ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М. В. ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

Преобразование оптических мод с помощью реконфигурируемых интегрально-оптических интерферометров

Выполнил студент 227м группы: Погорелов И. А.

Научный руководитель: с. н. с., к. ф.-м. н. Страупе С. С.

Допущен к защите 30.05.2018

Зав. кафедрой, профессор Панов В. И.

Москва, 2018

Содержание

Введение							
1	Интегрально-оптические интерферометры						
	1.1 Объект исследования			6			
	1.2	Teope	тическое описание	8			
	1.3	Изгот	овление	11			
		1.3.1	Литография	11			
		1.3.2	Фемтосекундная лазерная печать	12			
	1.4 Экспериментальные методы восстановления						
		1.4.1	Когерентные состояния	16			
		1.4.2	Пары фотонов	19			
2	Реконфигурация интегрально-оптической схемы						
	2.1	Термооптический контур					
	2.2	Предварительная калибровка					
	2.3	3 Адаптивная подстройка					
		2.3.1	Упрощённая подстройка	30			
	2.4	Алгоритмы минимизации					
		2.4.1	Метод роя частиц	33			
		2.4.2	Алгоритм имитации отжига	38			
		2.4.3	Рандомизированный алгоритм стохастической ап-				
			проксимации	43			
		2.4.4	Сравнение алгоритмов	44			
3	Эксперимент						
	3.1	Упрог	цённая подстройка термооптического контура	46			
		3.1.1	Экспериментальная процедура	47			
		3.1.2	Результаты	48			

Davano			70	
3.4	4 Полное управление интерферометром			
	3.3.2	Провал НОМ	65	
	3.3.1	Установка	64	
3.3	Источ	ник пар фотонов	64	
	3.2.2	Cross-talk	61	
	3.2.1	Калибровка	58	
3.2	Предварительная калибровка			

Введение

В последние годы всё больше растёт интерес к исследованиям в области обработки и передачи квантовой информации. Такие физические модели для масштабируемых квантовых вычислений и симуляций как ионы в ловушках [1, 2, 3] и устройства на основе сверхпроводящих контуров [4, 5, 6] являются, пожалуй, наиболее перспективными и многообещающими для демонстрации квантового превосходства (quantum supremacy) – возможности квантовых алгоритмов справляться с задачами, которые не под силу классическим алгоритмам.

Несмотря на то, что фотонные квантовые компьютеры не являются столь популярными, фотоны несомненно остаются главным инструментом для квантовой криптографии и коммуникации [7, 8]. В этой связи активно развиваются методы кросс-платформенной передачи информации: ион - фотон [9], сверхпроводящий контур - фотон [10]. Существуют предложения о связи нескольких вычислительных узлов (возможно с различной физической реализацией кодирования информации) между собой и организации квантовой вычислительной сети [11].

Логичным и неотъемлемым этапом развития фотонных технологий является миниатюризация установок, с помощью которых обрабатываются фотоны, как носители квантовой информации – интегральная фотоника. Данный подход подразумевает наличие всех основных элементов фотоники в интегральной фотонной схеме (on-chip) [12]: источников [13], волноводов и преобразующих элементов [14], детекторов [15].

В данной работе рассматривается "среднее" звено интегральной фотоники – волноводы и преобразующие элементы. Теоретически и экспериментально изучается интегральное фотонное устройство, способное преобразовывать фотонные состояния, тестируются возможности устройства и разрабатываются методы эффективного управления устройством. Глава 1 посвящена теоретическому описанию интегрально-оптических интерферометров, представляется объект исследования, кратко описываются методы изготовления подобных интерферометров, описаны методы изучения подобных устройств.

В главе 2 рассматриваются возможности контроля интегрально-оптических интерферометров с помощью термооптических эффектов. Рассматриваются методы калибровки устройств и методом численных симуляций изучается возможность адаптивного контроля термооптической составляющей.

Заключительная глава 3 представляет собой результаты экспериментального исследования устройства в лаборатории Квантовых Оптических Технологий (кафедра Квантовой электроники, Физический факультет МГУ). Тестируются возможности устройства, проверяется возможность и актуальность адаптивного контроля.

5

1 Интегрально-оптические интерферометры

1.1 Объект исследования

Основным объектом исследования в данной работе является интегрально-оптический интерферометр. Данный объект представляет собой набор волноводов в кварцевом стекле. Волноводы созданы с помощью фемтосекундной лазерной печати и являются пространственно одномодовыми для длины волны 810 нм. Волноводы имеют ширину около 5 мкм, отстоят друг от друга на расстояние 100 мкм и более и находятся на расстоянии около 20 мкм от поверхности стекла. При сближении 2-х волноводов на расстояние порядка 8 мкм излучение начинает переходить из одного волновода в другой, что эффективно можно рассматривать как светоделитель. Коэффициент деления зависит от расстояния между волноводами и длины взаимодействия. В разделе 1.3.2 будет кратко описана технология изготовления подобных волноводов.

Таким образом, светоделитель является основным строительным блоком подобных интерферометров. В силу технических причин, подобные светоделители удобнее изготавливать в виде интерферометров Маха-Цандера (Рис. 1), т.к. в такой реализации коэффициент деления можно легко контролировать изменением фазы θ в волноводе. В итоге, такой строительный блок осуществляет следующее преобразование:



Рисунок 1: Основной строительный блок интегрально-оптических интерферометров – светоделитель с изменяемыми параметрами.



Рисунок 2: Произвольное унитарное преобразование может быть представлено как комбинация светоделителей с фазовой задержкой в одном из входов.

В работе [16] было показано, что любое унитарное преобразование может быть разложено на светоделители с фазовой задержкой в одном из входов (Рис. 2a), т.е. на упомянутые строительные блоки. Далее в работе [17] была предложена более оптимальная с точки зрения технической реализации схема разложения (Рис. 2b), что является мотивацией для использования данного разложения при дизайне интерферометров. Подобная схема позволяет достичь одинаковых потерь излучения при прохождении через структуру для любой пары входного и выходного волновода, что серьёзно сказывается на улучшении fidelity преобразования по сравнению с дизайном "треугольник" [16].

В данной работе исследуется интерферометр 4 × 4. Принципиальная схема интерферометра представлена на Рис. 3. Красные области обозначают места, где планируется контролировать фазовый сдвиг, чтобы изменять преобразование \hat{U} , осуществляемое интерферометром.



Рисунок 3: Принципиальная схема интерферометра 4 × 4. Красные области – места управления фазовым сдвигом.

1.2 Теоретическое описание

Реализованный интерферометр представляет собой набор фазовых задержек и светоделителей, т.е. линейную оптическую схему. Действие линейно оптической схемы $N \times N$ удобно описывать матрицей Λ [18], связывающей операторы рождения/уничтожения в соответствующих волноводах в начале и в конце схемы:

$$\begin{pmatrix} a_1' \\ \vdots \\ a_N' \end{pmatrix} = \Lambda^{\dagger} \begin{pmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_N \end{pmatrix}.$$
 (2)

Данное описание удобно использовать при действии схемы на когерентные состояния поля, которые является собственными состояниями операторов уничтожения.

С точки зрения квантовой оптики и квантовой информатики интересней действие подобной схемы на состояния поля с определённым числом фотонов. Действие линейной оптической схемы \hat{U} на состояние с n_i фотонами в *i*-м входном волноводе можно описать следующий образом:

$$\hat{U}|n_1, ..., n_N\rangle = \prod_{i=1}^N \frac{1}{\sqrt{n_i!}} \left(\sum_{k_i=1}^N \Lambda_{k_i i} a_{k_i}^{\dagger}\right)^{n_i} |0\rangle^{\otimes N}.$$
(3)

Наибольший интерес представляет проекция данного состояния на одно из фоковских состояний на выходе линейной оптической схемы $\langle m_1, ..., m_N | \hat{U} | n_1, ..., n_N \rangle$. Следуя [19], путем преобразований можно получить, что

$$\langle m_1, ..., m_N | \hat{U} | n_1, ..., n_N \rangle =$$

$$\left(\prod_{i=1}^N n_i! \right)^{-1/2} \left(\prod_{j=1}^N m_j! \right)^{-1/2} \operatorname{per} \Lambda[(m_1, ..., m_N) | (n_1, ..., n_N)],$$
(4)

где per обозначает перманент матрицы

$$\operatorname{per} \Lambda = \sum_{\sigma} \prod_{i=1}^{N} \Lambda_{i\sigma_i} \tag{5}$$

и сумма ведётся по всевозможным перестановкам σ ,

а $\Lambda[(m_1, ..., m_N)|(n_1, ..., n_N)]$, обозначает матрицу $N \times N$, составленную из элементов матрицы Λ по следующему принципу. Числа, стоящие в квадратных скобках после матрицы означают, что в новой матрице индекс определённой строки/столбца должен встретиться заданное число раз. Например,

$$\Lambda[(1,1,1)|(0,2,1)] = \begin{pmatrix} \Lambda_{12} & \Lambda_{12} & \Lambda_{13} \\ \Lambda_{22} & \Lambda_{22} & \Lambda_{23} \\ \Lambda_{32} & \Lambda_{32} & \Lambda_{33} \end{pmatrix}.$$
 (6)

Данная запись означает, что индекс первого столбца не используется ни разу, т.к. на первой позиции для столбцов стоит 0, в том время как на второй позиции для столбцов стоит 2 и поэтому индекс второго столбца используется 2 раза.

Формула (4) позволяет вычислить действие линейной оптической схемы на фоковские состояния и разложить итоговое состояния по фоковским состояниям.



Рисунок 4: Время вычисление перманента и детерминанта на ноутбуке в зависимости от размера матрицы N.

Стоит отметить, что вычисление перманента является вычислительно сложной задачей для классического компьютера, в отличии от вычисление детерминанта. На Рис. 4 показано сравнение времени вычисления перманента и детерминанта на ноутбуке для матрицы $N \times N$ в зависимости от размера матрицы N. За счёт того, что вероятности в линейно-оптических схемах выражаются через перманент матрицы, линейно-оптические схемы могут быть использованы для демонстрации квантового превосходства с помощью процедуры сэмплирования бозонов (boson sampling) [20].

1.3 Изготовление

Наиболее популярной технологией для изготовления интегрально-оптических интерферометров является литография [14, 21, 22], однако существуют и альтернативные подходы к изготовлению, например, фемтосекундная лазерная печать [23]. Далее будут кратко рассмотрены эти методы применительно к изготовлению интегрально-оптических интерферометров.

1.3.1 Литография

На данный момент кремниевые технологии являются очень развитыми, что служит хорошей базой для изготовления интегральных оптических структур с их помощью. Примеры волноводных кремниевых устройств приведены на Рис. 5 [14, 22]. В основном используется кремниевый волновод на кварцевой подложке (технология Silicon on insulator, SOI). Изготовление структур может включать в себя химическое осаждение из газовой фазы (CVD), литографию, реактивное ионное травление, а также иные методы изготовления наноструктур. На поверхность кремниевых структур часто наносят плёнки металлов для осуществления реконфигурации свойств структуры [24, 25]. Литографически изготовленные интегрально-оптические структуры отличаются маленьким размером, высокой точностью компонент и быстрым откликом на контролирующее термооптическое или электрооптическое воздействие.

Более того, кремниевая интегральная фотоника стремится создать единое устройство, включающее в себя все основные элементы фотоники:



Рисунок 5: Примеры интегральных оптических устройств, изготовленных при помощи литографии [14, 22]. Слева – волновод с термооптическим контролем фазы. Справа – оптический демультиплексор на основе кремния.



Рисунок 6: Концептуальное изображение полностью интегрального фотонного устройства на основе кремния [12], включающее в себя все основные элементы фотоники: источники, детекторы, волноводы.

источники, детекторы, волноводы. Концепт такого устройства приведён на Рис. 6 [12].

1.3.2 Фемтосекундная лазерная печать

Интегрально-оптический интерферометр, изучаемый в данной работе, был изготовлен с помощью технологии фемтосекундной лазерной печати (ФСЛП). Основными преимуществами ФСЛП перед литографическими методами являются относительная простота и доступность. Фемтосекундные лазеры широко распространены в оптических лабораториях. Более того, фемтосекундная лазерная печать не требует от специалистов в области оптики почти никакого дополнительного опыта и навыков для осуществления ФСЛП, в отличии от литографии. Также, фемтосекундная лазерная печать легко позволяет создавать трёхмерные волноводные структуры [26], что существенно сложнее реализуется при помощи литографии, и структуры для контроля поляризации [27, 28]. К недостатками ФСЛП стоит отнести относительно большой размер структур и меньшую точность и воспроизводимость, по сравнению с литографией.



General overview

Рисунок 7: Установка для фемтосекундной лазерной печать в лаборатории Квантовых Оптических Технологий, кафедра Квантовой электроники, Физический факультет, МГУ.

