

На правах рукописи

Пржиялковский Ян Владимирович

**Поляризационные свойства низкокогерентного
оптического излучения в волоконных
световодах со спиральной структурой осей
линейного двулучепреломления**

Специальность 01.04.21 —
«Лазерная физика»

Автореферат
диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва — 2017

Работа выполнена в федеральном государственном бюджетном учреждении науки «Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук»

Научный руководитель: **Моршнев Сергей Константинович**,
доктор физико-математических наук, ведущий
научный сотрудник

Официальные оппоненты: **Бирюков Александр Сергеевич**,
доктор физико-математических наук, профессор,
Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки «Научный центр волоконной опти-
ки Российской академии наук»,
заведующий сектором

Малыкин Григорий Борисович,
доктор физико-математических наук,
Федеральное государственное бюджетное науч-
ное учреждение «Федеральный исследователь-
ский центр Институт прикладной физики Россий-
ской академии наук»,
ведущий научный сотрудник

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учре-
ждение науки «Институт общей физики им.
А. М. Прохорова Российской академии наук»

Защита состоится 22 февраля 2018 г. в 15 часов на заседании диссертацион-
ного совета Д 212.156.09 на базе федерального государственного автоном-
ного образовательного учреждения высшего профессионального образова-
ния «Московский физико-технический институт (государственный универ-
ситет)» по адресу: 141700, г. Долгопрудный Московской обл., Институтский
переулок, д. 9.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке МФТИ и на сай-
те МФТИ по адресу <https://mipt.ru/education/post-graduate/d212-156-09/applicants/przhiyalkovskiy-yan-vladimirovich.php>.

Автореферат разослан

Ученый секретарь
диссертационного совета
Д 212.156.09, к.ф.-м.н., доцент

Токунов Юрий Матвеевич

Общая характеристика работы

Актуальность. Современный волоконно-оптический метод измерения электрического тока, основанный на магнитооптическом эффекте Фарадея, является одним из наиболее привлекательных прецизионных методов и в настоящее время активно внедряется в промышленности. Магнитное поле тока в результате данного эффекта индуцирует в специальном магниточувствительном волоконном световоде циркулярное двулучепреломление (ДЛП), в результате чего между распространяющимися по световоду циркулярно поляризованными волнами оптического излучения возникает фазовый сдвиг, пропорциональный величине тока. Практическая реализация данного метода состоит в высокоточной регистрации этого сдвига, что может обеспечить низкокогерентный отражательный интерферометр [1; 2].

Световод со спиральной структурой осей встроенного линейного ДЛП (spun-световод) [3; 4] является одним из наиболее привлекательных типов световодов для применения в качестве чувствительного элемента (ЧЭ) волоконно-оптического датчика тока (ВОДТ). Типичная длина биений встроенного ДЛП для традиционно используемых в ВОДТ spun-световодов на длине волны $\lambda = 1,55$ мкм составляет $L_b = 9 \dots 11$ мм при минимальной длине шага спиральной структуры $L_s \approx 3$ мм. Особенности эволюции поляризационного состояния (ПС) монохроматического излучения, распространяющегося в прямолинейном spun-световоде, в настоящее время достаточно хорошо изучены [4–7]. Так, например, в случае относительно слабого встроенного ДЛП, когда длина биений составляет от нескольких периодов спиральной структуры и более ($L_b > L_s$), при возбуждении spun-световода циркулярно поляризованным светом эллиптичность распространяющегося в световоде излучения меняется относительно мало. Поэтому использование таких spun-световодов в качестве ЧЭ обеспечивает высокую видность и чувствительность интерферометра ВОДТ, характерные для случая использования идеального изотропного световода. Наличие же встроенного ДЛП придаёт определённую степень устойчивости указанного свойства к внешним механическим воздействиям [4; 5].

Среди факторов, влияющих на характеристики ВОДТ при использовании spun-световода в качестве ЧЭ, особую важность имеет изгиб световода. Линейное ДЛП, индуцируемое в световоде вследствие фотоупругого эффекта при изгибе, в зависимости от отношения его величины к величине встроенного ДЛП [4] может вносить существенные изменения в характер эволюции ПС излучения, что негативно отражается на видности и чувствительности интерферометра. Нерегулярные изгибы возникают вследствие случайных механических воздействий, и стремление повысить устойчивость поляризационных свойств вынуждает использовать световоды с более сильным ДЛП, длина биений которого сравнима или менее длины шага спиральной структуры ($L_b \lesssim L_s$). Повышенной стойкостью к изгибу обладают, например, микроструктурные spun-световоды, у которых длина биений встроенного ДЛП может достигать $0,1 \dots 3$ мм [8–10]. В случае же регулярного изгиба это касается, например, задачи разработки миниатюрных многовитковых чувствительных контуров ВОДТ, радиус намотки spun-световода в которых может достигать нескольких миллиметров. Для типовых spun-световодов с относительно слабым ДЛП ($L_b = 9 \dots 11$ мм), однако, такое изгибное ДЛП уже не является малым [4]. Как в случае сильного встроенного ДЛП, так и в случае регулярной намотки типового spun-световода по малому радиусу эволюция ПС в световоде кардинально меняется: при возбуждении циркулярно поляризованным излучением диапазон значений эллиптичности, через которые

эволюционирует ПС света, становится существенно шире, и, вместе с уменьшением средней эллиптичности, снижается чувствительность интерферометра. Ситуация становится сложнее при рассмотрении низкокогерентного излучения, использование которого позволяет существенно повысить точность регистрации интерферометром фазового сдвига [1]. Спектральная зависимость эволюции ПС приводит к большому разбросу ПС спектральных компонент излучения и, соответственно, к деполяризации света, что влечёт за собой ухудшение видности интерферометра. Таким образом, задача исследования поляризационных свойств низкокогерентного оптического излучения в изогнутых *srin*-световодах в широком диапазоне указанных его параметров (в том числе для случая $L_b \lesssim L_s$) имеет большое научное и практическое значение. Однако до настоящего момента в литературе этому вопросу уделялось недостаточно внимания.

Цель диссертационной работы состоит в анализе поляризационных свойств низкокогерентного оптического излучения в прямых и изогнутых *srin*-световодах в широком диапазоне значений величины встроенного линейного двулучепреломления, длины шага спиральной структуры и радиусов регулярного изгиба, а также оптимизации оптической схемы отражательного интерферометра волоконно-оптического датчика тока для использования *srin*-световодов с сильным встроенным двулучепреломлением или при наличии существенного линейного двулучепреломления, индуцированного регулярным изгибом световода.

Для достижения поставленной цели было необходимо решить следующие **задачи**:

1. Разработать математическую модель для описания поляризационных свойств оптического излучения при его распространении в уложенном по окружности *srin*-световоде для широкого диапазона радиусов намотки, величин встроенного линейного ДЛП и длин шага спиральной структуры.
2. Выполнить анализ поляризационных свойств низкокогерентного оптического излучения в общем случае в изогнутом *srin*-световоде, а также разработать методы оптимизации схемы измерительного интерферометра ВОДТ для достижения наилучшей видности интерференционной картины при использовании ЧЭ на основе *srin*-световодов с сильным встроенным линейным ДЛП или укладке *srin*-световода по окружности малого радиуса.
3. Экспериментально исследовать поляризационные характеристики *srin*-световодов в составе низкокогерентного отражательного интерферометра с многовитковым контуром *srin*-световода в широком диапазоне радиусов намотки, в том числе и с сильным встроенным линейным ДЛП (в несколько раз выше традиционно используемых значений).
4. Исследовать поляризационные особенности спектров отражений от встроенных в *srin*-световод коротких волоконных брэгговских решёток (ВБР) и разработать на основе их закономерностей метод измерения параметров *srin*-световода (величины ДЛП и периода спиральной структуры).

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Развитая математическая модель спиральной структуры осей встроенного линейного двулучепреломления объясняет эволюцию поляризационного состояния (среднего) низкокогерентного излучения в прямых и изогнутых *srin*-световодах и определяет их магнитооптическую чувствительность.

2. Поляризационное состояние (среднее) низкокогерентного излучения на выходе srip-световода, начиная с определённой его длины, не зависит (с точностью до ортогональности) от поляризации излучения на входе и определяется только параметрами световода и радиусом изгиба. Входная поляризация излучения определяет степень поляризации на выходе srip-световода. Существует такое входное поляризационное состояние, при котором излучение в srip-световоде по всей его длине остается полностью поляризованным.
3. Интерференционная картина отражательного интерферометра при использовании srip-световода с сильным встроенным двулучепреломлением или с изгибом по малому радиусу может быть реализована без понижения видности при условии возбуждения srip-световода излучением со специальным поляризационным состоянием, определяемым параметрами световода и изгиба.
4. Изменения отражательного спектра коротких волоконных брэгговских решёток в srip-световоде при вариациях поляризационного состояния на входе световода позволяют определять величины встроенных параметров srip-световода.

Научная новизна:

1. Впервые предложен метод определения средних по длинам волн поляризационных параметров низкокогерентного светового излучения в srip-световоде, основанный на геометрическом анализе распределений на сфере Пуанкаре точек, соответствующих поляризационным состояниям спектральных компонент излучения.
2. Впервые получена математическая модель приближённого описания эволюции поляризации как монохроматического света, так и средней поляризации низкокогерентного света в изогнутом srip-световоде, которая позволяет определить выходные поляризационные параметры излучения в широком диапазоне значений величины встроенного линейного ДЛП, длины шага спиральной структуры световода и радиуса его изгиба. На основании этой модели получена зависимость относительной магнитооптической чувствительности srip-световода от данных параметров.
3. Предложена модифицированная конфигурация ЧЭ измерительного интерферометра ВОДТ, которая позволяет избежать понижения видности его интерференционной картины при использовании в качестве ЧЭ srip-световода с сильным встроенным линейным ДЛП ($L_b \lesssim L_s$) или малым радиусом его намотки.
4. Впервые исследованы спектры отражения поляризованного излучения от серии коротких (по сравнению с длиной шага спиральной структуры) ВБР, записанных в srip-световоде, а так же представлена методика определения параметров srip-световода на основе анализа этих спектров.

