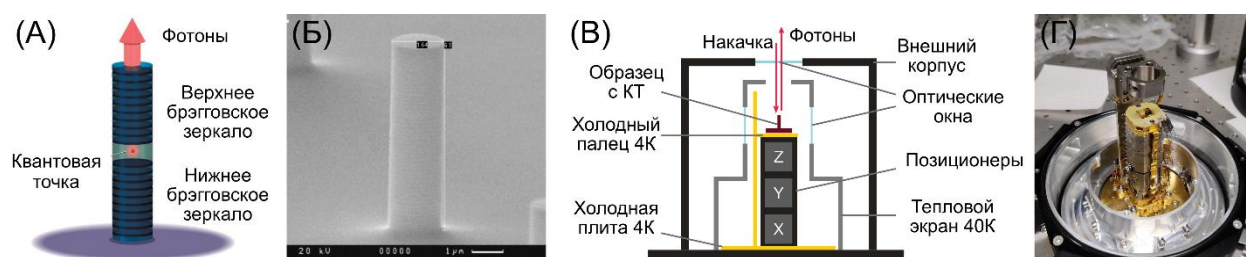


Рисунок 4.1 – Устройство источника одиночных фотонов на основе КТ: (а) Схема столбчатого микрорезонатора. (б) Изображение столбчатого микрорезонатора, полученное с помощью сканирующей электронной микроскопии. (в) Схема оптического криостата с КТ. (г) Фотография оптического криостата.

Для накачки КТ использовался титан-сапфировый импульсный лазер Avesta TiF-100 с частотой следования импульсов $f_0 = 82,6$ МГц на длине волны 920 нм. Так как спектр такого лазера был довольно широкий (16 нм), импульсы перед накачкой были спектрально отфильтрованы до ширины 0.15 нм с помощью системы на основе дифракционной решетки (Thorlabs GR25-1210) и щели (см. рисунок 4.2а). Накачка и сбор фотонов осуществлялась в кросс-поляризационной схеме (см. рисунок 4.2б) с помощью коллиматоров с перестраиваемым фокусом (Thorlabs ZC618FC-B). Мощность накачки выставлялась такой, чтобы в КТ экситонный переход резонансно возбуждался π -импульсом. Яркость (частота излучения одиночных фотонов) такого источника в волокне составляла 6,5 МГц, что можно расписать как:

$$f_{QD} = f_0 \cdot (p_{QD} \cdot p_{FA} \cdot p_D), \quad (4.1)$$

где p_{QD} – полная эффективность излучения КТ и сбора фотонов, $p_{FA} = 0,9$ – эффективность соединения в волоконном адаптере, $p_D = 0,85$ – эффективность детектирования. Отсюда можно оценить полную эффективность излучения КТ и сбора фотонов как $p_{QD} = 0,103$.

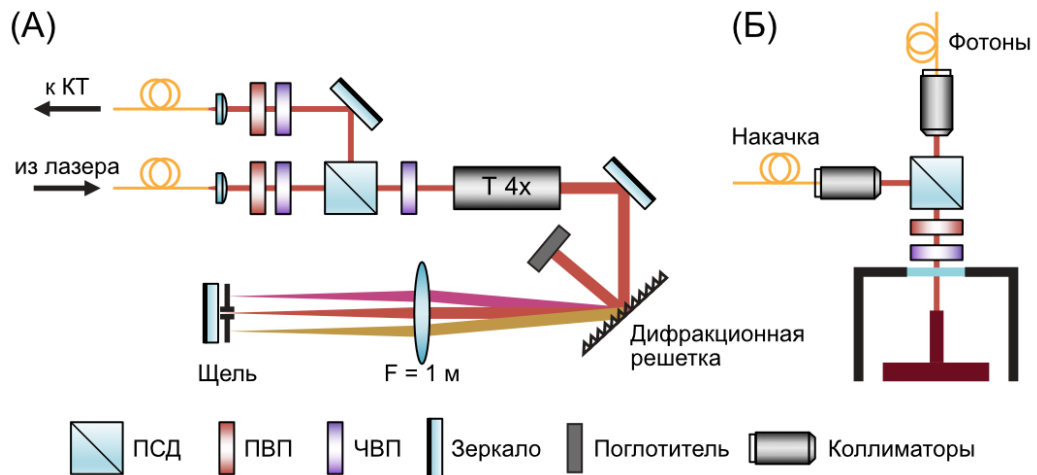


Рисунок 4.2 – (а) Схема приготовления накачки для КТ. (б) Схема накачки и сбора фотонов с КТ. ПСД – поляризационный светоделитель, ПВП – полуволновая пластинка, ЧВП – четвертьволновая пластинка, Т – телескоп.

Для того, чтобы получить $N = 6$ фотонов из потока одиночных фотонов из КТ был собран демультиплексор, схема которого показана на рисунке 4.3а. В ряд были поставлены 5 пар электрооптических ячеек Поккельса (ЯП) на основе кристалла титанила-фосфата рубидия (RTP, Leysop) и поляризационных светоделителей. Поляризация фотонов на входе выставлялась горизонтальной, так что при выключенном состоянии ЯП фотоны проходили всю систему насквозь и попадали в 6 канал. ЯП управлялись с помощью самодельной платы на базе ПЛИС, которая была синхронизирована с лазером накачки и подавала сигналы включения-выключения на высоковольтные драйвера (VME Bergmann) с частотой 3,4 МГц. ЯП включались по очереди подачей напряжения с амплитудой 700-750 В на время 48.4 нс и поворачивали поляризацию фотонов на вертикальную, и таким образом отклоняли из потока по 4 фотона (см. рисунок 4.3б). Фотоны заводились в волоконные задержки разной длины для каждого канала, чтобы из демультиплексора они выходили одновременно. Фотография

демультиплексора показана на рисунке 2.15в. Драйвера и корпуса ЯП охлаждались до температуры +18 °С чиллером с водяным охлаждением (SMC HRS090).

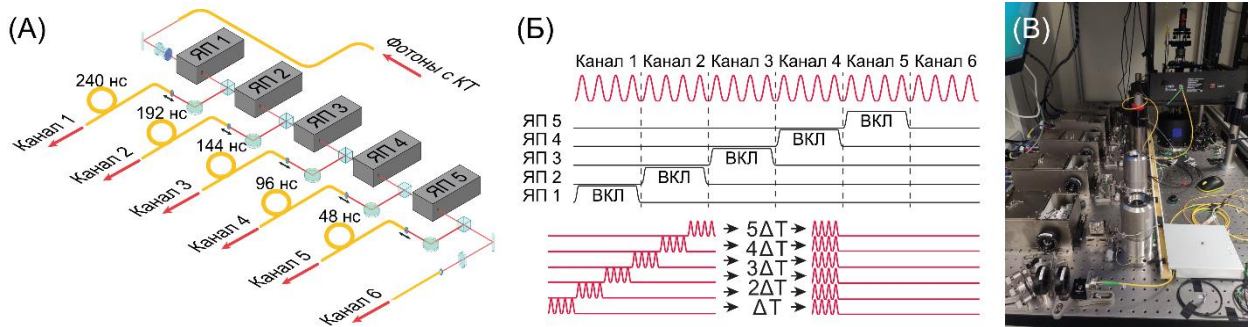


Рисунок 4.3 – (а) Схема демультиплексора. (б) Схема включения-выключения ячеек Погкельса в течение одного цикла демультиплексирования. (в) Фотография демультиплексора.

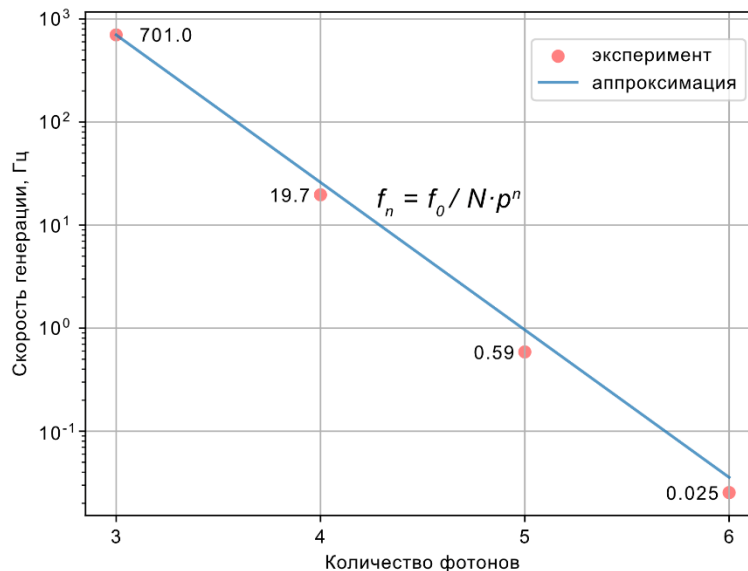


Рисунок 4.4 – Экспериментально измеренные скорости генерации фотонов (красные точки) и аппроксимация полученных данных (синяя прямая).

Скорость (частота) генерации n фотонов из такого демультиплексированного источника на $N = 6$ каналов описывается как:

$$f_n = \frac{f_0}{N} \cdot (p_{QD} \cdot p_{FA} \cdot p_{Dmx} \cdot p_{FA} \cdot p_D)^n, \quad (4.2)$$

где p_{Dmx} – эффективность демультиплексора. На рисунке 4.4 показаны экспериментально измеренные скорости и аппроксимация полученных данных формулой $f_n = f_0 / N \cdot p^n$, где $p = p_{QD} \cdot p_{FA} \cdot p_{Dmx} \cdot p_{FA} \cdot p_D$ – полная

эффективность установки, которая из аппроксимации получилась $p = 0,037$. Отсюда вычисленная эффективность демультиплексора $p_{Dmx} = 0,51$.

4.2 Многопроходные волноводы с низкими потерями на основе 1-го режима модификации в кварцевом стекле

Как было рассказано в разделе 1.4.1, волноводы в кварцевом стекле, созданные по технологии фемтосекундной лазерной записи, в зависимости от параметров лазера и фокусировки делятся на два режима по характеру модификации материала (см. рисунок 4.5):

- Волноводы в 1-ом режиме записи с изотропным изменением показателя преломления с низким контрастом порядка $10^{-4} - 10^{-3}$ и потерями на распространение в среднем 0,1–0,3 дБ/см [146–148]. Из-за низкого контраста мода волновода получается большой, с диаметрами порядка 15×24 мкм для длин волн порядка 800 нм [147,148], что приводит к большим потерям при согласовании со стандартными оптическими волокнами на уровне 3 дБ/торец. Поэтому для таких волноводов в основном используют ввод вывод со свободного пространства с использованием линз [146–148].
- Волноводы в 2-ом режиме записи с анизотропным изменением показателя преломления с высоким контрастом порядка $10^{-3} - 10^{-2}$ и потерями на распространение в среднем 0,5–0,8 дБ/см [76,93,149,150], который был оптимизирован до 0,15 дБ/см на длине волны 1550 нм [151,152]. Недавно были продемонстрированы рекордно низкие потери на распространение 0,07 дБ/см на длине волны 1550 нм с полными потерями в чипе 1,07 дБ [153]. Из-за высокого контраста волноводов в режиме II их мода получается близкой к моде стандартного оптического волокна, с диаметрами порядка 5×8 мкм для длин волн порядка 800 нм, что приводит к умеренным потерям при согласовании на уровне 1,5 дБ/торец [21,139]. Но такие потери являются всё ещё основной проблемой для проведения

многофотонных экспериментов с использованием источников одиночных фотонов на основе квантовых точек на длине волны 900 нм [103–106].

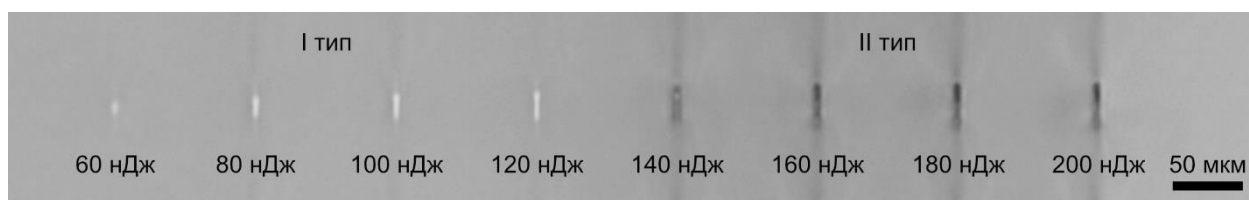


Рисунок 4.5 – Пример изменения характера модификации волноводов при увеличении энергии в импульсе: волноводы в 1-ом режиме записи при энергиях 60-120 нДж (светлые, слева) и во 2-ом режиме записи при энергиях 140-200 нДж (темные, справа), микрофотография, вид с торца.

Идея заключается в создании многопроходных волноводов прямоугольного сечения, посредством записи серии последовательных взаимно смещенных волноводов в 1-ом режиме. При записи с небольшим поперечным шагом между проходами волноводы накладываются и контраст такого многопроходного уже может стать достаточным, а мода симметричная, чтобы были низкие потери при согласовании с оптическим волокном. Аналогичные методы недавно были продемонстрированы для снижения потерь на распространение [153], потерь на изгиб [153–155], потерь на согласовании с оптическим волокном [155–158] и манипуляции моды волноводов [159,160]. Однако при оптимизации согласования моды волновода с модой оптического волокна недостаточно внимания уделялось форме, размеру или глубине записи полученных волноводов.

В данном разделе сначала исследуются режимы записи волноводов с одним сканированием на разных глубинах и энергиях, чтобы понять, многопроходные волноводы с какими размерами можно записать далее. Затем проводится моделирование эффективности заведения излучения из волокна в такие прямоугольные волноводы. После этого изготавливаются и характеризуются многопроходные волноводы с различными параметрами записи, затем проводится более тщательная оптимизация этих волноводов и измеряются их свойства. В конце вводится параллельный принцип записи всей схемы на основе многопроходных волноводов и проводится сравнение со

стандартным последовательным порядком записи для однородности направленных ответвителей и ИМЦ.

4.2.1 Исследование режимов записи в кварцевом стекле

Для начала была записана серия волноводов на скорости $v = 1$ мм/с на разных глубинах 100–1000 мкм с различными энергиями 14–70 нДж, покрывающих диапазон от начала модификации до начала появления 2-го режима записи на всех глубинах. Микрофотографии торцов волноводов показаны на рисунке 4.6. Заметны квадратичные смещения пороговой энергии 1-го (пунктирная линия) и 2-го (сплошная линия) режимов модификации от глубины записи, вызванные сферическими aberrациями [161]. В результате наблюдается расширение диапазона энергий от глубины для 1-го режима модификации. Для каждой глубины был выбран волновод в 1-ом режиме, записанный при максимальной энергии, полагая, что он имеет максимальный контраст показателя преломления, и измерены его размеры при фотографировании в режиме ДИК. Зависимость размеров от глубины показаны в ставке рисунка 4.6 справа сверху. Видно, что высота волновода от глубины растет почти линейно, а вот ширина остается постоянной и равной 1 мкм. Контраст показателя преломления этих волноводов довольно низок, например, как показано на вставке рисунка 4.6 в нижнем левом углу, размеры моды порядка 30–40 мкм для обеих Н и V поляризаций для волновода, записанного на глубине 1000 мкм и с энергией 68 нДж. В то время как большинство этих волноводов не поддерживают никаких мод. Следует отметить, что профиль моды для поляризации Н обычно более локализован, поэтому все последующие результаты представлены для этой поляризации.

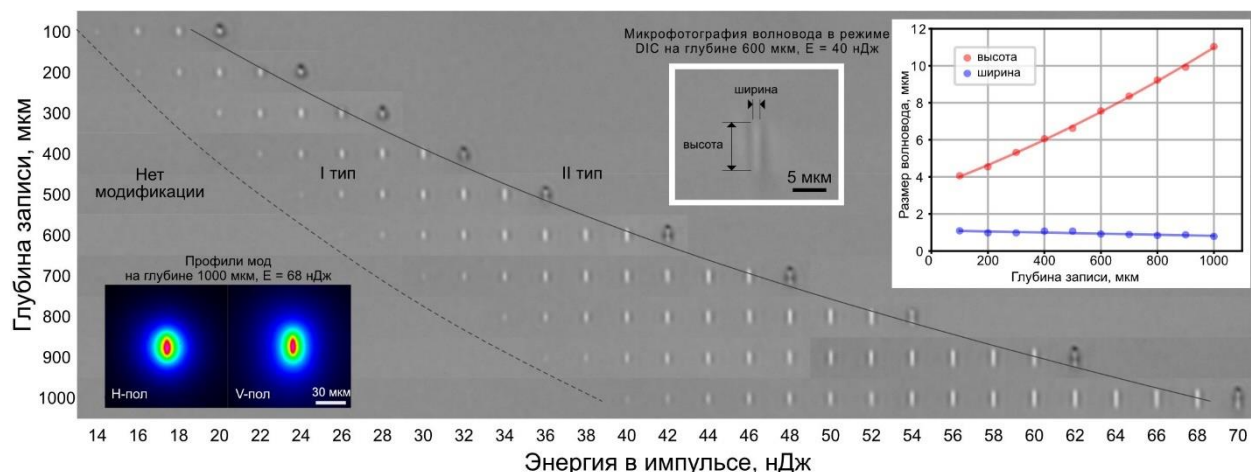


Рисунок 4.6 – Микрофотографии торцов волноводов на глубинах 100 – 1000 мкм с различными энергиями от начала модификации до начала появления 2-го режима записи (размеры волноводов на картинках не соответствуют реальным, т.к. фотографирование велось в режиме светлого поля с закрытой апертурой для лучшей видимости волноводов). В вставке слева внизу показаны профили мод волноводов на глубине 1000 мкм и энергии 68 нДж. В вставке справа сверху показан волновод на глубине 600 мкм и энергии 40 нДж, сфотографированный в режиме ДИК, и график реальных размеров пограничных волноводов в 1-ом режиме (с максимальной энергией, предшествующих 2-му режиму) для разных глубин.

4.2.2 Моделирование эффективности заведения излучения из волокна в прямоугольные волноводы

Следующим шагом был расчет согласования мод прямоугольных волноводов (с предположением, что такие волноводы можно будет получить методом многопроходного сканирования со смещением) высотами и ширинами от 2 мкм до 8 мкм и стандартного оптического волокна Nufern PM780-HP. Так как получающийся контраст показателя преломления у волноводов никаким образом не задается определенной величины, были рассмотрены контрасты в диапазоне от 1×10^{-3} до 6×10^{-3} .

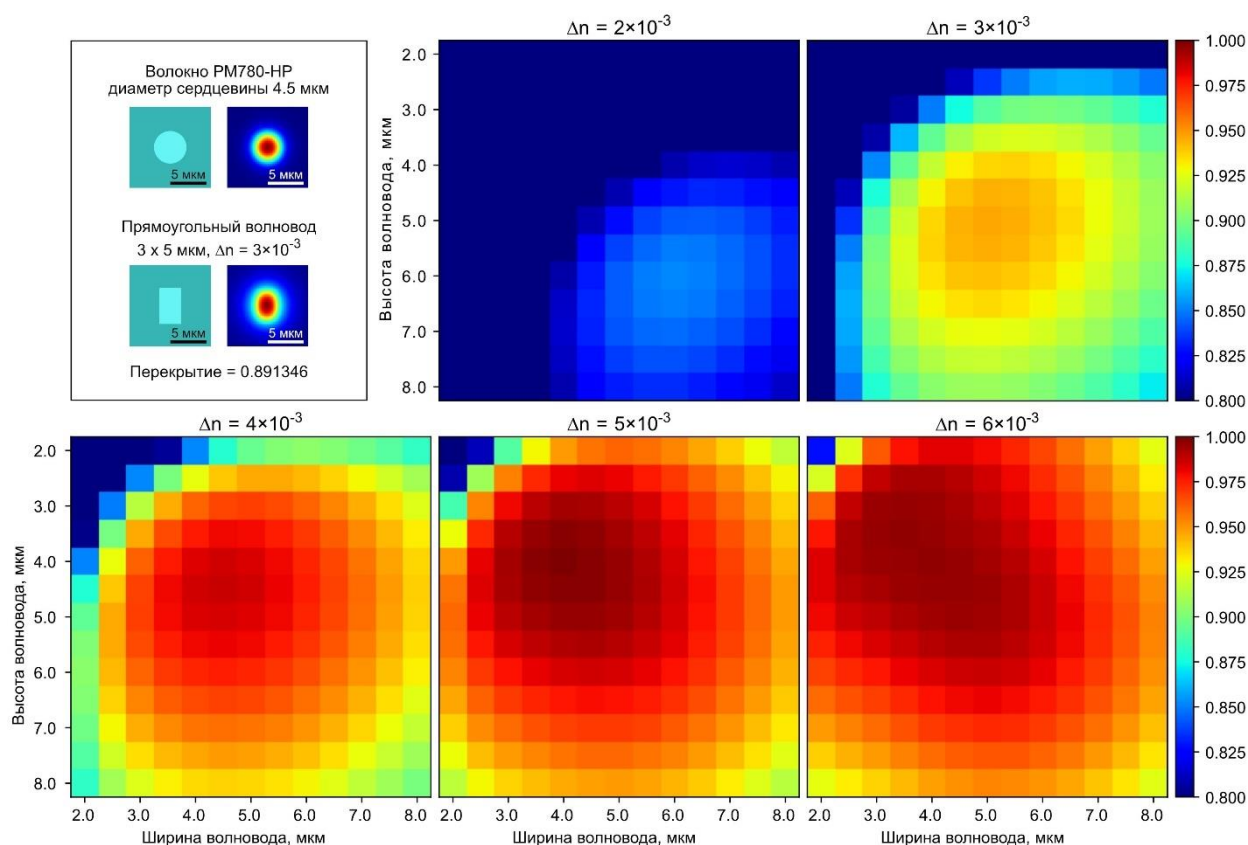


Рисунок 4.7 – Результаты численного расчета перекрытия мод между прямоугольным волноводом с различной шириной и высотой в диапазоне 2–8 мкм и с контрастом показателя преломления $2\text{--}6 \times 10^{-3}$ и стандартным оптическим волокном Nufern PM780-HP (цветом показана величина перекрытия мод согласно цветовой панели справа, величины ниже 0,8 также окрашены в синий цвет). Во вставке сверху слева показаны примеры волновода и волокна, их моды и рассчитанное перекрытие.

Результаты показаны на рисунке 4.7. Как и ожидалось, лучшее согласование дают квадратные волноводы и близкие к ним по форме. С увеличением контраста максимум смещается в сторону уменьшения размеров волноводов. Поэтому был проделан более тщательный расчёт для квадратных волноводов с меньшим шагом по контрасту показателя преломления и размеру волноводов (см. рисунок 4.8). Лучшее перекрытие 99,81% достигается при контрасте $5,2 \times 10^{-3}$ для квадратного волновода размером 4 мкм, но даже с контрастом 3×10^{-3} возможно добиться согласования 94,5% для волновода с размерами 5×5 мкм.