В нашей лаборатории используется следующая установка для фемтосекундной лазерной печати [29], её схема приведена на Рис. 7. Для печати используется иттербиевый волоконный лазер Menso Systems BlueCut (длительность импульса 400 fs, частота повторения 3 МГц, длина волны 1030 нм, энергия в импульсе при печати 178 нДж), излучение которого генерирует вторую гармонику в кристалле BBO (0.8 мм), поляризация контролируется с помощью полу-волновой пластинки HWP. Около 2% излучение отводится на светодиод PD для контроля мощности и осуществления обратной связи с помощью акусто-оптического модулятора, интегрированного в лазерный модуль. Сигнал на светодиоде ослаблен с помощью нейтрального фильтра ND. Далее излучение с длиной волны 515 нм проходит через регулируемую щель SL и объектив с числовой апертурой NA = 0.55. Образец для печати, блок кварцевого стекла 100 × 50 × 5 мм, помещён на трех-осевую подвижку (AeroTech Fiber-Glide3D).



Рисунок 8: Схематическое изображение основных параметров волноводов.

Сфокусированное излучение лазера изменяет показатель преломления в области фокусировки (около 14 мкм от поверхности), образуя тем самым волновод для нужной длины волны (810 нм). Подвижка движется со скоростью 0.01 мм/с. Волноводы имеют потери на распростране-

Радиус кривизны	80 мм
Расстояние между волноводами на торце, D_{in}	250 мкм
Расстояния между волноводами внутри, D_{wg}	100 мкм
Расстояние взаимодействия волноводов, D _{int}	8.57 мкм
Длина взаимодействия светоделителя, I_{int}	0 мм
Плечо интерферометра Маха-Цандера, <i>I_{arm}</i>	2.5 мм

Таблица 1: Параметры волноводов, созданных с помощью фемтосекундной лазерной печати.

ние около 0.8 дБ/см. Невысокий контраст показателя преломления вынуждает делать плавные изгибы волноводов (радиус кривизны 80 мм), чтобы избежать дополнительных потерь на изгибах волновода. Это является очень серьёзным ограничением технологии ФСЛП, не позволяющих эффективно масштабировать данные интерферометры. Параметры волноводов приведены в Табл. 1, схематическое обозначение параметров представлено на Рис. 8.

1.4 Экспериментальные методы восстановления

Экспериментальные методы восстановления интегрально-оптических интерферометров позволяют определить матрицу преобразования, которое осуществляет устройство. Основным допущением об устройстве является унитарность его преобразования [30, 31, 32].

Для полного восстановления могут использоваться как когерентные состояния света [31], так и скоррелированные пары неразличимых фотонов [30]. Исследуются методы эффективной обработки экспериментальных данных для восстановления унитарных матриц больших размерностей [32].

1.4.1 Когерентные состояния

В работе [31] неизвестная матрица преобразования восстанавливается с помощью когерентных состояний света. Это является главным достоинством метода, т.к. для реализации необходим только лазер и простые фотодетекторы интенсивности.

Идеальный случай Для начала, будем считать потери на заведение излучения в чип нулевыми, тогда матрица чипа M_{jk} связывает входное когерентное состояние на *j*-м входе α_j с выходным на *k*-м выходе β_k следующим образом:

$$\beta_k = \sum_{j=1}^N M_{jk} \alpha_j. \tag{7}$$

Элементы матрицы M являются комплексными числами: $M_{jk} = r_{jk}e^{i\theta_{jk}}$. Восстановление матрицы M происходит в 2 этапа:

1. Определение амплитуд:

На вход j посылается когерентное состояние с интенсивностью I, на остальных входах — вакуумные состояния. Измеряется интенсивность I_k на выходе k. Тогда амплитуды матрицы можно определить, исходя из формулы:

$$r_{jk} = \sqrt{\frac{I_k}{I}}.$$
(8)

Процедура повторяется для всех пар $\{j, k\}$.

2. Определение фаз:

Когерентное состояние посылается на 50 : 50 светоделитель, затем пучки отправляется на входы 1 и j (Рис. 9). В пучок, идущий на вход j вносится регулируемая фазовая задержка ϕ . Измеряется



Рисунок 9: Для определения фазы когерентное состояние посылается на 50 : 50 светоделитель. Далее пучки посылаются на входы 1 и j. В пучок, идущий на вход j, вносится контролируемая фазовая задержка ϕ .

интенсивность I_k на k-м выходе:

$$I_k = I |M_{1k} + M_{jk} e^{i\phi}|^2. (9)$$

Без потери общности можно считать $\theta_{1k} = 0$. Тогда

$$I_1 = I(r_{11}^2 + r_{j1}^2 + 2r_{11}r_{j1}\cos(\phi)), \quad k = 1,$$
(10)

$$I_k = I(r_{1k}^2 + r_{jk}^2 + 2r_{1k}r_{jk}\cos(\phi + \theta_{jk})), \quad k \neq 1.$$
(11)

При варьирование фазового сдвига ϕ интенсивности на выходах меняются. Находя максимум значения I_1 , определяется положение фазового сдвига, при котором $\phi = 0$. Далее по максимуму значения I_k можно определить θ_{jk} :

$$\theta_{jk} = 2\pi - \phi. \tag{12}$$

Учёт потерь Также можно учесть потери при заведении излучения в чип. Для этого можно добавить по N виртуальных входов и выходов к чипу $N \times N$, получится чип $2N \times 2N$. На входы 1..N добавляются



Рисунок 10: Для учёта потерь на заведение излучения в чип можно ввести N дополнительных воображаемых входов и выходов, получив тем самым чип $2N \times 2N$ вместо $N \times N$. Потери учитывается за счёт добавления N светоделителей в изначальные каналы.

светоделители, которые имитируют потери при заведении излучения в чип (Рис. 10). Каждый из светоделителей описывается матрицей:

$$S_j = \begin{pmatrix} \eta_j & -\sqrt{1-\eta_j^2} \\ \sqrt{1-\eta_j^2} & \eta_j \end{pmatrix}.$$
 (13)

Общая матрица из N светоделителей выглядит следующим образом:

$$S_{tot} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{\eta} & -\tilde{\boldsymbol{\eta}} \\ \tilde{\boldsymbol{\eta}} & \boldsymbol{\eta} \end{pmatrix}, \qquad (14)$$

где $\boldsymbol{\eta} = \operatorname{diag}(\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_N), \ \boldsymbol{\tilde{\eta}} = \operatorname{diag}(\sqrt{1 - \eta_1^2}, \sqrt{1 - \eta_2^2}, \dots, \sqrt{1 - \eta_N^2}).$ Итоговая матрица V, учитывающая саму матрицу B чипа $N \times N$, получается произведением матриц:

$$V = S_{tot} \times \begin{pmatrix} B & O \\ O & I \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \boldsymbol{\eta} B & -\boldsymbol{\tilde{\eta}} \\ \boldsymbol{\tilde{\eta}} B & \boldsymbol{\eta} \end{pmatrix}, \qquad (15)$$

где $O - N \times N$ матрица из нулей, $I - N \times N$ единичная матрица. Используя описанную выше процедуру, можно определить матрицу $M = \eta B$. Чтобы извлечь из неё информацию о матрице B, которая задаёт интегрально оптический чип, необходимо знать потери на входе η . Их можно определить, подавая на вход j когерентное состояние с интенсивностью I и измеряя интенсивности на выходах I_k :

$$\eta_j = \sqrt{\frac{1}{I} \sum_{k=1}^N I_k}.$$
(16)

1.4.2 Пары фотонов

Данный метод (Super Stable Tomography, SST) был представлен в работе [30]. В работе используется статистика измерений прохождения пары неразличимых фотонов через интегрально-оптический интерферометр. Преимуществом работы является нечувствительность процедуры восстановления к потерям на заведение в волноводы и эффективности детектирования.

Измерения Рассмотрим часть интегрально-оптического интерферометра, описываемого матрицей 2 × 2:

$$\begin{pmatrix} \tau_{j,k}e^{i\alpha_{j,k}} & \tau_{j,h}e^{i\alpha_{j,h}} \\ \tau_{g,k}e^{i\alpha_{g,k}} & \tau_{g,h}e^{i\alpha_{g,h}} \end{pmatrix},$$
(17)

где k, h – входные моды, j, g – выходные. Потери на заведение в волновод k обозначим s_k , а эффективность детектирования (включая выведение и неидеальность детектора) из волновода j обозначим r_j . Тогда общая

матрица преобразования данного куска схемы с учётом потерь P_2 будет выглядеть так:

$$P_2 = \begin{pmatrix} \sqrt{r_j} & 0\\ 0 & \sqrt{r_g} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau_{j,k} e^{i\alpha_{j,k}} & \tau_{j,h} e^{i\alpha_{j,h}}\\ \tau_{g,k} e^{i\alpha_{g,k}} & \tau_{g,h} e^{i\alpha_{g,h}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sqrt{s_k} & 0\\ 0 & \sqrt{s_h} \end{pmatrix}.$$
 (18)

Пусть S_k фотонов было пущено в волновод k, а другие волноводы не были затронуты. Тогда отсчёты фотодетектора после волновода j будут выражаться как

$$R_{j,k} = S_k s_k \tau_{j,k}^2 r_j. (19)$$

Заметим, что можно получить соотношение, не включающее в себя $s_k.r_j, S_k$, которые трудно измерить в эксперименте:

$$X_{g,h,j,k} \equiv \frac{R_{j,k}R_{g,h}}{R_{j,h}R_{g,k}} = \left(\frac{\tau_{j,k}\tau_{g,h}}{\tau_{j,h}\tau_{g,k}}\right)^2,\tag{20}$$

$$x_{g,h,j,k} \equiv \frac{\tau_{j,k}\tau_{g,h}}{\tau_{j,h}\tau_{g,k}} = \sqrt{\frac{R_{j,k}R_{g,h}}{R_{j,h}R_{g,k}}}.$$
(21)

Отсчёты фотодетекторов $R_{j,k}$ можно непосредственно измерить в эксперименте. Это будет являться первой частью экспериментальных данных, требуемых для восстановления матрицы преобразования.

Эти данные не дают никакой информации о фазах матрицы. Для восстановления фазы требуется измерить результаты прохождения пары неразличимых фотонов через интегрально-оптический интерферометр. Если 2 неразличимых фотона попадают в волноводы k, h то детекторы на выходе волноводов j, g будут детектировать следующее количество совпадений в отсчётах:

$$Q_{g,h,j,k} = |\operatorname{per} P_2|^2 = s_h s_k r_g r_j (\tau_{j,k}^2 \tau_{g,h}^2 + \tau_{g,k}^2 \tau_{j,h}^2) + + 2s_h s_k r_g r_j \tau_{j,k} \tau_{g,h} \tau_{g,k} \tau_{j,h} \cos(\alpha_{j,k} - \alpha_{j,h} - \alpha_{g,k} + \alpha_{g,h}).$$
(22)

Однако, если ввести между фотонами пары задержку, и тем самым сделать их различимыми, то регистрируемые совпадения изменятся из-за пропажи члена, отвечающего за интерференцию:

$$C_{g,h,j,k} = \operatorname{per} |P_2|^2 = s_h s_k r_g r_j (\tau_{j,k}^2 \tau_{g,h}^2 + \tau_{g,k}^2 \tau_{j,h}^2) =$$

$$= R_{j,k} R_{g,h} + R_{g,k} R_{j,h}.$$
(23)

Можно вычислить глубину (видность) провала Хонг-У-Манделя (Hong-Ou-Mandel) [33] :

$$V_{g,h,j,k} \equiv \frac{C_{g,h,j,k} - Q_{g,h,j,k}}{C_{g,h,j,k}} = -2\cos(\alpha_{j,k} - \alpha_{j,h} - \alpha_{g,k} + \alpha_{g,h}) \frac{\tau_{j,k}\tau_{g,h}\tau_{g,k}\tau_{j,h}}{(\tau_{j,k}^2 \tau_{g,h}^2 + \tau_{g,k}^2 \tau_{j,h}^2)}.$$
(24)

Данную видность можно измерить в эксперименте сканируя фазовую задержку между фотонами пары и регистрируя совпадения в отсчётах фотодетекторов. Чтобы получить независящую от потерь комбинацию, введём *y*:

$$y_{g,h,j,k} = x_{g,h,j,k} + x_{g,h,j,k}^{-1}.$$
(25)

Тогда фазы $\alpha_{j,k}$ можно выразить следующим образом:

$$\cos(\alpha_{j,k} - \alpha_{j,h} - \alpha_{g,k} + \alpha_{g,h}) = -\frac{V_{g,h,j,k}y_{g,h,j,k}}{2}.$$
 (26)

Видности провалов являются второй частью экспериментальных данных, требуемых для восстановления матрицы и несущих информацию о фазовых компонентах матрицы.