Научная и практическая значимость:

1. Получены аналитические выражения для поляризационных характеристик выходного излучения и магнитооптической относительной чувствительности srip-световода в широком диапазоне радиусов изгиба, который включает как используемые в чувствительных контурах ВОДТ значения радиусов, так и малые радиусы, представляющие интерес для разработки перспективных ЧЭ датчиков физических величин.

2. Предложен и экспериментально продемонстрирован метод восстановления видности интерференционной картины измерительного интерферометра ВОДТ при использовании в качестве ЧЭ *srpn*-световода с сильным ДЛП ($L_b \lesssim L_s$) или *srpn*-световода со слабым ДЛП ($L_b > L_s$) и малым радиусом катушки.
3. Показана возможность измерения параметров *srpn*-световода (величины фазового ДЛП и длины шага спиральной структуры) на основе поляризационных свойств отражательных спектров встроенных в исследуемый световод ВБР.

Апробация работы: основные результаты работы докладывались на следующих конференциях: International Conference on Coherent and Nonlinear Optics/International Conference on Lasers, Applications and Technologies ICONO/LAT-2013 (Moscow, Russia, 18–22 June 2013 г.); Всероссийская конференция по волоконной оптике ВКВО-2013, ВКВО-2015 (Пермь, Россия, 16–18 октября 2013 г.; 7–9 октября 2015 г.); Лазеры. Измерения. Информация. ЛИИ-2012, ЛИИ-2013 (Санкт-Петербург, Россия, 5–7 июня 2012 г.; 4–6 июня 2013 г.); 9-ый, 10-ый, 11-ый конкурс работ молодых ученых, специалистов, аспирантов и студентов имени Ивана В. Анисимкина ИРЭ РАН (Россия, Москва, 22–23 октября 2012 г.; 21–22 октября 2013 г.; 20–21 октября 2014 г.).

Публикации: основные результаты по теме диссертации опубликованы в 13 научных работах, в том числе 4 статьи [A1–A4] (в журналах, удовлетворяющих требованиям ВАК), 7 тезисов докладов на научных конференциях [A5–A11] и 2 патента на изобретение [A12; A13].

Личный вклад. Личный вклад автора заключается в выполнении теоретического анализа, проведении экспериментальных исследований, подготовке публикаций на тему настоящей работы. Представленные в данной работе результаты теоретических исследований, а также описанных в главах 4, 5 экспериментов получены автором в Фрязинском филиале Института Радиотехники и Электроники им. В. А. Котельникова РАН лично или при определяющем его участии.

Автор выражает глубокую **благодарность** своему научному руководителю д.ф.-м.н., в.н.с. Моршневу С. К. за постановку задач, плодотворные дискуссии и внимание, к.ф.-м.н. Старостину Н. И., к.ф.-м.н. Губину В. П. за содействие и помощь при работе над диссертацией, АО «Профотек» за предоставленное оборудование, необходимое для выполнения экспериментов, коллективу сотрудников Фрязинского филиала Института Радиотехники и Электроники им. В. А. Котельникова РАН под руководством Иванова Г. А. и Чаморовского Ю. К. и Пермской научно-производственной приборостроительной компании за предоставленные образцы оптических световодов, а также к.ф.-м.н. В. А. Васильеву (Научный центр волоконной оптики РАН) за ценные замечания и предоставленные экспериментальные материалы для описанных в главе 6 исследований.

Объем и структура работы. Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения и списка литературы. Количество страниц диссертации составляет 179, рисунков — 62, таблиц — 3. Список литературы содержит 132 наименований.

Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, формулируется цель, ставятся задачи работы, сформулиро-

ваны научная новизна и практическая значимость представляемой работы, представлены основные положения, выносимые на защиту.

Первая глава содержит введение в тему диссертационной работы, описание основных понятий, а также обзор литературы. Оптический метод измерения величины электрического тока, в современных реализациях которого нашли своё основное применение исследуемые в настоящей работе *spin*-световоды, основан на магнитооптическом эффекте Фарадея. Суть данного эффекта заключается в том, что магнитное поле тока индуцирует циркулярное ДЛП в световедущей среде. В результате между распространяющимися в среде ортогональными циркулярно поляризованными волнами оптического излучения возникает фазовый сдвиг, который пропорционален величине тока и постоянной Верде, определяющейся магнитооптическими свойствами материала световода.

В разделе 1.1.2, после краткого исторического обзора практических реализаций оптических измерителей тока на основе эффекта Фарадея, представлено описание современной схемы ВОДТ — низкокогерентного взаимного отражательного интерферометра [1; 2; 11]. Базовый принцип работы такого интерферометра состоит в формировании равных по амплитуде линейно поляризованных мод излучения двулучепреломляющего световода, последующем преобразовании их поляризаций в циркулярные с помощью четвертьволновой пластинки и ввода волн в специальный магниточувствительный световод с зеркалом на другом его конце. При отражении от зеркала ПС рабочих волн преобразуются в ортогональные, поэтому в обратном направлении каждая из волн распространяется по оптическому пути распространения другой волны в прямом направлении, в результате чего разность полных оптических путей определяется только невзаимным эффектом Фарадея в чувствительном световоде. В данном разделе также представлен сравнительный анализ преимуществ описанной выше отражательной схемы интерферометра перед кольцевой схемой Саньяка, в которой циркулярно поляризованные световые волны формируются на противоположных концах магниточувствительного световода и распространяются навстречу друг другу. Одно из наиболее важных преимуществ состоит в большей устойчивости линейной схемы к внешним динамическим возмущениям световодов датчика: влияние внешних возмущений на разность фаз рабочих волн в линейной схеме меньше в $\sim \lambda/L_b$ раз, чем у кольцевой схемы Саньяка, где λ — длина волны, а L_b — длина биений ДЛП световода.

Среди современных методов прецизионной регистрации разности фаз можно выделить два наиболее важных и эффективных способа повысить точность измерения: использование низкокогерентного излучения и вспомогательной фазовой модуляции с применением методов синхронного детектирования. При использовании низкокогерентного излучения снижается влияние неоднородностей оптических элементов интерферометра и стыков между ними на фазовый сдвиг [1], а модулирование последнего позволяет не только снизить шумы фотодетектора и электроники интерферометра за счёт смещения частоты регистрации с нуля на рабочую частоту модуляции, но и максимизировать чувствительность измерителя в области малых фазовых сдвигов (малых токов).

Следующий раздел 1.1.3 посвящён ключевому элементу ВОДТ — магниточувствительным световодам, применяемым в качестве ЧЭ. Общее свойство магниточувствительных световодов заключается в способности накапливать фазовый сдвиг Фарадея. Для этого такой световод должен сохранять заметно отличную от нуля среднюю эллиптичность ПС света (поскольку эффект Фарадея равносителен индуцированию внешним маг-

нитным полем циркулярного ДЛП). Этим свойством обладают прежде всего отождённые изотропные световоды [12–14], световоды с наведённым циркулярным ДЛП [15], а также световоды со встроенной спиральной (винтовой) структурой осей линейного ДЛП (hi-bi spun-световод, далее просто spun-световод) [4; 6].

Именно последний тип световодов составляет основу современных ЧЭ волоконно-оптических датчиков электрического тока. Spun-световоды изготавливаются вытяжкой из вращающейся заготовки с сильным встроенным линейным ДЛП [3; 16; 17]. Отличительная особенность таких световодов заключается в том, что благодаря спиральной структуре осей встроенного линейного ДЛП spun-световод сочетает в себе высокую магнитооптическую чувствительность вместе с её устойчивостью к деформациям световода (в частности, к изгибам) [3; 4; 6; 8].

Эволюция ПС излучения в spun-световоде определяется следующими параметрами: величина встроенного линейного ДЛП B или соответствующая ей длина биений $L_b = \lambda/B$ на длине волны λ ; частота пространственного вращения осей ДЛП ξ или длина шага спиральной структуры $L_s = 2\pi/\xi$. Обычно на практике в качестве ЧЭ ВОДТ применяются световоды, длина биений которых составляет от нескольких длин шага спиральной структуры и более ($L_b > L_s$). Так, для традиционно применяемых световодов значение длины биений L_b составляет не менее 6...8 мм при $L_s \approx 3$ мм (минимальное значение, достижимое для классической технологии вытяжки spun-световодов). При таком соотношении данных параметров spun-световод обладает свойством поддерживать так называемое квазициркулярное ПС излучения, т.е. эллиптическое состояние в среднем близкое к циркулярной поляризации [4]. В случаях же сильного ДЛП с $L_b \lesssim 2...3$ мм (которое позволяет снизить влияние внешних механических воздействий на поляризационные свойства) или малого радиуса намотки световода, вплоть до нескольких миллиметров, характер эволюции ПС существенно меняется, что негативно отражается на конечных характеристиках ВОДТ. Данная проблема особенно усиливается при использовании низкокогерентного излучения, т.к. эволюция ПС в spun-световоде является спектрально зависимой. Именно решению данных вопросов и посвящена основная часть исследований, выполненных в рамках настоящей работы.