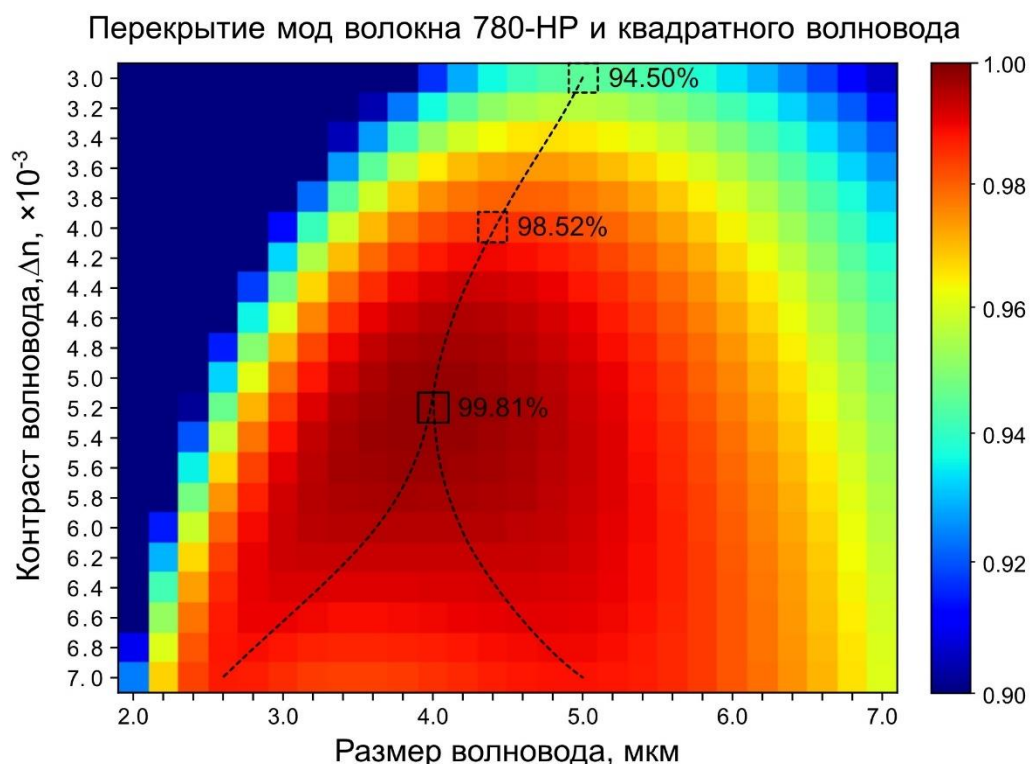


Рисунок 4.8 – Результаты численного расчета перекрытия мод между квадратным волноводом с различной шириной и высотой в диапазоне 2 – 7 мкм и с контрастом показателя преломления $3 - 7 \times 10^{-3}$ и стандартным оптическим волокном Nufern PM780-HP (цветом показана величина перекрытия мод согласно цветовой панели справа, величины ниже 0,9 также окрашены в синий цвет).

Отдельно был построен линейный график зависимостей перекрытия мод для квадратных волноводов с размерами 4,0–6,5 мкм от контраста показателя преломления $1-6 \times 10^{-3}$ (см. рисунок 4.9). Волноводы таких размеров можно реализовать, где видно, что для заданного контраста есть размер волновода, при котором перекрытие максимально (см. рисунок 4.9).

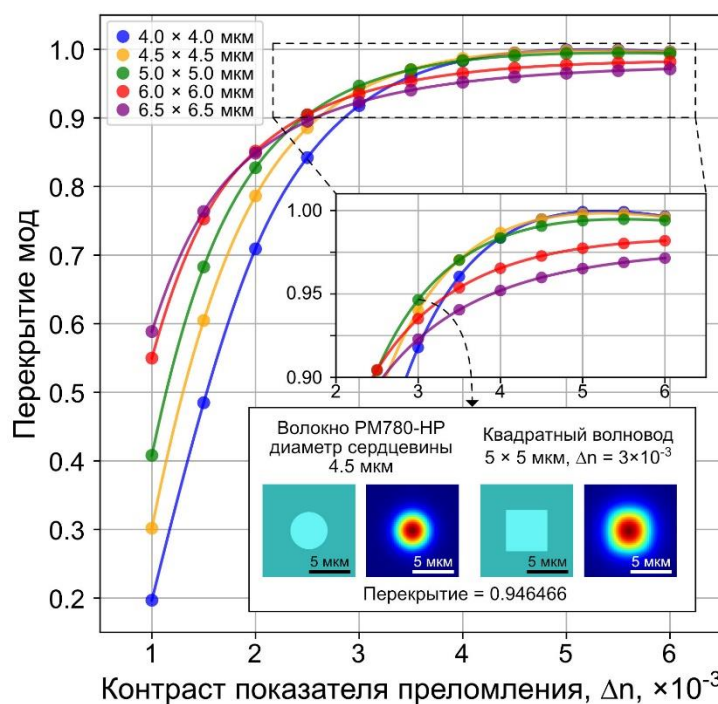


Рисунок 4.9 – График перекрытия мод для квадратных волноводов разного размера в зависимости от контраста показателя преломления $1 - 6 \times 10^{-3}$.

4.2.3 Многопроходные волноводы квадратного сечения с низкими потерями на основе 1-го режима модификации в кварцевом стекле

Так как очередность записи отдельных одиночных проходов влияет на параметры конечного волновода, вначале было проведено сравнение разных очередностей проходов при записи волновода. Рассматривались следующие принципы: «слева направо», «справа налево», «от центра к краям», «от края к центру», – у которых очередность проходов следует из названия. Также рассматривался принцип «сканирование пополам» [162] и его модифицированная версия «сканирование пополам от краев». Были записаны 7 волноводов с $N = 11$ проходами, где все сканирования были в одном направлении. Сравнение различных очередностей сканирований показано на рисунке 4.10. Верхний ряд схематично показывает очередность сканирований, где сканирования соединены линией в последовательности записи, а сверху указан порядковый номер сканирования. Также на рисунке показаны микрофотография торцов волноводов и их профили мод. Дополнительно измерялось пропускание волновода. Согласно результатам, как наиболее

однородный, с высоким контрастом показателя преломления и с наибольшим пропусканием был выбран волновод, записанный по принципу «от центра к краям».

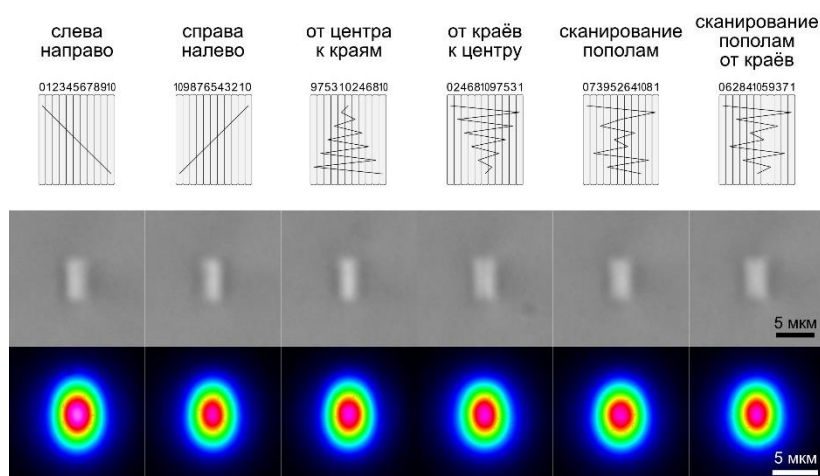


Рисунок 4.10 – Сравнение различных очередностей проходов при записи волновода, состоящего из 11 проходов, сверху-вниз: схематическое изображение очередностей, микрофотографии торцов волноводов, снятые в режиме ДИК-микроскопии и профили мод волноводов для горизонтальной поляризации.

Далее с помощью метода многопроходного сканирования со смещением были записаны квадратные волноводы на глубинах 100, 200, 300, 400 и 500 мкм с размерами 4.0×4.0 мкм, 4.5×4.5 мкм, 5.3×5.3 мкм, 6.0×6.0 мкм и 6.6×6.6 мкм, соответственно, на образце длиной 3 см с различным числом проходов N . Для того, чтобы ширина волновода оставалась постоянной, менялось смещение между волноводами s по формуле:

$$w_m = w_s + (N - 1) \times s, \quad (4.3)$$

где w_m – ширина многопроходного волновода, а $w_s = 1$ мкм – ширина однопроходного волновода. Так как ширины волноводов в зависимости от глубины разные, то и диапазон количества сканов был разным и выбирался таким, чтобы смещение оставалось в диапазоне $0.2 \text{ мкм} < s < w_s = 1 \text{ мкм}$. Энергии записи E_p слегка варьировались вокруг энергий записи однопроходных пограничных волноводов I типа. Все параметры записи приведены в Таблице 4.1.

Таблица 4.1 – Полный набор параметров записи многопроходных волноводов.

Глубина	w_m , мкм	N	E_p , нДж
100	4.0	4 – 16	15 – 17
200	4.5	5 – 19	19 – 21
300	5.3	5 – 21	23 – 25
400	6.0	6 – 26	27 – 29
500	6.6	7 – 29	32 – 34

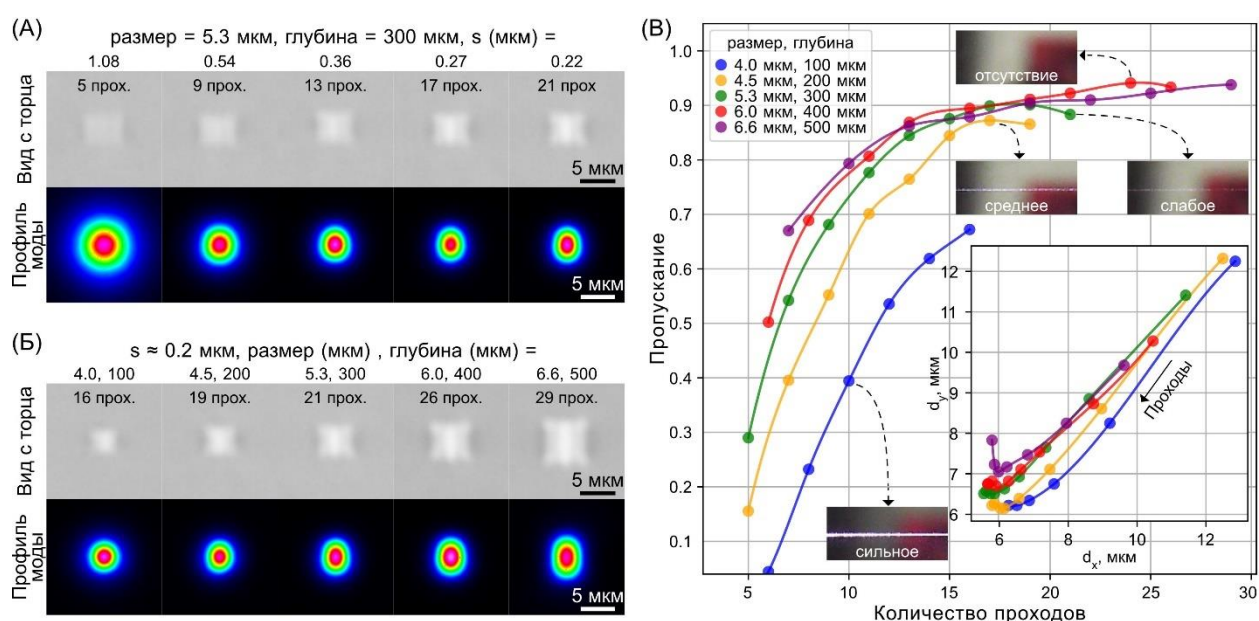


Рисунок 4.11 – (а) Микрофотографии торцов квадратных волноводов размером $w_m = 5,3$ мкм записанных на глубине 300 мкм с различным числом проходов, снятые в режиме ДИК-микроскопии, и соответствующие профили мод волноводов для горизонтальной поляризации. (б) Аналогичные изображения для квадратных волноводов разных размеров на соответствующих глубинах со смещениями $s \approx 0,2$ мкм. (в) Зависимость пропускания волноводов от количества проходов. В вставке показаны зависимости размеров мод (диаметры) для каждой глубины. Стрелка показывает направление увеличения числа проходов. Вставные рисунки показывают исчезновение свечения волноводов (белая линия по центру изображений) с увеличением глубины.

Микрофотографии торцов квадратных волноводов размером $w_m = 5,3$ мкм записанных на глубине 300 мкм с увеличивающимся числом проходов $N = 5-21$ и их соответствующие профили мод показаны на рисунке 4.11а. Аналогичные изображения для квадратных волноводов со смещением $s \approx 0,2$ мкм на разных

глубинах 100–500 мкм с соответствующими размерами показаны на рисунке 4.11б. С ростом числа проходов на микрофотографиях торцов волноводов заметна неоднородная внутренняя структура волноводов, а профиль моды вытягивается по вертикали. Иногда, при большом количестве сканирований $N > 20$, наблюдалось спонтанное образование микротрещин во время процесса полировки торца образца, как и ранее было описано в работе [154].

Затем было измерено пропускание каждого волновода по методике, описанной в разделе 2.4.3. Экспериментально измеренные зависимости пропускания через образец для квадратных волноводов на разных глубинах записи от количества проходов показаны на рисунке 4.11в. Там же в вставке показаны зависимости размеров мод. Заметно, что с увеличением количества проходов контраст показателя преломления растет, что приводит к уменьшению размера моды, и увеличению пропускания волноводов, как следствие улучшения согласования мод волновода и волокна. Максимальные значения пропускания оказались выше 90% (0,5 дБ потерь) для волноводов на глубине 400 мкм и 500 мкм для большого количества проходов $N > 20$. Это несмотря на то, что мода у них чуть больше, чем у волноводов на глубине 200 мкм, где наблюдается минимальный размер моды волноводов 5.8×6.2 мкм (в то время как у волокна 5.8×6.2 мкм), что говорит о низких потерях на распространение на глубинах 400 мкм и 500 мкм. Другим косвенным подтверждением понижения потерь на распространения является угасание свечения волновода с увеличением глубины записи (см. вставные изображения на рисунке 4.11в, яркая линия вдоль центра изображений – это светящийся волновод). Свечение волновода присуще волноводам во 2-ом режиме модификации, где происходит сильное рассеяние распространяющегося излучения на нанорешетках, приводящее к дополнительным потерям.

Далее была проведена более тщательная оптимизация волноводов, которая происходила в пространстве параметров процесса лазерной записи (энергия в импульсе E_p , глубина фокусировки) и геометрии волноводов (размер волновода

w_m , смещение s , количество проходов N). Скорость сканирования при этом держалась постоянной $v = 1$ мм/с. Значения смещений $s = 0,2$ мкм и $s = 0,25$ мкм были зафиксированы, где наблюдалось насыщение пропускания, как описано в предыдущем разделе. Размеры волноводов были выбраны в диапазоне $w_m = 4,5–6,0$ мкм, поскольку соответствующие их моды были близки к моде волокна. Диапазоны энергии и глубины были выбраны для того, чтобы создать почти квадратный волновод. Полный набор параметров показан в таблице 4.2.

Таблица 4.2 – Полный набор параметров записи многопроходных волноводов для более тщательной оптимизации.

s , мкм	w_m , мкм	N	глубина, мкм	E_p , нДж
0,2; 0,25	4,6; 4,5	19; 15	200 – 500	19 – 30
0,2; 0,25	5,0; 5,0	21; 17	300 – 600	22 – 34
0,2; 0,25	5,4; 5,5	23; 19	400 – 700	27 – 37
0,2; 0,25	5,8; 6,0	25; 21	400 – 700	28 – 38

Лучшие характеристики продемонстрировали волноводы на глубине 400 мкм с параметрами $w_m = 5,5$ мкм, $s = 0,25$, $N = 19$. Зависимости пропускания и перекрытия мод от энергии записи для этих волноводов показаны на рисунке 4.12а. При энергии записи $E_p = 27$ нДж были достигнуты пропускание более 94% и перекрытие мод более 98,8%. При увеличении скорости сканирования эти величины ухудшаются не настолько сильно (см. рисунок 4.12б), поэтому с целью ускорения процесса записи можно использовать скорости сканирования повыше, например, $v = 4$ мм/с.

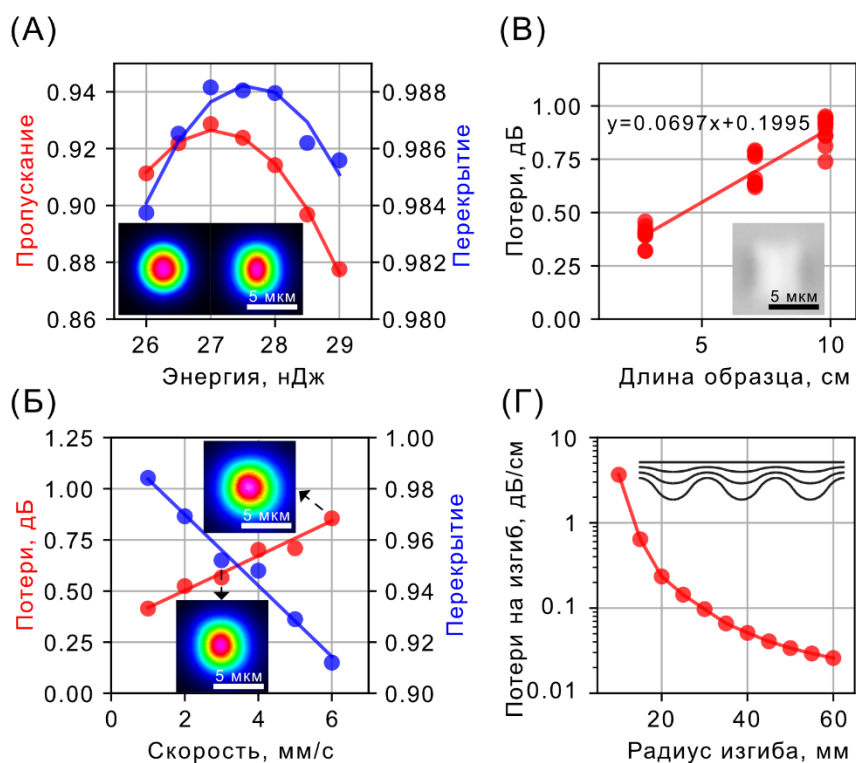


Рисунок 4.12 – Зависимости от параметров записи и характеристика волноводов (глубина записи 400 мкм, скорость записи 1 мм/с, энергия записи $E_p = 27$ нДж, ширина $w_m = 5,5$ мкм, смещение $s = 0,25$ мкм, $N = 19$) для длины волны 920 нм и горизонтальной поляризации. (а) Зависимость пропускания через образец (красные точки и линия) и перекрытия мод оптического волокна и волноводов (синие точки и линия) от энергии записи. В вставке показаны мода оптического волокна и волновода, записанного при энергии $E_p = 27$ нДж. (б) Зависимость вносимых потерь (красные точки и линия) и перекрытия мод (синие точки и линия) от скорости записи. В вставке показаны моды волноводов, записанные на скорости 3 и 6 мм/с. (в) Результаты измерения потерь на распространение и на ввод методом «cut-back». В вставке показана микрофотография торца волновода. (г) Зависимость потерь на изгиб от радиуса кривизны. В вставке показана схема изогнутых волноводов.

Далее были измерены потери на распространение и на согласование методом «cut-back», где на трёх образцах длинами 3 см, 6,6 см и 10 см были записаны по одинаковых 10 волноводов, и были измерены вносимые потери. Результаты показаны на рисунке 4.12в. Потери на распространение оказались довольно низкими и составили в среднем 0,07 дБ/см, а потери на согласование – 0,2 дБ/торец. Далее были измерены потери на изгибы в этих волноводах. Для этого на образце длиной 3 см были записаны изогнутые волноводы, состоящие из 6 s-изгибов с разными радиусами кривизны 10–60 мм, и один прямой

волновод. Для каждого изогнутого волновода была измерена разница пропускания с прямым. Результаты показаны на рисунке 4.12г. Незначительные потери на изгиб менее 0,1 дБ/см наблюдаются у волноводов с радиусом кривизны 30 мм.

4.2.4 Параллельный принцип записи структур на основе многопроходных волноводов

Такие многопроходные волноводы пишутся довольно долго (например, при длине образца 5 см волновод с $N = 19$ сканированиями записывается ~ 15 минут), и при последовательной записи волноводов оптической интегральной схемы любые случайные изменения условий записи (нестабильность или дрейф параметров лазера, условий окружающей среды и т.д.) негативно влияют на однородность схемы. Поэтому было принято решение записывать волноводы в таких схемах параллельно. Для сравнения были записаны 10 направленных ответвителей (делителей) и 10 ИМЦ с одинаковыми параметрами, где волноводы в каждом элементе записывались последовательно (сначала первый волновод полностью, потом второй) и параллельно (оба волновода записывались «одновременно» в процессе многопроходного сканирования, где сначала записывался первый трек для первого волновода, затем первый трек второго, и т.д.). Статистика повторяемости делителей показана на рисунке 4.13а, там же на вставке показан пример порядка записи для $N = 5$ проходов. Отражения в среднем составили $35,7 \pm 1,9\%$ для последовательной записи и $34,1 \pm 0,9\%$ для параллельной, что говорит об улучшении повторяемости почти в 2 раза. Такая же статистика для ИМЦ показана на рисунке 4.13б, отражения в среднем составили $45,4 \pm 4,4\%$ для последовательной записи и $7,4 \pm 2,6\%$ для параллельной. Здесь на отражение влияет уже внутренняя разность фаз плеч интерферометра, которая определяется однородностью волноводов. Для плеч длиной 7 мм эта разность в среднем составила $\delta\varphi = 0,4\pi$ для последовательной

записи и $\delta\varphi = 0,1\pi$ для параллельной, что говорит о значительном улучшении однородности волноводов.

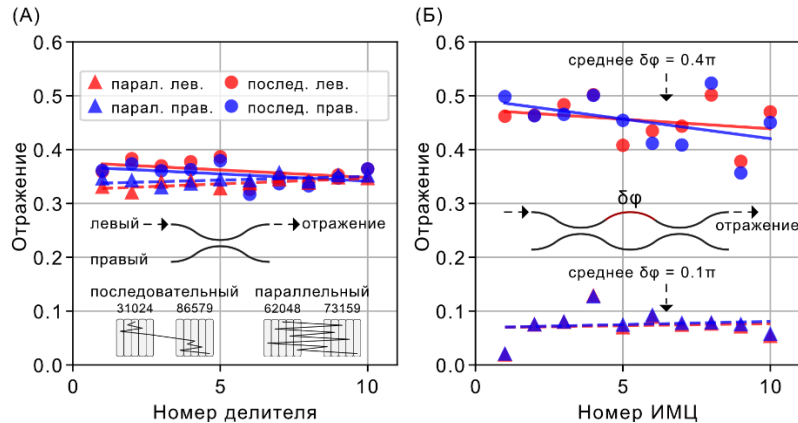


Рисунок 4.13 – (а) Статистика коэффициента отражения направленных ответвителей, где многопроходные волноводы записывались последовательно (окружности) и параллельно (треугольники) при заведении в левый (красный) и в правый (синий) канал. В вставке показана схема направленного ответвителя и пример порядка записи для $N = 5$ проходов. (б) Аналогичная статистика для ИМЦ, но в этом случае на коэффициент отражения влияет еще и внутренняя фаза, которая определяется однородностью волноводов. В вставке показана схема ИМЦ.