Восстанавливаемая матрица В работе [30] рассматривается вопрос соотношения матриц, описывающих эквивалентные в экспериментальном смысле линейно-оптические схемы. Основной идеей эквивалентности матриц является тождественность экспериментально полученных данных (отсчёты фотодетекторов $R_{j,k}$ и видности провалов $V_{g,h,j,k}$), полученных от эквивалентных матриц. Отмечаются следующие два свойства: Экспериментальные данные не зависят от фазовых задержек, внесённых в каждый из каналов на входе или выходе интегральнооптического интерферометра. Математически это можно описать, положив эквивалентными матрицы M_a, M_b, связанные следующим образом:

$$M_a = D_1 M_b D_2, (27)$$

где D_1, D_2 – диагональные матриц с фазовыми членами вида $e^{i\phi_j}$. Это означает, что восстанавливаемую матрицу M_1 можно искать в виде матрицы с действительными числами в первой строке и колонке, т.к. матрицы содержащие какие-либо фазы в этих элементах будут ей эквивалентны.

Экспериментальные данные не меняются при комплексном сопряжении матриц, а значит знак фазы элемента восстанавливаемой матрицы α_{2,2} может быть произвольным. Примем α_{2,2} > 0.

Таким образом, восстанавливаемая матрица M_1 имеет вид:

$$\begin{pmatrix} \tau_{1,1} & \tau_{1,2} & \cdots & \tau_{1,m} \\ \tau_{1,1} & \tau_{2,2}e^{i\alpha_{2,2}} & \cdots & \tau_{2,m}e^{i\alpha_{2,m}} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \tau_{m,1} & \tau_{m,2}e^{i\alpha_{m,2}} & \cdots & \tau_{m,m}e^{i\alpha_{m,m}} \end{pmatrix}.$$
(28)

Обработка измерений Процедура восстановления матрицы M_1 начинается с определения модулей фаз $\alpha_{g,h}$. Для этого используется формула (26), в которой j = k = 1:

$$\cos(\alpha_{1,1} - \alpha_{1,h} - \alpha_{g,1} + \alpha_{g,h}) = -\frac{V_{g,h,1,1}y_{g,h,1,1}}{2},$$
(29)

$$\cos(0 - 0 - 0 + \alpha_{g,h}) = -\frac{V_{g,h,1,1}y_{g,h,1,1}}{2},$$
(30)

$$\alpha_{g,h} = \pm \arccos(-\frac{V_{g,h,1,1}y_{g,h,1,1}}{2}).$$
(31)

Здесь использовалось, что фазы элементов первой строки и столбца матрицы M_1 равно нулю.

Формула (31) не позволяет определить знак фазы $\alpha_{g,h}$. Для определения знака рассмотрим формулу (26) при $j, k \neq 1$:

$$\cos(\alpha_{j,k} - \alpha_{j,h} - \alpha_{g,k} + \alpha_{g,h}) = -\frac{V_{g,h,j,k}y_{g,h,j,k}}{2}, \qquad (32)$$

Пусть первые три слагаемых известны, обозначим их за $\beta_{g,h,j,k} = \alpha_{j,k} - \alpha_{j,h} - \alpha_{g,k}$:

$$\cos(\beta_{g,h,j,k} \pm |\alpha_{g,h}|) \stackrel{?}{=} -\frac{V_{g,h,j,k}y_{g,h,j,k}}{2}.$$
(33)

Тогда знак фазы $\alpha_{g,h}$ можно определить по следующей формуле:

$$\operatorname{sgn} \alpha_{g,h} = \operatorname{sgn}[|\cos(\beta_{g,h,j,k} - |\alpha_{g,h}|) - \frac{V_{g,h,j,k}y_{g,h,j,k}}{2}| - |\beta_{g,h,j,k} + |\alpha_{g,h}|) - \frac{V_{g,h,j,k}y_{g,h,j,k}}{2}|],$$
(34)

при этом $b_{g,h,j,k}$ должны быть известны.

Определение всех знаков фаз производится в четыре этапа:

- 1. $\alpha_{2,2}$ принимается положительным.
- 2. Определяются знаки фаз второго столбца $\alpha_{g,2}$ по формуле (34) при j = 1, k = 1, h = 2. Здесь используется уже известный элемент $\alpha_{2,2}$
- 3. Определяются знаки фаз второй строки $\alpha_{2,h}$ по формуле (34) при j = 1, k = 1, g = 2. Здесь используется уже известный элемент $\alpha_{2,2}$
- Определяются остальные неизвестные знаки фаз α_{g,h} по формуле
 (34) при j = 2, k = 2. Здесь используется уже известные элементы второй строки и столбца, полученные выше.

После этой процедуры все фазы $\alpha_{g,h}$ матрицы M_1 являются известными.

Далее происходит определение модулей $\tau_{g,h}$ матрицы M_1 . Выразим все модули $\tau_{g,h}$ через модули первого столбца и строки используя формулу (21):

$$\tau_{g,h} = \frac{\tau_{1,h}\tau_{g,1}}{\tau_{1,1}} x_{g,h,1,1}.$$
(35)

Для определения модулей первого столбца и строки используется унитарность матрицы. Введём M_{μ} :

$$M_{\mu} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & \cdots & 1 \\ 1 & x_{2,2,1,1}e^{i\alpha_{2,2}} & \cdots & x_{2,m,1,1}e^{i\alpha_{2,m}} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 1 & x_{m,2,1,1}e^{i\alpha_{m,2}} & \cdots & x_{m,m,1,1}e^{i\alpha_{m,m}} \end{pmatrix}.$$
 (36)

Тогда решая системы уравнений

$$M_{\mu}^{\dagger} = \begin{pmatrix} \tau_{1,1}^{2} \\ \tau_{2,1}^{2} \\ \vdots \\ \tau_{m,1}^{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}, M_{\mu} = \begin{pmatrix} \tau_{1,1}^{2} \\ \tau_{1,2}^{2} \\ \vdots \\ \tau_{1,m}^{2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}, \qquad (37)$$

можно получить все неизвестные модули.

После этого матрица является полностью восстановленной с точностью до эквивалентности матриц, описанной выше.

2 Реконфигурация интегрально-оптической схемы

При фиксированных значениях фазовых сдвигов φ_i интегрально-оптический интерферометр осуществляет фиксированное преобразование над фотонами. Для реализации произвольного преобразования необходимо иметь возможность контролировать фазы φ_i в ключевых точках интерферометра и тем самым осуществлять реконфигурацию (перестройку) схемы с целью достижения заданного унитарного преобразования \hat{U} . Одним из способов контроля подобных интегрально-оптических схем является использование термооптики [34, 26].

В задачи данной работы входит:

- Теоретическое исследование возможностей управления интегрально-оптическим интерферометром с помощью термооптического контура.
- Разработка простой в реализации адаптивной процедуры контроля термооптического контура. Тестирование процедуры методом численных симуляций, оптимизация процедуры.
- Экспериментальная реализация адаптивной процедуры для управления интегрально-оптическим интерферометром, демонстрация преимуществ адаптивности.
- Изучение метода предварительной калибровки термооптического контура, экспериментальная реализация метода. Оценка паразитных эффектов при нагревании.
- Создание яркого источника неразличимых фотонов с высокой видностью интерференции и стабильностью.

- Наблюдение интерференции от одиночных фотонов в интегральнооптическом интерферометре.
- Реализация заданного унитарного преобразования используя данные предварительной калибровки. Томография преобразования, осуществляемого интерферометром, методом SST.
- Применение адаптивной процедуру к реализации заданного унитарного преобразование. Сравнение адаптивной процедуры с методов предварительной калибровки.

2.1 Термооптический контур

Термооптический контур, реализованной в данной работе (Рис. 11), представляет собой слой металла (нихром), напылённый на кварцевое стекло со стороны волноводов. С помощью установки для фемтосекундной лазерной печати в напылённом слое металла вырезаны электроды, на которые подаётся напряжение. Электроды выполнены таким образом, что самое узкое место каждого электрода находится над ключевой точкой интерферометра, в котором требуется контролировать фазу φ_i . При пропускании тока узкое место электрода нагревает стекло рядом с ним, тем самым изменяя эффективный показатель преломления для света, проходящего через волновод. Таким образом, фазы φ_i контролируются с помощью напряжений, подаваемых на термооптический контур.

Управление интегрально-оптическим интерферометром с помощью термооптического контура является нетривиальной задачей. Для осуществления требуемого унитарного преобразования \hat{U} каждая из управляющих фаз φ_i должны иметь определённое значения, зависящее от требуемой матрицы преобразования. Основные подходы к решению данной задачи рассмотрены далее.



Рисунок 11: Процесс создания термооптического контура с помощью фемтосекундной лазерной печати.

2.2 Предварительная калибровка

Одним из способов решения задачи управления интегрально-оптическим интерферометром с помощью термооптического контура является предварительная калибровка контура. Данный метод подразумевает подготовительную процедуру, во время которой определяется зависимость вносимой в волновод фазы φ_i от напряжения на управляющем электроде V_j . Описанную зависимость можно аппроксимировать следующим выражением:

$$\varphi_i(V) = \alpha_i + \beta_{ii}V_i^2 + \sum_{j \neq i} \beta_{ij}V_j^2 + \gamma_i V_i^3.$$
(38)

Здесь первый член α_i отвечает за фазу вносимую данным участком в отсутствии напряжений на термооптическом контуре, второй член $\beta_{ii}V_i^2$ описывает изменение показателя преломления стекла за счёт нагревания электродов непосредственно над *i*-й ключевой точкой, а третий член обусловлен паразитным распространением тепла от остальных электродов термооптического контура к интересующему месту волновода (т.н. cross-



Рисунок 12: Схема созданного термооптического контура. Красные области – места нагрева.

talk). В идеале, при изготовлении термооптического контура cross-talk следует минимизировать, т.е. должно выполняться условие $\beta_i \equiv \beta_{ii} \gg \beta_{ij}$ для $\forall i$ при $i \neq j$, что существенно упрощает предварительную калибровку и дальнейшее управление схемой. Поправочный член $\gamma_i V_i^3$ можно связать с изменением сопротивления нагревателя при увеличении температуры. Этот член, в свою очередь, тоже имеет cross-talk компоненты γ_{ij} , которые пренебрежимо малы.

Чтобы экспериментально определить зависимость фазы $\varphi_i(V)$ от прикладываемого напряжения можно проделать следующую процедуру. Излучение диодного лазера заводится в один из входов интерферометра, далее напряжение на i-м нагревателе, отвечающем за изменение фазы φ_i изменяется, регистрируются интенсивности света в выходных волноводах. Интенсивность света в одном из выходных волноводов можно описать формулой

$$I_j = A - B\cos\varphi_i(V),\tag{39}$$

$$I_j = A - B\cos(\alpha_i + \beta_{ii}V_i^2 + \gamma_i V_i^3).$$

$$\tag{40}$$

Используя эти данные, можно определить коэффициенты $\alpha_i, \beta_i, \gamma_i$. Данный метод будет хорошо работать, только если cross-talk β_{ij} пренебрежимо мал, иначе при нагревании i-го элемента он будет ощутимо влиять на все фазы $\varphi_{i\neq i}$, а не только на φ_i .

Данный метод был использован в работе [25], что позволило авторам получить среднее fidelity унитарных преобразований выше 0.98. К недостаткам данного метода можно отнести требовательность к реализации интегрально-оптического интерферометра и термооптического контура, поскольку процедура калибровки в большой степени использует априорные знания об устройстве, такие как геометрия расположения волноводов и электродов термооптического контура. Это может быть проблемой при наличии несовершенств в процедуре изготовления, которые нарушают априорные предположения об устройстве.

2.3 Адаптивная подстройка

Альтернативным подходом к использованию термооптического контура является его адаптивная подстройка. Пусть при наборе напряжений $\{V_i\}$ на термооптическом контуре интегрально-оптическим интерферометром реализуется преобразование $\hat{U}(\{V_i\})$. Процедура адаптивной подстройки состоит в том, чтобы путём изменения напряжений V_i и последующих измерений максимально приблизить реализуемое преобразование $\hat{U}(\{V_i\})$ к требуемому преобразованию \hat{U}_{req} . Для сравнения текущего преобразования \hat{U} и требуемого преобразования \hat{U}_{req} следует ввести числовую функцию $f(\hat{U}_1, \hat{U}_2)$. Потребуем от данной функции следующих свойств:

1. $f(\hat{U}_1, \hat{U}_2) = 0 \iff \hat{U}_1 = \hat{U}_2$ 2. $f(\hat{U}_1, \hat{U}_2) \ge 0, \qquad \forall \hat{U}_1, \hat{U}_2$

Выбор конкретной функции зависит от процедуры и поставленных задач и будет обсуждён далее.