В заключительном разделе 1.2 первой главы представлено описание формализма общего анализа распространения электромагнитного излучения в анизотропных неоднородных диэлектрических средах. В частности, приводится краткое описание свойств винтовых поляризационных мод излучения, характерных для плоскостойких спиральных (винтовых) структур в случае слабой анизотропии ($\Delta n \ll n_0$) и медленном в масштабе длины волны пространственном вращении её осей [18]. Винтовые моды представляют собой эллиптически поляризованные волны излучения, азимут эллипса поляризации которого по мере распространения «сопровождает» оси анизотропии структуры.

Во **второй главе** перечислены некоторые вспомогательные понятия поляризационной оптики, которые будут часто использоваться в дальнейшем. Это касается аппарата матриц Джонса и связанного с ним метода представления поляризации излучения точкой на сфере Пуанкаре.

Формализм матриц Джонса [19–21], о котором идёт речь в разделе 2.1, представляет собой матричный способ описания поляризационных свойств составных оптических систем и проходящего через них излучения. При этом предполагается, что система не изменяет частоты волн света, а также что можно пренебречь переотражениями света на границах

элементов системы. Ключевыми понятиями метода являются вектор Джонса и матрица Джонса. Вектор Джонса \mathbf{E} характеризует ПС плоской световой волны и представляет собой двухкомпонентный вектор, составленный из поперечных комплексных амплитуд вектора электрического поля световой волны. Матрица Джонса \mathcal{M} каждого оптического элемента системы описывает поляризационные свойства этого элемента и выражает вектор Джонса излучения $\mathbf{E}(z)$ на его выходе через вектор Джонса входного излучения $\mathbf{E}(0)$:

$$\mathbf{E}(z) = \mathcal{M}\mathbf{E}(0), \quad \mathcal{M} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Описание поляризационных свойств излучения в неоднородных слабоанизотропных средах с достаточно медленно меняющимися свойствами производится с помощью математического формализма дифференциальных матриц Джонса [22]. Дифференциальная матрица \mathcal{N} характеризует тонкий слой среды, который можно считать однородным, и определяет изменение вектора Джонса после прохождения излучения через этот слой:

$$\frac{d\mathbf{E}}{dz} = \mathcal{N}(z)\mathbf{E}(z), \quad \mathcal{N} = \lim_{\Delta z \rightarrow 0} \frac{\mathcal{M}(z, \Delta z) - 1}{\Delta z}. \quad (2)$$

Первое равенство в поляризационной оптике получило название (матричного) уравнения эволюции ПС и является основой анализа поляризационных свойств широкого круга задач.

При исследовании эволюции ПС излучения в оптических системах довольно часто (в том числе и в настоящей работе) используется формализм представления ПС на сфере Пуанкаре [20], краткое описание которого представлено в разделе 2.2. Согласно данному формализму каждое ПС, характеризуемое двумя параметрами — эллиптичностью e (или углом эллиптичности ϵ , $e = \tan \epsilon$) и азимутом θ , взаимоднозначно сопоставляется точка сферы, которая в сферической системе координат также параметризуется двумя углами. Широта точки сферы в данном представлении равна удвоенному углу эллиптичности 2ϵ , а долгота — удвоенному азимуту ПС 2θ .

В **третьей главе** представлен вывод дифференциальной матрицы Джонса *srin*-световода. При анализе поляризационных свойств излучения (в общем случае) в изогнутом *srin*-световоде при наличии внешнего магнитного поля, световод можно рассматривать как совокупность тонких слоёв малой толщины Δz . Каждый слой представляет собой комбинацию из трёх последовательных фазовых пластинок, каждая из которых обладает ДЛП только одного типа. Первая пластинка соответствует встроенному линейному ДЛП, обусловленному анизотропией внутренней структуры исходной заготовки световода и представляет собой линейную фазовую пластинку, оси которой повернуты на пропорциональный расстоянию от начала световода z угол $\theta = 2\pi z/L_s$. Вторая пластинка также является линейной фазовой пластинкой, ДЛП которой определяется изгибом, и имеет соответствующую ориентации плоскости намотки азимут осей ДЛП. И третья пластинка — пластинка с циркулярным ДЛП, соответствующим наведённому внешнему магнитному полю ДЛП вследствие эффекта Фарадея. Совместное действие рассматриваемых пластинок и определяет вид дифференциальной матрицы Джонса *srin*-световода.

В заключение этой главы представлен вывод формул преобразования дифференциальной матрицы Джонса при переходе в произвольную систему координат ПС, базис которой в общем случае зависит от расстояния z . Эти формулы будут использованы позд-

нее в главе 5, где для исследования поляризационных свойств изогнутых srip-световодов выбрана специальная система координат ПС с довольно сложным в неё переходом.

В **четвёртой главе** рассматриваются поляризационные свойства излучения, распространяющегося в прямом srip-световоде. Один из методов решения уравнения эволюции поляризации монохроматического излучения заключается в диагонализации дифференциальной матрицы Джонса, что равносильно определённой замене системы координат ПС света. Переход в такую систему координат ПС для прямого srip-световода рассмотрен в разделе 4.1.1. Эллиптичность $\pm e = \pm \tan \epsilon$ базисных ПС данной системы на всей длине световода постоянна и по абсолютной величине равна

$$e = \sqrt{\sigma^2 + 1} - \sigma \quad (3)$$

(собственная эллиптичность), где $\sigma = L_s/(2L_b)$, а их азимуты в каждой точке световода совпадают с азимутами осей ДЛП (другими словами, базисные ПС этой системы соответствуют винтовым поляризационным модам [18]). Соответствующие этим ПС точки U и V на сфере Пуанкаре с увеличением расстояния от начала световода движутся по окружностям постоянных широт $\pm 2\epsilon$ с постоянной угловой скоростью $2\xi = 4\pi/L_s$, определяемой пространственной частотой вращения осей ДЛП.

Последующее интегрирование уравнения эволюции приводит к выражению для матрицы Джонса srip-световода \mathcal{M}_e , которая определяет вектор Джонса излучения на выходе световода:

$$\begin{pmatrix} E_u(z) \\ E_v(z) \end{pmatrix} = \mathcal{M}_e \cdot \begin{pmatrix} E_u(0) \\ E_v(0) \end{pmatrix}, \quad \mathcal{M}_e = \begin{pmatrix} e^{-i\frac{\Omega}{2}z} & 0 \\ 0 & e^{i\frac{\Omega}{2}z} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где $\Omega = (2\xi + \gamma)\sqrt{1 + \sigma^2}$, а γ — разность постоянных распространения циркулярно поляризованных волн света, индуцируемая внешним магнитным полем вследствие эффекта Фарадея. Из диагональной формы \mathcal{M}_e следует, что на сфере Пуанкаре точка ПС излучения при любом z равноудалена от точек U и V базисных ПС, т.е. лежит на окружности на сфере, плоскость которой перпендикулярна оси UV . В результате, учитывая эволюцию базиса U и V , движение точки ПС световой волны на сфере Пуанкаре с увеличением координаты z представляет собой комбинацию двух вращений — точка ПС вращается с пространственной частотой Ω по окружности вокруг оси UV , которая, в свою очередь, сама вращается с удвоенной пространственной частотой вращения встроенного ДЛП 2ξ вокруг вертикальной оси RL , соединяющей точки циркулярных ПС.

В разделе 4.1.2 приводится обобщение на случай низкокогерентного излучения. Отличие эволюций ПС волн, входящих в спектр излучения, главным образом определяется спектральной зависимостью длины биений, которая, без учёта дисперсии ДЛП, пропорциональна длине волны: $L_b \sim \lambda$ (при этом поправка, определяемая дисперсией ДЛП, мала и не меняет основных выводов анализа поляризационных свойств излучения). Таким образом, точки ПС отдельных спектральных компонент низкокогерентного излучения на сфере Пуанкаре будут распределены на окружности в перпендикулярной оси UV плоскости (см. рис. 1). Расстояние от центра сферы до плоскости данной окружности определяется входным ПС. При этом, после определённой длины световода L_{dep} , которую можно назвать длиной деполаризации srip-световода, распределение точек ПС спектральных компонент излучения на окружности можно считать равномерным. Эта длина определяется

параметрами световода и спектра излучения:

$$L_{\text{dep}} = \frac{2\pi}{\Omega_0} \frac{\sigma_0^2 + 1}{\sigma_0^2} \frac{\lambda_0}{\Delta\lambda}, \quad (5)$$

где $\Delta\lambda$ — ширина спектра с центральной длиной волны λ_0 , а Ω_0, σ_0 — значения соответствующих величин на центральной длине волны. Среднее геометрическое этого распределения точек ПС различных длин волн на расстоянии $z > L_{\text{dep}}$ лежит на оси UV внутри сферы, а расстояние от центра сферы до этой точки есть остаточная степень поляризации света [20]. Таким образом, такое простое распределение точек ПС на сфере Пуанкаре, лежащее на окружности, позволяет вывести эту зависимость геометрическим способом (что выполнено в разделе 4.1.3).

В конце раздела 4.1.2 формулируется важный вывод: при $z > L_{\text{dep}}$ средние по длинам волн эллиптичность и азимут некогерентного излучения на выходе отрезка srin -световода с точностью до ортогональности не зависят от входного ПС, определяются только встроенными параметрами световода и равны собственной эллиптичности $\sqrt{\sigma^2 + 1} - \sigma$ и азимуту одной из осей встроенного линейного ДЛП соответственно. От параметров входного ПС зависит только степень поляризации выходного излучения. В частном случае, если в srin -световод ввести поляризованное излучение с эллиптичностью равной собственной и азимут, совпадающим с азимутом одной из осей встроенного линейного ДЛП на входе, то излучение будет распространяться по световоду полностью поляризованным. При этих условиях окружность, на которой лежит множество точек ПС разных длин волн на сфере Пуанкаре вырождается в точку (см. 3 на рис. 1).