4.3 Генерация двухкубитных запутанных состояний с оповещением

4.3.1 Линейно-оптическая схема

Используемая линейно-оптическая схема для генерации двухкубитных запутанных состояний была недавно теоретически предложена в работе [33] (см. рисунок 4.14, фон с голубым оттенком). Данная схема способна генерировать двухкубитные состояния с определенной степенью запутанности, контролируемую одним фазовращателем. При заведении в схему четырех одиночных фотонов в фоковском состоянии $|\phi_{in}\rangle = |11101\rangle_f$ генерируется следующее двухкубитное состояние в базисе двух мод в первых четырех выходных модах, когда два фотона регистрируются в пятой выходной моде:

$$|\Phi(\alpha)\rangle = \cos \alpha |00\rangle + \sin \alpha |11\rangle, \quad (4.4)$$

где α – параметр, контролирующий степень запутанности. Вероятность генерации состояния определяется выражением:

$$p(\alpha) = \frac{1}{6(1 + \sin^2(\alpha))}, \left(0 \leq \alpha \leq \frac{\pi}{4}\right). \quad (4.5)$$

Параметр α выставляется, используя внутренний фазовращатель θ_α входного ИМЦ, который действует как светоделитель с регулируемым пропусканием:

$$T(\alpha) = \frac{1}{1 + 2 \tan^2 \alpha}. \quad (4.6)$$

Для оценки качества генерируемых состояний на логические моды были добавлены ИМЦ для выполнения однокубитных проекционных измерений для томографии квантового состояния (см. рисунок 4.14, фон с зеленым оттенком). Отметим, что в эксперименте наличие потерь приводит к генерации матрицы плотности в базисе числа фотонов и, следовательно, $|\Phi(\alpha)\rangle$ должен быть постселектирован в логическом базисе двух мод для корректного восстановления.

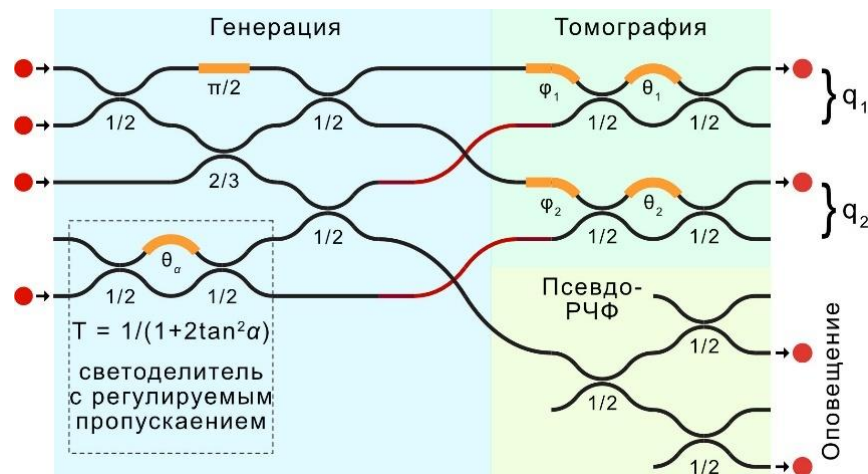


Рисунок 4.14 – Линейно-оптическая схема для генерации двухкубитных запутанных состояний с оповещением (фон с голубым оттенком). Под светоделителями и фазовращателями указаны коэффициенты пропускания и фазы соответственно. Входной ИМЦ функционирует как светоделитель с регулируемым пропусканием $T(\alpha)$, который управляет запутанностью сгенерированного состояния. Красные линии представляют собой углубленные волноводы, используя 3D-возможности технологии ФЛП. Два выходных ИМЦ используются для реализации квантовой томографии состояния (фон с зеленым оттенком). Каскад из трех сбалансированных светоделителей на выходе служит псевдо-РЧФ (фон с желтым оттенком).

В силу того, что имеющиеся детекторы одиночных фотонов были без разрешения по числу фотонов (РЧФ), пятая выходная мода, где нужно было зарегистрировать два фотона для оповещения, была разделена каскадом из трех

сбалансированных светоделителей на четыре моды. Подключая детектор на каждый из них, реализуется псевдо-РЧФ детектирование. Но даже в этом случае, с вероятностью $1/4$ два фотона окажутся в одной моде и будут задетектированы как один. Следовательно, вероятность генерации состояния (4.1) будет ещё умножен на вероятность корректной работы оповещения $3/4$.

Данная пятимодовая линейно-оптическая схема при $\alpha = \pi/4$ генерирует состояние Белла с вероятностью успеха $1/9$, что является наиболее эффективной схемой среди тех, которые не используют прямую связь [33]. Важно отметить, что использование прямой связи может значительно повысить вероятность генерации. Известны и другие восьмимодовые схемы, которые позволяют из четырех фотонов с использованием прямой связи генерировать состояние Белла с вероятностью успеха может $3/16$ [15,28]. Кроме того, вероятность успеха можно увеличить до $1/4$ посредством дистилляции и даже до $1/2$ посредством использования методов утечки [43], а применив оба этих метода можно получить даже $2/3$.

4.3.2 Изготовление интегрально-оптического чипа

С помощью разработанного режима фемтосекундной лазерной записи волноводов с многократным сканированием с низкими потерями был создан набор 8-ми канальных интегрально-оптических структур в образце кварцевого стекла длиной 5 см (см. рисунок 4.15а). Каждая структура состояла из 13-ти направленных ответвителей, согласно схеме из рисунка 4.10. Волноводы были записаны фемтосекундными импульсами второй гармоники волоконного иттербиевого лазера на длине волны 515 нм, длительностью 270 фс, с энергией 47 нДж и частотой 1 МГц, сфокусированными с помощью асферической линзы с числовой апертурой $NA = 0,55$ на глубине 15 мкм под поверхностью образца. Волноводы состояли из $N = 21$ сканирования со смещением $s = 0,2$ мкм, которые записывались со скоростью 4 мм/с. Микрофотографии волноводов с торца и сверху, показаны на рисунке 4.15б и в, соответственно. Профиль моды волновода

для вертикальной поляризации на длине волны 920 нм показана на Рисунке 4.15г, где диаметры составили $5,5 \text{ мкм} \times 7,6 \text{ мкм}$. Волноводы имели низкие потери на распространение $0,07 \text{ дБ/см}$ и на согласование с оптическим волокном $0,8 \text{ дБ/торец}$.

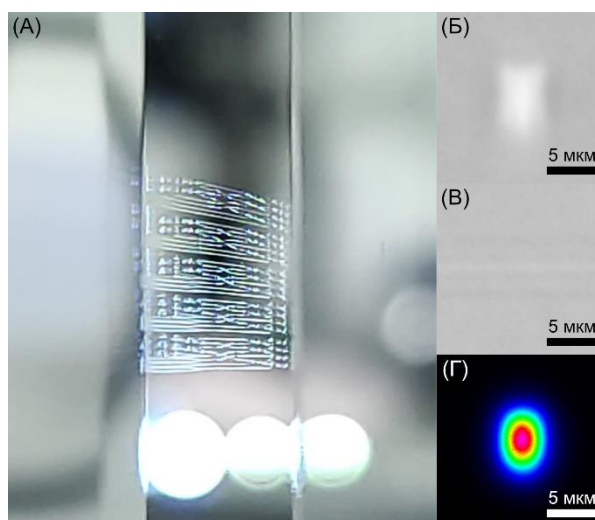


Рисунок 4.15 – (а) Фотография интегрально-оптического чипа, содержащего пять волноводных структур. Микрофотографии волноводов, (б) вид с торца и (в) вид сверху. (г) Профиль моды волновода для вертикальной поляризации.

Направленные ответвители состояли из двух волноводов, которые сближаются на расстояние $7,1 \text{ мкм}$ и $6,5 \text{ мкм}$ для обеспечения коэффициентов деления $50:50$ и $33:67$, соответственно. Радиус кривизны изогнутых участков составлял 60 мм . Чтобы волноводы не пересекались в кроссерах, они были разнесены на 20 мкм по вертикали, используя трехмерные возможности технологии лазерной записи. Расстояние между входами и выходами, а также внутри схемы, составляло 127 мкм , что соответствует расстоянию между сердцевинами волокон в массивах. После записи волноводной структуры входные и выходные торцы образца были отполированы до оптического качества.

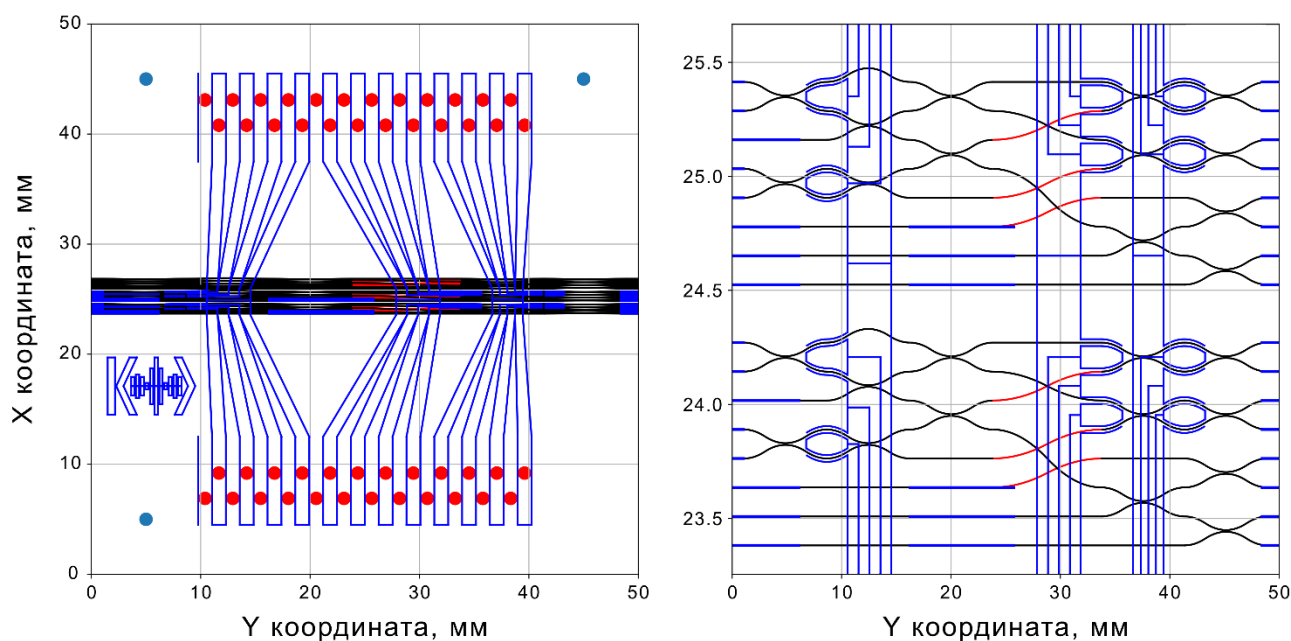


Рисунок 4.16 – Слева показана схема гравировки изолирующих дорожек (синие линии) на напылённом слое металла на поверхности чипа для формирования контактных площадок, подводящих электродов и нагревателей. Черными линиями показаны волноводы, красными линиями показаны углубленные волноводы. Синими точками показаны юстировочные метки, используемые для совмещения волноводов и нагревателей. Красными точками показаны места, куда совместятся подпружиненные ножки контактной платы. Справа показана центральная область чипа в увеличенном масштабе.

Для реализации фазовращателей на поверхность оптического чипа прямо над волноводами были созданы нагревательные элементы, как это описано в разделе 2.5.1. Схема гравировки изолирующих дорожек на напылённом слое металла на поверхности чипа для формирования контактных площадок, подводящих электродов и нагревателей показана на рисунке 4.16. Нагреватели изготавливались в двух экземплярах, т.е. на обоих плечах интерферометров, один из которых являлся запасным и использовался в случае выхода из строя другого. Нагреватели по форме в точности повторяли форму волновода, и имели ширину 30 мкм и длину 4 мм. Значения электрических сопротивлений нагревателей варьировались в зависимости от толщины напыления нихрома и составляли от 0,6 до 0,8 кОм.

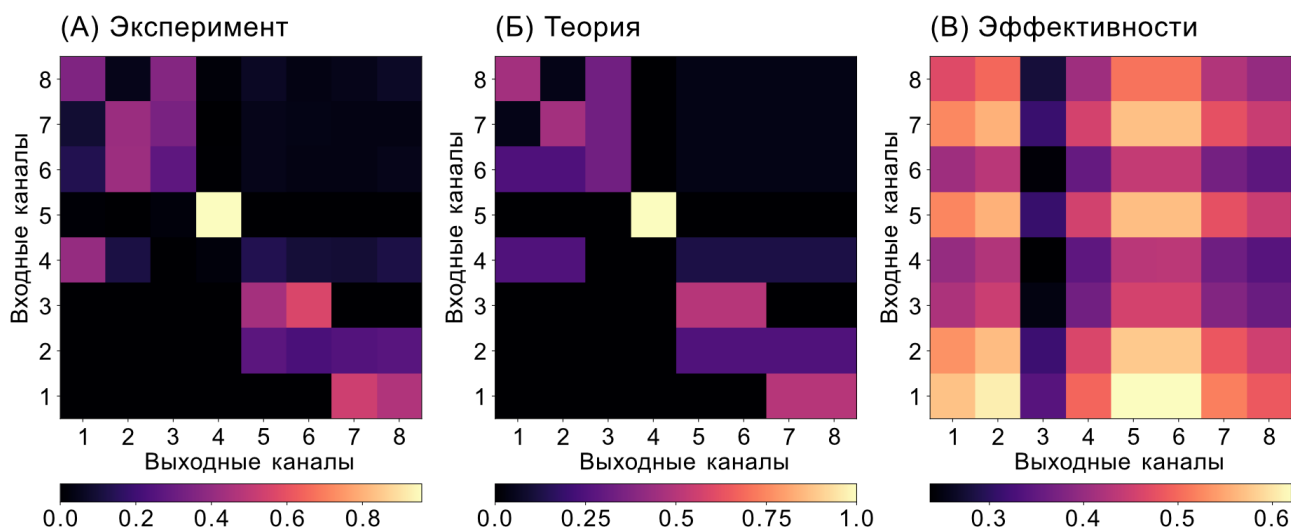


Рисунок 4.17 – (а) Экспериментально полученная дважды стохастическая матрица преобразования. (б) Теоретическая матрица преобразования. (в) Матрица эффективности пропускания структуры.

Все пять структур внутри интегрально-оптического чипа были экспериментально охарактеризованы с помощью излучения от непрерывного лазера с длиной волны 920 нм. Матрица преобразования чипа в пассивном режиме (когда не подаются токи), а также матрица эффективности пропускания структуры (потерь), были получены по процедуре, описанной в разделе 2.4.5. Сравнение полученной матрицы преобразования $|U_{ij}|^2$ для лучшей структуры с теоретической показана на рисунке 4.17а и б, фиделити между которыми составило 99,64%, рассчитанное по формуле (1.45).

На рисунке 4.17в показана матрица эффективностей пропускания, где видно, что эффективности варьировались в диапазоне от 0,26 до 0,62, что соответствует полным потерям от 5,85 до 2,08 дБ. Такой разброс может быть связан с различием в эффективностях согласования волноводов и волокон из-за неидеального расположения волокон в массиве. Значительное падение эффективности наблюдается в 3 выходном канале, который, вероятно, связан с дефектом на торце чипа. Без учета этого канала средняя эффективность пропускания составляет 45%, что соответствует полным потерям 3,5 дБ.

4.3.3 Схема эксперимента

Схема экспериментальной установки изображена на рисунке 4.18. Для генерации квантовых состояний были использованы четыре синхронизированных по времени одиночных фотонов, испущенных из одного пространственно-демультиплексированного источника фотонов (подробнее в разделе 4.1). Источник фотонов представлял собой КТ из InAs/GaAs в микрорезонаторе с брэгговскими зеркалами [138]. Образец с КТ охлаждался до 6 К внутри оптического криостата. Спектрально отфильтрованные лазерные импульсы шириной 0,15 нм, генерируемые пикосекундным источником волоконного лазера (Сколтех) с частотой повторения 320 МГц (с полностью волоконным умножителем частоты [163]), резонансно накачивали трионный переход в КТ в кросс-поляризационной конфигурации. Испускаемые КТ одиночные фотоны со временем жизни 150 пс на центральной длине волны 919 нм были заведены в одномодовое волокно с эффективностью 11,4%. Чистота отдельных фотонов была оценена с использованием измерения по схеме Ханбери-Брауна-Твисса [164] на волоконном делителе, где было получено значение автокорреляционной функции второго порядка при нулевой задержке $g^{(2)}(0) = 0,048$ (см. рисунок 4.19а).

Поток фотонов от источника разделялся на четыре независимых канала демультиплексором, состоящим из трех ячеек Поккельса (ЯП) (Leysop) и трех поляризационных светоделителей [138]. Плата на основе ПЛИС получала тактовый сигнал от лазера накачки и посылала управляющие импульсы на высоковольтные драйверы ЯП (BME Bergmann) с частотой повторения 3,4 МГц. Отраженные фотоны заводились в одномодовые волокна с сохранением поляризации, с помощью регулируемых коллиматоров (Thorlabs, FiberPort) и пропусклась через волоконно-оптические линии задержки точно подобранной длины для синхронизации фотонов на выходе из демультиплексора. Измеренные автокорреляционные функции $g^{(2)}(\tau)$ однофотонного излучения для фотонов из каналов демультиплексора приведены на рисунке 4.19б-д. Неразличимость

фотонов из разных каналов демультиплексора была определена с использованием интерференции ХОМ [12] на направленном ответвителе в интегрально-оптическом чипе. Получено среднее значение видимости интерференции $V = 0,97$ (см. рисунок 4.19е-л). Измеренная частота генерации четырех фотонов составила 220 Гц при средней эффективности пропускания каналов 65%.

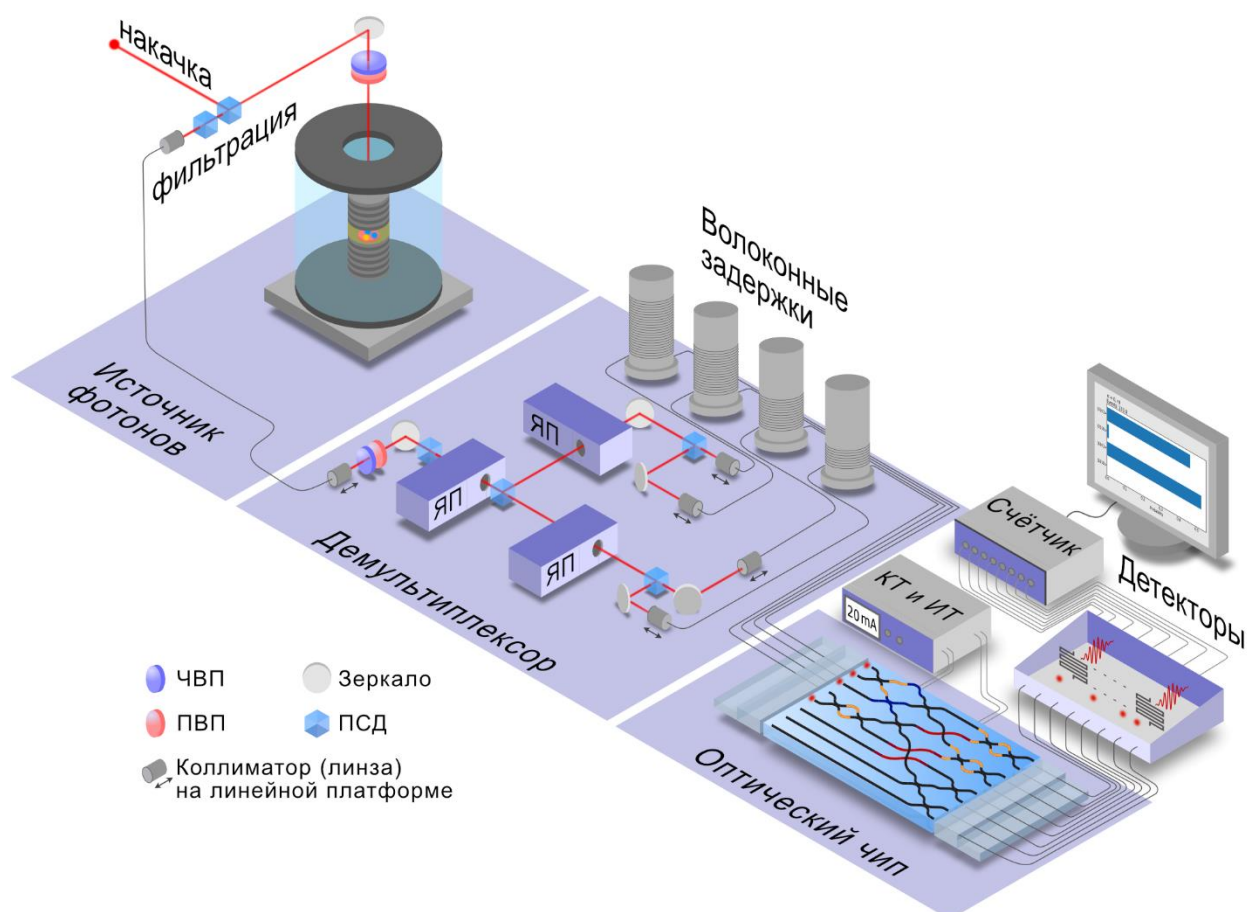


Рисунок 4.18 – Схема экспериментальной установки. Источник одиночных фотонов на основе квантовой точки из InAs/GaAs, помещенный в оптический криостат, излучает фотоны на центральной длине волны 920 нм.

Демультиплексор в древовидной конфигурации, состоящий из трех ячеек Поккельса (ЯП) и волоконных задержек, приготавливает четыре одиночных фотона, которые синхронизируются и заводятся в 8-канальный интегрально-оптический чип в состоянии Фока $|\phi_{in}\rangle = |11101000\rangle_f$. Чип термически стабилизирован с помощью термоконтроллера (ТК) и программируется с помощью источника постоянного тока (ИТ). Выходные фотоны регистрируются с помощью сверхпроводящих нанопроволочных однофотонных детекторов, сигналы с которых обрабатывает счётчик совпадений. ЧВП – четвертьволновая пластинка, ПВП – полуволновая пластинка, ПСД – поляризационный светоделитель.