Таким образом, процедура адаптивной подстройки сводится к минимизации функции $f(\hat{U}(\{V_i\}), \hat{U}_{req})$ или, что то же самое, $f(\{V_i\})$ (в дальнейшем преимущественно будет использоваться вторая запись для сокращения). Преимуществом данного подхода является отсутствие необходимости каких-либо априорных знаний об устройстве. По сути, устройство в данном случае рассматривается как чёрный ящик с управляющими ручками (напряжения на термооптическом контуре V_i). Адаптивная подстройка теоретически может обеспечивать высокую точность преобразования осуществляемого интегрально-оптическим интерферометром даже при наличии технологических несовершенств. Недостатком метода, безусловно, является необходимость постоянной обратной связи в виде измерений для контроля реализованного преобразования \hat{U} .

2.3.1 Упрощённая подстройка

Для начального тестирования алгоритма и термооптического контура производилась упрощённая подстройка схемы. Под упрошенной подстройкой подразумевается лишь частичный контроль преобразования \hat{U} , который не позволяет достичь условия $\hat{U} = \hat{U}_{req}$ в общем случае.

В этой работе производилась следующая упрощённая подстройка. Когерентное состояние попадает на вход в один из волноводов и распределяется по четырём выходным волноводам. У каждого входящего фотона есть вероятность S_i попасть в один из выходных волноводов. Упрощённая подстройка заключается в том, чтобы измеренный набор вероятностей $\{S_i\}$ соответствовал требуемому $\{S_i^{req}\}$. Мотивацией для тестирования такой подстройки является лёгкость её экспериментальной реализации. Во-первых, в качестве входного состояния может использовать когерентное излучение от диодного лазера и нет необходимости в источнике одиночных фотонов. Во-вторых, требуется измерить только интенсивности излучения на выходе устройства.

Функция для минимизации В качестве функции для минимизации в данном случае может использоваться одно из расстояний для распределений вероятностей [35]. В данной работе для этих целей используется фиделити F (fidelity) [36], аналогичная мере различия квантовых состояний. Пусть есть два дискретных распределения вероятностей $\{p_i\}, \{q_i\},$ тогда фиделити F для них определяется следующим образом:

$$F(\{p_i\}, \{q_i\}) \equiv (\sum_i \sqrt{p_i q_i})^2.$$
 (41)

Аналогично можно вычислить и $F(\{S_i\}, \{S_i^{req}\})$, а в качестве функции для минимизации для удобства взять infidelity:

$$f(\{V_i\}) = 1 - F(\{S_i\}, \{S_i^{req}\}) = 1 - (\sum_i \sqrt{S_i S_i^{req}})^2.$$
(42)

Данная функция имеет приведённые выше свойства.

Численные симуляции Для численной симуляции задачи упрощённой подстройки требуется уметь вычислять функцию $f(\{V_i\})$, которая в свою очередь, требует умения вычислять $S_i(\{V_j\})$. В данном случае S_i можно вычислить по формуле (4):

$$S_i = |\langle 0, ..., 1, ..., 0 | \hat{U} | 1, 0, ..., 0 \rangle|^2.$$
(43)

В формулу (4) входит матрица $\Lambda(\{\varphi_i\})$, зависимость которой от фаз φ_i определяется архитектурой интерферометра (Рис. 3). Фазы φ_i можно аппроксимировать по формуле (38), для численных симуляций crosstalk учитываться не будет. Подставив полученную зависимость $S_i(\{V_j\})$ в формулу (42), можно вычислить требуемую функцию $f(\{V_i\})$.

2.4 Алгоритмы минимизации

Адаптивная подстройка, как описано выше, требует решения задачи поиска минимума функции $f(\{V_i\})$. В эксперименте данная функции может нетривиально зависеть от управляющих параметров и иметь несколько локальных минимумов. В связи с этим следует использовать алгоритм минимизации, который адаптирован для поиска глобального минимума функции.

Экспериментальная реализация адаптивной подстройки требует проводить измерение фотоотсчётов на выходе интегрально-оптического интерферометра при каждом обращении алгоритма минимизации к функции $f({V_i})$, которую требуется минимизировать. Время накопления данных для одного подобного измерения на несколько порядков превышает время вычислений одной итерации алгоритма минимизации на компьютере. Таким образом, при сравнении алгоритмов минимизации не будет учитываться вычислительная сложность алгоритма. Главным количественным критерием сравнения будет служить минимальное достигнутое значение функции при фиксированном числе обращений к функции (фиксированном числе измерений).

Подбор оптимальных параметров для каждого алгоритма будет осуществляться с использованием функции для упрощённой подстройки (42). В общем случае оптимальные параметры могут различаться для

32

каждой функции. Здесь используется именно эта функция, чтобы тестирование алгоритмов было максимально приближено к экспериментальной ситуации.

2.4.1 Метод роя частиц

Метод роя частиц (Particle Swarm Optimization, PSO) основывается на поведении групп животных в природе (роя пчёл, стаи птиц и т. п.) и хорошо подходит для поиска глобального минимума [37, 38]. Алгоритм основан на блуждании набора (роя) точек (частиц) в пространстве переменных функции. Каждая частица имеет 4 параметра:

- Текущая координата x_i
- Текущая скорость v_i
- Координата, в которой частица принимала минимальное значение функции в течении алгоритма p_i
- Координата, в которой частицы-соседи принимали минимальное значение функции в течении алгоритма *l_i*

Соседи В методе роя частиц возможны разные варианты выбора соседей. Так, например, можно расставить частицы по кругу, чтобы у каждой частицы было лишь 2 соседа. В данной работе не будут рассматриваются разные топологии соседства частиц, а используется простейший подход, в котором соседями каждой частицы являются все оставшиеся частицы. Таким образом, координата l_i является общей для всех частиц и будет обозначаться просто l.

Размер роя Размером роя *S* называют количество частиц в рое. В работе [37] предлагается использовать следующую формулу для выбора

размера роя:

$$S = 10 + [2\sqrt{D}],$$
 (44)

где D – размерность пространства переменных функции, в этой задаче D = 12.

Инициализация Каждой частице присваивается случайная координата $x_i(0)$ в пространстве переменных функции. Вычисляются значения функции для каждой частицы, определяется лучшая координата l. Всем частицам присваивается скорость

$$v_i(0) = \frac{U(x_{min}, x_{max}) - x_i(0)}{2},$$
(45)

где U(a, b) означает случайную величину, выбранную из равномерного распределения на отрезке [a, b].

Итерация На шаге n каждая частица перемещается на вектор равный её скорости $v_i(t)$:

$$x_i(n+1) = x_i(n) + v_i(n).$$
(46)

Скорость частиц меняется в соответствии со следующим выражением:

$$v_i(n+1) = wv_i(n) + U(0,c)(p_i(n) - x_i(n)) + U(0,c)(l(n) - x_i(n)), \quad (47)$$

где w, c – параметры алгоритма. Первый член выражения (47) отвечает за инерции движения частиц, второй член заставляет частицу заворачивать в направлении лучшей найденной ею позиции, третий член – в направлении лучшей позиции, найденной всем роем.

Обновляются значения $p_i(n+1), l(n+1)$. При достижении заданной точности алгоритм останавливается. Результатом алгоритма является координата l, которая является точкой с наименьшим значение функции, найденной алгоритмом к данному моменту.

Подбор параметров В работе [37] рекомендуются следующие значения параметров:

$$S = 10 + [2\sqrt{D}],$$

$$w = \frac{1}{2\ln(2)},$$

$$c = \frac{1}{2} + \ln(2).$$

(48)

Для использования алгоритма PSO в задаче упрощённой подстройки подбор параметров алгоритма производился отдельно. За основы были выбраны предложенные в литературе значения параметров (48).

Далее производилось варьирование каждого из параметров по отдельности и сравнение достигнутого значения функции за определённое число вызовов функции N. Для каждого значения параметра производилась усреднение по 2000 проходам алгоритма. Максимальное значение N = 300 было выбрано исходя из экспериментальных соображений, как будет видно далее, в эксперименте алгоритмы перестают сходится примерно после N = 250 вызовов функции из-за экспериментальных ошибок.

Результаты сравнения приведены на Рис. 13. Оптимальное значение параметра w выглядит сходящимся к предложенному значению с ростом N, и изменение данного параметра может отрицательно сказаться на сходимости. График поведения алгоритма при оптимальных, исходя из графиков на Рис. 13, значениях в сравнении с предложенными значениями приведён на Рис. 14. Каждая кривая усреднена по 100 проходам алгоритма. Как видно, при значимом изменении параметра инерции wсходимость сильно ухудшается. Скорее всего, это связано с залипанием в локальных минимумах функции, что подтверждается графиком поведения каждого из проходов алгоритма по отдельности (без усреднения) при значениях параметров w = 0.6, c = 1.2, S = 12 на Рис. 15



Рисунок 13: Сравнение достигнутых значений функции за определённое число вызовов функции N при варьировании по отдельности параметров алгоритма PSO. Пунктирной линией показаны предложенные в литературе значения параметров (48). Каждая точка усреднена по 2000 проходов алгоритма.


Рисунок 14: График поведения алгоритма PSO при оптимальных, исходя из графиков на Рис. 5, значениях в сравнении с предложенными значениями. Каждая кривая усреднена по 100 проходам алгоритма.

В итоге были выбраны следующие значения параметров алгоритма:

$$S = 12,$$

 $w = \frac{1}{2\ln(2)},$ (49)
 $c = 0.5.$



Рисунок 15: График поведения каждого из проходов алгоритма PSO по отдельности (без усреднения) при значениях параметров w = 0.6, c = 1.2, S = 12

2.4.2 Алгоритм имитации отжига

Другим примером алгоритмов, приспособленных для поиска глобального минимума, является семейство алгоритмов имитации отжига, напоминающих процесс отжига металлов [39]. Алгоритм заключается в случайном блуждании точки, совершающей шаги в случайном направлении на случайную величину. Вероятность совершить шаг зависит от разности значений функции в старой и новой точках и имеют примерно следующий вид:

$$P(\Delta f) = e^{-\frac{\Delta f}{T}},\tag{50}$$

где Δf - разница значений функции в старой и новой точках, T - температура, которая понижается с каждой итерацией алгоритма. Алгоритмы семейства варьируются способом понижения температуры и параметрами случайного блуждания.

Очень быстрый алгоритм имитации отжига В работе используется разновидность алгоритма, называемая очень быстрый алгоритм имитации отжига (Very Fast Simulated Annealing, VFSA). Каждая итерация алгоритма выглядит следующим образом:

1. Точка совершает случайное блуждание в точку x(n+1) из точки x(n). Для этого выбирается переменная из распределения

$$g(Y) = \frac{1}{2} + \frac{\operatorname{sgn}(Y)}{2} \frac{\ln(1 + \frac{|Y|}{T})}{\ln(1 + \frac{1}{T})}.$$
(51)

Такую переменную *у* можно получить, если использовать следующую формулу:

$$y = \operatorname{sgn}(u - 0.5)T[(1 + \frac{1}{T})^{|2u-1|} - 1],$$
(52)

где u = U(0, 1) выбрана из равномерного распределение на отрезке [0, 1]. Таким образом, новая точка

$$x(n+1) = x(n) + \alpha y(x_{max} - x_{min}),$$
 (53)

где а является параметром алгоритма.

2. Шаг в точку x(n+1) принимается, если значение функции в ней меньше. В противном случае шаг принимается с вероятностью

$$P(\Delta f) = e^{-\frac{\Delta f}{T}}.$$
(54)

То есть точка может шагнуть в точку даже с большим значением функции, но эта вероятность падает с понижением температуры (с ростом номера итерации n).

3. Температура понижается исходя из следующего выражения:

$$T(n) = T_0 \exp(-cn^{\frac{1}{D}}), \qquad (55)$$

где T_0, c являются параметрами алгоритма, а D - размерность пространства переменных функции. Вообще, температура T может быть разной по разным переменным функции, но в данной работе это не используется.

Алгоритм останавливается при достижении заданной точности. Ответом является точка с наименьшем значением функции, встреченная на протяжении алгоритма.

Подбор параметров Для использования алгоритма VFSA в задаче упрощённой подстройки подбор параметров алгоритма производился отдельно. За основы были выбраны следующие базовые значения параметров:

$$T_0 = 1,$$

 $c = 11,$ (56)
 $\alpha = 0.2.$

Далее производилось варьирование каждого из параметров по отдельности и сравнение достигнутого значения функции за определённое число вызовов функции N. Для каждого значения параметра производилась усреднение по 2000 проходам алгоритма. Максимальное значение N = 300 было выбрано исходя из экспериментальных соображений, как будет видно далее, в эксперименте алгоритмы перестают сходится примерно после N = 250 вызовов функции из-за экспериментальных ошибок.

Результаты сравнения приведены на Рис. 16. Как видно, значения параметров T_0, α , слабо сказываются на сходимости алгоритма, если они



Рисунок 16: Сравнение достигнутых значений функции за определённое число вызовов функции N при варьировании по отдельности параметров алгоритма VFSA. Каждая точка усреднена по 2000 проходов алгоритма.