Этот вывод лёг в основу идеи модификации оптической схемы отражательного интерферометра ВОДТ, предложенной в разделе 4.1.5. Данная модификация позволяет оптимизировать выходную характеристику ВОДТ при использовании в качестве чувствительного элемента srin -световод с большим значением $\sigma \gtrsim 0,5$ ($L_b \lesssim L_s$). Таким соотношением параметров, как было упомянуто выше, обладают srin -световоды (в том числе микроструктурные) с сильным ДЛП, характерная особенность которых заключается в повышенной поляризационной стойкости к внешним механическим воздействиям. Однако, при использовании таких световодов в традиционной схеме интерферометра ВОДТ с четвертьволновой пластинкой видность интерференционной картины будет значительно понижена за счёт появления некогерентных компонент светового излучения в интерферометре [10], что снижает точность измерения тока.

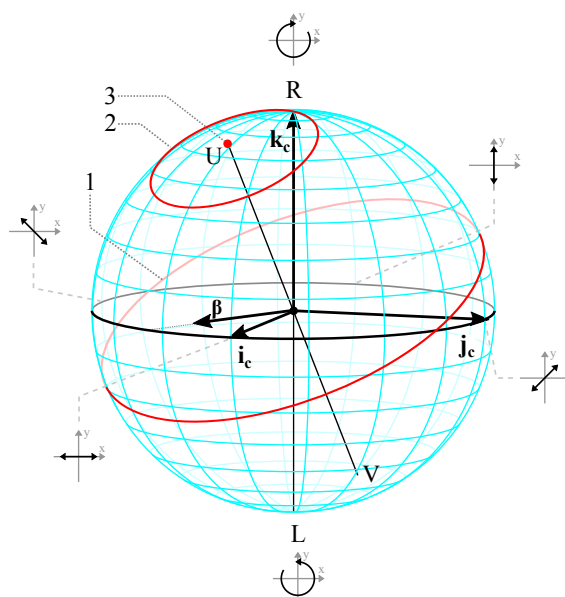


Рис. 1: Множества точек ПС спектральных компонент выходного излучения при поляризации на входе: линейной с азимутом 45° (1), правоциркулярной (2) и эллиптической (3) правой ориентации с эллиптичностью, равной собственной, и нулевым азимутом относительно медленной оси ДЛП при левом венте спирали srin -световода.

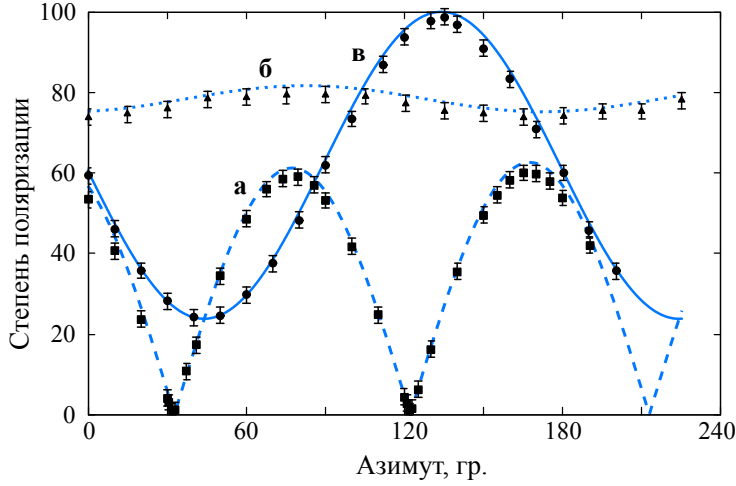


Рис. 2: Результат измерения степени поляризации выходного излучения *srpn*-световода от азимута входного ПС при линейном входном ПС (а, квадраты), циркулярном (б, треугольники) и ПС с эллиптичностью, равной собственной (в, круги).

L_b и L_s (а именно собственной эллиптичностью (3)).

Во второй части четвёртой главы (раздел 4.2) приведены результаты экспериментальных исследований, подтверждающих основные теоретические выводы раздела 4.1.

Первые два эксперимента касаются выводов о параметрах выходного низкокогерентного излучения *srpn*-световода. В экспериментах использовался суперлюминесцентный волоконный источник оптического излучения с центральной длиной волны $\lambda_0 = 1,55$ мкм и шириной спектра $\Delta\lambda = 20$ нм. Исследуемым образцом световода был микроструктурный *srpn*-световод длиной $L_f = 15$ м, расчётные по параметрам вытяжки параметры которого составляли $L_b \approx 1$ мм, $L_s \approx 3$ мм (расчётная длина деполяризации *srpn*-световода $L_{dep} \approx 20$ см $\ll L_f$).

Теоретический вывод о равенстве азимута среднего по длинам волн эллипса поляризации азимуту одной из осей ДЛП позволяет предложить методику измерения длины шага спиральной структуры L_s световодов с большим значением σ . Суть метода состоит в измерении азимутов средней поляризации θ_1 до и θ_2 после укорачивания световода на длину ΔL , тогда длина шага спиральной структуры вычисляется по формуле $L_s = 2\pi\Delta L/(\theta_2 - \theta_1)$. Экспериментальная проверка данной методики представлена в разделе 4.2.1. В исследуемый отрезок световода вводилось линейно поляризованное излучение, азимуты среднего ПС которого на выходе световода до и после его укорачивания измерялись вращающимся анализатором. Полученная в результате серии измерений средняя величина длины шага спиральной структуры составляет $L_s \approx 2,68 \pm 0,12$ мм.

Второй эксперимент (раздел 4.2.2) состоит в проверке полученной в этой главе теоретической зависимости степени поляризации выходного излучения от состояния входной поляризации. В частности, выполнена проверка условий возбуждения *srpn*-световода, при которой излучение на всей длине световода остаётся полностью поляризованным. В тот же отрезок микроструктурного *srpn*-световода поочерёдно вводилось поляризованное излучение с тремя разными начальными ПС: линейным, и сформированными с помощью волоконных фазовых пластинок циркулярным и эллиптичным с эллиптичностью, равной собственной для данного образца световода. Угловая ориентация осей ДЛП *srpn*-

Цель предложенной оптимизации заключается в сохранении низкокогерентного излучения на протяжении всего тракта интерферометра полностью поляризованным. Для этого четвертьволновую пластинку на входе *srpn*-световода необходимо заменить на специальную эллиптическую фазовую пластинку, а также между выходным концом световода и зеркалом разместить другую эллиптическую фазовую пластинку. При этом величины вносимых фазовых задержек обеих пластинок определяются только встроенными параметрами *srpn*-световода

световода относительно входного ПС производилась с помощью устройства для сварки световодов с функцией их осевого вращения. Степень поляризации излучения на выходе *srpn*-световода анализировалась измерителем на основе вращающихся четвертьволновой пластинки и анализатора [23]. Результаты измерений, а также теоретические кривые, представлены на рис. 2. На основе этих данных с определённой точностью можно утверждать, что σ -параметр данного образца световода равен $\sigma = 0,79 \pm 0,03$ и, учитывая измеренное ранее значение длины шага спиральной структуры, длина биений встроеного линейного ДЛП составляет $L_b = 1,7 \pm 0,1$ мм. Особый интерес представляет эксперимент, в котором исследуемый микроструктурный *srpn*-световод возбуждался излучением с эллиптичностью, равной собственной для данного образца. Из графика в на рис. 2 видно, что при определённом азимуте входной поляризации относительно осей встроеного линейного ДЛП *srpn*-световода на входе степень поляризации выходного излучения достигает 100%, что соответствует распространению низкокогерентного излучения полностью поляризованным.

Следующие два эксперимента относятся к измерению выходных характеристик ВОДТ на базе низкокогерентного отражательного интерферометра, в качестве ЧЭ которого используются *srpn*-световоды с разными значениями параметра σ .

Третий эксперимент (раздел 4.2.3) заключается в проверке эффективности предложенной модификации схемы ВОДТ, для чего был изготовлен модифицированный ЧЭ с использованием *srpn*-световода с большим значением параметра $\sigma \gtrsim 0,5$. Значение длины шага спиральной структуры исследуемого *srpn*-световода с эллиптической напрягающей оболочкой было измерено поляризационным методом, изложенным в разделе 4.2.1, и составило $L_s = 26,0 \pm 1,0$ мм, а измерение длины биений ДЛП было выполнено путём анализа степени поляризации выходящего из световода излучения при различных входных поляризациях излучения (так же, как в предыдущем эксперименте) и дало результат $L_b = 21,0 \pm 0,5$ мм $< L_s$. Таким образом, значение σ -параметра образца составляет $\sigma = 0,62 \pm 0,04$. Входная и выходная фазовые пластинки были выполнены из hi-bi световода с эллиптической жилой. Входная пластинка формирует эллиптическое ПС с эллиптичностью, равной собственной, и сваривалась со *srpn*-световодом с такой угловой ориентацией, чтобы излучение распространялось полностью поляризованным (такая ориентация соответствует максимуму кривой в на рис. 2). Параметры выходной пластинки были выбраны таким образом, чтобы обеспечить преобразование эллиптического ПС выходного излучения противоположного конца *srpn*-световода в циркулярное. Было изготовлено два ЧЭ на основе исследуемого *srpn*-световода: по традиционной схеме с пластинкой $\lambda/4$ на входе и по модифицированной схеме с входной и выходной фазовыми пластинками. Оба ЧЭ поочерёдно встраивались в оптическую схему ВОДТ, и измерялись значения видности интерференционных картин. Для схемы с традиционным ЧЭ видность составила 43%, а для модифицированной схемы — 89%. Таким образом, эксперимент показал, что данная модификация позволяет восстановить почти двукратно сниженную видность интерференционной картины интерферометра ВОДТ.