Фазовращатели интегрально-оптического чипа были предварительно откалиброваны по процедуре, описанной в разделе 2.5.5, и использованы для выставления требуемой фазы $\pi/2$ и фазы θ_α для выставления параметра α , который контролирует запутанность генерируемого состояния, а также набора фаз $(\phi_1, \theta_1; \phi_2, \theta_2)$ в выходных ИМЦ, выполняющих проективные измерения. Также коэффициенты отражения всех направленных ответвителей и относительная эффективность выходных каналов были получены из данных калибровки с использованием алгоритма оптимизации. В результате была построена полная численная модель интегрально-оптического чипа.

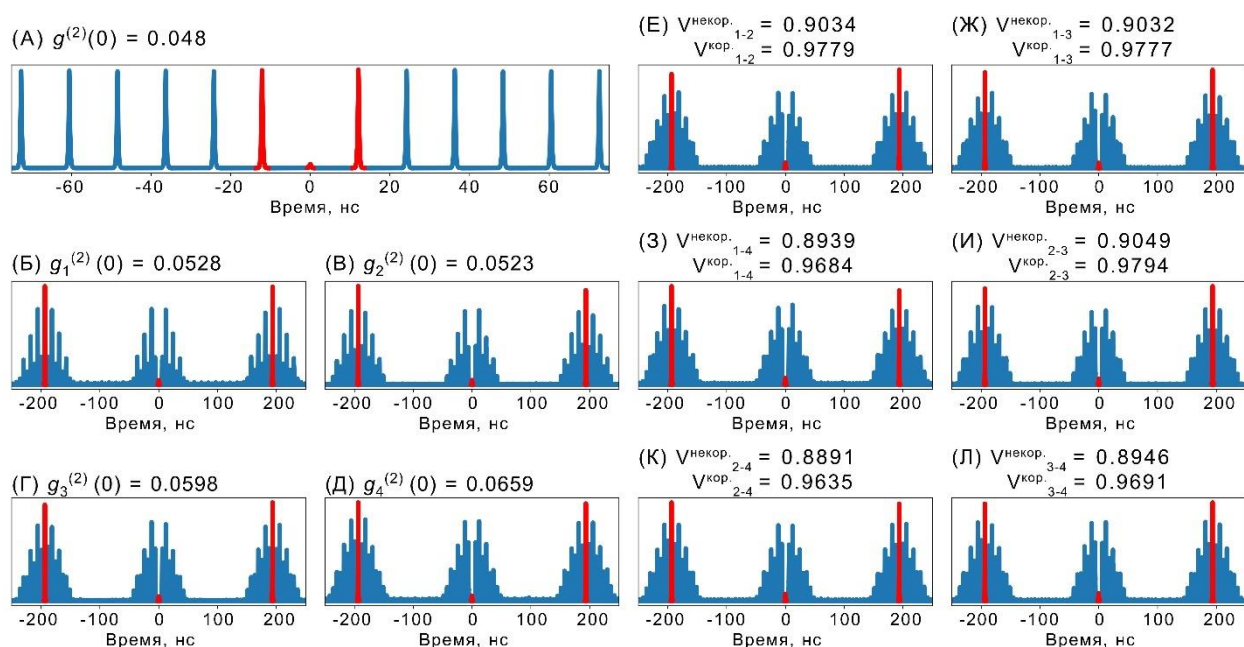


Рисунок 4.19 – Автокорреляционная функция однофотонного излучения для фотонов (а) из КТ и (б)-(д) из каналов демультиплексора. (е)-(л) Видности интерференции ХОМ для различных пар каналов демультиплексора. Пики, которые используются для определения числовых параметров, выделены красным.

Для генерации двухкубитных состояний с оповещением четыре одиночных фотона из демультиплексора заводились во входные каналы чипа № 1, 2, 3, 5. Входные и выходные каналы чипа были соединены встык с массивами РМ-волокон на V-образными канавках, установленных на шестикоординатных позиционерах (Luminos). Фотоны регистрировались со всех восьми выходных каналов с использованием сверхпроводящих детекторов одиночных фотонов и тайм-тэггера для учёта совпадений (подробнее в разделе 2.6).

4.3.4 Эксперимент по генерации двухкубитных состояний с различной степенью запутанности

Чтобы продемонстрировать способность схемы генерировать двухкубитные состояния с регулируемой степенью запутанности, мы выбрали три значения параметра $\alpha = 0, \pi/8$ и $\pi/4$, соответствующие факторизованному состоянию $|00\rangle$, частично запутанному состоянию и максимально запутанному состоянию Белла $\frac{1}{\sqrt{2}}(|00\rangle - |11\rangle)$. Для того чтобы задать нужный параметр α , необходимо рассчитать требуемую фазу θ_α , решив систему уравнений:

$$U_{MZI}(\theta_\alpha) = U_{DC}(R_1) \cdot P(\theta_\alpha) \cdot U_{DC}(R_2), \quad (4.7a)$$

$$T(\alpha) = |U_{MZI10}(\theta_\alpha)|^2 = \frac{1}{1 + 2 \tan^2 \alpha}. \quad (4.7b)$$

Для выбранного набора параметров $\alpha = 0, \pi/8$ и $\pi/4$ соответствующие фазы равны $\theta_\alpha = 0, -0,337\pi$ и $-0,608\pi$ для идеальных направленных ответвителей с коэффициентом отражения $R_1 = R_2 = 0,5$. Но, к сожалению, в изготовленном чипе коэффициенты отражения направленных ответвителей отличаются от идеальных. Это неизбежно приводит к ошибкам приготовления и измерения квантовых состояний. Поэтому было решено оптимизировать фазы $\theta_{\pi/2}$ и θ_α в части схемы генерации состояния, чтобы сделать приготавливаемое состояние ближе к ожидаемому. Для этого была использована численная модель интегрального чипа, полученная в процессе калибровки фазовращателей, и численно смоделировано выходное состояние из части схемы генерации. Эти фазы были найдены для всех трех значений $\alpha = 0, \pi/8$ и $\pi/4$ и равны $\theta_{\pi/2}, \theta_\alpha = (0,44\pi; 0,03\pi), (0,57\pi; -0,27\pi), (0,54\pi; -0,56\pi)$, соответственно. Сравнение фиделити между идеальными состояниями и смоделированными состояниями с неоптимизированными и оптимизированными фазами показано в таблице 4.3.

Таблица 4.3. Фиделити между идеальными матрицами плотности для различных параметров α и их смоделированными аналогами с оптимизированными и неоптимизированными фазами.

Параметр α	Фиделити с ρ_{nopt}	Фиделити с ρ_{opt}
0	98,2 %	98,9 %
$\pi/8$	87,5 %	99,6 %
$\pi/4$	84,1 %	99,5 %

В эксперименте, когда два фотона регистрируются в оповещающих модах, из-за различных потерь мы генерируем смешанное состояние, описываемое его матрицей плотности:

$$\rho_{mixed} = p_1 |\psi_{non-Q}\rangle\langle\psi_{non-Q}| + p_2 |\psi_{Gen}\rangle\langle\psi_{Gen}| + p_3 |\psi_{non-2ph}\rangle\langle\psi_{non-2ph}|, \quad (4.8)$$

где $|\psi_{non-Q}\rangle$ – не кубитные двухфотонные состояния, лежащие вне логического пространства, такие как $|1100\rangle_f$, $|2000\rangle_f$, $|0011\rangle_f$ и т.д., $|\psi_{Gen}\rangle$ – двухкубитное генерируемое состояние, и $|\psi_{non-2ph}\rangle$ – недвухфотонные состояния, такие как $|1000\rangle_f$, $|0100\rangle_f$, $|0000\rangle_f$ и т.д. Следует отметить, что вероятность p_2 показывает эффективность оповещения. Оптическая схема, использованная в данной работе, в случае идеальной схемы дает строго $p_1 = 0$, что означает, что в логическом базисе постселекция не нужна. Однако в эксперименте для оценки качества генерируемого состояния $|\psi_{Gen}\rangle$ необходима постселекция по двум фотонам из-за различных потерь ($p_3 \neq 0$), и в базисе двух мод из-за неидеальности схемы ($p_1 \neq 0$).

Далее для всех трех значений $\alpha = 0, \pi/8$ и $\pi/4$ были выставлены найденные фазы $\theta_{\pi/2}, \theta_{\alpha} = (0,44\pi; 0,03\pi), (0,57\pi; -0,27\pi), (0,54\pi; -0,56\pi)$, и проводилась томография квантового состояния (подробно в разделе 2.8) и восстанавливалась матрица плотности генерируемого состояния $\rho_{exp} = |\psi_{Gen}\rangle\langle\psi_{Gen}|$. Для этого использовались ИМЦ размещенные на выходе схемы, которые реализовывали проективные измерения генерируемых

состояний. Поскольку размерность гильбертова пространства двух кубитов равна 4, реконструированная матрица плотности имеет всего 15 независимых параметров. Поэтому сгенерированное состояние измерялось в четырех различных базисах (комбинациях различных однокубитных измерений), чтобы получить 16 независимых значений. Каждое измерение длилось около 10 минут, чтобы накопить 200 событий (четырефотонных совпадений), что достаточно для реконструкции состояния с уровнем точности 10^{-3} . При этом использовалась временная фильтрация, основанная на синхронизации с импульсами лазера накачки, где учитывались события, обнаруженные в окне совпадений 3 нс с импульсом синхронизации. Количество многофотонных событий для каждой выходной конфигурации было скорректировано с учетом эффективности выходных каналов, включая эффективность согласования чипа с волоконным массивом и эффективность регистрации фотонов детекторами. Было отмечено, что во время моделирования и в экспериментальных данных доля состояний, лежащих вне логического пространства, была незначительной ($p_1 \ll p_2$). Матрицы плотности сгенерированных состояний были получены из измеренных распределений через метод максимального правдоподобия [165].

4.3.5 Результаты и анализ

Полученные матрицы плотности сгенерированных состояний для трех значений параметра $\alpha = 0, \pi/8$ и $\pi/4$ и их идеальные теоретические аналоги показаны на рисунке 4.20. Полученные фиделити между ними представлены сверху, где фиделити F определялась как:

$$F(\rho_{exp}, \rho_{th}) = \left(\text{Tr} \sqrt{\sqrt{\rho_{exp}} \rho_{th} \sqrt{\rho_{exp}}} \right)^2. \quad (4.9)$$

Видно, что фиделити растёт с увеличением α и достигает величины $F = 98,5\%$ для состояния Белла. На качество генерируемых состояний влияет как точность изготовления направленных ответвителей в чипе, так и

неразличимость фотонов. Эффект влияния неразличимости фотонов на качество генерируемых состояний можно исследовать в будущем.

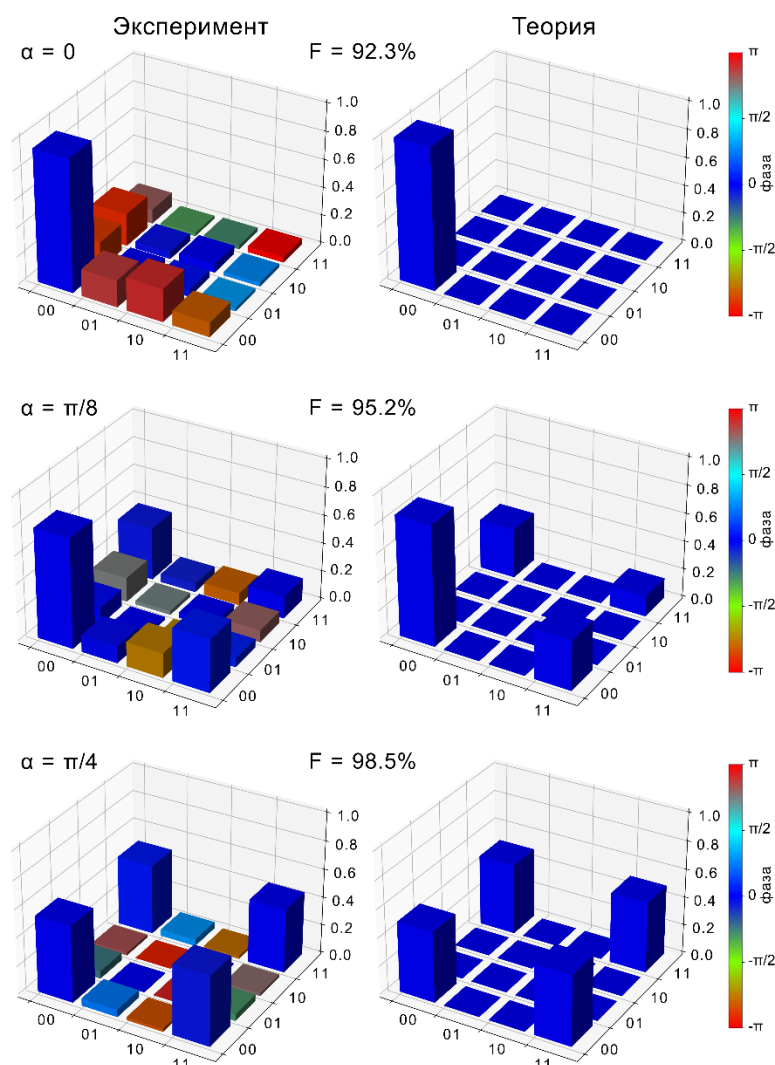


Рисунок 4.20 – Реконструированные матрицы плотности сгенерированных состояний для трех значений параметра $\alpha = 0, \pi/8$ и $\pi/4$ (слева) и их теоретические аналоги (справа). Соответствующие фиделити между ними показаны сверху.

Чтобы оценить общую эффективность установки, отслеживались скорости четырёхфотонных событий во время эксперимента во всех конфигурациях, которые могут быть получены детекторами. Эти скорости варьировались в зависимости от параметра α (см. рисунок 4.21), так как вероятность генерации зависит от степени запутанности генерируемого состояния [33]. Поскольку регистрируются только четырёхфотонные события с четырьмя отдельными фотонами ($|11110000\rangle_f$, $|11101000\rangle_f$, и т.д.), была построена теоретическая

кривая для доли таких четырехфотонных событий из всех четырехфотонных событий ($|40000000\rangle_f$, $|31000000\rangle_f$, и т.д.). Соотношение между регистрируемыми четырьмя отдельными фотонными событиями и этой теоретической кривой дает скорость обнаружения всех четырехфотонных событий $f_{4-ph} = 2,36$ Гц. Общая эффективность установки p оценивалась из уравнения $f_{4-ph} = (f_{putp}/4)p^4$.

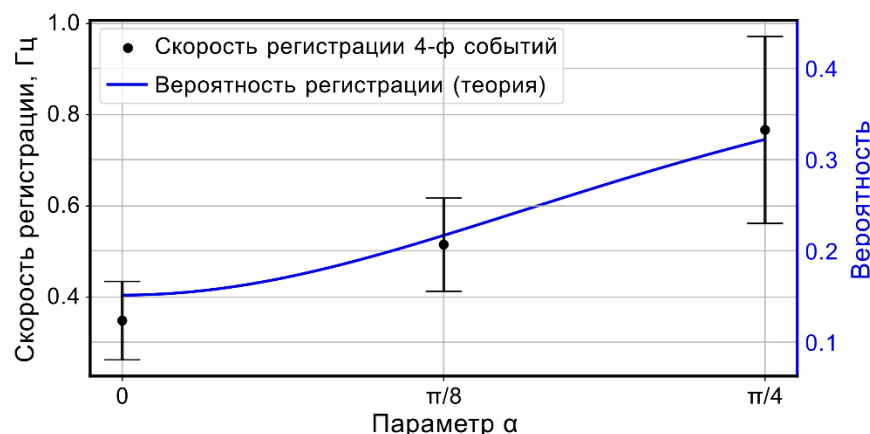


Рисунок 4.21 – Средние значения скоростей регистрации четырехфотонных событий при разных значениях параметра α , полученные экспериментально (черные точки) и теоретические значения их доли от всех четырехфотонных событий (синяя линия).

Было получено значение общей эффективности установки $p = 1,45\%$, которое включает в себя эффективность сбора излучения из квантовой точки в волокно, эффективность демультиплексора и интегрально-оптического чипа, включая эффективность заведения излучения из волоконного массива в чип, и эффективность регистрации фотонов на сверхпроводящих детекторах. Полученное значение хорошо согласуется с произведением эффективностей этих отдельных частей установки. Оценочные значения приведены в таблице 4.4 (средний столбец). Чтобы оценить эффективность оповещения, успешные события были разделены на сумму всех событий, где два фотона были зарегистрированы в каналах оповещения. В итоге было получено значение $p_2 = 8,3 \pm 3,2 \times 10^{-5}$.

Эффективность генерации и оповещения состояний можно значительно повысить путем дальнейшей оптимизации каждой части экспериментальной

установки (таблица 4.4, правый столбец). Ключевым элементом для увеличения является эффективность источника одиночных фотонов. Недавно была продемонстрирована конструкция квантовой точки с эффективностью сбора в волокно выше 50% [166]. Другой вариант заключается в увеличении пропускания интегрально-оптического чипа. Реконфигурируемая схема с почти 60% (~2 дБ потерь) пропусканием уже использовалась для многофотонного эксперимента [106], в то время как пассивные интерферометры с общими вносимыми потерями ниже 20% (~1 дБ потерь) были недавно продемонстрированы [140,153]. Что касается остального, то демультимплексор требует высококачественных элементов объемной оптики и соединителей типа «волокно-волокно» с низкими потерями, а детекторы одиночных фотонов с эффективностью около 90% уже имеются в продаже, тогда как недавно сообщались результаты исследования о возможности достижения эффективности детектирования 99,5% [167]. Кроме того, полностью интегральная архитектура может повысить эффективность всей схемы до допустимых значений для коррекции ошибок, что выглядит многообещающе с точки зрения применения квантовых вычислений для решения практических задач [168]. Стоит отметить, что немаксимально запутанные состояния также представляют интерес для квантовой телепортации.

Таблица 4.4 – Производительность и эффективность отдельных частей экспериментальной установки на текущем уровне и с возможными улучшениями.

Параметр	Текущее значение	Возможные улучшения
Эффективность сбора фотонов из квантовой точки в волокно	11,4%	50% [166]
Эффективность демультимплексирования	50%	90%
Эффективность интегрально-оптического чипа	36,3%	80% [140,153]
Эффективность детектирования фотонов	70%	90%

Скорость регистрации 4-фотонных событий (без чипа)	208 Гц	~2,2 МГц
Скорость регистрации 4-фотонных событий (с чипом)	2,36 Гц	~1,45 МГц

4.3.6 Сравнение с другими экспериментами по генерации ресурсных состояний

В ранних экспериментах использовались источники фотонов на основе спонтанного параметрического рассеяния и элементы объемной оптики для генерации состояний Белла [169] и 4-ГХЦ [96]. Впоследствии была использована уже интегральная оптика, а именно 6-модовый чип на кремнии для генерации состояний Белла с оповещением с вероятностью успеха $2/27$ [29]. Недавние достижения в изготовлении источников фотонов на основе полупроводниковых КТ с высокой яркостью и неразличимостью позволили генерировать запутанные состояния с гораздо более высокой эффективностью. Так, с использованием шести одиночных фотонов демультимплексированных из одной КТ, были продемонстрированы генерации 3-ГХЦ состояний с оповещением на основе интерферометров как на интегральных чипах [103,104], так и на объемной оптике [101]. Более сложные 4-ГХЦ состояния были продемонстрированы с использованием всего четырех фотонов [99,105] и, соответственно, без оповещения.

Главное отличие текущего эксперимента заключается в том, что продемонстрирована экспериментальная генерация двухкубитных состояний с оповещением с регулируемой степенью запутанности с использованием интегрально-оптического чипа и проведением полной квантовой томографии состояния. Полученная точность генерации состояния Белла является одной из самых высоких среди продемонстрированных, хотя в других экспериментах количество фотонов больше, что гораздо усложняет эксперимент. Не во всех работах выполняется полная квантовая томография состояний и восстанавливается матрица плотности состояний, и не всегда используется

общая формула для вычисления фиделити матриц плотности (см. формулу (4.9)). В некоторых работах для расчета точности сравнивают полученные вероятности, измеряют ожидаемые значения стабилизирующих операторов или рассматривают перекрытие состояний. Скорость генерации 2,36 Гц, полученная в этой работе, сопоставима с другими реализациями. Однако стоит также учитывать, что в других работах используют большее количество фотонов. Сравнение в виде таблицы показано в Приложении Б.

Выводы по главе 4

В данной главе были представлены результаты по экспериментальной реализации схемы генерации двухкубитного состояния с оповещением с произвольной запутанностью. Волноводы, изготовленные по технологии фемтосекундной лазерной записи на основе 1-го режима модификации в кварцевом стекле, обладают низкими потерями на распространение и низким контрастом показателя преломления. Применение метода многопроходного сканирования позволяет изготовить волноводы с потерями на согласование с одномодовым волокном Nufern PM780-HP 0,2 дБ/торец и с потерями на распространение 0,07 дБ/см на длине волны 920 нм. С помощью разработанного режима был изготовлен интегрально-оптический чип, позволяющий генерировать двухкубитные состояния с произвольной запутанностью. Точность изготовления интерферометра составила 99,64%, измеренная в пассивном режиме, а полные вносимые потери составили в среднем 7 дБ. С использованием источника фотонов на основе квантовой точки с демультимплексированием удалось сгенерировать с оповещением состояния с различной степенью запутанности от сепарабельного состояния с фиделити 92,3% до максимально запутанного состояния Белла с фиделити 98,5%.

Глава 5. Особенности режима записи волноводов в кристалле Tm:YAG и создание интегрально-оптических элементов для задач квантовых запоминающих устройств

Основные перспективные направления в использовании кристаллических волноводов для реализации квантовой памяти и квантового репитера на фотонном эхе заключаются в усложнении топологии интегрально-оптических схем с элементами активного управления. В данной главе экспериментально продемонстрировано создание светоделительных элементов в кристалле Tm³⁺:YAG на основе волноводов с депрессированной оболочкой. Раздел 5.1 посвящен выбору режима для записи одиночного трека, а также оптимальных параметров депрессированной оболочки одномодового волновода. Созданные волноводы были охарактеризованы на длине волны 810 нм, и показали независимость от поляризации. Раздел 5.2 посвящен решению проблемы малой связи в волноводах с депрессированной оболочкой, а также созданию двумерных 2 × 2, 1 × 2 и трёхмерных 3 × 3 направленных ответвителей. Коэффициент деления ответвителей точно подбирался путем изменения их геометрии. Основное содержание главы опубликовано в работе [137].