превышают некий порог. Были выбраны значения $T_0 = 2, \alpha = 0.3$. Оптимальное значение параметра *c* увеличивается с числом вызовов функции *N*. В этом можно убедиться рассмотрев график сходимости алгоритма при разных значениях параметра *c* на Рис. 17. Каждая кривая была усреднена по 100 проходам алгоритма. Значение c = 10 можно считать оптимальным, если считать, что в эксперименте будет произведено 200 - 300 обращений к функции.



Рисунок 17: График сходимости алгоритма VFSA при разных значениях параметра *с*. Каждая кривая была усреднена по 100 проходам алгоритма.

В итоге были выбраны следующие значения параметров алгоритма:

$$T_0 = 2,$$

 $c = 10,$ (57)
 $\alpha = 0.3.$

2.4.3 Рандомизированный алгоритм стохастической аппроксимации

Данный алгоритм (Simultaneous Perturbation Stochastic Approximation, SPSA) [40] очень схож с алгоритмом градиентного спуска и не очень подходит для поиска глобального минимума, т.к. больше заточен на быстрое нахождение локального минимума.

На каждом шаге n алгоритма используется градиент функции в случайном направлении dx_n . Оценкой градиента в данном случае является:

$$g_n(x_n) = \frac{f(x_n + dn_x) - f(x_n - dn_x)}{2dx_n},$$
(58)

где dx_n уменьшается с каждым следующим шагом:

$$dx_n = b_n x_0, \tag{59}$$

Далее точка x_n сдвигается согласно правилу:

$$x_{n+1} = x_n + a_n g_n(x_n). (60)$$

Имеется 2 параметра алгоритма a_n, b_n , которые меняются следующим образом по ходу алгоритма:

$$a_n = \frac{a_1}{(n+1+a_2)^s},\tag{61}$$

$$b_n = \frac{b_1}{(n+1)^t}.$$
 (62)

В итоге у алгоритма SPSA есть 5 параметров, подбор который производился аналогично предыдущим пунктам. Были выбраны следующие значения параметров:

$$a_1 = 5000000,$$

 $a_2 = 5,$
 $s = 1,$ (63)

 $b_1 = 0.005,$ t = 0.2.

2.4.4 Сравнение алгоритмов

График сравнение сходимости алгоритмов при оптимальных для задачи параметрах приведён на Рис. 18, каждая кривая усреднена по 1000 проходам алгоритма. VFSA имеет несколько лучшую сходимость по сравнению с PSO, однако в данных симуляциях не учитываются экспериментальные ошибки и возможные флуктуации измеряемых величин. Алгоритм SPSA показал частое падение в локальные минимумы и был исключён из дальнейшего рассмотрения.



Рисунок 18: График сравнение сходимости алгоритмов при оптимальных для задачи параметрах. Каждая кривая усреднена по 1000 проходов алгоритма.

Шумные измерения Пусть в силу каких-то причин экспериментально измеренные вероятности S_i флуктуируют, например, из-за флуктуации интенсивности. Для простоты рассмотрим следующую модель: каждая из вероятностей S_i отклоняется на случайную величину $\Delta \in U(-S_{noise}, S_{noise})$, затем $S'_i = S_i + \Delta$ нормируются. Подобное поведение позволит алгоритмам минимизации сходиться не до бесконечности, а лишь до определённого значения функции, который тем больше, чем больше уровень шума S_{noise} .

График сходимости алгоритмов при разных уровнях шума S_{noise} приведён на Рис. 19, каждая кривая усреднена по 1000 проходам алгоритма. Видно, что алгоритм PSO чуть лучше справляется с шумом, чем VFSA. Таким образом, выбор алгоритма для эксперимента не однозначен и требует дальнейшего изучения в самом эксперименте.



Рисунок 19: График сходимости алгоритмов при разных уровнях шума S_{noise} . Каждая кривая усреднена по 1000 проходам алгоритма.

3 Эксперимент

В эксперименте тестируется и исследуется устройство, состоящее из следующих частей:

- Интегрально-оптический интерферометр, напечатанный фемтосекундной лазерной печатью в кварцевом стекле согласно схеме на Рис. 3
- Электроды на поверхности стекла вблизи волноводов, вырезанные в напылённом слое металла лазерной печатью таким образом, чтобы обеспечить нагрев определённых мест волноводов в соответствии с Рис. 3
- Печатная плата, обеспечивающая удобный интерфейс доступа к электродам
- Два массива волноводов на расстоянии 250 мкм, приклеенных к торцу кварцевого стекла и обеспечивающих заведение/выведение света в/из интегрально-оптического интерферометра.

Схема сборки и сборка устройства представлены на Рис. 20,21. Устройство имеет 4 волоконных входа и выхода и 12 каналов для контроля термооптического контура.

3.1 Упрощённая подстройка термооптического контура

Для тестирования термооптического контура и алгоритмов минимизации в эксперименте производилась процедура упрощённой подстройки. Описание процедуры приведено в разделе 2.3.1. В данном пункте описаны аспекты экспериментальной реализации процедуры.



Рисунок 20: Схема финальной сборки устройства.

Рисунок 21: Финальная сборка устройства.

3.1.1 Экспериментальная процедура

В качестве источника излучения для процедуры упрощённой подстройки используется диодный лазер с длиной волны 810 нм. Излучение лазера заводится в одномодовое волокно, которое соединено с одним из волоконных входов интегрально-оптической схемы. Все 4 волоконных выхода интерферометра присоединены к фотодетекторам, результат измерений которых позволяет вычислить вероятности S_i . Задачей процедуры подстройки является перевести всё излучение из 2-го канала интерферометра в 3-й (например), используя термооптический контур. Схематично задача изображена на Рис. 22.

Измеренные фотодетекторами интенсивности I_i позволяют вычислить вероятность фотона попасть в один из выходных каналов:

$$S_{i} = \frac{I_{i} - I_{i}^{bg}}{\sum_{j=i}^{4} I_{i} - I_{i}^{bg}},$$
(64)

где I_i^{bg} фоновый шум в канале *i*. Далее на основе S_i алгоритм минимизации вычисляет функцию (42). Требуемой выходной конфигурацией в данном случае является

$$S^{req} = \{0, 0, 1, 0\}.$$
(65)



Рисунок 22: Схематичное изображение процедуру упрощённой подстройки термооптического контура.

Контролируя с помощью компьютера 12 напряжений V_i на электродах термооптического контура алгоритм реконфигурирует интегрально-оптический интерферометр и обеспечивает сходимость к требуемой конфигурации.

В общем случае выходная конфигурация S^{req} может быть произвольной, тогда как входная конфигурация в данной экспериментальной реализации зависит только от того в какой входной волновод направляется излучение лазера.

3.1.2 Результаты

В данном разделе продемонстрированы основные результаты процедуры упрощённой подстройки применённой к сборке устройства (Рис. 21).

В эксперименте достаточно трудно учесть фоновый шум I_{bg} , т.к. основной вклад в эту величину даёт излучение, рассеянное в массиве стекла, не попавшее в волноводы. Точно учесть величину интенсивности этого излучения достаточно сложно. Уменьшить влияние фонового шума такого рода можно посредством установки на выходе массива одномодовых волокон вместо многомодовых. В последующих результатах использовались многомодовые волокна на выходах интегрально-оптического интерферометра, а фоновым шумом пренебрегали $I_{bq} = 0$.

Время нагрева В первую очередь были изучены временные характеристики отклика интегрально-оптического интерферометра на термооптическое воздействие. Стоит отметить, что данный отклик различается в случае нагревания одного волновода одним электродом контура и в случае одновременного нагревания всех электродов для установления определённой конфигурации преобразования.

Вначале рассмотрим нагревание одного волновода. Для изучения отклика на один из электродов контура подавался прямоугольный сигнал с генератора импульсов, а интенсивность на выходе одного из волноводов интерферометра снималась фотодиодом и регистрировалась на осциллографе. Амплитуда импульса была такова, чтобы обеспечить изменение фазы в соответствующем интерферометре Маха-Цандера на 2π при установлении равновесия. Результаты представлены на Рис. 23. Волновод интерферометра реагирует на воздействие электрода для изменения фазы на 90% от требуемого значения (2π) за $t_1^h = 13$ мс при нагревании и за $t_1^c = 10$ мс при охлаждении. Таким образом, можно считать, что время переключения одного волновода с помощью одного нагревательного элемента $t_1 \approx 15$ мс.

Другая ситуация имеет место при нагревании всего интегрально-оптического интерферометра для достижения определённой конфигурации распределения тепла по волноводам. Данное время отклика важно, т.к. основной задачей термооптического контура является реализация задан-



Рисунок 23: Изменение фазы в волноводе интрегрально-оптического интерферометра Маха-Цандера при подачи прямоугольного импульса. Амплитуда импульса была такова, чтобы обеспечить изменение фазы в соответствующем интерферометре Маха-Цандера на 2π при установлении равновесия.

ного унитарного преобразования в интерферометре.

Для характеризации времени отклика на такое воздействие использовалась процедура упрощённой подстройки. Производилась подстройка устройства к случайно сгенерированной выходной конфигурации S^{req} , при этом $\sum_{i=1}^{4} S_i^{req} = 1$. В качестве алгоритма оптимизации использовался VFSA (см. раздел 2.4.2). На каждом шагу алгоритма устанавливается определённая конфигурации напряжений, затем установка находилась в режиме ожидания время t_2 , затем регистрировались показания фотодиодов. Время t_2 , которое необходимо системе чтобы некоторая тепловая конфигурация установилась, варьировалось. Для каждого значения t_2 было произведено 10 проходов алгоритма VFSA, результаты усреднялись.



Рисунок 24: Зависимость infidelity усреднённая по 10 проходам алгоритма VFSA (300 итераций) в процедуре упрощённой достройки при разных временах ожидания t_2 . Для каждого прохода алгоритма регистрировалось наилучшее достигнутое значение (Best) и значение в конфигурации напряжений, при которой было достигнуто наилучшее значение, измеренное сразу после работы алгоритма (Final).

Основными интересующими результатами в данном случае являлись наименьшее значение infidelity, достигнутое алгоритмом на протяжении работы и воспроизводимость этого результата. Допустим, во время работы алгоритма при конфигурации напряжений V было достигнуто значение infidelity $1 - F_{best}$, тогда если после работы алгоритма установить устройство в такую же конфигурацию напряжений V, то можно измерить новое значение infidelity $1 - F_{final}$. Если эти 2 значения F_{best} и F_{final} мало различаются, то можно говорить о хорошей воспроизводимости результата. Для каждого прохода алгоритма регистрировалось наилучшее достигнутое значение (Best) и значение в конфигурации напряжений, при которой было достигнуто наилучшее значение, измеренное сразу после работы алгоритма (Final).

На Рис. 24 приведена зависимость infidelity усреднённая по 10 проходам алгоритма VFSA (300 итераций) в процедуре упрощённой подстройки при разных временах ожидания t_2 . Со значения времён $t_2 \approx 150$ мс значения infidelity наиболее низкие и очень хорошо воспроизводятся. Таким образом, можно считать, что время установления устойчивого распределения температур в интегрально-оптическом интерферометре порядка 150 мс, что значительно больше времени отклика одного волновода на воздействие термооптического контура $t_1 = 15$ мс. Этот факт может свидетельствовать о том, что нельзя пренебрегать действием нагревателя на соседние волноводы и всю схему в целом, что выставляет в выгодном свете адаптивную процедуру подстройки, которая опирается на минимум априорных предположений. В дальнейшей работе после любой установки напряжений время ожидания составляло 180 мс.

Сравнение алгоритмов оптимизации Стоит отдельно сравнить работу алгоритмов оптимизации в эксперименте, т.к. численные симуляции могли должным образом не учитывать все ошибки и несовершенства эксперимента.

При сравнении для каждого алгоритма использовались параметры, подобранные ранее в численных симуляциях. Результаты сравнения 3х алгоритмов оптимизации, усреднённые по 10 проходам для каждого алгоритма, приведены на Рис. 25. По результатам сравнения для дальнейшего использования в задаче упрощённой подстройки был выбран алгоритм имитации отжига (VFSA).

52



Рисунок 25: Экспериментальные результаты работы алгоритмов минимизации в задаче упрощённой подстройки. Каждая кривая усреднена по 10 проходам алгоритма.

Управляемость Следующей важной характеристикой устройства является управляемость, а именно то, насколько хорошо достигается требуемое унитарное преобразование. Процедура упрощённой подстройки не позволяет протестировать управляемость полностью, поскольку во время данной процедуры никак не измеряются фазовые компоненты матрицы унитарного преобразования. Тем не менее, с помощью упрощённой подстройки вполне можно оценить управляемость, хотя бы со стороны модулей матричных элементов.