В четвёртом эксперименте данной главы (раздел 4.2.4) проверяется зависимость относительной магнитооптической чувствительности *srpn*-световода от соотношения его параметров $S_e = 1/\sqrt{\sigma^2 + 1}$, которая имеет тенденцию к снижению при уменьшении собственной эллиптичности (когда среднее по длине волны эллиптическое ПС становится ближе к линейному). В эксперименте были использованы 4 образца световодов с эллипти-

ческой напрягающей оболочкой, вытянутые из одной заготовки при разных длинах шага спиральной структуры: SPUN-1, SPUN-2, SPUN-3, SPUN-4, последний из которых использовался в предыдущем эксперименте. Расчётная длина шага спиральной структуры образца SPUN-1 составляла 3 мм, а результаты измерений данного параметра для SPUN-2 и SPUN-3 поляризационным методом составили $8,5 \pm 0,7$ мм и $13,5 \pm 1,6$ мм соответственно. Длину биений ДЛП исследуемых световодов в первом приближении можно считать одинаковой и равной измеренной в рамках предыдущего эксперимента величине для SPUN-4 ($L_b = 21,0 \pm 0,5$ мм), поскольку все образцы вытянуты из одной заготовки. Измерение зависимости относительной магнитооптической чувствительности s_{pun} -световода S_e от σ -параметра проводилось путём поочередного измерения эталонного тока лабораторным ВОДТ с исследуемыми световодами в качестве ЧЭ.

В пятой главе развит аналитический подход для описания как эволюции ПС монохроматического излучения, так и эволюции средних поляризационных параметров некогерентного излучения, распространяющегося по регулярно изогнутому s_{pun} -световоду. При изгибе световода в его структуре, в том числе в сердцевине, возникают упругие напряжения, которые, вследствие фотоупругого эффекта, индуцируют дополнительное линейное ДЛП. Изгибное ДЛП характеризуется длиной биений L_w , которая пропорциональна квадрату радиуса изгиба: $L_w \sim R_w^2$ [4]. Важность исследований поляризационных свойств изогнутых s_{pun} -световодов обусловлена практической необходимостью выполнения ЧЭ ВОДТ в виде замкнутого одновиткового или многовиткового контура, что неизбежно влечёт за собой изгиб световода. Опытным путём было замечено, что характеристики ЧЭ зависят от радиуса изгиба R_w s_{pun} -световода при его намотке. В частности, при уменьшении радиуса изгиба снижается магнитооптическая чувствительность S s_{pun} -световода, а также, что не менее важно, значительно уменьшается видность интерферометра датчика тока, что ограничивает снизу динамический диапазон измеряемых токов [3; 4; 6].

Анализ поляризационных свойств s_{pun} -световодов с изгибом осложнён тем, что в рамках используемой модели его невозможно выполнить аналитически: дифференциальные уравнения эволюции ПС эквивалентны уравнению Риккати [4], которое, в общем случае, нельзя проинтегрировать. Цель предложенного в данной главе подхода состоит в приближённом (при некотором ограничении на параметры световода и диапазон радиусов изгиба) исследовании основных поляризационных свойств с применением нестационарной теории возмущений. Представленный подход является развитием теории, рассмотренной в предыдущей главе для прямолинейного отрезка s_{pun} -световода, и состоит в поиске такой системы координат ПС света, в которой недиагональные элементы дифференциальной матрицы Джонса, рассматриваемые как возмущение, не оказывают существенного влияния на решение невозмущённой задачи.

В разделе 5.1.2 представлено описание искомой системы координат ПС и перехода в неё из лабораторной системы координат циркулярных ПС. Трансформация вектора Джонса при таком переходе состоит из двух пар преобразований, где первая пара в точности повторяет преобразование системы для случая прямого s_{pun} -световода, а вторая определяется наличием изгибного ДЛП. Выполнив такой переход, дифференциальную матрицу Джонса изогнутого s_{pun} -световода можно представить в виде суммы постоянной диагональной матрицы и матриц возмущений. Последние обратно пропорционально зависят от длины биений изгибного ДЛП L_w и гармонически зависят от координаты z вдоль оси световода с частотами 2ξ и 4ξ , кратными частоте вращения осей ДЛП световода. В случае

переменного радиуса изгиба возникает, кроме того, возмущение, определяемое скоростью изменения радиуса.

В разделах 5.1.3 и 5.1.4 рассматривается sripn-световод с постоянным и переменным радиусом изгиба соответственно. Анализ эволюции ПС излучения в sripn-световоде с постоянным радиусом изгиба имеет большее значение для теоретического понимания характера эволюции ПС световых волн, так как использование равномерно изогнутого sripn-световода на практике связано с определёнными трудностями. А именно, достаточно трудно выдержать постоянный радиус изгиба всего отрезка световода полностью (включая входной и выходной участки световода). Кроме того, при вводе света в равномерно изогнутый sripn-световод важно учитывать не только радиус изгиба, но и взаимные ориентации азимута ПС входного излучения, осей ДЛП световода в его начале и положения плоскости намотки. Это значит, что для каждой конкретной намотки необходимо формировать уникальное входное ПС излучения, что крайне неудобно при практическом применении. Однако, как показано в разделе 5.1.4, в случае достаточно плавного перехода от прямолинейного световода к изогнутому общий характер эволюции ПС остаётся неизменным, поэтому для экспериментов и использования на практике большее значение имеет случай переменного радиуса изгиба.

Приближённое решение уравнения эволюции ПС в новой системе координат ПС представлено в разделе 5.1.3. Ограничения, при которых данное решение имеет силу, выражаются неравенствами $L_s/(2L_w) \ll 1$ и $\sigma = L_s/(2L_b) < 1,5$. Указанные граничные соотношения параметров sripn-световода и радиуса его намотки находятся вне диапазона используемых на практике ЧЭ ВОДТ. Например, при типичном значении длины шага спиральной структуры $L_s = 3 \dots 5$ мм ограничение на длину биений изогнутого ДЛП составляет $L_w > 50$ мм, что равносильно ограничению на радиус изгиба $R_w > 4$ мм при длине волны $\lambda = 1,55$ мкм для световода диаметром 125 мкм.

В разделе 5.1.3.3 получено важное для практики выражение для коэффициента магнитооптической чувствительности изогнутого sripn-световода S (относительно чувствительности аналогичного идеального изотропного световода):

$$S = S_e S_b, \quad S_e = \frac{1}{\sqrt{\sigma^2 + 1}}, \quad S_b = \frac{1}{\sqrt{\tilde{\sigma}^2 + 1}}, \quad (6)$$

где

$$\tilde{\sigma} = \frac{L_s}{L_w} \left(\frac{1 + \sqrt{\sigma^2 + 1}}{2\sigma} \right)^2 \sim \frac{1}{R_w^2}. \quad (7)$$

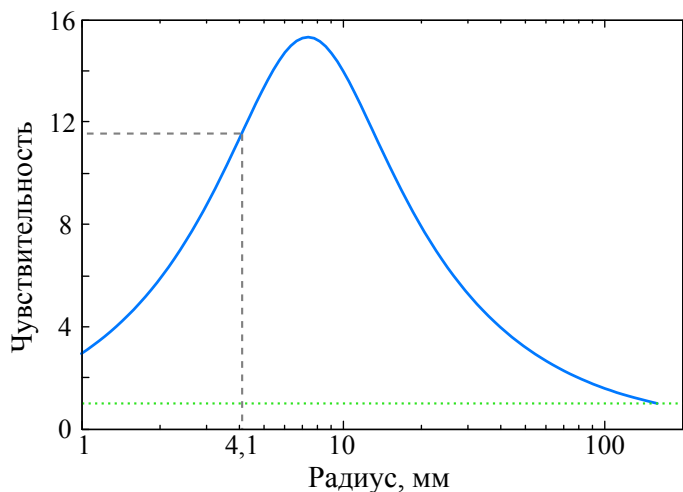


Рис. 3: Теоретическая зависимость интегральной чувствительности отрезка sripn-световода длиной 1 м с параметрами $L_s = 3$ мм, $L_b = 11$ мм в составе чувствительного элемента датчика тока от радиуса изгиба.

Из зависимости $S_b(R_w)$ следует падение общей магнитооптической чувствительности spun -световода при уменьшении радиуса его изгиба R_w . В случае малых значений $\sigma = L_s/(2L_b) < 0,5$ эта зависимость упрощается до выражения

$$S_b \approx \left[1 + \left(\frac{4L_b^2}{L_w L_s} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (8)$$

Однако стоит заметить, что среди определяющих интегральную чувствительность ВОДТ факторов существенное значение также имеет количество волоконных витков вокруг проводника с током, и при уменьшении радиуса намотки отрезка световода фиксированной длины количество его витков растёт. На рис. 3 приведена расчётная зависимость интегральной чувствительности отрезка spun -световода длиной 1 м с параметрами $L_s = 3$ мм, $L_b = 11$ мм от радиуса намотки (с единичной нормировкой на максимальном радиусе). Из графика видно, что при уменьшении радиуса прирост числа витков оказывает доминирующее влияние на общую чувствительность ЧЭ вплоть до минимальных радиусов, выходящих за предел применимости модели. При радиусе намотки $R_w = 4,1$ мм, например, чувствительность больше в 11,5 раз чувствительности на одном витке при $R_w = 1000 \text{ мм}/(2\pi) \approx 159$ мм. Таким образом, несмотря на падение чувствительности вследствие изгиба световода, применение ЧЭ на основе spun -световода при малом радиусе намотки может быть оправдано.