5.1 Волноводы с депрессированной оболочкой в кристалле Tm:YAG

Как было указано во введении, в кристаллах с помощью технологии фемтосекундной лазерной записи в основном создаются волноводы типа-III с депрессированной оболочкой. Такая оболочка создается путем записи множества параллельных треков с отрицательной модификацией показателя преломления. Так как качество оболочки напрямую зависит от качества одиночных треков, первоочередной задачей является оптимизация режима записи одиночного трека в зависимости от параметров записи. В идеальном случае треки должны иметь аспектное отношение близкое к 1, быть гладкими и однородными, для симметричности оболочки и низких потерь на распространение. Для этого вместо симметричного гауссового пучка была

использована методика астигматической фокусировки [119,170], где перетяжка по направлению сканирования была растянуто в 3,3 раза (см. рисунок 5.1а, б). Это было достигнуто сжатием фокусируемого пучка с помощью цилиндрического телескопа 10:3, который устанавливался перед фокусирующей линзой. Для сравнения были записаны на глубине 250 мкм под поверхностью образца треки, с использованием и без использования цилиндрического телескопа. При этом треки, записанные без использования телескопа, получились вытянутыми по оси Z и сильно неоднородными. Микрофотографии треков (виды с торца и сверху) записанных при энергиях 600–1200 нДж показаны на рисунке 5.1в. Даже трек, записанный при минимальной энергии, имел размеры в поперечном сечении 18×2 мкм. Использование цилиндрического телескопа позволяет уменьшить аспектное отношение трека и сделать его более однородным (см. рисунок 5.1г).

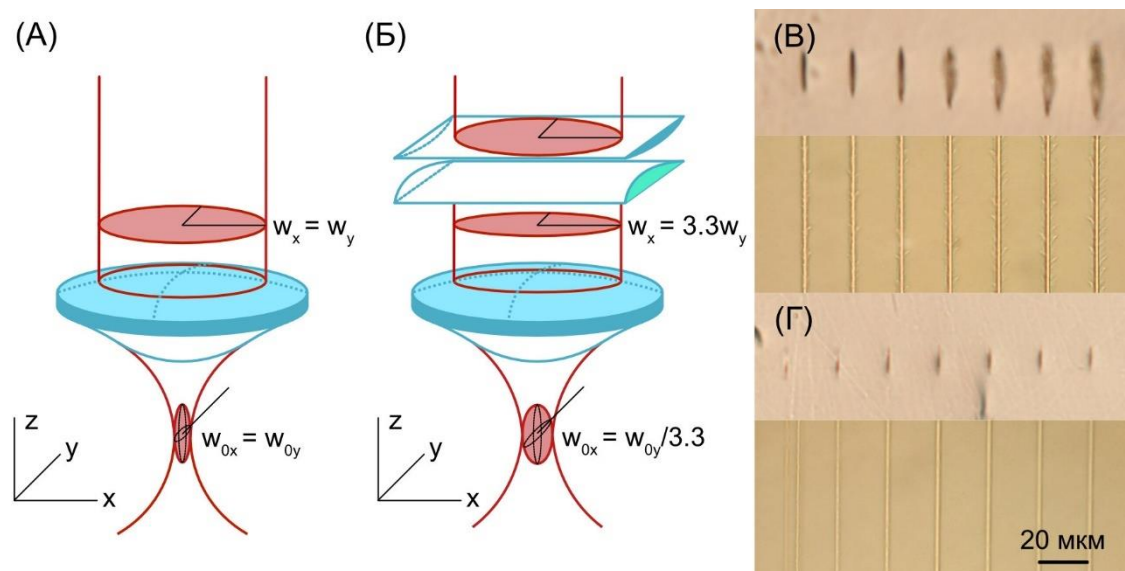


Рисунок 5.1 – Схемы фокусировки без (а) и с использованием (б) цилиндрического телескопа. Сканирование лазерного излучения происходила вдоль оси Y. Влияние астигматической фокусировки на запись треков в кристалле Tm:YAG: микрофотографии треков (виды с торца и сверху) записанных без цилиндрического телескопа при энергиях 600–1200 нДж (в), и с цилиндрическим телескопом при энергиях 300–600 нДж (г).

Трек, записанный при энергии импульса 450 нДж и имеющий размеры поперечного сечения $a = 2$ мкм и $b = 8$ мкм, был выбран для создания волноводов с депрессированной оболочкой. Затем был записан ряд волноводов с

различными диаметрами сердцевины (с 12 до 32 мкм с шагом 4 мкм) и плотностью оболочки $\rho = D/K$ (определенный как отношение диаметра сердцевины на количество треков в оболочке). Для того чтобы сердцевина волновода была круглой внутри материала (см. рисунок 5.2а), программа записи была написана с учетом преломления фокусируемого пучка внутри материала. Центры треков были расположены вокруг эллипса с осями $D + a$ и $(D + b)/n$ через одинаковый шаг по углу $\alpha = 2\pi/K$ (см. рисунок 5.2б). Треки записывались по очереди снизу-вверх, чтобы записанные ранее треки не воздействовали на фокусировку излучения при записи следующего трека.

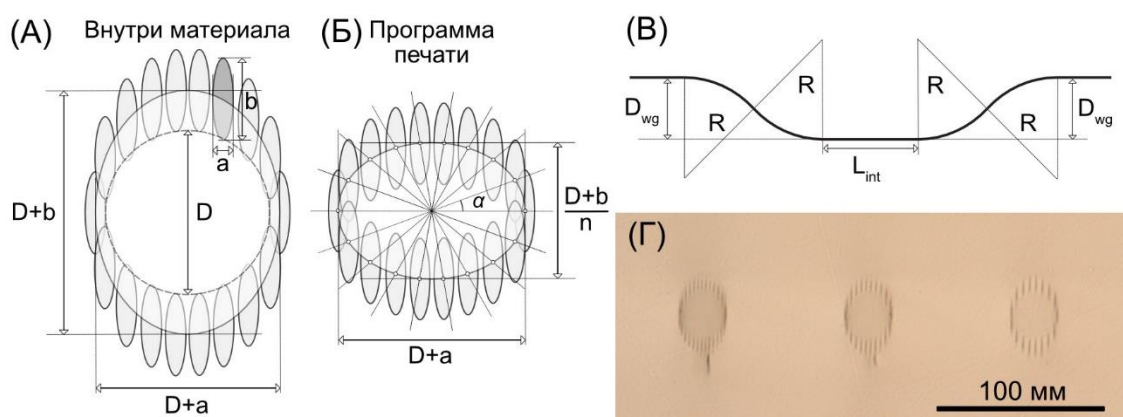


Рисунок 5.2 – Схема расположения треков оболочки волновода, записанного внутри кристалла (а), и в программе записи (б), для получения круглой сердцевины волновода. (в) Геометрия изогнутого s-образного волновода. (г) Вид с торца на волноводы, записанные с разным количеством треков в оболочке и с фиксированным диаметром сердцевины $D = 28$ мкм (Слева направо: $K = 27$, $K = 22$, $K = 17$).

Образец кристалла YAG имел длину всего 19 мм. Было решено записывать сразу волноводы с s-образным изгибом вместо прямых, из которых потом будут состоять направленные ответвители. Это делалось для того, чтобы сразу учитывать влияние потерь на изгибы при реальной геометрии волновода (см. рисунок 5.2в). S-образный изгиб состоял из двух частей окружности с радиусом $R = 100$ мм. Данный радиус кривизны был выбран в качестве минимального в рамках рассматриваемой геометрии с целью уменьшения потерь на изгиб. Прямой участок в середине играл роль области перекачки и имел длину $L_{int} = 3$ мм. Сдвиг между серединой и краями волновода был равен

$D_{wg} = 125$ мкм. Микрофотография волноводов (вид с торца), записанных с разным количеством треков в оболочке и с фиксированным диаметром сердцевинки $D = 28$ мкм (Слева направо: $K = 27$, $K = 22$, $K = 17$) показаны на рисунке 5.2г. Некоторые волноводы имели трещины под и/или над оболочками, но это никаким образом не влияло на их волноведущие свойства.

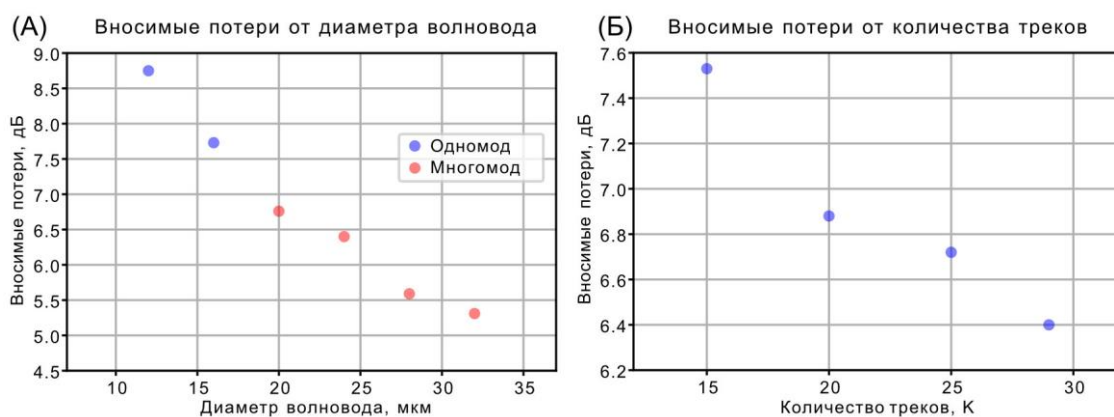


Рисунок 5.3 – (а) Вносимые потери волноводов с разным диаметром. Количество треков в оболочке варьировалось так, чтобы плотность оболочки оставался фиксированным $\rho \approx 0,86$ мкм для всех волноводов. (б) Зависимость вносимых потерь от количества треков в оболочке с фиксированным диаметром $D = 24$ мкм.

Далее, по методике, описанной в разделе 2.4.3, были измерены вносимые потери (включаются потери на ввод, на распространение и на изгиб) на длине волны 810 нм. Волноводы поддерживали обе ортогональные Н и V поляризации и вносимые потери не зависели от них. С увеличением диаметра сердцевинки волновода вносимые потери падали, но волновод становился многомодовым (см. рисунок 5.3а). Также вносимые потери падали с увеличением плотности оболочки (см. рисунок 5.3б) из-за уменьшения вытекания моды. В качестве оптимальных параметров оболочки для одномодового волновода с минимальными потерями были выбраны диаметр $D = 16$ мкм и количество треков $K = 18$ (плотность оболочки $\rho = 0,89$ мкм). Волноводы именно с такой геометрией были использованы в дальнейшем для создания интегрально-оптических элементов.

5.2 Интегрально-оптические 2×2 , 1×2 и 3×3 направленные ответвители в кристалле Tm:YAG

Направленный ответвитель 2×2 состоял из двух волноводов, которые начинаются на расстоянии $D_{wg} = 250$ мкм, сходятся на протяжении длины взаимодействия $L_{int} = 3$ мм на близкое расстояние d_{int} , а потом волноводы обратно расходятся (см. рисунок 5.4а). Расстояние $D_{wg} = 250$ мкм было выбрано для согласования ответвителя со стандартными массивами волокон, где волокна лежат на v-образных канавках на расстоянии как раз 250 мкм. Радиус кривизны остался таким же $R = 100$ мм, как и в ранее записанных волноводах. В области зоны взаимодействия между волноводами возникает связь и происходит перекачка излучения. Первым делом был записан ответвитель на минимально возможном расстоянии между волноводами d_{int} равной диаметру волноводов $D = 16$ мкм. При заведении излучения в один из каналов никакой перекачки излучения не было обнаружено и было решено пропускать треки при записи (выключать лазерное излучение) в области пересечения оболочек и одновременно сближать расстояние между волноводами. Схематическое изображение среза области взаимодействия показано на рисунке 5.4б. В таблице 5.1 приведены конфигурации записанных ответвителей и соответствующие измеренные коэффициенты деления и оцененные величины силы связи. Ответвитель с близким к сбалансированному делению 48:52, который наиболее интересен с точки зрения практического применения, был получен при расстоянии между волноводами $d_{int} = 14$ мкм и при 5 пропущенных треков в оболочках волноводов. При этом оцененная величина постоянной связи было равно $C = 2,7 \text{ см}^{-1}$, что в 4 раза выше, чем у направленного ответвителя, записанного в ниобате лития [136]. Микрофотографии элементов (вид сверху и вид с торца), а также картина распределения интенсивностей на выходе с ответвителя, близкого к сбалансированному, показаны на рисунке 5.4в–д. Средние вносимые потери на элемент составили 7,8 дБ.

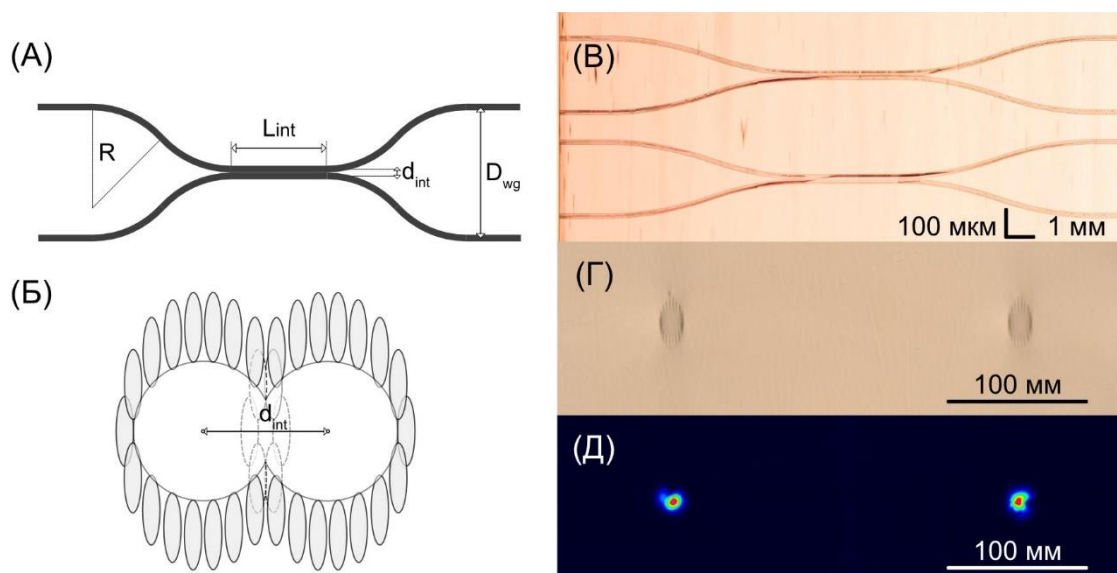


Рисунок 5.4 – (а) Геометрия направленного ответвителя 2×2 . (б) Схематическое изображение среза области взаимодействия, где несколько треков оболочки пропущены. (в) Микрофотография направленного ответвителя 2×2 (вид сверху), изображение получено путем склеивания нескольких фотографий один за другим. (г) Микрофотография торца направленного ответвителя 2×2 . (д) Картина распределения интенсивности на выходе ответвителя 2×2 с коэффициентом деления 48:52.

Таблица 5.1 – Коэффициент деления и сила связи направленных ответвителей 2×2 для разных расстояний между центрами сердцевин волноводов.

Расстояние между центрами сердцевин волноводов d_{int} , мкм	Количество пропущенных треков, шт	Коэффициент деления, %	Сила связи, см^{-1}
16,0	0	100:0	0
16,0	3	92:8	1,0
15,0	3	81:19	1,5
14,5	3	71:29	1,9
14,25	3	60:40	2,3
14	5	48:52	2,7

На основе направленного ответвителя 2×2 был создан ответвитель 1×2 путем удаления одного входного порта и выпрямлением другого (см. рисунок 5.5а). Так же при расстоянии между волноводами $d_{int} = 14$ мкм и при 5 пропущенных треков в оболочках волноводов ответвитель показал близкое к

сбалансированному делению 49:51. Микрофотографии элементов (вид сверху и вид с торца), а также картина распределения интенсивностей на выходе с ответвителя, близкого к сбалансированному, показаны на рисунке 5.5б–г. Средние вносимые потери на элемент оказались меньше чем у ответвителя 2×2 , из-за отсутствия участка с изгибом на входе, и составили 6,1 дБ.

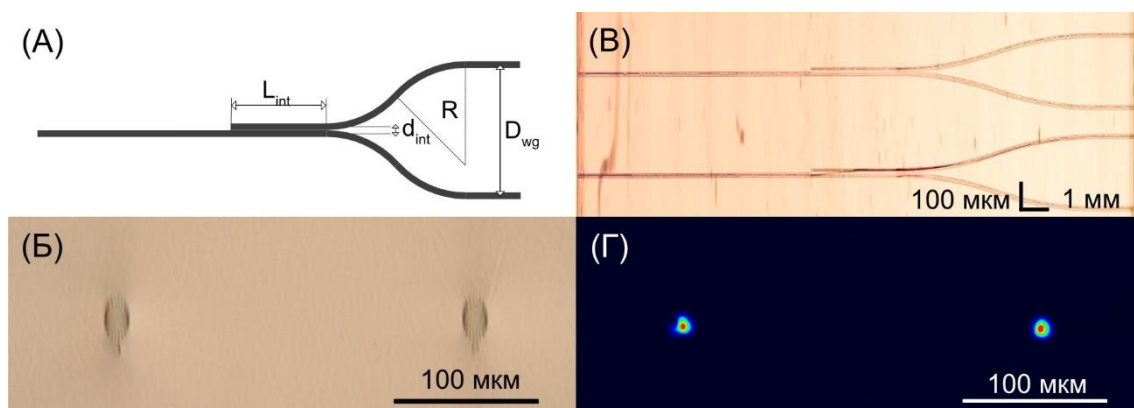


Рисунок 5.5 – (а) Геометрия направленного ответвителя 1×2 .

(б) Микрофотография торца направленного ответвителя 1×2 .

(в) Микрофотография направленного ответвителя 1×2 (вид сверху), изображение получено путем склеивания нескольких фотографий один за другим. (г) Картина распределения интенсивности на выходе ответвителя 1×2 с коэффициентом деления 49:51.

С использованием 3D возможностей технологии фемтосекундной лазерной записи были созданы и направленные ответвители 3×3 . Они состояли из 3 волноводов, которые сближаются в области связи (см. рисунок 5.6а). При этом 2 волновода лежали на одной плоскости на глубине 250 мкм под поверхностью образца, а третий начинался на глубине 70 мкм, а потом опускался к первым двум примерно на глубину 240 мкм, так что разница по высоте между входами составило $h = 180$ мкм. Длина взаимодействия так же оставалась фиксированной $L_{int} = 3$ mm. Центры волноводов в области взаимодействия находились на вершинах равностороннего треугольника (см. рисунок 5.6б). По 6 трекров с нижних волноводов и 8 трекров с верхнего волновода так же были пропущены при записи, для того чтобы все 3 волновода имели связи между собой. Коэффициенты деления можно было варьировать путем изменения расстояния между волноводами d_{int} , результаты приведены в таблице 5.2. Первое значение показывает долю мощности, которая осталась в возбуждаемом

канале. Расстояние $d_{int} = 14,3$ мкм соответствовало балансируемому делению направленного ответвителя 3×3 . Микрофотографии элементов (вид сверху и вид с торца), а также картина распределения интенсивностей на выходе с ответвителя, с коэффициентом деления 19:40:41, показаны на рисунке 5.6в–д. Средние вносимые потери на элемент составили 8,6 дБ.

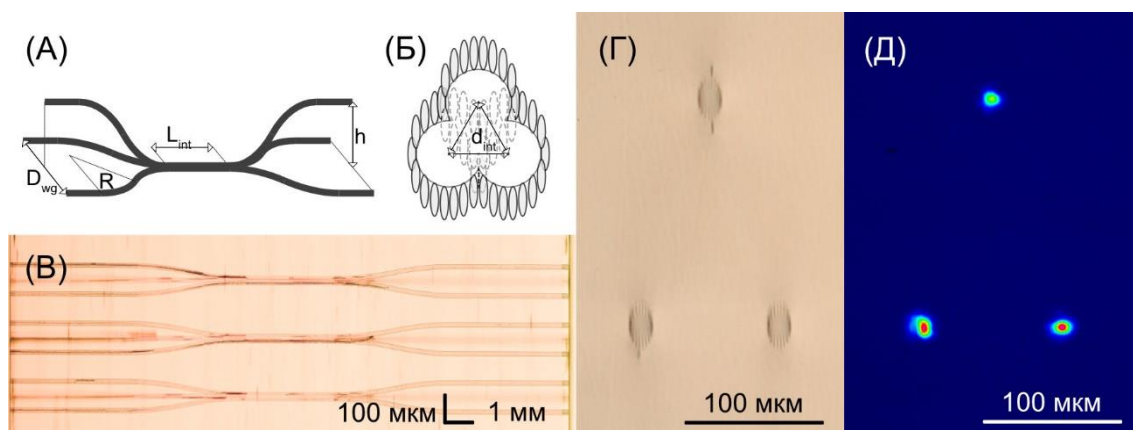


Рисунок 5.6 – (а) Геометрия направленного ответвителя 3×3 .

(б) Схематическое изображение среза области взаимодействия, где несколько треков оболочки пропущены. (в) Микрофотография направленного ответвителя 3×3 (вид сверху), изображение получено путем склеивания нескольких фотографий один за другим. (г) Микрофотография торца направленного ответвителя 3×3 . (д) Картина распределения интенсивности на выходе ответвителя 3×3 с $d_{int} = 14$ мкм и коэффициентами деления 19:40:41.

Таблица 5.2 – Коэффициенты деления направленных ответвителей 3×3 для разных расстояний между центрами сердцевин волноводов.

Расстояние между центрами сердцевин волноводов d_{int} , мкм	Коэффициенты деления, %
14,0	19:40:41
14,1	22:39:39
14,2	25:38:37
14,3	33:34:33

Выводы по главе 5

В данной главе представлено решение проблемы малой связи между волноводами с депрессированной оболочкой. Также представлены результаты

по созданию базовых элементов интерферометрических схем, а именно, светоделители 2×2 , 1×2 и 3×3 в кристаллических образцах пригодных для функционирования ячейки квантовой памяти. Это дает хорошие перспективы для создания интегрированной платформы, включающей в себя логическое управление входным и выходным квантовым состоянием и процесс хранения информации на едином оптическом чипе. Активное управление квантовым состоянием может осуществляться в перспективе за счет электрооптического эффекта, так как общая платформа на кристалле с редкоземельными примесями осуществляющей преобразование и хранение квантовой информации находится в гелиевом криостате, не позволяющем использовать термооптический эффект.

Глава 6. Моделирование архитектуры интерферометра на основе решеток волноводов

Известные архитектуры многоканальных интерферометров основаны на последовательном взаимодействии двух или нескольких мод [34–38], где в интегральном исполнении так или иначе содержатся участки с изгибом для разветвлений. В данной главе теоретически исследуется архитектура перестраиваемого интерферометра на основе решеток полностью прямых волноводов. В разделе 4.1 описывается предлагаемая архитектура и выводится её матрица преобразования. Перестройку интерферометра предлагается осуществить путем регулировки постоянной распространения отдельных волноводов. В разделе 4.2 предлагаемая архитектура тестируется методами численной оптимизации на качество выполнения заданных преобразований: унитарных матриц случайных по Хаару, дискретному преобразованию Фурье (ДПФ), матрицы Адамара и матриц перестановки. Раздел 4.3 посвящен анализу полученных результатов тестирования и рекомендациям для возможной экспериментальной реализации с использованием доступных в настоящее время технологий интегральной оптики. Основное содержание главы опубликовано в работе [171].