Хорошая управляемость в терминах упрощённой подстройки означает достижимость низких infidelity для любых наперёд заданных конфигураций S^{req} . Следовательно, следующее было протестировано: излучение диодного лазера заводилось в 3-й входной волновод, далее алгоритм оптимизации VFSA (300 итераций) приводил излучение на выходе к заданной случайно сгенерированной конфигурации S^{req} с помощью термооптического контура. Данная процедура повторялась 300 раз, каждый раз распределение S^{req} генерировалось заново. Гистограмма распределения финальных infidelity при подстройке интерферометра под случайные выходные конфигурации S^{req} после 300 итераций алгоритма VFSA приведена на Рис. 26. Таким образом, для случайной конфигурации достигается infidelity $10^{-3.5\pm0.9}$.



Рисунок 26: Гистограмма распределения финальных infidelity при подстройке интерферометра под случайные выходные конфигурации *S^{req}* после 300 итераций алгоритма VFSA.

Другая ситуация имеет место при попытке привести выходное излучение к какой-нибудь предельной конфигурации, например $S^{req} = \{1, 0, 0, 0\}$, т.е. перевести всё излучение в 1-й выходной волновод. Отличие состоит в том, что в остальных волноводах будет присутствовать фоновый шум от излучения, рассеянного на всей структуре. Таким образом, сходимость к выходным конфигурациям, содержащим 0 в одном из выходов, будут иметь более низкие значения fidelity. На Рис. 27 представлен график сходимости алгоритма VFSA (300 итераций) при сходимости к разным выходным конфигурациям из 3-го входа. Результаты усреднены по 10 проходам работы алгоритма. Запись $3 \rightarrow 1$ означает, что алгоритм переводил излучение в 3-го входного волновода в конфигурацию $S^{req} = \{1, 0, 0, 0\}$. Основной причиной плохой сходимости при переключении в один из выходов является как раз фоновый шум в остальных 3-х выходных волноводах. Также можно сделать вывод, что 200-250 итераций алгоритма VFSA достаточно для выхода на итоговую точность.



Рисунок 27: График сходимости алгоритма VFSA (300 итераций) при сходимости к разным выходным конфигурациям из 3-го входа. Результаты усреднены по 10 проходам работы алгоритма.

Переключение Отдельно производилась проверка возможности перевода излучения из любого входного волновода в любой выходной. Для данной проверки так же использовался алгоритм VFSA и процедура упрощённой подстройки. Итоговые полученные infidelity при работе алгоритма VFSA (300 итераций), усреднённые по 10 проходам работы алгоритма, при переключении излучения из одного входного волновода в другой приведены на Рис. 28 и Табл. 2.

Заметна общая тенденция: чем больше светоделителей проходит свет на пути из какого-то входа к какому-то выходу, тем более низкое fidelity достигает алгоритм VFSA (см. Рис. 29).

Также видно, что переключение 4 → 1 удаётся очень плохо. Это может быть связано с неидеальностями в изготовлении структуры интегрально-оптического интерферометра или неточностью расположения электродов термооптического контура относительно волноводов.

		Output				
		1	2	3	4	
Input	1	0.040 ± 0.006	0.097 ± 0.017	0.152 ± 0.018	0.176 ± 0.003	
	2	0.066 ± 0.009	0.095 ± 0.014	0.103 ± 0.014	0.132 ± 0.081	
	3	0.129 ± 0.004	0.103 ± 0.041	0.062 ± 0.007	0.027 ± 0.006	
	4	0.669 ± 0.034	0.200 ± 0.041	0.122 ± 0.042	0.010 ± 0.002	

Таблица 2: Результаты работы алгоритма VFSA (300 итераций) в процедуре упрощённой подстройки для разных входных/выходных конфигурациях. Приведены infidelity, усреднённые по 10 проходам алгоритма.



Рисунок 28: Результаты работы алгоритма VFSA (300 итераций) в процедуре упрощённой подстройки для разных входных/выходных конфигураций. Приведены infidelity, усреднённые по 10 проходам алгоритма.

3.2 Предварительная калибровка

Интегрально-оптический интерферометр, снабжённый термооптическим контуром может реализовывать произвольное унитарное преобразование SU(4). Для достижения высоких fidelity заданного преобразования требуется знать, какие токи должны пропускаться через электроды термооптического контура. Данные токи можно вычислить, произведя предварительную калибровку каждого из нагревателей. Теоретические аспекты данной процедуру описаны в разделе 2.2. Здесь же данная процедура реализуется экспериментально, а так же осуществляется попыт-



Рисунок 29: Смеха взаимодействия интерферометра и термооптического контура. Пронумерованные красные области – нагреватели, места управления фазовым сдвигом.

ка оценить перекрёстное нагревание (cross-talk) – нагревание электродом другого волновода, не ближайшего к электроду.

Реализованное устройство имеет 12 нагревательных элементов. Примерная схема нанесения элементов на стекло приведена на Рис. 12, а нумерация нагревателей на Рис. 29.

3.2.1 Калибровка

В разделе 2.2 было приведено, что мощность (интенсивность) излучения на выходах интерферометра при изменении тока (напряжения) через какой-либо нагреватель можно представить в виде:

$$P_j = A - B\cos\varphi_i(I). \tag{66}$$

В эксперименте используется источник тока, а не напряжения, поэтому в дальнейшем в формулах будет фигурировать ток, а не напряжение, как ранее.

Задача предварительной калибровки состоит в том, чтобы точно опре-



Рисунок 30: Графики изменения интенсивностей на выходах интерферометра при изменении тока через каждый из нагревателей по отдельности. Излучение диодного лазера заведено во 2-й входной волновод.

делить зависимость $\varphi_i(I)$ для каждой пары нагреватель-волновод. Далее полученные зависимости можно использовать, чтобы выставлять наперёд заданные фазы в требуемых местах интерферометра.

Если пренебречь cross-talk между нагревателями и удалёнными от них волноводами (по задумке этот эффект должен отсутствовать), то



Рисунок 31: Данные для калибровки фазы, вносимой нагревателем 8. Приведены зависимости мощности излучения на разных выходах в зависимости от тока нагревателя и их аппроксимация по формуле (66).

уравнение (66) можно преобразовать:

$$P_j = A - B\cos(\alpha_i + \beta_{ii}I_i^2 + \gamma_i I_i^3).$$
(67)

Требуется определить значения α_i , β_{ii} , γ_i для каждого нагревателя. Для этого были сняты следующие данные: излучение диодного лазера заводилось во второй входной волновод, ток на каждом из нагревателей по очереди менялся от 0 до 32 мA, регистрировалась мощность излучения на всех выходах интерферометра. Результаты приведены на Рис. 30.

На Рис. 31 приведён один из графиков из Рис. 30, характеризующий 8-й нагреватель. Зависимость мощности в 4-м выходном волноводе опущена, т.к. она близка к нулю и не даёт никакой информации. Зависимости мощности в выходах 1-3 аппроксимированы с помощью формулы (67). Значения параметров приведены в Табл. 3.

		Параметры				
		$\alpha_8,$ рад	$eta_{88}, 10^{-3} ext{ pad/мA}^2$	$\left \ \gamma_8, 10^{-5} \ \mathrm{pag}/\mathrm{MA^3} ight $		
Выход	1	-0.942 ± 0.003	7.45 ± 0.03	3.72 ± 0.09		
	2	-1.046 ± 0.005	7.42 ± 0.06	4.07 ± 0.19		
	3	-0.724 ± 0.005	7.10 ± 0.04	4.90 ± 0.12		

Таблица 3: Значения параметров при аппроксимации результатов калибровки нагревателя 8 с помощью модели (67).

Результаты аппроксимации разных кривых дают параметры калибровки, которые должны совпадать для разных выходов, т.к. ток варьировался на одном и том же нагревателе. Видно, что полученные данные находятся в неплохом согласии друг с другом. На Рис. 32 приведены зависимости фазы, вносимой нагревателем 8, определённой по результатам аппроксимации разных кривых. Кривые лежат достаточно близко, что свидетельствует о согласии полученных результатов и применимости модели и метода калибровки.

Нагреватели 1,7 несколько отличаются от остальных, поскольку они не могут повлиять на интенсивность в выходных волноводах при излучении заведённом лишь в один входной волновод, т.к. вносят начальную общую фазовую задержку и не влияют на интерференцию. Однако данную проблему можно решить, заведя излучения в 1,4 входные волноводы. Тогда интерференционные кривые при изменении фаз $\varphi_{1,7}$ будет наблюдаться.

3.2.2 Cross-talk

Ранее было упомянуто, что может иметь место так называемый crosstalk, нагревание одним нагревателем областей под другими нагревателя-



Рисунок 32: Зависимости фазы, вносимой нагревателем 8, от тока через нагреватель, определённая по результатам аппроксимации разных кривых по формуле (67).

ми. В формуле (67) этому бы соответствовали недиагональные члены $\beta_{i\neq j}$. Cross-talk можно примерно оценить при помощи графика для первого нагревателя на Рис. 30. При отсутствии cross-talk кривые на Рис. 33 должны быть константами. Однако, 1-й нагреватель, видимо, нагревает область интерферометра под 2-м нагревателем и, тем самым изменяет интенсивности на выходах.

Данные кривые так же можно аппроксимировать по формуле (67) и получить коэффициент β_{21} , который позволит оценить cross-talk. Аппроксимация трёх разных кривых даёт значения $\beta_{21} = \{1.5 \pm 43.1, 0.8 \pm 4.3, 0.16 \pm 23.24\}10^{-3}$ рад/мА². Видно, что во всех трёх случаях ошибка очень большая и достоверно говорить об определённом значении crosstalk сложно. Технически увеличить токи до больших значений не представляется возможным с текущим устройством, поскольку при больших



Рисунок 33: Изменение интенсивностей выходного излучения при нагревании 1-м нагревателем области под 2-м нагревателем. Демонстрируется эффект cross-talk.

токах металлическая плёнка, образующая термооптический контур начинает отслаиваться и рваться. При более длительном усреднении каждой точки на кривой или увеличении количества точек начинает сказываться изменение интенсивности самого диодного лазера. Теоретически, можно было бы регистрировать входную интенсивность отдельно и нормировать на это значения в каждый момент времени, но данное измерение проделано не было.

Оценка значений cross-talk показывает, что мощность нагрева соседних волноводов меньше мощности нагрева волноводов ровно под нагревателем всего на 1 порядок величины (здесь сравниваются β_{88} и β_{21}). Это означает, что в текущей версии устройства cross-talk присутствует на ощутимом уровне и пренебречь им нельзя. В пользу этого предположения говорит так же сильное различие времён t_1 и t_2 в разделе 3.1.2, т.к. нагревание области под соседними волноводами требует больше времени. Это же подтверждает график на Рис. 24.

Однако, адаптивная подстройка конфигурации токов не чувствительна к наличию cross-talk и позволяет достигать высоких fidelity, как было показано в разделе 3.1. Благодаря этому, методы адаптивной подстройки, использовавшиеся в упрощённой подстройке термооптического контура являются крайне эффективными для подобного рода устройств.

3.3 Источник пар фотонов

Для наблюдения интерференции от отдельных фотонов в интегрально-оптическом интерферометре требуется источник неразличимых фотонов. Одним из вариантов реализации такого источника может быть спонтанное параметрическое рассеяние света (СПР) [41], который и был воплощён в эксперименте. Альтернативой данному виду источника являются источники на основе квантовых точек [42], центров окраски и прочее [43].

3.3.1 Установка

Экспериментальная установка, являющаяся источником пар неразличимых фотонов представлена на Рис. 34. Диодный лазер с внешним резонатором Ondax PowerLocker с длиной волны излучения 405 нм фокусируется (линза L1) в нелинейный периодически поляризованный кристалл титанил фосфата калия PPKTP. Периодическая структура кристалла позволяет замкнуть квази-синхронизм типа II (еое) в коллинеарном частотно-вырожденном режиме, поляризация накачки подстраивается полу-волновой пластинкой WP. Накачка отфильтровывается с



Рисунок 34: Экспериментальная реализация источника пар фотонов.

помощью фильтра низких частот F и узкополосного интерференционного фильтра на 810 ± 10 нм IF. Рождённые в процессе спонтанного параметрического рассеяния фотоны разделяются по поляризации на 2 канала с помощью поляризационного светоделителя PBS. В отражённом канале с помощью зеркальной призмы MRAK и уголкового отражателя RR создана линия фазовой задержки. Уголковый отражатель двигается с помощью контролируемой компьютером микрометрической подвижки. В проходящем же канале находятся полу-волновая HWP и четверть-волновая QWP пластинки, позволяющие подстраивать поляризацию одного фотона под другой для последующей интерференции. Оба фотона пары заводятся в одномодовое волокно SMF, линза L2 обеспечивает оптимальную эффективность заведения. Фотоны регистрируются с помощью лавинных фотодиодов Laser Components Count S.

3.3.2 Провал НОМ

Перед наблюдением интерференции фотонов в интегрально-оптическом интерферометре способность фотонов пары эффективно интерферировать была оптимизирована с помощью наблюдения провала Хонг-

65

У-Манделя [33, 44] в волоконном светоделителе FBS.