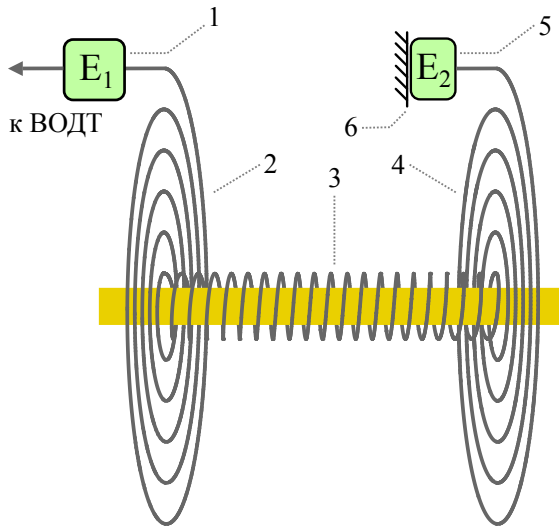


Рис. 4: Предлагаемая конфигурация намотки spun -световода ВОДТ по малому радиусу. 1,5 — фазовые пластинки, 2,4 — секции с переменным радиусом намотки, 3 — намотка по малому радиусу, 6 — зеркало.

При достаточно плавном изменении радиуса изгиба характер эволюции ПС, как показано в разделе 5.1.4, в целом останется неизменным, и средние значения параметров ПС и относительной магнитооптической чувствительности будут адиабатически варьироваться вместе с радиусом. Таким образом, существенным результатом, полученном в данном разделе, является вывод о сохранении излучения поляризованным при плавном переходе от прямолинейного отрезка spun -световода к изогнутому. При этом, поскольку ввод излучения производится в прямолинейный отрезок световода, условия выбора входного

Обобщение полученного приближённого решения на случай немонахроматического излучения производится аналогично случаю прямолинейного spun -световода. На некотором расстоянии от начала световода (длина деполяризации изогнутого spun -световода) точки ПС входящих в спектр излучения световых волн на сфере Пуанкаре заполняют окружность, положение которой определяется параметрами входного ПС и базисными ПС, а среднее по длинам волн ПС совпадает с одним из базисных ПС. Исходя из этого можно, также как и в случае прямолинейного spun -световода, рассчитать степень поляризации излучения в зависимости от параметров входного ПС геометрическим способом, то есть как расстояние от центра сферы Пуанкаре до плоскости, содержащей окружность с ПС волн.

ПС не зависят от параметров изгиба и совпадают с определёнными ранее критериями распространения излучения в прямом *spun*-световоде полностью поляризованным.

Полученный в разделе 5.1.4 вывод, касающийся возможности плавно менять радиус катушки без деполяризации излучения, позволил предложить метод восстановления видности интерференционной картины в интерферометре ВОДТ при необходимости катушки чувствительного *spun*-световода по малому радиусу. Для этого необходимо, чтобы на входе контура радиус изгиба *spun*-световода плавно уменьшался от большого, при котором влиянием изгиба можно пренебречь ($L_w \gg L_b$), к требуемому, а на выходе контура радиус катушки световода плавно увеличивался до первоначального большого радиуса, как представлено на рис. 4. При такой конфигурации катушки входная и выходная фазовые пластинки E_1 и E_2 , формирующие входные для *spun*-световода ПС света, будут точно такими же, как и в описанной в главе 4 модифицированной схеме ВОДТ для случая прямого *spun*-световода. В частности, в распространённом случае, когда длина биений ДЛП световода L_b в несколько раз больше периода спиральной структуры L_s , входная фазовая пластинка E_1 становится близкой к четвертьволновой пластинке, а влияние на ПС выходной пластинки E_2 почти исчезает (аналогично случаю прямого *spun*-световода). Поэтому в этих условиях допустимо использовать традиционную оптическую схему чувствительного элемента с входной четвертьволновой пластинкой и зеркалом на выходе.

В заключительных разделах главы 5 представлены результаты экспериментальной проверки выводов, полученных при поляризационном анализе распространяющегося в изогнутом *spun*-световоде излучения. Эксперименты были выполнены путём исследования выходных характеристик измерительного интерферометра ВОДТ с катушечным на каркас малого радиуса чувствительным *spun*-световодом. Проверка вывода о сохранении степени поляризации при плавном изгибе *spun*-световода описана в разделе 5.2.1 и производилась следующим образом. ЧЭ на основе исследуемого световода подсоединялся к лабораторному ВОДТ (выполненного по схеме низкокогерентного отражательного интерферометра) последовательно в различных конфигурациях катушки световода, и для каждой конфигурации производилось измерение значения видности интерференционной картины интерферометра. Сначала значение видности измерялось при катушке *spun*-световода по большому радиусу ($R_w = 100$ мм), когда влияние изгиба мало, и видность определяется только идеальностью исполнения интерферометра. Затем измерение повторялось при катушке всего отрезка *spun*-световода на кварцевую трубку исследуемого малого радиуса. После этого, катушка производилась

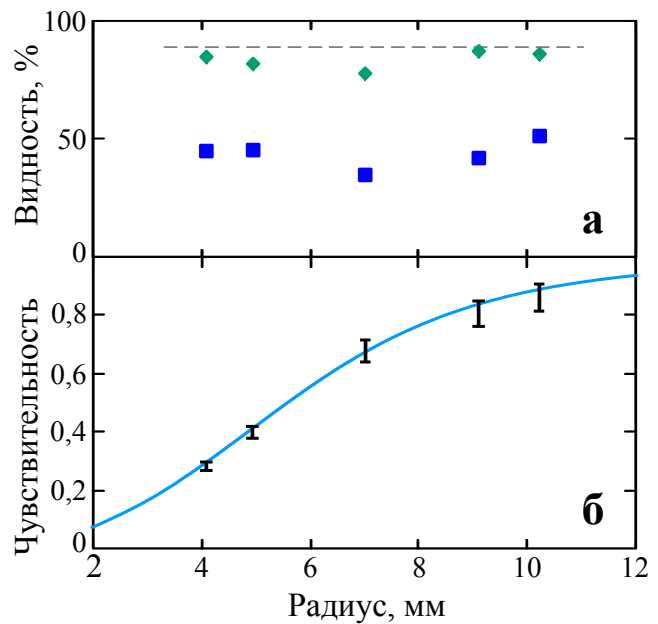


Рис. 5: а — значения видности интерферометра ВОДТ с ЧЭ на основе *spun*-световода SPUN-5 ($L_s = 3$ мм, $L_b = 11$ мм) при его равномерной катушке (квадраты), катушке согласно предложенной схеме (ромбы) и катушке по большому радиусу (пунктир); б — сравнение измеренных значений относительной магнитооптической чувствительности и теоретической зависимости.

по схеме, изображённой на рис. 4: на трубку вплотную к намотанному на неё световоду надевались плоскости, на которые начальный и конечный отрезки световода длиной около 2 м укладывались по спирали. Для этой конфигурации ЧЭ так же производилось измерение значения видности. Эксперимент проводился для трёх образцов *srpn*-световодов диаметром 125 мкм: SPUN-1 ($L_s = 3$ мм, $L_b = 21$ мм), SPUN-5 ($L_s = 3$ мм, $L_b = 11$ мм) и SPUN-6 ($L_s = 4,8$ мм, $L_b = 10,8$ мм). Результаты эксперимента приведены на рис. 5а для образца SPUN-5. Результат этого эксперимента показал, что предложенный подход позволяет повысить видность интерференционной картины ВОДТ при намотке *srpn*-световода с радиусом вплоть до $R_w = 4$ мм до уровня, близкого к уровню видности для традиционного интерферометра ВОДТ с большим радиусом намотки чувствительного световода.

Целью следующего эксперимента, описанного в разделе 5.2.2, является проверка зависимости относительной магнитооптической чувствительности S_b от радиуса намотки R_w . Определение данного коэффициента производилось путём измерений эталонного тока заданной величины с помощью лабораторного ВОДТ с ЧЭ на основе исследуемого *srpn*-световода. Сначала значение тока измерялось ЧЭ с большим радиусом намотки *srpn*-световода ($R_w = 100$ мм), при котором влияние изгиба на чувствительность пренебрежимо мало. В этом случае магнитооптическая чувствительность световода определяется постоянной Верде и средней эллиптичностью излучения (что выражается наличием коэффициента S_e в (6)). Затем, световод наматывался на кварцевую трубку исследуемого малого радиуса с секциями спиральной намотки начального и конечного отрезков световода (согласно схеме, изображённой на рис. 4). Значение относительной магнитооптической чувствительности вычислялось отношением измеренных значений тока при большом радиусе намотки и исследуемом. Результаты измерения приведены на рис. 5б для образца SPUN-5, где сплошная линия — теоретическая кривая, построенная по формуле (6).

Шестая глава посвящена исследованию спектрально-поляризационных свойств записанных в *srpn*-световоде ВБР, которые имеют относительно небольшую длину — меньше или порядка длины шага спиральной структуры *srpn*-световода L_s . Анализ спектров таких решёток позволил предложить методику для измерения как величины встроенного линейного фазового ДЛП B (или его длины биений L_b), так и длины шага спиральной структуры *srpn*-световода L_s , не требующую знания какой-либо дополнительной информации о параметрах его вытяжки и величины дисперсии линейного ДЛП. Эта особенность отличает данный метод от более распространённого метода спектральных биений [24], в котором для вычисления величины фазового ДЛП необходимо знать её спектральную зависимость, как правило, известную с гораздо меньшей точностью (10...20%) [25]. Предложенная методика приводится для *srpn*-световодов с малым значением параметра σ (т.е. $L_b > L_s$), наиболее широко используемых в качестве ЧЭ ВОДТ.