6.1 Архитектура интерферометра на основе решеток

Предлагаемая архитектура N -канального интерферометра на основе решеток волноводов показана на рисунке 6.1. Решетка волноводов состоит из N связанных волноводов с постоянной связью между соседними волноводами C . Каждый волновод разделен на $N - 1$ участков равной длины l , где постоянная распространения может регулироваться на малую величину δ_{mj} относительно постоянной распространения волноводов β_0 , а постоянная распространения последнего волновода постоянна и равна β_0 . В этом случае можно исключить β_0 из уравнений (1.57) заменой: $\mathbf{A}(z) \rightarrow e^{-i\beta_0 z} \mathbf{A}(z)$. Также удобно перейти на

безразмерные величины длины слоя $\tilde{l} = Cl$ и постоянной распространения $\tilde{\delta}_{mj} = \delta_{mj}/C$ в матрицах из формулы (1.58). В таком случае, каждый j -ый слой решетки будет выполнять преобразование:

$$V_j = e^{-iH_j\tilde{l}}, \quad (6.1)$$

где матрица H_j уже описывается как:

$$H_j = \begin{bmatrix} \tilde{\delta}_{1j} & 1 & \cdots & \cdots & 0 \\ 1 & \tilde{\delta}_{2j} & \cdots & \cdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \ddots & 1 & 0 \\ \vdots & \vdots & 1 & \tilde{\delta}_{N-1j} & 1 \\ 0 & \cdots & 0 & 1 & 0 \end{bmatrix}. \quad (6.2)$$

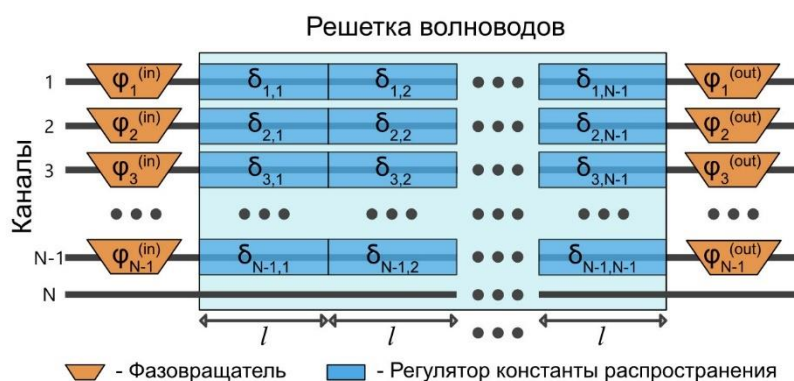


Рисунок 6.1 – Предлагаемая архитектура N -канального интерферометра на основе решеток волноводов, состоящих из N связанных волноводов с постоянным коэффициентом связи C между соседними волноводами. Каждый волновод разделен на $N - 1$ участков равной длины l , где постоянная распространения может регулироваться на малую величину δ_{mj} . На входе и на выходе решетки на каждый волновод также установлены фазовращатели $\varphi_m^{(in)}$ и $\varphi_m^{(out)}$, кроме последнего.

На входе и на выходе решетки на каждый волновод также установлены фазовращатели $\varphi_m^{(in)}$ и $\varphi_m^{(out)}$, кроме последнего. Их действие описывается диагональными матрицами:

$$P^{(s)} = \text{diag} \left(e^{i\varphi_1^{(s)}}, e^{i\varphi_2^{(s)}}, \dots, e^{i\varphi_{N-1}^{(s)}}, 1 \right), \quad (6.3)$$

где $s = in$ и $s = out$ для входных и выходных каналов, соответственно. Таким образом, полное преобразование N -канального интерферометра получается произведением преобразований отдельных слоев и выглядит как:

$$U = P^{(out)} V_{N-1} \dots V_2 V_1 P^{(in)}. \quad (6.4)$$

6.2 Тестирование архитектуры методом численной оптимизации

Целью тестирования являлась количественная оценка предложенной архитектуры на качество, т.е. насколько хорошо удается подобрать параметры решетки для заданной целевой матрицы U_0 . Для этого была использована формула (1.45) для расчета фиделити унитарных матриц, которая сравнивает целевую матрицу U_0 с реализованной матрицей преобразования U интерферометра на основе решеток волноводов с N каналов. Так как не существует аналитического решения для параметров решетки в зависимости от целевой матрицы U_0 , здесь использовалась процедура численной оптимизации, а именно минимизации функции инфиделити (infidelity) $1 - F$ в пространстве $N^2 - 1$ параметров $\{\tilde{\delta}_{mj}, \varphi_m^{(in)}, \varphi_m^{(out)}\}$ ($m = \overline{1, N-1}; j = \overline{1, N-1}$). Для этого использовался алгоритм глобальной оптимизации Basin-hopping реализованный с помощью метода поиска локального минимума BFGS из стандартной библиотеки SciPy языка программирования Python. Было замечено, что произвольная длина слоя \tilde{l} не позволяет найти оптимальные решения, так что она так же была включена в пространство параметров оптимизации.

В качестве целевой матрицы были использованы случайные по Хаару унитарные матрицы [172], а также три класса матриц, наиболее интересных с практической точки зрения для задач квантовой информатики: дискретное преобразование Фурье (ДПФ) [173], матрицы Адамара [174] и матрицы перестановки.

На рисунке 6.2 приведены результаты процедуры численной оптимизации. Гистограммы наименьших достигнутых инфиделити между матрицами U_0 и U при разных размерах матриц N показаны слева. На практике отстройка постоянной распространения δ_{mj} определяется эффектом, который используется для регуляции постоянной распространения (термо- или электрооптический эффект, оценки приведены в следующем разделе) и не может быть выше определенного значения. Гистограммы необходимых значений отстроек

постоянной распространения $\tilde{\delta}_{mj}$ для реализации определенной матрицы показаны в центре рисунка 6.2. Также справа показаны соответствующие распределения оптимальных длин слоев \tilde{l} .

Результаты для случайных матриц по Хаару показаны на рисунке 6.2а. Для каждого размера матрицы N от 2 до 12 было сгенерировано 100 различных матриц в качестве целевой матрицы. Для случая $N = 2$ полученные инфиделити лежат в районе 10^{-14} , что на самом деле уже близко к машинной точности. Далее инфиделити плавно растет и для больших $N = 10-12$ инфиделити достигает порядка 10^{-6} , что может быть вызвано повышенной сложностью оптимизируемой задачи. Тем не менее, полученные результаты лежат в пределах экспериментально достижимой точности.

Для матриц ДПФ и Адамара для каждого размера матрицы N было по 100 запусков оптимизационной процедуры, что позволило наглядно увидеть характер её работы. Результаты показаны на рисунке 6.2б и 6.2в, соответственно. Заметно, что в ходе оптимизации находятся различные по качеству решения, более того присутствуют решения с различной конфигурацией параметров решетки при одинаковом качестве. Гистограммы также показывают, что для матриц ДПФ найденные решения более разнообразны чем для матриц Адамара.

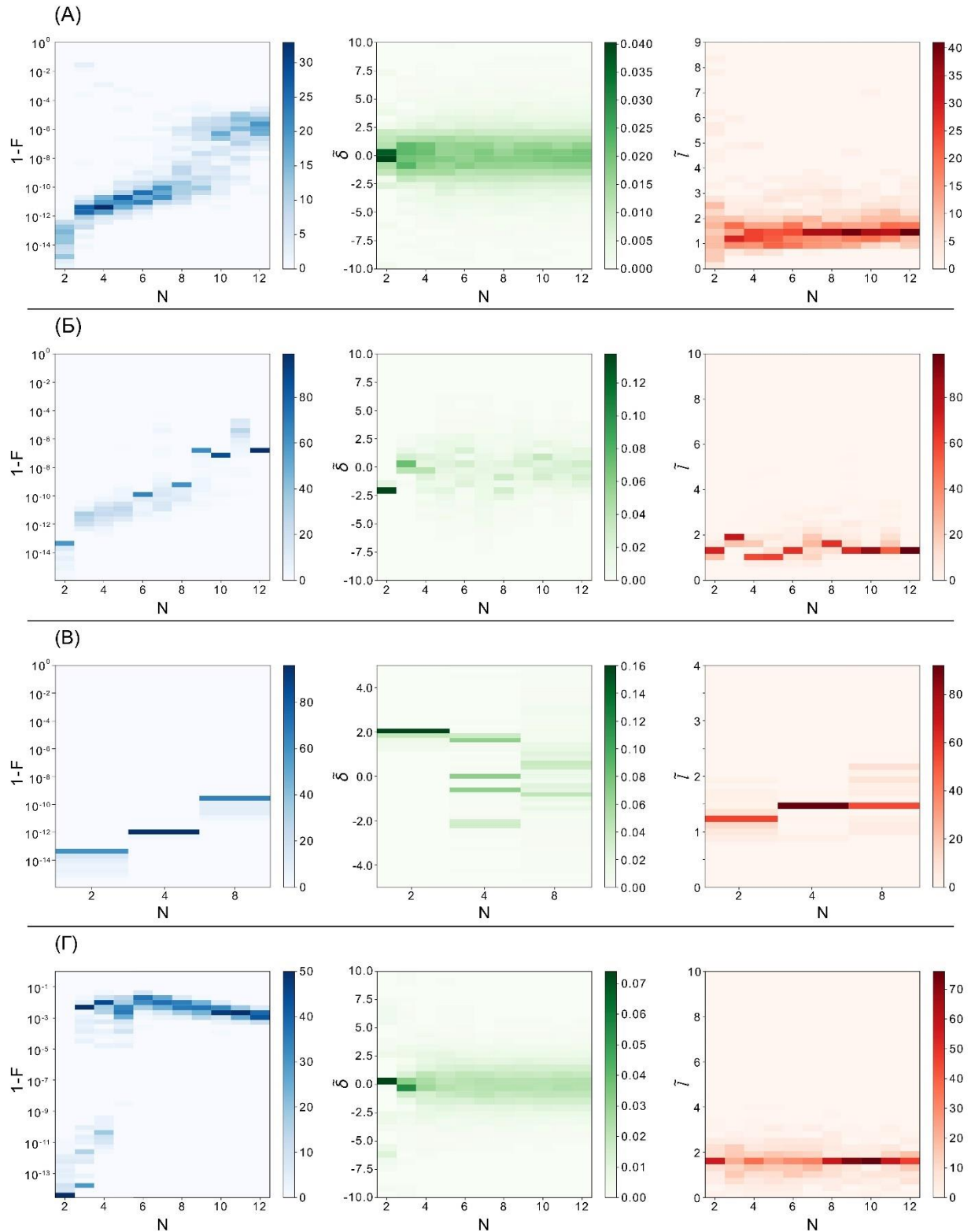


Рисунок 6.2 – Гистограммы инфиделили между матрицами U_0 и U (слева), безразмерных величин постоянной распространения δ_{mj} (в центре) и длины слоя \tilde{l} (справа) для различных целевых матриц: (а) набор из 100 случайных по Хаару унитарных матриц для каждого N , (б) 100 запусков для матриц ДПФ, (в) 100 запусков для матриц Адамара, (г) набор из 100 случайных матриц перестановки.

Результаты для матриц перестановки показаны на рисунке 6.2г. Здесь для каждого размера матрицы N было случайным образом сгенерировано 100 матриц в качестве целевых. Видно, что при $N = 2$ полученные инфиделити лежат в районе 10^{-13} – 10^{-15} , где есть всего 2 матрицы перестановки: единичная и матрица обмена. В этом случае для параметров известны аналитические решения, а решетка оставляет излучение в заводимом канале или перекачивает в другой. При $N = 3$ – 8 инфиделити резко растут и достигает порядка 10^{-2} , и только к $N = 9$ – 12 спадает до 10^{-3} . Этот класс матриц является довольно сложной задачей для многих архитектур интерферометров, так как идеальный результат соответствует абсолютно конструктивной интерференции на заданных выходных каналах, что является довольно жестким требованием.

На рисунке 6.3а показаны примеры распространения излучения в решетке, реализующей матрицу ДПФ при $N = 8$, с оптимизированным инфиделити $1 - F \approx 10^{-11}$, когда возбуждается 1-ый канал. Соответствующая картина для матрицы перестановки с инфиделити $1 - F \approx 10^{-3}$ показана на рисунке 6.3б, когда возбуждается 8 канал. Как видно, решение, найденное в ходе оптимизации, не совсем очевидное, и свет распространяется не по тривиальной схеме, но в конечном итоге желаемое преобразование выполняется.

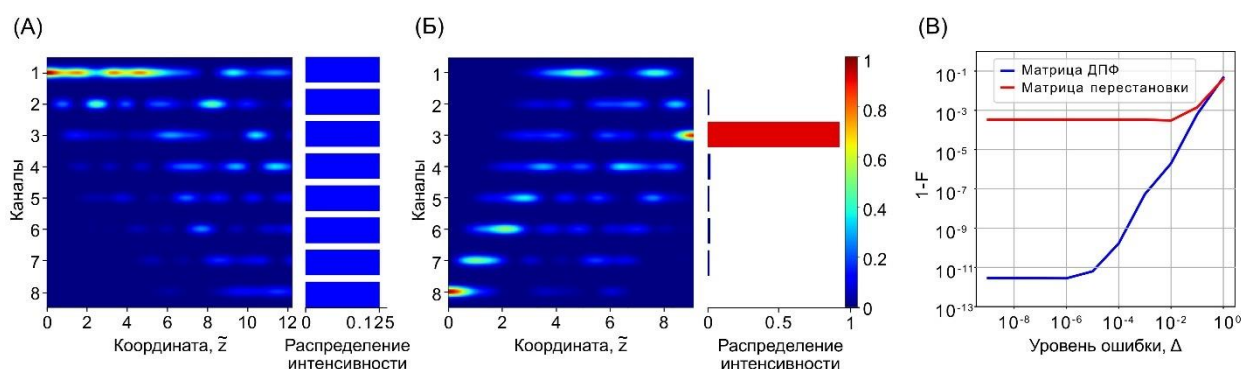


Рисунок 6.3 – Симуляция распространения излучения в двух решетках, оптимизированных для: (а) Матрицы ДПФ ($N = 8$, $1 - F \approx 10^{-11}$) и (б) матрицы перестановки ($N = 8$, $1 - F \approx 10^{-3}$). Излучение заводилось в один канал, $\tilde{z} = Cz$ – безразмерная координата распространения. (в) График влияния неточностей в параметрах решетки $\tilde{\delta}_{mj}$ и \tilde{l} на инфиделити для этих двух матриц в зависимости от ошибок, распределенных нормально со среднеквадратическими отклонениями $\Delta = \Delta_{\tilde{\delta}} = \Delta_{\tilde{l}}$, где $\Delta_{\tilde{\delta}}$ и $\Delta_{\tilde{l}}$ отклонения для $\tilde{\delta}$ и \tilde{l} , соответственно.

Для исследования влияния неточностей в $\tilde{\delta}_{mj}$ и \tilde{l} на реализацию целевой матрицы на найденные решения были добавлены ошибки, распределенные нормально со среднеквадратическими отклонениями $\Delta_{\tilde{\delta}}$ и $\Delta_{\tilde{l}}$. Для простоты были взяты одинаковые отклонения: $\Delta_{\tilde{\delta}} = \Delta_{\tilde{l}}$. После этого были рассчитаны инфиделиты для получившихся решений. Рисунок 6.3в показывает каким образом ошибки в $\tilde{\delta}_{mj}$ и \tilde{l} влияют на инфиделиты для матрицы ДПФ и перестановки при $N = 8$. Соответствующие инфиделиты при отсутствии ошибок составляли $\approx 10^{-11}$ и $\approx 10^{-3}$. Как и ожидалось, рост ошибок приводит к ухудшению качества преобразования реализуемое интерферометром для обеих матриц. Однако, чем выше был фиделити, тем ранее он начинает ухудшаться: $\Delta \approx 10^{-6}$ для матрицы ДПФ и $\Delta \approx 10^{-2}$ для матрицы перестановки, но при одинаковых ошибках матрица с высоким инфиделити более устойчива.

6.3 Анализ результатов для экспериментальной реализации

Полученные выше результаты для безразмерных постоянных распространения и длин слоя лежат в промежутке $-2,5 < \tilde{\delta}_{mj} < 2,5$ и $1,0 < \tilde{l} < 2,0$ соответственно. Если взять силу связи $C = 0,1 \text{ мм}^{-1}$, которая является типичным значением для слабосвязанных волноводов, созданных с помощью технологий фемтосекундной лазерной записи в кварцевом стекле или протонного обмена в кристалле ниобата лития. В этом случае необходимая величина подстройки постоянной распространения будет лежать в промежутке $-0,25 \text{ мм}^{-1} < \delta_{mj} < 0,25 \text{ мм}^{-1}$, а длина слоя от 10 до 20 мм. Ниже приведены оценки параметров для перестраиваемого интерферометра на базе решетки волноводов термооптическим и электрооптическим эффектами:

1. *Термооптическая регулировка.* Термооптический эффект широко используется в реконфигурируемых интегральных чипах, созданных с помощью фемтосекундной лазерной записи в стеклах. С случае кварцевого стекла разница показателя преломления между записанной сердцевиной n_{co} и оболочкой n_{cl} составляет $\approx 10^{-3}$. При этом сила связи

$C = 0,1 \text{ мм}^{-1}$ достигается при расстоянии между волноводами $d_{wg} \approx 20 \text{ мкм}$ [175]. Так как при локальном нагреве показатель преломления меняется в положительную сторону, величина подстройки постоянной распространения лежит в промежутке $0 \text{ мм}^{-1} < \delta_{mj} < 0,5 \text{ мм}^{-1}$. Максимальное значение необходимого изменения показателя преломления и соответствующая величина нагрева составляют $\Delta n = 6,4 \times 10^{-5}$ и $\Delta T = 6,4 \text{ К}$. Максимально возможное относительное изменение в силе связи при этом оценивается как $\frac{\Delta C}{C} = \frac{\Delta n}{n_{co} - n_{cl}} = \frac{\lambda \Delta \beta}{2\pi(n_{co} - n_{cl})} = 1,3\%$, что действительно мало, и изначально не учитывалось в расчётах. Однако термооптические регуляторы постоянной распространения в чипах будут располагаться близко, что приведет к большим перекрестным помехам. К тому же на каждом регуляторе будет выделяться тепло, которое необходимо будет отводить. Эти две проблемы могут быть решены изготовлением изолирующих каналов между и под волноводами, а также помещением чипа в вакуум [95].

2. *Электрооптическая регулировка.* Модуляция постоянной распространения электрооптическим эффектом используется в волноводах в ниобате лития, созданных протонным обменом. Использование электрооптической регулировки по сравнению с термооптической имеет такие преимущества, как низкие перекрестные помехи и быстрые скорости переключения. В недавней работе [176] моделировали реконфигурируемость решетки волноводов 3×3 наведением электрического поля на каждый отдельный волновод. Сила связи $C = 0,1 \text{ мм}^{-1}$ достигалась при расстоянии между волноводами $d_{wg} \approx 10 \text{ мкм}$. Заметим, что электрооптическая регулировка позволяет реализовать как положительные, так и отрицательные подстройки постоянной распространения, так что необходимые величины будут

лежать в диапазоне $-0,25 \text{ мм}^{-1} < \delta_{mj} < 0,25 \text{ мм}^{-1}$. Величины соответствующих модуляций показателя преломления и наведенного напряжения составляют $\Delta n = 3,2 \times 10^{-5}$ и $\Delta V = 6,4 \text{ В}$. Рассчитанная величина изменения силы связи при максимальной модуляции постоянной распространения δ составит $\Delta C/C = 0,5\%$, что меньше, чем у термооптических регуляторов.

Таблица 6.1 – Сравнительный анализ 10-канальных интерферометров с архитектурами, основанных на светоделителях (СД) и на решетках волноводов (РВ).

Архитектура	d_{wg} , мкм	R , мм	Полная длина, см	Полные потери, дБ
СД	250	80	30	17,5
СД	250	40	22,6	20,1
СД	127	80	22,6	13,0
СД	127	40	17,4	14,9
РВ	20	-	19,1	9,6
РВ	15	-	12,1	6,0
РВ	10	-	8,5	4,3

Широко используемые архитектуры многоканальных интерферометров основаны на попарном взаимодействии мод [35,38], где основным элементом является светоделитель, который помимо области взаимодействия, содержит участки с изгибом для разветвления. С ростом числа каналов N у такого интерферометра увеличивается размер схемы и число участков с изгибами, что в конечном итоге приводит к большим потерям. Напротив, интерферометр на основе решеток волноводов может состоять только из прямых волноводов, что положительно сказывается на полные потери. Таблица 6.1 показывает результаты сравнительного анализа полной длины и полных потерь для интерферометров на основе светоделителей и решеток волноводов для $N = 10$. Оценочные расчёты приведены для волноводов, записанных с помощью

технологии фемтосекундной лазерной записи в кварцевом стекле [93,175,177], где потери на распространение порядка 0.5 дБ/см.

1. *Архитектура на светоделителях (СД).* В этом случае N – канальная схема требует $2N$ слоев светоделителей. Длина одного светоделителя l_{bs} зависит от расстояния между волноводами d_{wg} и радиуса кривизны R участков с изгибами. Стандартные массивы волокон имеют расстояния 250 мкм и 127 мкм между соседними волокнами, так что расстояния между волноводами будет соответствующим. Типичным значением радиуса кривизны является $R = 80$ мм с незначительными дополнительными потерями 0.1 дБ/см, возможен также вдвое меньший радиус $R = 40$ мм, но с дополнительными потерями 0,5 дБ/см. Так же между светоделителями добавляются участки прямых волноводов длиной l_{ps} под фазовращатели, так что длина слоя $l = l_{bs} + l_{ps}$. При $l_{ps} = 2,5$ мм длина слоя получится $l = 8,7 - 15$ мм. Для 10-ти канального интерферометра полная длина составит $L_{scheme} = 2Nl = 17,4 - 30$ см. Такая длина интерферометра слишком большая для практической реализации, не говоря уже о полных потерях в нем 13 – 20.1 дБ.
2. *Архитектура на решетке волноводов (РВ).* Здесь N – канальная схема требует $N - 1$ слоев решеток и входные и выходные фазовращатели. Длины слоев зависят от расстояния между волноводами и при указанном выше $d_{wg} = 20$ мкм длина составит $l = 15,7$ мм. Несмотря на то, что это значение сравнительно со случаем СД, полная длина 10-ти канальной схемы на РВ составит $L_{scheme} = (N - 1)l + 2l_{ps} = 19,1$ см с полными потерями всего 9,6 дБ. А если взять более близкие расстояния $d_{wg} = 10$ и 15 мкм, где $C = 0,4$ и $0,2$ мм⁻¹, соответственно, полная длина схемы и полные потери значительно снижаются. Может показаться, что при реализации такого интерферометра на решетке волноводов необходимы зоны разветвления на входе и на выходе, для

согласования волноводов с массивами волокон. Но тем не менее нестандартные массивы волокон с уменьшенным расстоянием 30 – 40 мкм между волокнами уже коммерчески доступны [178], вплоть до расстояний 12 мкм. С помощью этих решений интерферометр действительно может быть сделан только из прямых волноводов.