При одновременном приходе на светоделитель 50:50 двух абсолютно неразличимых фотонов, фотоны пары вместе попадают в одно из плеч светоделителя, что приводит к 100% провалу в совпадениях после светоделителя:

$$|11\rangle \xrightarrow{FBS} (|20\rangle - |02\rangle)\sqrt{2}.$$
 (68)

Совпадением здесь называется событие, при котором каждый из фотодиодов регистрирует приход фотона и разница между этими приходами меньше $\tau \approx 4$ нс.

В эксперименте на глубину провала влияют следующие факторы, отличие каждого из которых от идеальных условий уменьшает глубину провала:

• Коэффициент деления светоделителя

Должен быть 50:50.

В работе для тестирования использовался волоконный светоделитель 50:50 для 780 нм. Соответственно, глубина провала на длине волны 810 нм должна может быть меньше за счёт неидеально деления, который составляет примерно 46:54.

• Поляризации фотонов

Должны полностью совпадать.

Для обеспечения совпадения поляризаций в проходящий канал были вставлены волновые пластинки, позволяющие подстроить поляризацию проходящего фотона для идеального совпадения с поляризацией отражённого.

• Частотные спектры фотонов пары

66

Должны полностью совпадать.

Квази-синхронизм замыкается для определённой пары длин волн фотонов, что зависит от периода поляризации кристалла. Период поляризации можно регулировать с помощью нагрева кристалла, оптимальная температура позволяет достичь частотно-вырожденного режима.

• Время прихода фотонов

Фотоны должны достигать места интерференции одновременно.

Для контроля одновременности прихода фотонов в отражённый канал была введена линия фазовой задержки, которая позволяет задержать приход одного из фотонов пары относительно другого.

Также, при использовании широкополосного лазера форма импульса может искажаться за счёт разной дисперсии для разных поляризаций в нелинейном кристалле. Это может быть сглажено использованием двулучепреломляющего компенсатора.

Оценка фазовой задержки и поляризации Примерную фазовую задержку и поляризацию, требуемые для наблюдений провала, можно оценить по видности интерференцинной картины диодного лазера. Для этого излучение диодного лазера заводится в установку (Рис. 34) до светоделителя PBS и наблюдается интерференция диода в волоконном светоделителе FBS. Примерное положение волновых пластинок можно определить по видности интерференционной картины от диода в режиме генерации. В отличии от поляризации, фазовую задержку оценить таким образом не удаётся, т.к. диодный лазер имеет слишком большую длину когерентности, чтобы изменения видности были заметны на масштабах линии задержки (12 мм). Однако, при уменьшении тока диода ниже порога генерации длина когерентности сильно уменьшается, что позволяет определить точку оптимальной фазовой задержки. Результаты сканирования фазовой задержки приведены на Рис. 35. Под порогом диодный лазер имеет несколько зон интерференции, которые отличаются по видности картины. При уменьшении тока область интерференции локализуется в точке ≈ 9 мм, где и будет впоследствии обнаружен провал.



Рисунок 35: Интерференция диодного лазера под порогом генерации при сканировании фазовой задержки. Верхняя кривая соответствует большему току диода. При уменьшении тока диода (нижняя кривая) область интерференции локализуется. *S*_{1,2} - сигналы на выходах светоделителя.

Оценка температуры Предварительно оценить температуру, соответствующую вырожденному режиму синхронизма, можно анализирую спектр фотонов пары с помощью спектрометра Ocean Optics USB 2000+. Результаты измерения изображены на Рис. 36. Если аппроксимировать зависимости линейными, то кривые пересекаются на температуре $\approx 47^{\circ}C$, что должно соответствовать максимальной глубине провала. Точное значение температуры будет определено позднее.



Рисунок 36: Зависимость длин волн фотонов пары в зависимости от температуры кристалла РРКТР.

Финальные параметры Выше показано как можно экспериментально оценить требуемые для наблюдения провала НОМ температуру кристалла PPKTP (частотно вырожденный режим синхронизма), положение волновых пластинок (поляризация проходящего фотона), положение подвижки фазовой задержки (фазовая задержка отражённого фотона).

При корректной оценке параметров можно наблюдать провал HOM в волоконном светоделителе. Однако, глубина провала при предварительно найденных параметрах далека от 100%. В случае, если эффект всё же удалось пронаблюдать, то для достижения максимальной глубины провала каждый из параметров (температура, координата, углы волновых пластинок) можно просканировать по отдельности, зафиксировав остальные параметры. Далее приведены результаты сканирования:

• Фазовая задержка

На Рис. 37 приведена зависимость счёта совпадений (за 1 секунду) на выходах светоделителя от координаты подвижки.

Оптимальное значение координаты подвижки – 9.02 мм.

• Температура

На Рис. 38 приведена зависимость счёта совпадений на выходах светоделителя от температуры кристалла РРКТР.

Оптимальное значение температуры кристалла – 49.85 °C.

• Поляризация

На Рис. 39 приведена зависимость счёта совпадений на выходах светоделителя от положения волновых пластинок.

Оптимальные значение углов пластинок – -0.4° и 40.4° .

Глубина провала В предыдущем параграфе были найдены оптимальные экспериментальные условия для наблюдения максимальной глубины провала НОМ. На Рис. 37 приведены данные, на основе которых измеряется глубина провала. Глубину провала *h* определим следующим образом:

$$h = 1 - \frac{\min}{C_{\max}} \approx 0.93. \tag{69}$$

Явным обстоятельством, уменьшающим глубину провала в эксперименте является светоделитель, который делит в соотношении 50:50 излучение с длиной волны 780 нм. Для излучения с длиной волны 808 нм (используется диодный лазер) отношение деления составляет 46:54.

Рассмотрим теоретическую зависимость глубины провала от коэффициента деления светоделителя *t*. Матрица светоделителя преобразует



Рисунок 37: Зависимость счёта совпадений на выходах светоделителя от координаты подвижки. Оптимальное значение координаты подвижки – 9.02 мм.

операторы рождения следующим образом (возможные фазовые коэффициенты опущены, т.к. не играют роли в глубине провала):

$$\begin{pmatrix} a_1^{\dagger'} \\ a_2^{\dagger'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t & r \\ -r^* & t^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1^{\dagger} \\ a_2^{\dagger} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} ta_1^{\dagger} + ra_2^{\dagger} \\ -r^*a_1^{\dagger} + t^*a_2^{\dagger} \end{pmatrix}.$$
 (70)

Два неразличимых фотона преобразуются следующим образом:

$$|\psi'\rangle = |11\rangle' = a_1^{\dagger'} a_2^{\dagger'} |00\rangle' = (ta_1^{\dagger} + ra_2^{\dagger})(-r^*a_1^{\dagger} + t^*a_2^{\dagger})|00\rangle.$$
(71)

$$|\psi'\rangle = -r^*t|20\rangle + rt^*|02\rangle + (T-R)|11\rangle, \tag{72}$$

где $T = |t|^2$, $R = |r|^2$. Тогда вероятность зарегистрировать совпадение после светоделителя при неразличимых фотонах P_q равна:

$$P_q = |\langle 11||\psi'\rangle|^2 = (2T - 1)^2.$$
(73)

Если же фотоны различимы и не интерферируют, попадая на светоделитель, то вероятность обнаружить совпадения P_c следующая:



Рисунок 38: Зависимость счёта совпадений на выходах светоделителя от температуры кристалла РРКТР. Оптимальное значение температуры кристалла – 49.85 °C.

$$P_c = T^2 + R^2 = T^2 + (1 - T)^2.$$
(74)

Таким образом, глубина провала *h* при неидеальном светоделителе:

$$h(T) = 1 - \frac{(2T-1)^2}{T^2 + (1-T)^2}.$$
(75)

Таким образом, при коэффициенте деления 46:54 может быть достигнута видность около 99% и источник ещё может быть улучшен.


Рисунок 39: Зависимость счёта совпадений на выходах светоделителя от положения волновых пластинок. Зона внутри красной линии увеличена на правом рисунке. Оптимальные значение углов пластинок – -0.4° и 40.4° .

Стабильность Помимо неразличимости фотонов от данного источника требуется стабильность, т.к. интегрально-оптический интерферометр имеет большие потери, и статистику нужно копить длительное время. За это время свойства источника не должны сильно меняться.

Для проверки стабильности неразличимости фотонов совпадения в провале измерялись длительное время (около 60 часов). Результаты измерения стабильности показаны на Рис. 40, 41.

Из результатов видно, что происходит скачкообразное изменение в излучении лазера, что приводит к сильной различимости фотонов. Возможно, причиной этого является переключения лазера из одной моды в другую, что приводит к небольшому изменению длины волны и выходу из вырожденного режима синхронизма.

Проблему удалось решить установкой (возвращением) после диодно-



Результаты измерения стабильности источника пар фотонов.

го лазера на Рис. 34 оптического изолятора, который был временно перемещён на другую установку. Повторное измерение стабильности приведено на Рис. 42. Видно, что в такой конфигурации источник пар фотонов имеет вполне постоянные характеристики на требуемом временном интервале.



Рисунок 42: Результаты измерения стабильности источника пар фотонов после установки оптического изолятора.

3.4 Полное управление интерферометром

К сожалению, к моменту написания работы ещё не было экспериментально осуществлено полное управление интерферометром. Однако, в этом разделе будут приведён примерный план развития данного эксперимента и прогнозируемые трудности в его реализации.

Первым этапом данной задачи является наблюдение интерференции от пары фотонов в интегрально-оптическом интерферометре. В силу больших потерь в волноводах интерферометра провал НОМ наблюдать значительно сложнее, чем в волоконном светоделителе. Основным препятствием является низкая яркость источника неразличимых фотонов, реализованного в данной работе (см. Рис. 34). Планируется модифицировать её следующим образом для повышения яркости источника:

- Сменить интерференционный фильтр IF. Текущий фильтр (Thorlabs FB810-10) имеет около 55% пропускания на длине волны 810 нм, что является достаточно низким показателем. Планируется заменить его на фильтр Semrock 810/10 nm BrightLine, который имеет пропускание около 98%.
- Увеличить длину нелинейного кристалла PPKTP. Текущий кристалл имеет длину 15 мм, планируется заменить его на аналогичный с длиной 30мм.
- Повысить мощность лазера накачки. Здесь есть 2 возможных варианта.
 - Инжектировать мощный лазерный диод (300 мВт) с широким спектром с помощью текущего лазерного диода с внешним резонатором (20 мВт). Таким образом удастся сильно повысить мощность сохранив при этом узкую линию спектра.

- Использовать мощный лазерный диод (300 мВт) с широким спектром, но установить компенсирующий кристалл для устранения расплывания временной формы фотонов из-за разной дисперсии для разных поляризаций. Без компенсатора в текущей работе не удавалось наблюдать провал НОМ от лазерного диода с широким спектром.
- Улучшить эффективность сбора фотонов путем тщательного подбора линз.

После увеличения яркости наблюдать интерференцию двух фотонов в устройстве должно стать значительно проще. После повышения яркости планируется следующий путь развития эксперимента:

- Наблюдение провала Хонг-У-Манделя в интегрально-оптическом интерферометре. Подбор оптимальных поляризаций фотонов.
- 2. Адаптивная подстройка видности провала. Процедура аналогична упрощённой подстройке с той лишь разницей, что будет минимизироваться/максимизироваться видность провала.
- 3. Полное восстановление матрицы преобразования устройства методом SST (см. раздел 1.4.2) для произвольной конфигурации токов. Данный алгоритм уже запрограммирован и отработан на тестовых данных, не хватает лишь экспериментальных данных с текущего устройства.
- Реализация наперёд заданного унитарного преобразования с помощью данных предварительной калибровки (см. раздел 3.1). Требуется задать правильную конфигурацию токов для вне-

сения правильного набора фаз в нужных местах и тем самым реализации нужного унитарного преобразования. Последующее полное восстановление матрицы преобразования устройства необходимо для сравнения реализованной матрицы с требуемой.

Скорее всего, разница между реализованной матрицей по данным восстановления и требуемой матрицей будет существенная из-за неучтённости эффекта cross-talk (см. раздел 3.2.2) в методе предварительной калибровки. Стоит попытаться изменить геометрию устройства для уменьшения данного эффекта.

5. Полная адаптивная подстройка устройства. В данном методе подразумевается одновременное варьирование токов через термооптический контур и проведение восстановление методом SST, что позволит наиболее точно сконфигурировать параметры схемы. Данный метод требует большого времени работы алгоритма из-за длительного сбора данных для восстановления. В то же время, в случае успешной реализации метода можно достичь высокой точности финального преобразования, как и в уже продемонстрированной процедуре упрощённой подстройки (см. раздел 3.1).