В начале раздела 6.1, посвящённого теоретическому анализу, сформулирована исходная идея предложенного метода. Если в *srpn*-световоде записана ВБР очень малой длины (существенно меньшей периода спиральной структуры световода $L_g \ll L_s$), то на длине ВБР положение осей линейного ДЛП можно считать неизменным. Длины волн максимумов спектров отражений для волн с линейными ПС, ориентированными вдоль медленной (*s*) и быстрой (*f*) осей ДЛП отрезка световода с решёткой, выражаются равенствами $\lambda_{1,2} = 2n_{s,f}\Lambda$, где Λ — период решётки. Тогда величина ДЛП вычисляется через разность этих длин волн:

$$B(\lambda) = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}n, \quad (9)$$

где n — среднее значение эффективного фазового показателя преломления. Таким образом, при малых длинах ВБР значение ДЛП вычисляется по такой же формуле, как и для простого hi-bi световода без вращения осей ДЛП [26]. С другой стороны, уменьшение длины ВБР сопровождается уменьшением коэффициента отражения и увеличением спектральной ширины резонанса. Поэтому минимальная длина ВБР, при которой удаётся обеспечить желаемую точность измерения величины B ($\delta B \sim 10^{-5}$), составляет $L_g \sim 0,5$ мм, что в реальных srip-световодах не всегда удовлетворяет условию $L_g \ll L_s$. В это же время в экспериментальных исследованиях спектров отражений наблюдается снижение максимального смещения спектра $\Delta\lambda$ с ростом длины решётки, а также деформация формы спектра при изменении входной поляризации. Поэтому на практике измерение параметров световода состоит в анализе зависимости величины спектрального смещения $\Delta\lambda$ от длины ВБР и соответствующей экстраполяции в сторону предельно коротких длин решёток. При этом исследования расчётных спектров показали, что измерение искомых величин предложенным методом наиболее удобно производить путём анализа зависимости максимального смещения первого минимума в спектре отражения ВБР от её длины.

В разделе 6.1.1 приводится качественный теоретический анализ поляризационных свойств спектров отражений, основанный на представлении решётки совокупностью слабоотражающих зеркал. Интенсивность отражённого от решётки излучения можно формально представить в виде суммы

$$I \approx I_1 + I_2, \quad (10)$$

где I_1 пропорционально интенсивности отражения от ВБР в аналогичном изотропном световоде, а $I_2 \sim \sigma I_1$ — малая знакопеременная поправка, зависящая как от параметров srip-световода, так и от ПС входного излучения. Таким образом, при изменении входного ПС спектральная зависимость выходного сигнала будет варьироваться относительно основного максимума I_1 за счёт слагаемого I_2 , что приводит к деформации спектра и соответствующим смещениям минимумов. При этом, как показано в разделе 6.1.2, максимальные искажения формы I_1 при малых значениях σ обеспечивают входные ПС, близкие к линейным, которые к середине решётки эволюционируют в структуре srip-световода в почти линейные, ориентированные вдоль осей ДЛП.

В разделе 6.1.3 на основе рассматриваемой качественной модели получено выражение для зависимости смещения первого минимума отражённого спектра от длины решётки $\Delta\lambda_m(L_g)$, причём в пределе малых длин решёток из этой зависимости следует формула вычисления величины ДЛП (9). Из полученной зависимости также следует, что при длине ВБР $L_g \approx L_s/2$ смещение минимума спектра отражения падает в два раза относительно смещения в пределе $L_g \rightarrow 0$. При анализе экспериментальной зависимости $\Delta\lambda_m(L_g)$ это обстоятельство может быть использовано для оценки величины L_s , для чего достаточно

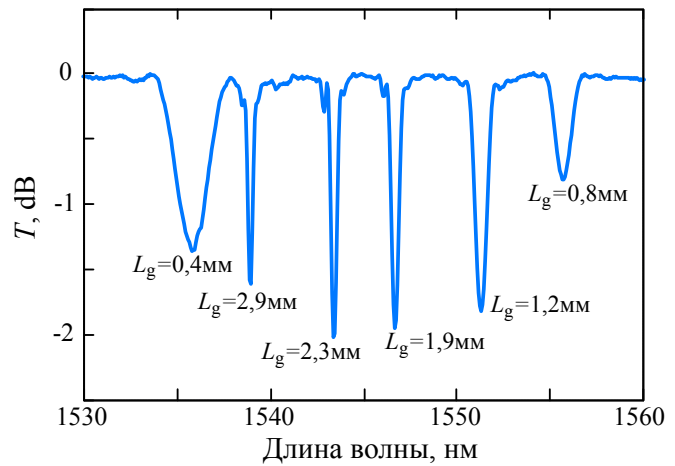


Рис. 6: Спектр пропускания линии из 6 ВБР разной длины, записанных в исследуемом srip-световоде.

определить длину ВБР, при которой смещение минимума $\Delta\lambda_m$ уменьшается в 2 раза по сравнению со значением этой величины для самой короткой ВБР.

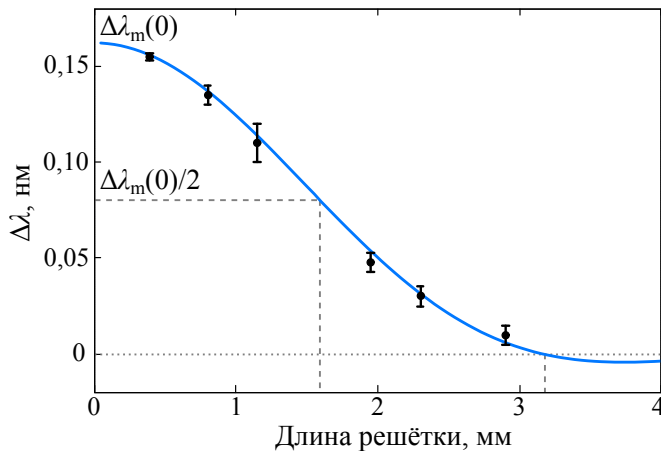


Рис. 7: Экспериментальная (точки) и расчётная (пунктирная линия) зависимости поляризационного смещения первого минимума в спектре отражения ВБР от её длины.

результаты измерений, а также теоретическая зависимость, представлены на рис. 7. Необходимо отметить согласие экспериментальных результатов с теоретическим расчётом, что свидетельствует о применимости предложенного упрощенного подхода для расчёта спектров решёток в рассматриваемой области параметров srip-световода. Полученное таким образом значение встроенного линейного фазового ДЛП составило $B = (1,7 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}$ или, выраженное в длине биений, $L_b \approx 9,1 \pm 0,5$ мм на длине волны $\lambda = 1,55$ мкм.

В **заключении** приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

1. В настоящей работе исследована эволюция среднего по длинам волн поляризационного состояния низкокогерентного излучения при его распространении в srip-световодах с широким диапазоном значений встроенного линейного двулучепреломления и длины шага спиральной структуры. Для анализа использован аппарат дифференциальных матриц Джонса и представления поляризаций света на сфере Пуанкаре. Показано, что при превышении определённой длины распространения излучения в световоде (длины деполяризации srip-световода) среднее поляризационное состояние низкокогерентного излучения не зависит (с точностью до ортогонального состояния) от входного ПС. Средняя по длинам волн эллиптичность излучения постоянна и определяется только отношением длины биений встроенного линейного двулучепреломления и длины шага спиральной структуры, а азимут совпадает с азимутом одной из осей двулучепреломления. При этом от состояния входной поляризации зависит только степень поляризации выходного излучения. Найдены условия возбуждения, при которых излучение распространяется полностью поляризованным. Теоретические результаты подтверждены экспериментальными исследованиями.
2. Проведено исследование возможности применения в качестве чувствительного элемента волоконно-оптического датчика тока на основе низкокогерентного отражательного интерферометра srip-световодов с таким соотношением параметров, когда длина биений встроенного двулучепреломления L_b близка или меньше длины

шага спиральной структуры L_s : $L_b \lesssim L_s$. Показано, что при применении таких световодов в традиционной схеме интерферометра с четвертьволновой пластинкой наблюдается снижение видности интерференционной картины. Предложена и экспериментально продемонстрирована модифицированная схема, позволяющая сохранить низкокогерентное излучение в интерферометре поляризованным и, тем самым, восстановить видность. Также исследована относительная (нормированная постоянной Верде) магнитооптическая чувствительность *srpn*-световодов с различным соотношением указанных его параметров.

3. Теоретически рассмотрены поляризационные свойства как монохроматического, так и низкокогерентного оптического излучения при его распространении по регулярно изогнутому *srpn*-световоду. С использованием нестационарной теории возмущений аналитически получено приближённое решение уравнения эволюции поляризации излучения для применяемых на практике параметров *srpn*-световода и радиусов намотки, в том числе при достаточно медленном изменении радиуса. Показано, что в случае изогнутого *srpn*-световода также можно, в данном приближении, аналитически вычислить параметры (эллиптичность, азимут, степень поляризации) среднего по длинам волн поляризационного состояния света. Получена формула для расчёта относительной магнитооптической чувствительности изогнутого *srpn*-световода. Предложен способ восстановления степени поляризации излучения в намотанном по малому радиусу *srpn*-световоде и, как следствие, видности интерференционной картины интерферометра волоконно-оптического датчика тока с таким *srpn*-световодом в качестве чувствительного элемента. Теоретические выводы подтверждены экспериментально.
4. Выполнено исследование особенностей спектров слабоотражающих волоконных брэгговских решёток в *srpn*-световоде с длиной рассматриваемых решёток L_g меньше длины шага спиральной структуры L_s *srpn*-световода: $L_g \lesssim L_s$. Разработана качественная модель, описывающая поляризационные свойства отражённого от решётки в *srpn*-световоде оптического излучения, а также позволяющая вычислить спектр интенсивности при любых входных поляризационных состояниях в широком диапазоне параметров *srpn*-световода. Предложена и экспериментально опробована методика измерения значений длины биений фазового двулучепреломления L_b и длины шага спиральной структуры L_s *srpn*-световода при условии $L_b > L_s$ на основе поляризационного анализа спектра отражения от серии коротких решёток.