Приведенный анализ основывается на грубых оценках, отдельные параметры интерферометров при реализации могут быть улучшены путем оптимального расположения элементов. Например, в архитектуре на светоделителях участок волновода, отведенный под фазовращатель, может включать и зону разветвления, таким образом уменьшая длину полной схемы. Однако, даже в таком случае архитектура на решетке волноводов будет иметь преимущество.

Стоит отметить, что архитектура на решетке волноводов была рассмотрена в рамках теории связанных мод со связями между соседними волноводами с низким контрастом. Но тем не менее результаты и идеи могут быть адаптированы и для других платформ интегральной оптики с использованием более сложных моделей.

Выводы по главе 6

В данной главе была предложена архитектура многоканального интерферометра на базе решеток волноводов. С помощью методов численной оптимизации предложенная архитектура была протестирована на качество выполнения заданных унитарных преобразований, среди которых были случайные по Хаару унитарные матрицы, дискретное преобразование Фурье, матрицы Адамара и матрицы перестановки. Результаты показали, что данная архитектура может использоваться и эффективно работать для реализации преобразований между $N \approx 10$ каналами. Помимо этого, размеры интерферометра и вносимые потери значительно уменьшаются в следствие отсутствия каких-либо изогнутых участков.

Заключение

В данной диссертационной работе представлены результаты по разработке и характеристике элементов линейно-оптических квантовых вычислений на основе интегрально-оптических чипов, созданных с помощью технологии фемтосекундной лазерной записи.

Основные научные результаты, полученные автором, состоят в следующем:

1. Изготовлен интегрально-оптический чип из кварцевого стекла программируемого двухкубитного линейно-оптического квантового процессора с помощью технология фемтосекундной лазерной записи. Проведена оценка точности операций, которая показала, что среднее фиделити однокубитных гейтов R_x составляет 99,45%, гейтов R_z составляет 99,98%, двухкубитного гейта CNOT – 97,16%.
2. Разработан режим фемтосекундной лазерной записи волноводов с применением метода многопроходного сканирования на основе 1-го режима модификации в кварцевом стекле с низкими потерями на согласования с одномодовым волокном Nufern PM780-HP 0,2 дБ/торец и потерями на распространение 0,07 дБ/см на длине волны 920 нм.
3. Экспериментально реализована схема генерации двухкубитных запутанных состояний с оповещением с различной степенью запутанности от сепарабельного состояния с фиделити 92,3% до максимально запутанного состояния Белла с фиделити 98,5%.
4. Продемонстрировано решение проблемы малой связи между волноводами с депрессированной оболочкой путем пропускания записи нескольких треков оболочек волноводов в области взаимодействия. Такой подход позволил увеличить силу связи между двумя волноводами с депрессированной оболочкой до $2,7 \text{ см}^{-1}$ и создать направленные ответители 2×2 , 1×2 и 3×3 на основе волноводов с депрессированной оболочкой в кристалле $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$.

5. Предложена архитектура многоканального интерферометра на основе прямых решеток связанных волноводов, где перестройка интерферометра осуществляется путем регулировки постоянной распространения участков отдельных волноводов. Предложенная архитектура была протестирована на качество выполнения заданных унитарных преобразований, среди которых были случайные по Хаару унитарные матрицы, дискретное преобразование Фурье, матрицы Адамара и матрицы перестановки.

Список сокращений и условных обозначений

КТ – Квантовая точка

ЯП – Ячейка Поккельса

СПР – Спонтанное параметрическое рассеяние

КМОП – Комплементарные структуры металл-оксид-полупроводник

ИАГ – Иттрий-алюминиевый гранат

YAG – Yttrium aluminium garnet

BFGS – Broyden-Fletcher-Goldfarb-Shanno

ХОМ – Хонг-Оу-Мандел

ФЛЗ – Фемтосекундная лазерная запись

MBQC – Measurement-based quantum computation

FBQC – Fusion-based quantum computation

КЛИМ – Книлл-Лафлам-Милберн

ГХЦ – Гринбергер-Хорн-Цайлингер

ТЕ – Transverse Electric

ТМ – Transverse Magnetic

ТЕМ – Transverse Electromagnetic

CNOT – Controlled NOT, гейт контролируемого отрицания

ДИК – Дифференциальный интерференционный контраст

ИМЦ – Интерферометр Маха-Цандера

ПСД – поляризационный светоделитель

ЧВП – четвертьволновая пластинка

ПВП – полуволновая пластинка

ПЛИС – Программируемая логическая интегральная схема

ДПФ – Дискретное преобразование Фурье

Статьи по теме диссертации, опубликованные в рецензируемых научных изданиях, рекомендованных для защиты в диссертационном совете МГУ по специальности и отрасли наук

1. N.N. Skryabin, I.V. Kondratyev, I.V. Dyakonov, O.V. Borzenkova, S.P. Kulik, S.S. Straupe. Two-qubit quantum photonic processor manufactured by femtosecond laser writing // *Applied Physics Letters* – 2023. – Vol. 122, № 12. – p. 121102, Импакт-фактор 3,6 (JIF) / 0.4375 п.л. / вклад соискателя: 40%, EDN: BFMPSR.
2. M.V. Rakhlin, A.I. Galimov, I.V. Dyakonov, N.N. Skryabin, G.V. Klimko, M.M. Kulagina, Yu.M. Zadiranov, S.V. Sorokin, I.V. Sedova, Yu.A. Guseva, D.S. Berezina, Yu.M. Serov, N.A. Maleev, A.G. Kuzmenkov, S.I. Troshkov, K.V. Taratorin, A.K. Skalkin, S.S. Straupe, S.P. Kulik, T.V. Shubina, A.A. Toropov. Demultiplexed single-photon source with a quantum dot coupled to microresonator // *Journal of Luminescence* – 2023. – Vol. 253. – p. 119496, Импакт-фактор 3,6 (JIF) / 0.3125 п.л. / вклад соискателя: 10%, EDN: GKVXKB.
3. N.N. Skryabin, S.A. Zhuravitskii, I.V. Dyakonov, S.S. Straupe, A.A. Kalinkin, S.P. Kulik. Femtosecond-laser-written low-loss multiscan waveguides in fused silica // *Physical Review Applied* – 2024. – Vol, № 6. – p. 064079. Импакт-фактор 4,4 (JIF) / 0.8125 п.л. / вклад соискателя: 80%, EDN: NYUKIO.
4. N.N. Skryabin, I.V. Dyakonov, M.Yu. Saygin, S.P. Kulik. Waveguide-lattice-based architecture for multichannel optical transformations // *Optics Express* – 2021. – Vol. 29, № 16. – p. 26058–26067, Импакт-фактор 3,3 (JIF) / 0.625 п.л. / вклад соискателя: 60%, EDN: XVEBNU.
5. N.N. Skryabin, A.A. Kalinkin, I.V. Dyakonov, S.P. Kulik. Femtosecond Laser Written Depressed-Cladding Waveguide 2×2 , 1×2 and 3×3 Directional Couplers in Tm^{3+} :YAG Crystal // *Micromachines* – 2020. – Vol. 11, № 1. – p. 26058, Импакт-фактор 3,0 (JIF) / 0.75 п.л. / вклад соискателя: 60%, EDN: FMAVBD.

Список цитируемой литературы

1. Politi A. и др. Silica-on-Silicon Waveguide Quantum Circuits // *Science* (1979). American Association for the Advancement of Science, 2008. Т. 320, № 5876. С. 646–649.
2. Politi A., Matthews J.C.F., O'Brien J.L. Shor's Quantum Factoring Algorithm on a Photonic Chip // *Science* (1979). American Association for the Advancement of Science, 2009. Т. 325, № 5945. С. 1221.
3. Marshall G.D. и др. Laser written waveguide photonic quantum circuits // *Opt Express*. Optica Publishing Group, 2009. Т. 17, № 15. С. 12546–12554.
4. Sansoni L. и др. Polarization Entangled State Measurement on a Chip // *Phys Rev Lett*. American Physical Society, 2010. Т. 105, № 20. С. 200503.
5. Crespi A. и др. Integrated photonic quantum gates for polarization qubits // *Nat Commun*. 2011. Т. 2, № 1. С. 566.
6. DiVincenzo D.P. Two-bit gates are universal for quantum computation // *Phys Rev A (Coll Park)*. American Physical Society, 1995. Т. 51, № 2. С. 1015–1022.
7. Flamini F., Spagnolo N., Sciarrino F. Photonic quantum information processing: a review // *Reports on Progress in Physics*. IOP Publishing, 2019. Т. 82, № 1. С. 016001.
8. Milburn G.J. Quantum optical Fredkin gate // *Phys Rev Lett*. American Physical Society, 1989. Т. 62, № 18. С. 2124–2127.
9. Cerf N.J., Adami C., Kwiat P.G. Optical simulation of quantum logic // *Phys Rev A (Coll Park)*. American Physical Society, 1998. Т. 57, № 3. С. R1477–R1480.
10. Kwiat P.G. и др. Grover's search algorithm: An optical approach // *J Mod Opt*. Taylor & Francis, 2000. Т. 47, № 2–3. С. 257–266.
11. Knill E., Laflamme R., Milburn G.J. A scheme for efficient quantum computation with linear optics // *Nature*. 2001. Т. 409, № 6816. С. 46–52.
12. Hong C.K., Ou Z.Y., Mandel L. Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference // *Phys Rev Lett*. American Physical Society, 1987. Т. 59, № 18. С. 2044–2046.
13. Yoran N., Reznik B. Deterministic Linear Optics Quantum Computation with Single Photon Qubits // *Phys Rev Lett*. American Physical Society, 2003. Т. 91, № 3. С. 37903.
14. Nielsen M.A. Optical Quantum Computation Using Cluster States // *Phys Rev Lett*. American Physical Society, 2004. Т. 93, № 4. С. 40503.
15. Browne D.E., Rudolph T. Resource-Efficient Linear Optical Quantum Computation // *Phys Rev Lett*. American Physical Society, 2005. Т. 95, № 1. С. 10501.

16. Gerry C.C., Knight P.L. *Introductory Quantum Optics*. 2-е изд. Cambridge: Cambridge University Press, 2023.
17. Aaronson S., Arkhipov A. The Computational Complexity of Linear Optics // *Theory of Computing*. 2013. Т. 9, № 4. С. 143–252.
18. Tilma T., Sudarshan E.C.G. Generalized Euler angle parametrization for $SU(N)$ // *J Phys A Math Gen*. 2002. Т. 35, № 48. С. 10467.
19. Kok P. и др. Linear optical quantum computing with photonic qubits // *Rev Mod Phys*. American Physical Society, 2007. Т. 79, № 1. С. 135–174.
20. Ralph T.C. и др. Linear optical controlled-NOT gate in the coincidence basis // *Phys Rev A*. 2002. Т. 65, № 6.
21. Zeuner J. и др. Integrated-optics heralded controlled-NOT gate for polarization-encoded qubits // *npj Quantum Inf*. 2018. Т. 4, № 1. С. 13.
22. Gasparoni S. и др. Realization of a Photonic Controlled-NOT Gate Sufficient for Quantum Computation // *Phys Rev Lett*. American Physical Society, 2004. Т. 93, № 2. С. 20504.
23. Pittman T.B. и др. Experimental controlled-NOT logic gate for single photons in the coincidence basis // *Phys Rev A (Coll Park)*. American Physical Society, 2003. Т. 68, № 3. С. 32316.
24. Zhao Z. и др. Experimental Demonstration of a Nondestructive Controlled-NOT Quantum Gate for Two Independent Photon Qubits // *Phys Rev Lett*. American Physical Society, 2005. Т. 94, № 3. С. 30501.
25. Bouwmeester D. и др. Observation of Three-Photon Greenberger-Horne-Zeilinger Entanglement // *Phys Rev Lett*. American Physical Society, 1999. Т. 82, № 7. С. 1345–1349.
26. Pittman T.B. и др. Heralded two-photon entanglement from probabilistic quantum logic operations on multiple parametric down-conversion sources // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2003. Т. 9, № 6. С. 1478–1482.
27. Barz S. и др. Heralded generation of entangled photon pairs // *Nat Photonics*. 2010. Т. 4, № 8. С. 553–556.
28. Joo J. и др. One-way quantum computation with four-dimensional photonic qudits // *Phys Rev A (Coll Park)*. American Physical Society, 2007. Т. 76, № 5. С. 52326.
29. Carolan J. и др. Universal linear optics // *Science (1979)*. American Association for the Advancement of Science, 2015. Т. 349, № 6249. С. 711–716.
30. Stanisic S. и др. Generating entanglement with linear optics // *Phys Rev A (Coll Park)*. American Physical Society, 2017. Т. 96, № 4. С. 43861.

31. Gubarev F. V и др. Improved heralded schemes to generate entangled states from single photons // *Phys Rev A (Coll Park)*. American Physical Society, 2020. Т. 102, № 1. С. 12604.
32. Fldzhyan S.A., Saygin M.Yu., Kulik S.P. Compact linear optical scheme for Bell state generation // *Phys Rev Res*. American Physical Society, 2021. Т. 3, № 4. С. 43031.
33. Fldzhyan S.A., Saygin M.Yu., Kulik S.P. Programmable heralded linear optical generation of two-qubit states // *Phys Rev Appl*. American Physical Society, 2023. Т. 20, № 5. С. 54030.
34. Reck M. и др. Experimental realization of any discrete unitary operator // *Phys Rev Lett*. American Physical Society, 1994. Т. 73, № 1. С. 58–61.
35. Clements W.R. и др. Optimal design for universal multiport interferometers // *Optica*. Optica Publishing Group, 2016. Т. 3, № 12. С. 1460–1465.
36. Saygin M.Yu. и др. Robust Architecture for Programmable Universal Unitaries // *Phys Rev Lett*. American Physical Society, 2020. Т. 124, № 1. С. 10501.
37. Tanomura R. и др. Robust Integrated Optical Unitary Converter Using Multiport Directional Couplers // *Journal of Lightwave Technology*. Optica Publishing Group, 2020. Т. 38, № 1. С. 60–66.
38. Fldzhyan S.A., Saygin M.Yu., Kulik S.P. Optimal design of error-tolerant reprogrammable multiport interferometers // *Opt Lett*. Optica Publishing Group, 2020. Т. 45, № 9. С. 2632–2635.
39. Briegel H.J. и др. Measurement-based quantum computation // *Nat Phys*. 2009. Т. 5, № 1. С. 19–26.
40. Duan L.-M., Raussendorf R. Efficient Quantum Computation with Probabilistic Quantum Gates // *Phys Rev Lett*. American Physical Society, 2005. Т. 95, № 8. С. 80503.
41. Kieling K., Rudolph T., Eisert J. Percolation, Renormalization, and Quantum Computing with Nondeterministic Gates // *Phys Rev Lett*. American Physical Society, 2007. Т. 99, № 13. С. 130501.
42. Bartolucci S. и др. Fusion-based quantum computation // *Nat Commun*. 2023. Т. 14, № 1. С. 912.
43. Bartolucci S. и др. Creation of Entangled Photonic States Using Linear Optics. 2021.
44. Snyder A.W., Love J.D. *Optical Waveguide Theory* // *Optical Waveguide Theory*. Springer US, 1984.
45. Kapoor A., Singh G.S. Mode classification in cylindrical dielectric waveguides // *Journal of Lightwave Technology*. 2000. Т. 18, № 6. С. 849–852.

46. Huang W.-P. Coupled-mode theory for optical waveguides: an overview // *Journal of the Optical Society of America A*. Optica Publishing Group, 1994. Т. 11, № 3. С. 963–983.
47. Ceccarelli F. и др. Thermal Phase Shifters for Femtosecond Laser Written Photonic Integrated Circuits // *Journal of Lightwave Technology*. Optica Publishing Group, 2019. Т. 37, № 17. С. 4275–4281.
48. Liu S. и др. Thermo-optic phase shifters based on silicon-on-insulator platform: state-of-the-art and a review // *Frontiers of Optoelectronics*. 2022. Т. 15, № 1. С. 9.
49. Bogdanov S. и др. Material platforms for integrated quantum photonics // *Opt Mater Express*. Optica Publishing Group, 2017. Т. 7, № 1. С. 111–132.
50. Tahara H. и др. Photorefractive Effect in Organic–Inorganic Hybrid Perovskites and Its Application to Optical Phase Shifter // *Adv Opt Mater*. John Wiley & Sons, Ltd, 2018. Т. 6, № 11. С. 1701366.
51. Sattari H. и др. Silicon Photonic MEMS Phase-Shifter // *Opt Express*. Optica Publishing Group, 2019. Т. 27, № 13. С. 18959–18969.
52. Osellame R., Cerullo G., Ramponi R. Femtosecond laser micromachining: photonic and microfluidic devices in transparent materials. Springer Berlin, Heidelberg, 2012.
53. Tan D. и др. Femtosecond laser induced phenomena in transparent solid materials: Fundamentals and applications // *Prog Mater Sci*. 2016. Т. 76. С. 154–228.
54. Tan D. и др. Photonic circuits written by femtosecond laser in glass: improved fabrication and recent progress in photonic devices // *Advanced Photonics*. 2021. Т. 3, № 2. С. 024002.
55. Li J. и др. Optical Waveguides Fabricated via Femtosecond Direct Laser Writing: Processes, Materials, and Devices // *Adv Mater Technol*. John Wiley & Sons, Ltd, 2023. Т. 8, № 18. С. 2300620.
56. Gross S., Withford M.J. Ultrafast-laser-inscribed 3D integrated photonics: challenges and emerging applications // *Nanophotonics*. 2015. Т. 4, № 3. С. 332–352.
57. Cai C., Wang J. Femtosecond Laser-Fabricated Photonic Chips for Optical Communications: A Review // *Micromachines (Basel)*. 2022. Т. 13, № 4.
58. Rechtsman M.C. и др. Topological Creation and Destruction of Edge States in Photonic Graphene // *Phys Rev Lett*. American Physical Society, 2013. Т. 111, № 10. С. 103901.
59. Maczewsky L.J. и др. Observation of photonic anomalous Floquet topological insulators // *Nat Commun*. 2017. Т. 8, № 1. С. 13756.

60. Arkhipova A.A. и др. Observation of π solitons in oscillating waveguide arrays // *Sci Bull (Beijing)*. 2023. Т. 68, № 18. С. 2017–2024.
61. Ren B. и др. Observation of nonlinear disclination states // *Light Sci Appl*. 2023. Т. 12, № 1. С. 194.
62. Sugioka K., Cheng Y. Femtosecond laser three-dimensional micro- and nanofabrication // *Appl Phys Rev*. 2014. Т. 1, № 4. С. 041303.
63. Meany T. и др. Laser written circuits for quantum photonics // *Laser Photon Rev*. John Wiley & Sons, Ltd, 2015. Т. 9, № 4. С. 363–384.
64. Corrielli G., Crespi A., Osellame R. Femtosecond laser micromachining for integrated quantum photonics // *Nanophotonics*. 2021. Т. 10, № 15. С. 3789–3812.
65. Chen F., de Aldana J.R.V. Optical waveguides in crystalline dielectric materials produced by femtosecond-laser micromachining // *Laser Photon Rev*. John Wiley & Sons, Ltd, 2014. Т. 8, № 2. С. 251–275.
66. Davis K.M. и др. Writing waveguides in glass with a femtosecond laser // *Opt Lett*. Optica Publishing Group, 1996. Т. 21, № 21. С. 1729–1731.
67. Korte F. и др. Sub-diffraction limited structuring of solid targets with femtosecond laser pulses // *Opt Express*. Optica Publishing Group, 2000. Т. 7, № 2. С. 41–49.
68. Okhrimchuk A. Femtosecond Fabrication of Waveguides in Ion-Doped Laser Crystals // *Coherence and Ultrashort Pulse Laser Emission* / под ред. Duarte F.J. Rijeka: IntechOpen, 2010. С. Ch. 22.
69. Itoh K. и др. Ultrafast Processes for Bulk Modification of Transparent Materials // *MRS Bull*. 2006. Т. 31, № 8. С. 620–625.
70. Poumellec B. и др. Modification thresholds in femtosecond laser processing of pure silica: review of dependencies on laser parameters [Invited] // *Opt Mater Express*. Optica Publishing Group, 2011. Т. 1, № 4. С. 766–782.
71. Mishchik K. и др. Ultrafast laser induced electronic and structural modifications in bulk fused silica // *J Appl Phys*. 2013. Т. 114, № 13. С. 133502.
72. Hnatovsky S. и др. Pulse duration dependence of femtosecond-laser-fabricated nanogratings in fused silica // *Appl Phys Lett*. 2005. Т. 87, № 1. С. 014104.
73. Corrielli G. и др. Rotated waveplates in integrated waveguide optics // *Nat Commun*. 2014. Т. 5, № 1. С. 4249.
74. Heilmann R. и др. Arbitrary photonic wave plate operations on chip: Realizing Hadamard, Pauli-X and rotation gates for polarisation qubits // *Sci Rep*. 2014. Т. 4, № 1. С. 4118.
75. Spagnolo N. и др. Three-photon bosonic coalescence in an integrated tritter // *Nat Commun*. 2013. Т. 4, № 1. С. 1606.

76. Tillmann M. и др. Experimental boson sampling // *Nat Photonics*. 2013. Т. 7, № 7. С. 540–544.
77. Crespi A. и др. Integrated multimode interferometers with arbitrary designs for photonic boson sampling // *Nat Photonics*. 2013. Т. 7, № 7. С. 545–549.
78. Spagnolo N. и др. Experimental validation of photonic boson sampling // *Nat Photonics*. 2014. Т. 8, № 8. С. 615–620.
79. Bentivegna M. и др. Experimental scattershot boson sampling // *Sci Adv*. American Association for the Advancement of Science, 2015. Т. 1, № 3. С. e1400255.
80. Owens J.O. и др. Two-photon quantum walks in an elliptical direct-write waveguide array // *New J Phys*. 2011. Т. 13, № 7. С. 075003.
81. Sansoni L. и др. Two-Particle Bosonic-Fermionic Quantum Walk via Integrated Photonics // *Phys Rev Lett*. American Physical Society, 2012. Т. 108, № 1. С. 10502.
82. Crespi A. и др. Anderson localization of entangled photons in an integrated quantum walk // *Nat Photonics*. 2013. Т. 7, № 4. С. 322–328.
83. Di Giuseppe G. и др. Einstein-Podolsky-Rosen Spatial Entanglement in Ordered and Anderson Photonic Lattices // *Phys Rev Lett*. American Physical Society, 2013. Т. 110, № 15. С. 150503.
84. Poullos K. и др. Quantum Walks of Correlated Photon Pairs in Two-Dimensional Waveguide Arrays // *Phys Rev Lett*. American Physical Society, 2014. Т. 112, № 14. С. 143604.
85. Gräfe M. и др. On-chip generation of high-order single-photon W-states // *Nat Photonics*. 2014. Т. 8, № 10. С. 791–795.
86. Ciampini M.A. и др. Path-polarization hyperentangled and cluster states of photons on a chip // *Light Sci Appl*. 2016. Т. 5, № 4. С. e16064–e16064.
87. Meany T. и др. Engineering integrated photonics for heralded quantum gates // *Sci Rep*. 2016. Т. 6, № 1. С. 25126.
88. Zhang Q. и др. Femtosecond laser direct writing of an integrated path-encoded CNOT quantum gate // *Opt Mater Express*. Optica Publishing Group, 2019. Т. 9, № 5. С. 2318–2326.
89. Li M. и др. Femtosecond Laser Direct Writing of Integrated Photonic Quantum Chips for Generating Path-Encoded Bell States // *Micromachines (Basel)*. 2020. Т. 11, № 12.
90. Flamini F. и др. Thermally reconfigurable quantum photonic circuits at telecom wavelength by femtosecond laser micromachining // *Light Sci Appl*. 2015. Т. 4, № 11. С. e354–e354.