Заключение

В данной работе был теоретически и экспериментально изучен инте--грально-оптический интерферометр снабжённый термооптическим контуром для реконфигурации. Были изучены основные методы характеризации и управления подобного рода устройствами. Для реконфигурации устройства была предложена, разработана и реализованна экспериментально процедура упрощённой подстройки, соответствующее исследование и выбор алгоритмов оптимизации были проделаны. Определены параметры реконфигурируемости устройства, произведена процедура предварительной калибровки, оценен эффект нежелательного перекрёстного взаимодействия нагревателей. Изучены и теоретически отработаны методы полной характеризации устройства, собран источник неразличимых фотонов, экспериментально произведён подбор оптимальных параметров, проверена стабильность. Основные результаты были опубликованы в работе [45]. Предложен дальнейший план экспериментального развития данной работы.

По результатами работы можно сделать следующие выводы:

- Несмотря на простоту в реализации, метод фемтосекундной лазерной печати для создания интегрально-оптических структур имеет ряд недостатков: большие размеры интерферометра, плохая масштабируемость, ощутимые паразитные эффекты перекрёстного взаимодействия нагревателей.
- Созданное устройство может быть предварительно откалибровано лишь частично из-за эффектов нежелательного перекрёстного взаимодействия нагревателей. Несмотря на это, планируется проверить в эксперименте точность реализации заданной унитарной матрицы этим методом в дальнейшем.

- Реализованная процедура адаптивной подстройки хорошо показала себя в эксперименте, позволила достичь высокой точности реконфигурации при полном отсутствии априорной информации (infidelity $10^{-3.5\pm0.9}$). Планируется развивать этот метод в дальнейшем для полного управления устройством.
- Собранный источник неразличимых фотонов обладает хорошей видностью интерференции (93%) и стабильностью, но не имеет достаточной для данного эксперимента яркости. Планируется модифицировать источник согласно описанным предложениям.

30.05.2018 Погорелов И.А.

Список литературы

- H HAFFNER, C ROOS, and R BLATT. Quantum computing with trapped ions. *Physics Reports*, 469(4):155–203, dec 2008.
- [2] Kenneth R. Brown, Jungsang Kim, and Christopher Monroe. Codesigning a scalable quantum computer with trapped atomic ions. npj Quantum Information, 2(1):16034, nov 2016.
- [3] G Pagano, P W Hess, H B Kaplan, W L Tan, P. Richerme, P Becker, A Kyprianidis, J Zhang, E. Birckelbaw, M R Hernandez, Y Wu, and C Monroe. Cryogenic Trapped-Ion System for Large Scale Quantum Simulation. feb 2018.
- [4] M. H. Devoret and R. J. Schoelkopf. Superconducting Circuits for Quantum Information: An Outlook. *Science*, 339(6124):1169–1174, mar 2013.
- [5] G Wendin. Quantum information processing with superconducting circuits: a review. *Reports on Progress in Physics*, 80(10):106001, oct 2017.
- [6] C. Neill, P. Roushan, K. Kechedzhi, S. Boixo, S. V. Isakov, V. Smelyanskiy, A. Megrant, B. Chiaro, A. Dunsworth, K. Arya, R. Barends, B. Burkett, Y. Chen, Z. Chen, A. Fowler, B. Foxen, M. Giustina, R. Graff, E. Jeffrey, T. Huang, J. Kelly, P. Klimov, E. Lucero, J. Mutus, M. Neeley, C. Quintana, D. Sank, A. Vainsencher, J. Wenner, T. C. White, H. Neven, and J. M. Martinis. A blueprint for demonstrating quantum supremacy with superconducting qubits. *Science*, 360(6385):195–199, apr 2018.
- [7] Mario Krenn, Mehul Malik, Thomas Scheidl, Rupert Ursin, and Anton

Zeilinger. Quantum Communication with Photons. In *Optics in Our Time*, pages 455–482. Springer International Publishing, Cham, 2016.

- [8] T. E. Northup and R. Blatt. Quantum information transfer using photons. *Nature Photonics*, 8(5):356–363, may 2014.
- [9] I. V. Inlek, C. Crocker, M. Lichtman, K. Sosnova, and C. Monroe. Multispecies Trapped-Ion Node for Quantum Networking. *Physical Review Letters*, 118(25):250502, jun 2017.
- [10] Sumanta Das, Vincent E. Elfving, Sanli Faez, and Anders S. Sørensen. Interfacing Superconducting Qubits and Single Optical Photons Using Molecules in Waveguides. *Physical Review Letters*, 118(14):140501, apr 2017.
- [11] H. J. Kimble. The quantum internet. Nature, 453(7198):1023–1030, jun 2008.
- [12] Damien Bonneau, Joshua W. Silverstone, and Mark G. Thompson. Silicon Quantum Photonics. In *Topics in Applied Physics*, volume 122, pages 41–82. 2016.
- [13] Iman Esmaeil Zadeh, Ali W. Elshaari, Klaus D. Jöns, Andreas Fognini, Dan Dalacu, Philip J. Poole, Michael E. Reimer, and Val Zwiller. Deterministic Integration of Single Photon Sources in Silicon Based Photonic Circuits. *Nano Letters*, 16(4):2289–2294, apr 2016.
- [14] C. M. Wilkes, X. Qiang, J. Wang, R. Santagati, S. Paesani, X. Zhou,
 D. A. B. Miller, G. D. Marshall, M. G. Thompson, and J. L. O'Brien.
 60 dB high-extinction auto-configured Mach–Zehnder interferometer. *Optics Letters*, 41(22):5318, nov 2016.

- [15] R. Leoni, A. Gaggero, J. P. Sprengers, F. Mattioli, D. Sahin, S. Jahanmiri Nejad, J. Beetz, M. Lermer, M. Kamp, S. Höfling, and A. Fiore. Development of superconducting single-photon detectors for integrated quantum photonics applications. page 81720P, sep 2011.
- [16] Michael Reck, Anton Zeilinger, Herbert J. Bernstein, and Philip Bertani. Experimental realization of any discrete unitary operator. *Physical Review Letters*, 73(1):58–61, jul 1994.
- [17] William R. Clements, Peter C. Humphreys, Benjamin J. Metcalf,
 W. Steven Kolthammer, and Ian A. Walsmley. Optimal design for
 universal multiport interferometers. *Optica*, 3(12):1460, dec 2016.
- [18] Werner Vogel and Dirk-Gunnar Welsch. Quantum Optics. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, FRG, may 2006.
- [19] Stefan Scheel. Permanents in linear optical networks. pages 1–6, jun 2004.
- [20] Scott Aaronson and Alex Arkhipov. The computational complexity of linear optics. In *Proceedings of the 43rd annual ACM symposium on Theory of computing - STOC '11*, number 0844626, page 333, New York, New York, USA, 2011. ACM Press.
- [21] Alberto Politi, Martin J. Cryan, John G. Rarity, Siyuan Yu, and Jeremy L. O'Brien. Silica-on-Silicon Waveguide Quantum Circuits. *Science*, 320(5876):646–649, may 2008.
- [22] Alexander Y. Piggott, Jesse Lu, Konstantinos G. Lagoudakis, Jan Petykiewicz, Thomas M. Babinec, and Jelena Vučković. Inverse design and demonstration of a compact and broadband on-chip wavelength demultiplexer. *Nature Photonics*, 9(6):374–377, jun 2015.

- [23] Fulvio Flamini, Lorenzo Magrini, Adil S Rab, Nicolò Spagnolo, Vincenzo D'Ambrosio, Paolo Mataloni, Fabio Sciarrino, Tommaso Zandrini, Andrea Crespi, Roberta Ramponi, and Roberto Osellame. Thermally reconfigurable quantum photonic circuits at telecom wavelength by femtosecond laser micromachining. Light: Science & Applications, 4(11):e354–e354, nov 2015.
- [24] Nicholas C. Harris, Yangjin Ma, Jacob Mower, Tom Baehr-Jones, Dirk Englund, Michael Hochberg, and Christophe Galland. Efficient, compact and low loss thermo-optic phase shifter in silicon. *Optics Express*, 22(9):10487, may 2014.
- [25] Jacques Carolan, Chris Harrold, Chris Sparrow, E. Martin-Lopez, Nicholas J. Russell, Joshua W. Silverstone, Peter J. Shadbolt, Nobuyuki Matsuda, Manabu Oguma, Mikitaka Itoh, Graham D. Marshall, Mark G. Thompson, Jonathan C. F. Matthews, Toshikazu Hashimoto, Jeremy L. O'Brien, and Anthony Laing. Universal linear optics. *Science*, 349(6249):711–716, aug 2015.
- [26] Fulvio Flamini, Nicolò Spagnolo, Niko Viggianiello, Andrea Crespi, Roberto Osellame, and Fabio Sciarrino. Benchmarking integrated linearoptical architectures for quantum information processing. *Scientific Reports*, 7(1):15133, dec 2017.
- [27] Giacomo Corrielli, Andrea Crespi, Riccardo Geremia, Roberta Ramponi, Linda Sansoni, Andrea Santinelli, Paolo Mataloni, Fabio Sciarrino, and Roberto Osellame. Rotated waveplates in integrated waveguide optics. *Nature Communications*, 5(May):1–6, jun 2014.
- [28] I. V. Dyakonov, M. Yu. Saygin, I. V. Kondratyev, A. A. Kalinkin, S. S.

Straupe, and S. P. Kulik. Laser-written polarizing directional coupler with reduced interaction length. *Optics Letters*, 42(20):4231, oct 2017.

- [29] I. V. Dyakonov, A. A. Kalinkin, M. Yu Saygin, A. G. Abroskin, I. V. Radchenko, S. S. Straupe, and S. P. Kulik. Low-loss single-mode integrated waveguides in soda-lime glass. *Applied Physics B*, 122(9):245, sep 2016.
- [30] Anthony Laing and Jeremy L. O'Brien. Super-stable tomography of any linear optical device. Optics Express, 21(11):13450, aug 2012.
- [31] Saleh Rahimi-Keshari, Matthew A. Broome, Robert Fickler, Alessandro Fedrizzi, Timothy C Ralph, and Andrew G White. Direct characterization of linear-optical networks. *Optics Express*, 21(11):13450, jun 2013.
- [32] Max Tillmann, Christian Schmidt, and Philip Walther. On unitary reconstruction of linear optical networks. *Journal of Optics*, 18(11):114002, nov 2016.
- [33] C. K. Hong, Z. Y. Ou, and L. Mandel. Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference. *Physical Review Letters*, 59(18):2044–2046, nov 1987.
- [34] Fulvio Flamini, Lorenzo Magrini, Adil S. Rab, Nicolò Spagnolo, Vincenzo D'Ambrosio, Paolo Mataloni, Fabio Sciarrino, Tommaso Zandrini, Andrea Crespi, Roberta Ramponi, and Roberto Osellame. Thermally reconfigurable quantum photonic circuits at telecom wavelength by femtosecond laser micromachining. Light: Science & Applications, 4(11):e354, nov 2015.
- [35] B. S. Everitt and A. Skrondal. The Cambridge Dictionary of Statistics.

- [36] Michael a. Nielsen and Isaac L. Chuang. Quantum Computation and Quantum Information. Cambridge university press, 2010.
- [37] Maurice Clerc. Stagnation Analysis in Particle Swarm Optimisation or What Happens When Nothing Happens Classical PSOs Stagnation phenomena. (1), 2006.
- [38] Maurice Clerc. Beyond Standard Particle Swarm Optimisation. International Journal of Swarm Intelligence Research, 1(4):46–61, oct 2010.
- [39] Mohammad-Taghi Vakil-Baghmisheh and Alireza Navarbaf. A modified very fast Simulated Annealing algorithm. In 2008 International Symposium on Telecommunications, number August 2008, pages 61–66. IEEE, aug 2008.
- [40] James C. Spall. Simultaneous Perturbation Stochastic Approximation.
 In Introduction to Stochastic Search and Optimization, pages 176–207.
 John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, NJ, USA, jan 2005.
- [41] Fumihiro Kaneda, Karina Garay-Palmett, Alfred B. U'Ren, and Paul G. Kwiat. Heralded single-photon source utilizing highly nondegenerate, spectrally factorable spontaneous parametric downconversion. Optics Express, 24(10):10733, may 2016.
- [42] Pascale Senellart, Glenn Solomon, and Andrew White. Highperformance semiconductor quantum-dot single-photon sources. Nature Nanotechnology, 12(11):1026–1039, nov 2017.
- [43] Igor Aharonovich, Dirk Englund, and Milos Toth. Solid-state singlephoton emitters. *Nature Photonics*, 10(10):631–641, oct 2016.

- [44] Agata M. Brańczyk. Hong-Ou-Mandel Interference. ArXiv 1711.00080, oct 2017.
- [45] Ivan Dyakonov, Ivan Pogorelov, Ivan Bobrov, Alexander Kalinkin, Pavel Dyakonov, Stanislav Evlashin, Stanislav Straupe, and Sergei Kulik. Reconfigurable photonics on a glass chip. ArXiv 1805.05323, may 2018.