Список работ по теме диссертации

- A1. *Пржиялковский Я. В., Моршнев С. К., Старостин Н. И.* [и др.] Распространение широкополосного оптического излучения в *srpn*-волокне с высоким двулучепреломлением // Квант. электроника. — 2013. — Т. 43, № 2. — С. 167—173.
- A2. *Пржиялковский Я. В., Моршнев С. К., Старостин Н. И.* [и др.] Модифицированный чувствительный элемент волоконно-оптического датчика тока на *srpn*-волокне с малой собственной эллиптичностью // Квант. электроника. — 2014. — Т. 44, № 10. — С. 957—964.

- A3. *Пржиялковский Я. В., Моршнеv С. К., Старостин Н. И.* [и др.] Распространение поляризованного света в изогнутых hi-bi spun-волокнах // Квант. электроника. — 2015. — Т. 45, № 11. — С. 1075–1082.
- A4. *Vasiliev S. A., Przhivalkovsky Y. V., Gnusin P. I.*, [et al.] Measurement of high-birefringent spun fiber parameters using short-length fiber Bragg gratings // Opt. Express. — 2016. — May. — Vol. 24, no. 11. — Pp. 11290–11298.
- A5. *Y. V. Przhivalkovskiy, S. K. Morshnev, N. I. Starostin*, [et al.] Contrast Improvement of the Optical Interferometer with Magneto-Sensitive Microstructured Spun Fiber for Current Measurement // International Conference on Coherent and Nonlinear Optics/International Conference on Lasers, Applications and Technologies (ICONO/LAT-2013). — Moscow, Russia, 2013. — LThF5.
- A6. *Пржиялковский Я. В.* Исследование поляризации широкополосного света на выходе spun-волокна с высоким двулучепреломлением // Нелинейный мир. — 2013. — Т. 11, № 2. — С. 118.
- A7. *Губин В. П., Моршнеv С. К., Пржиялковский Я. В.* [и др.] Модифицированный чувствительный элемент на spun-волокне для датчика тока // Нелинейный мир. — 2014. — Т. 12, № 2. — С. 76–77.
- A8. *Губин В. П., Моршнеv С. К., Пржиялковский Я. В.* [и др.] Исследование поляризации широкополосного света в изогнутом spun-волокне // Нелинейный мир. — 2015. — Т. 13, № 2. — С. 44–45.
- A9. *Пржиялковский Я. В., Моршнеv С. К., Старостин Н. И.* [и др.] Использование spun-волокон с высоким двулучепреломлением в датчиках тока // Фотон-экспресс. — 2013. — 6(110). — С. 73.
- A10. *Гнусин П. И., Васильев С. А., Медведков О. И.* [и др.] Брэгговские решётки в волоконных световодах типа Spun // Фотон-экспресс. — 2015. — 6(126). — С. 178–179.
- A11. *Пржиялковский Я. В., Моршнеv С. К., Губин В. П.* [и др.] Исследование поляризации широкополосного света в изогнутом spun-волокне // Фотон-экспресс. — 2015. — 6(126). — С. 200–201.
- A12. Способ и волоконно-оптическое устройство (варианты) для измерения величины электрического тока и магнитного поля : пат. 2497135 / В. П. Губин, С. К. Моршнеv, Я. В. Пржиялковский [и др.] (РФ). — Заявл. 18.05.2012.
- A13. Волоконно-оптический чувствительный элемент датчика электрического тока и магнитного поля : пат. 2567116 / В. П. Губин, С. К. Моршнеv, Я. В. Пржиялковский [и др.] (РФ). — Заявл. 17.06.2014.

Список литературы

1. *Frosio G., Dändliker R.* Reciprocal reflection interferometer for a fiber-optic Faraday current sensor // Appl. Opt. — 1994. — Sept. — Vol. 33, no. 25. — Pp. 6111–6122.
2. *Blake J., Tantaswadi P., De Carvalho R. T.* In-line Sagnac interferometer current sensor // IEEE Transactions on Power Delivery. — 1996. — Vol. 11, no. 1. — Pp. 116–121.
3. *Laming R. I., Payne D. N.* Electric current sensors employing spun highly birefringent optical fibers // Journal of Lightwave Technology. — 1989. — Vol. 7, no. 12. — Pp. 2084–2094.

4. *Губин В. П., Исаяев В. А., Моршнев С. К.* [и др.] Использование волоконных световодов типа Spun в датчиках тока // Квант. электроника. — 2006. — Т. 36, № 3. — С. 287–291.
5. *Qian J. R., Guo Q., Li L.* Spun linear birefringence fibres and their sensing mechanism in current sensors with temperature compensation // IEE Proceedings-Optoelectronics. — 1994. — Vol. 141, no. 6. — Pp. 373–380.
6. *Моршнев С. К., Губин В. П., Воробьев И. Л.* [и др.] Оптические волокна spun: спиральная структура линейного двулучепреломления или циркулярное двулучепреломление? // Квант. электроника. — 2009. — Т. 39, № 3. — С. 287–292.
7. *Чаморовский Ю. К., Старостин Н. И., Моршнев С. К.* [и др.] Микроструктурное оптическое spun-волокно для датчиков тока на основе эффекта Фарадея // Квант. электроника. — 2009. — Т. 39, № 11. — С. 1074–1077.
8. *Chamorovskiy Y. K., Starostin N. I., Ryabko M. V.,* [et al.] Miniature microstructured fiber coil with high magneto-optical sensitivity // Optics Communications. — 2009. — Vol. 282, no. 23. — Pp. 4618–4621.
9. *Michie A., Canning J., Bassett I.,* [et al.] Spun elliptically birefringent photonic crystal fibre // Opt. Express. — 2007. — Feb. — Vol. 15, no. 4. — Pp. 1811–1816.
10. *Губин В. П., Моршнев С. К., Старостин Н. И.* [и др.] Эффективная прямая магнито-оптическая модуляция фазы световых волн в микроструктурированном spun-волокне // Квант. электроника. — 2011. — Т. 41, № 9. — С. 815–820.
11. *Enokihara A., Izutsu M., Sueta T.* Optical fiber sensors using the method of polarization-rotated reflection // Journal of Lightwave Technology. — 1987. — Nov. — Vol. 5, no. 11. — Pp. 1584–1590. — ISSN 0733-8724.
12. *Tang D., Rose A., Day G.,* [et al.] Annealing of linear birefringence in single-mode fiber coils: application to optical fiber current sensors // Journal of Lightwave Technology. — 1991. — Vol. 9, no. 8. — Pp. 1031–1037.
13. *Rose A. H., Ren Z. B., Day G. W.* Twisting and annealing optical fiber for current sensors // Journal of Lightwave Technology. — 1996. — Nov. — Vol. 14, no. 11. — Pp. 2492–2498. — ISSN 0733-8724.
14. *Bohnert K., Gabus P., Nehring J.,* [et al.] Temperature and Vibration Insensitive Fiber-Optic Current Sensor // Journal of Lightwave Technology. — 2002. — Feb. — Vol. 20, no. 2. — P. 267.
15. *Rashleigh S. C., Ulrich R.* Magneto-optic current sensing with birefringent fibers // Applied Physics Letters. — 1979. — Vol. 34, no. 11. — Pp. 768–770.
16. *Li L., Qian J. R., Payne D. N.* Current sensors using highly birefringent bow-tie fibres // Electronics Letters. — 1986. — Vol. 22, no. 21. — Pp. 1142–1144.
17. *Li L., Qian J. R., Payne D. N.* Miniature multi-turn fibre current sensors // International Journal of Optical Sensors. — 1987. — Vol. 2, no. 1. — Pp. 25–31.
18. *Железняков В. В., Кочаровский В. В., Кочаровский В. В.* Линейное взаимодействие электромагнитных волн в неоднородных слабоанизотропных средах // Успехи физических наук. — 1983. — Т. 141, № 10. — С. 257–310.
19. *Jones R. C.* A New Calculus for the Treatment of Optical Systems. I. Description and Discussion of the Calculus // J. Opt. Soc. Am. — 1941. — July. — Vol. 31, no. 7. — Pp. 488–493.

20. *Azzam R. M. A., Bashara N. M.* Ellipsometry and Polarised Light. — Amsterdam — New York — Oxford : North-Holland Publ. Comp., 1977.
21. *Яриу А., Юх П.* Оптические волны в кристаллах. — М.: Мир, 1987.
22. *Jones R. C.* A New Calculus for the Treatment of Optical Systems. VII. Properties of the N-Matrices // J. Opt. Soc. Am. — 1948. — Aug. — Vol. 38, no. 8. — Pp. 671–685.
23. *Ахманов С. А., Никитин С. Ю.* Физическая оптика. — 2-е изд. — М.: Изд-во МГУ, 2004.
24. *Kikuchi K., Okoshi T.* Wavelength-sweeping technique for measuring the beat length of linearly birefringent optical fibers // Opt. Lett. — 1983. — Feb. — Vol. 8, no. 2. — Pp. 122–123.
25. *Rashleigh S. C.* Measurement of fiber birefringence by wavelength scanning: effect of dispersion // Opt. Lett. — 1983. — June. — Vol. 8, no. 6. — Pp. 336–338.
26. *Abe I., Kalinowski H. J., Nogueira R., [et al.]* Production and characterisation of Bragg gratings written in high-birefringence fibre optics // IEE Proceedings — Circuits, Devices and Systems. — 2003. — Dec. — Vol. 150, no. 6. — Pp. 495–500. — ISSN 1350-2409.