91. Chaboyer Z. и др. Design and fabrication of reconfigurable laser-written waveguide circuits // Opt Express. Optica Publishing Group, 2017. Т. 25, № 26. С. 33056–33065.
92. Crespi A. и др. Single-Photon Quantum Contextuality on a Chip // ACS Photonics. American Chemical Society, 2017. Т. 4, № 11. С. 2807–2812.
93. Dyakonov I. V и др. Reconfigurable Photonics on a Glass Chip // Phys Rev Appl. American Physical Society, 2018. Т. 10, № 4. С. 44048.
94. Ceccarelli F. и др. Thermal Phase Shifters for Femtosecond Laser Written Photonic Integrated Circuits // Journal of Lightwave Technology. Optica Publishing Group, 2019. Т. 37, № 17. С. 4275–4281.
95. Ceccarelli F. и др. Low Power Reconfigurability and Reduced Crosstalk in Integrated Photonic Circuits Fabricated by Femtosecond Laser Micromachining // Laser Photon Rev. John Wiley & Sons, Ltd, 2020. Т. 14, № 10. С. 2000024.
96. Zhang C. и др. Generation and applications of an ultrahigh-fidelity four-photon Greenberger-Horne-Zeilinger state // Opt Express. Optica Publishing Group, 2016. Т. 24, № 24. С. 27059–27069.
97. Wang H. и др. High-efficiency multiphoton boson sampling // Nat Photonics. 2017. Т. 11, № 6. С. 361–365.
98. Wang H. и др. Boson Sampling with 20 Input Photons and a 60-Mode Interferometer in a 10^{14} -Dimensional Hilbert Space // Phys Rev Lett. American Physical Society, 2019. Т. 123, № 25. С. 250503.
99. Li J.-P. и др. Multiphoton Graph States from a Solid-State Single-Photon Source // ACS Photonics. American Chemical Society, 2020. Т. 7, № 7. С. 1603–1610.
100. Madsen L.S. и др. Quantum computational advantage with a programmable photonic processor // Nature. 2022. Т. 606, № 7912. С. 75–81.
101. Cao H. и др. Photonic Source of Heralded Greenberger-Horne-Zeilinger States // Phys Rev Lett. American Physical Society, 2024. Т. 132, № 13. С. 130604.
102. Vigliar C. и др. Error-protected qubits in a silicon photonic chip // Nat Phys. 2021. Т. 17, № 10. С. 1137–1143.
103. Maring N. и др. A versatile single-photon-based quantum computing platform // Nat Photonics. Nature Research, 2024. Т. 18, № 6. С. 603–609.
104. Chen S. и др. Heralded Three-Photon Entanglement from a Single-Photon Source on a Photonic Chip // Phys Rev Lett. American Physical Society, 2024. Т. 132, № 13.
105. Pont M. и др. High-fidelity four-photon GHZ states on chip // npj Quantum Inf. Nature Research, 2024. Т. 10, № 1.
106. Pont M. и др. Quantifying n-Photon Indistinguishability with a Cyclic Integrated Interferometer // Phys Rev X. American Physical Society, 2022. Т. 12, № 3.

107. Albiero R. и др. Toward Higher Integration Density in Femtosecond-Laser-Written Programmable Photonic Circuits // *Micromachines (Basel)*. 2022. Т. 13, № 7.
108. Albiero R. и др. Universal photonic processors fabricated by direct femtosecond-laser writing // *Proc.SPIE*. 2024. Т. 12889. С. 1288911.
109. Dubov M. V и др. Waveguide inscription in YAG:Cr⁴⁺ crystals by femtosecond laser irradiation // *Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference and Photonic Applications Systems Technologies*. San Francisco, California: Optica Publishing Group, 2004. С. CWA49.
110. Siebenmorgen J. и др. Femtosecond laser written stress-induced Nd:Y3Al5O12 (Nd:YAG) channel waveguide laser // *Applied Physics B*. 2009. Т. 97, № 2. С. 251–255.
111. Xu S. и др. Direct writing waveguides inside YAG crystal by femtosecond laser // *Opt Commun*. 2009. Т. 282, № 24. С. 4810–4814.
112. Siebenmorgen J. и др. Highly efficient Yb:YAG channel waveguide laser written with a femtosecond-laser // *Opt Express*. Optica Publishing Group, 2010. Т. 18, № 15. С. 16035–16041.
113. Calmano T. и др. Nd:YAG waveguide laser with 1.3 W output power, fabricated by direct femtosecond laser writing // *Applied Physics B*. 2010. Т. 100, № 1. С. 131–135.
114. Calmano T. и др. Diode pumped high power operation of a femtosecond laser inscribed Yb:YAG waveguide laser [Invited] // *Opt Mater Express*. Optica Publishing Group, 2011. Т. 1, № 3. С. 428–433.
115. Li S.-L., Ye Y.-K., Wang M.-W. Femtosecond laser written channel optical waveguide in Nd:YAG crystal // *Opt Laser Technol*. 2014. Т. 58. С. 89–93.
116. Liu H. и др. Waveguiding microstructures in Nd:YAG with cladding and inner dual-line configuration produced by femtosecond laser inscription // *Opt Mater (Amst)*. 2015. Т. 39. С. 125–129.
117. Feng T. и др. Pulse-Propagation Modeling and Experiment for Femtosecond-Laser Writing of Waveguide in Nd:YAG // *Crystals (Basel)*. 2019. Т. 9, № 8.
118. Okhrimchuk A.G. и др. Depressed cladding, buried waveguide laser formed in a YAG:Nd³⁺ crystal by femtosecond laser writing // *Opt Lett*. Optica Publishing Group, 2005. Т. 30, № 17. С. 2248–2250.
119. Okhrimchuk A.G. и др. Waveguide-saturable absorber fabricated by femtosecond pulses in YAG:Cr⁴⁺ crystal for Q-switched operation of Yb-fiber laser // *Opt Lett*. Optica Publishing Group, 2009. Т. 34, № 24. С. 3881–3883.

120. Okhrimchuk A. и др. Low loss depressed cladding waveguide inscribed in YAG:Nd single crystal by femtosecond laser pulses // Opt Express. Optica Publishing Group, 2012. Т. 20, № 4. С. 3832–3843.
121. Liu H. и др. Femtosecond-laser inscribed double-cladding waveguides in Nd:YAG crystal: a promising prototype for integrated lasers // Opt Lett. Optica Publishing Group, 2013. Т. 38, № 17. С. 3294–3297.
122. Croitoru (Salamu) G., Jipa F., Pavel N. Passive Q-switch laser operation of circular, buried depressed-cladding waveguides realized by direct fs-laser beam writing in Nd:YAG/Cr⁴⁺:YAG composite media // Opt Mater Express. Optica Publishing Group, 2017. Т. 7, № 7. С. 2496–2504.
123. Wu P., He S., Liu H. Annular waveguide lasers at 1064 nm in Nd:YAG crystal produced by femtosecond laser inscription // Appl Opt. Optica Publishing Group, 2018. Т. 57, № 19. С. 5420–5424.
124. Jia Y. и др. Monolithic crystalline cladding microstructures for efficient light guiding and beam manipulation in passive and active regimes // Sci Rep. 2014. Т. 4, № 1. С. 5988.
125. Gui L., Xu B., Chong T.C. Microstructure in lithium niobate by use of focused femtosecond laser pulses // IEEE Photonics Technology Letters. 2004. Т. 16, № 5. С. 1337–1339.
126. He R. и др. Three-dimensional dielectric crystalline waveguide beam splitters in mid-infrared band by direct femtosecond laser writing // Opt Express. Optica Publishing Group, 2014. Т. 22, № 25. С. 31293–31298.
127. Lv J. и др. Three-dimensional femtosecond laser fabrication of waveguide beam splitters in LiNbO₃ crystal // Opt Mater Express. Optica Publishing Group, 2015. Т. 5, № 6. С. 1274–1280.
128. Cheng C. и др. Superficial waveguide splitters fabricated by femtosecond laser writing of LiTaO₃ crystal // Optical Engineering. 2015. Т. 54, № 6. С. 067113.
129. Liu H. и др. Graphene-based Y-branch laser in femtosecond laser written Nd:YAG waveguides // Opt Express. Optica Publishing Group, 2015. Т. 23, № 8. С. 9730–9735.
130. Liu H. и др. Femtosecond Laser Inscribed Y-Branch Waveguide in Nd:YAG Crystal: Fabrication and Continuous-Wave Lasing // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. 2016. Т. 22, № 2. С. 227–230.
131. Ren Y. и др. Cladding waveguide splitters fabricated by femtosecond laser inscription in Ti:Sapphire crystal // Opt Laser Technol. 2018. Т. 103. С. 82–88.
132. Ajates J.G. и др. Y-junctions based on circular depressed-cladding waveguides fabricated with femtosecond pulses in Nd:YAG crystal: A route to integrate

- complex photonic circuits in crystals // *Opt Mater (Amst)*. 2017. Т. 72. С. 220–225.
133. Ajates J.G. и др. Three-dimensional beam-splitting transitions and numerical modelling of direct-laser-written near-infrared LiNbO₃ cladding waveguides // *Opt Mater Express*. Optica Publishing Group, 2018. Т. 8, № 7. С. 1890–1901.
 134. Lv J. и др. Femtosecond Laser Writing of Optical-Lattice-Like Cladding Structures for Three-Dimensional Waveguide Beam Splitters in LiNbO₃ Crystal // *Journal of Lightwave Technology*. Optica Publishing Group, 2016. Т. 34, № 15. С. 3587–3591.
 135. Nie W. и др. Efficient Second Harmonic Generation in 3D Nonlinear Optical-Lattice-Like Cladding Waveguide Splitters by Femtosecond Laser Inscription // *Sci Rep*. 2016. Т. 6, № 1. С. 22310.
 136. Zhang Q. и др. Reconfigurable directional coupler in lithium niobate crystal fabricated by three-dimensional femtosecond laser focal field engineering // *Photonics Res*. Optica Publishing Group, 2019. Т. 7, № 5. С. 503–507.
 137. Skryabin N. и др. Femtosecond Laser Written Depressed-Cladding Waveguide 2×2 , 1×2 and 3×3 Directional Couplers in Tm³⁺:YAG Crystal // *Micromachines (Basel)*. 2020. Т. 11, № 1.
 138. Rakhlin M. V и др. Demultiplexed single-photon source with a quantum dot coupled to microresonator // *J Lumin*. 2023. Т. 253. С. 119496.
 139. Skryabin N.N. и др. Two-qubit quantum photonic processor manufactured by femtosecond laser writing // *Appl Phys Lett*. 2023. Т. 122, № 12. С. 121102.
 140. Skryabin N.N. и др. Femtosecond-laser-written low-loss multiscan waveguides in fused silica // *Phys Rev Appl*. American Physical Society, 2024. Т. 22, № 6. С. 64079.
 141. Skryabin N.N. и др. Heralded generation of programmable two-qubit entangled states on a linear-optical platform // *Optica Quantum*. Optica Publishing Group, 2025. Т. 3, № 2. С. 162–167.
 142. Knight P.A. The Sinkhorn–Knopp Algorithm: Convergence and Applications // *SIAM Journal on Matrix Analysis and Applications*. Society for Industrial and Applied Mathematics, 2008. Т. 30, № 1. С. 261–275.
 143. Borzenkova O. V и др. Variational simulation of Schwinger’s Hamiltonian with polarization qubits // *Appl Phys Lett*. 2021. Т. 118, № 14. С. 144002.
 144. Liu J. и др. Waveguide shaping and writing in fused silica using a femtosecond laser // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. 2004. Т. 10, № 1. С. 169–173.

145. Nasu Y., Kohtoku M., Hibino Y. Low-loss waveguides written with a femtosecond laser for flexible interconnection in a planar light-wave circuit // Opt Lett. Optica Publishing Group, 2005. Т. 30, № 7. С. 723–725.
146. Maczewsky L.J. и др. Observation of photonic anomalous Floquet topological insulators // Nat Commun. 2017. Т. 8, № 1. С. 13756.
147. Arkhipova A.A. и др. Observation of π solitons in oscillating waveguide arrays // Sci Bull (Beijing). 2023. Т. 68, № 18. С. 2017–2024.
148. Ren B. и др. Observation of nonlinear disclination states // Light Sci Appl. 2023. Т. 12, № 1. С. 194.
149. Fernandes L.A. и др. Femtosecond laser fabrication of birefringent directional couplers as polarization beam splitters in fused silica // Opt Express. Optica Publishing Group, 2011. Т. 19, № 13. С. 11992–11999.
150. Eaton S.M. и др. High refractive index contrast in fused silica waveguides by tightly focused, high-repetition rate femtosecond laser // J Non Cryst Solids. 2011. Т. 357, № 11. С. 2387–2391.
151. Tan D., Sun X., Qiu J. Femtosecond laser writing low-loss waveguides in silica glass: highly symmetrical mode field and mechanism of refractive index change // Opt Mater Express. Optica Publishing Group, 2021. Т. 11, № 3. С. 848–857.
152. Amorim V.A. и др. Monolithic Add–Drop Multiplexers in Fused Silica Fabricated by Femtosecond Laser Direct Writing // Journal of Lightwave Technology. 2017. Т. 35, № 17. С. 3615–3621.
153. Tan D. и др. Effectively writing low propagation and bend loss waveguides in the silica glass by using a femtosecond laser // Opt Lett. Optica Publishing Group, 2022. Т. 47, № 18. С. 4766–4769.
154. Lee T. и др. Low bend loss femtosecond laser written waveguides exploiting integrated microcrack // Sci Rep. 2021. Т. 11, № 1.
155. Ross-Adams A. и др. Low bend loss, high index, composite morphology ultra-fast laser written waveguides for photonic integrated circuits // Light: Advanced Manufacturing. Light Publishing Group, 2024. Т. 5, № 1.
156. Heilmann R. и др. Tapering of femtosecond laser-written waveguides // Appl Opt. Optica Publishing Group, 2018. Т. 57, № 3. С. 377–381.
157. Fernandez T.T. и др. Thermally stable high numerical aperture integrated waveguides and couplers for the 3 μm wavelength range // APL Photonics. 2022. Т. 7, № 12. С. 126106.
158. Ehrhardt M., Heinrich M., Szameit A. High-efficiency fiber coupling from laser-written waveguides using partially overlapping multi-pass inscription // CLEO 2023. San Jose, CA: Optica Publishing Group, 2023. С. FTh4A.5.

159. Sun B. и др. On-chip beam rotators, adiabatic mode converters, and waveplates through low-loss waveguides with variable cross-sections // *Light Sci Appl.* 2022. Т. 11, № 1. С. 214.
160. Wang Y. и др. Precise mode control of laser-written waveguides for broadband, low-dispersion 3D integrated optics // *Light Sci Appl.* 2024. Т. 13, № 1. С. 130.
161. Bukharin M.A. и др. Dependence of femtosecond writing parameters in waveguide formation process within significantly broad depths range // *Opt Quantum Electron.* 2017. Т. 49, № 1. С. 43.
162. Sun Q. и др. Control of Laser Induced Cumulative Stress for Efficient Processing of Fused Silica // *Sci Rep.* 2020. Т. 10, № 1. С. 3819.
163. Broome M.A. и др. Reducing multi-photon rates in pulsed down-conversion by temporal multiplexing // *Opt Express.* Optica Publishing Group, 2011. Т. 19, № 23. С. 22698–22708.
164. Hanbury Brown R., Twiss R.Q. The Question of Correlation between Photons in Coherent Light Rays // *Nature.* 1956. Т. 178, № 4548. С. 1447–1448.
165. Baumgratz T. и др. A scalable maximum likelihood method for quantum state tomography // *New J Phys.* IOP Publishing, 2013. Т. 15, № 12. С. 125004.
166. Tomm N. и др. A bright and fast source of coherent single photons // *Nat Nanotechnol.* 2021. Т. 16, № 4. С. 399–403.
167. Chang J. и др. Detecting telecom single photons with 99.5–2.07+0.5% system detection efficiency and high time resolution // *APL Photonics.* 2021. Т. 6, № 3. С. 036114.
168. Alexander K. и др. A manufacturable platform for photonic quantum computing // *Nature.* 2025.
169. Zhang Q. и др. Demonstration of a scheme for the generation of “event-ready” entangled photon pairs from a single-photon source // *Phys Rev A (Coll Park).* American Physical Society, 2008. Т. 77, № 6. С. 62316.
170. Cerullo G. и др. Femtosecond micromachining of symmetric waveguides at 1.5 μm by astigmatic beam focusing // *Opt Lett.* Optica Publishing Group, 2002. Т. 27, № 21. С. 1938–1940.
171. Skryabin N.N. и др. Waveguide-lattice-based architecture for multichannel optical transformations // *Opt Express.* Optica Publishing Group, 2021. Т. 29, № 16. С. 26058–26067.
172. Mezzadri F. How to generate random matrices from the classical compact groups. 2007.
173. Thyagarajan K.S. Introduction to Digital Signal Processing Using MATLAB with Application to Digital Communications. 1-е изд. Springer Cham, 2018.

174. Horadam K.J. Hadamard matrices and their applications: Progress 2007–2010 // *Cryptography and Communications*. 2010. Т. 2, № 2. С. 129–154.
175. Szameit A. и др. Control of directional evanescent coupling in fs laser written waveguides // *Opt Express*. Optica Publishing Group, 2007. Т. 15, № 4. С. 1579–1587.
176. Youssry A. и др. Modeling and control of a reconfigurable photonic circuit using deep learning // *Quantum Sci Technol*. IOP Publishing, 2020. Т. 5, № 2. С. 025001.
177. Dyakonov I. V и др. Low-loss single-mode integrated waveguides in soda-lime glass // *Applied Physics B*. 2016. Т. 122, № 9. С. 245.
178. Kopp V.I. и др. Pitch Reducing Optical Fiber Array for dense optical interconnect // *IEEE Avionics, Fiber-Optics and Photonics Digest CD*. 2012. С. 48–49.

Приложение А

Config	C1	C2	C3	C4	Sum
HHhh	13	2258	1	0	2270
HVhh	1914	39	16	4	1973
VHhh	0	15	2095	248	2358
VVhh	30	1	337	2357	2725
HRhr	101	1898	4	11	2014
HLhr	1823	52	12	0	1887
VRhr	4	22	1965	366	2358
VLhr	26	7	326	2185	2543
HDhd	1762	7	27	0	1793
HAhd	4	2063	0	7	2074
VDhd	13	0	2467	29	2509
VAhd	0	21	119	1850	1985
DDdd	2025	7	176	15	2223
DAdd	0	17	35	1945	1995
ADdd	174	10	1858	3	2044
AAdd	50	1973	3	15	2041
RDrd	2106	0	182	14	2303
RArd	7	15	35	1876	1933
LDrd	199	7	1915	6	2127
LArd	50	1867	1	36	1954
HHhd	973	951	0	0	1916
HVhd	1119	812	0	0	1931
VHhd	9	10	1196	981	2195
VVhd	7	14	1753	566	2339
HHhr	1370	523	3	0	1891
HVhr	693	1263	16	3	1975
VHhr	10	6	663	1635	2313
VVhr	18	17	1370	964	2369
HDhh	718	1053	14	9	1794
HAhh	815	1039	3	3	1860
VDhh	4	12	1377	1226	2620
VAhh	11	18	817	846	1692
HDhr	943	883	0	11	1832

HAhr	869	1060	0	4	1933
VDhr	20	6	1279	1240	2545
VAhr	4	14	801	1027	1846
HRhh	613	1127	3	5	1748
HLhh	826	834	0	7	1662
VRhh	6	12	1163	877	2058
VLhh	24	6	920	1079	2029
HRhd	796	801	5	8	1611
HLhd	804	732	7	10	1553
VRhd	7	12	1163	793	1976
VLhd	7	11	1237	669	1924
HDdd	734	1	692	5	1433
HAdd	3	875	6	754	1638
VDdd	1148	11	1147	11	2316
VAdd	30	703	76	901	1710
HDrd	822	3	692	5	1522
HArd	4	923	4	810	1742
VDrd	1088	8	1379	16	2492
VArd	37	989	25	777	1829
HHdh	11	999	11	763	1784
HVdh	895	7	661	19	1581
VHdh	814	102	949	101	1966
VVdh	158	1005	131	1024	2317
HHrh	21	908	15	681	1625
HVrh	818	19	674	13	1525
VHrh	853	103	940	131	2028
VVrh	162	886	211	1135	2394
RRrd	920	7	92	855	1874
RLrd	1045	12	99	733	1890
LRrd	146	906	973	19	2044
LLrd	124	857	1025	6	2012

Приложение Б

Работа	Состояние	Источник фотонов	Интерферометр	Описание	Томография состояния	Фиделити	Скорость многофотонных совпадений
Q. Zhang и др. 2008	BS	4-ph SPDC	Bulk	+	-	$S = 2.58 \pm 0.07$ (Bell inequality)	4.2 мГц
Carolan и др. 2015	BS	4-ph SPDC	Integrated, Silica on Insulator	+	-	$F = 96.6 \pm 0.4 \%$ (Statistical)	-
C. Zhang и др. 2016	4-GHZ	4-ph SPDC	Bulk	-	+	$F = 98\%$	0.42 Гц
Li et al. 2020	4-GHZ	4-ph DMX QD	Bulk	-	-	$F = 79 \pm 0.9 \%$ (States overlap)	13 Гц
Li et al. 2021	BS	4-ph DMX QD	Bulk	+	-	$F = 83.4 \pm 2.4 \%$ (States overlap)	6 Гц
Maring et al. 2024	3-GHZ	6-ph DMX QD	Integrated, SiN on Insulator	+	-	$F = 82 \pm 4 \%$ (Via stabilizers)	4 Гц
Chen et al. 2024	3-GHZ	6-ph DMX QD	Integrated, SiN on Insulator	+	-	$F = 57.3 \pm 2.4 \%$ (States overlap)	3.6 мГц
Cao et al. 2024	3-GHZ	6-ph DMX QD	Bulk	+	+	$F = 72.78 \pm 1.06 \%$	0.914 Гц
Pont et al. 2024	4-GHZ	4-ph DMX QD	Integrated, FLW glass	-	+	$F = 86.0 \pm 0.4 \%$	0.5 Гц
Эта работа	BS	4-ph DMX QD	Integrated, FLW glass	+	+	$F = 98.5 \%$	2.36 Гц