

Научная статья

УДК 535.5, 535-4, 535.012.2

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.18115>

КОГЕРЕНТНЫЙ ДВОЙНОЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ОДНОМОДОВЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ С СИЛЬНЫМ ЛИНЕЙНЫМ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЕМ

**А. И. Головченко¹, А. В. Петров¹, В. С. Темкина¹,
А. Б. Арчелков¹, М. К. Цибиногина², О. И. Котов¹ □**

¹ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия;

² ОАО, концерн "ЦНИИ «Электроприбор»", Санкт-Петербург, Россия
□ kotov@rphf.spbstu.ru

Аннотация. В работе детально проанализирован когерентный спектральный метод измерения параметров анизотропных волоконных световодов с учетом поляризационной дисперсии показателей преломления (ПП) и возможных угловых рассогласований осей двулучепреломления оптических элементов схемы. С использованием метода матриц Джонса рассмотрен измерительный поляризационный интерферометр и найдены зависимости его характеристик от параметров схемы. Показано, что отклонения величин осевых углов от оптимальных приводит к снижению контраста выходных интерференционных сигналов и появлению паразитных спектральных составляющих. Получены аналитические выражения для двулучепреломления и длины биений поляризационных мод с учетом дисперсии ПП, а также для спектральной передаточной функции поляризационного интерферометра и ее Фурье-образа. Экспериментально продемонстрированы особенности применения описанного метода для измерения ключевых параметров двулучепреломляющих волоконных световодов трех типов.

Ключевые слова: поляризация света, вектор Джонса, поляризационная мода, длина биений мод, анизотропный световод

Финансирование: Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-72-01101, <https://rscf.ru/project/23-72-01101/>.

Для цитирования: Головченко А. И., Петров А. В., Темкина В. С., Арчелков А. Б., Цибиногина М. К., Котов О. И. Когерентный двойной спектральный метод измерения параметров одномодовых волоконных световодов с сильным линейным двулучепреломлением // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2025. Т. 18. № 1. С. 182–200. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.18115>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Original article

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.18115>

A COHERENT DOUBLE SPECTRAL METHOD FOR MEASURING THE PARAMETERS OF SINGLE-MODE OPTICAL FIBERS WITH STRONG LINEAR BIREFRINGENCE

**A. I. Golovchenko¹, A. V. Petrov¹, V. S. Temkina¹,
A. B. Archelkov¹, M. K. Tsibinogina², O. I. Kotov¹ □**



¹ Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia;

² Concern CSRI "Elektropribor", JSC, St. Petersburg, Russia

✉ kotov@rphf.spbstu.ru

Abstract. In this work, a coherent spectral method for measuring the parameters of anisotropic optical fiber with taking into account polarization dispersion of refractive indices (RI) and possible angular mismatches of birefringence axes of the circuit optical elements has been analyzed thoroughly. Using the Jones matrix method, the measuring polarization interferometer was treated and the relationship between its characteristics and circuit parameters was obtained. The deviations of the axial angles from the optimal ones were shown to lead to a decrease in the contrast of the output interference signals and to the appearance of parasitic spectral components. Analytical expressions for the birefringence and beat length of polarization modes having regard to the RI dispersion, as well as for the spectral transfer function (STF) of the polarization interferometer and its Fourier image were derived. The features of the application of the described method for measuring the key parameters of three types of birefringent fibers were experimentally demonstrated.

Keywords: polarization of light, Jones vector, polarization mode, anisotropic light guide

Funding: The reported study was funded by Russian Science Foundation (Grant No. 23-72-01101). <https://rscf.ru/project/23-72-01101/>.

For citation: Golovchenko A. I., Petrov A. V., Temkina V. S., Archelkov A. B., Tsibinogina M. K., Kotov O. I., A coherent double spectral method for measuring the parameters of single-mode optical fibers with strong linear birefringence, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 18 (1) (2025) 182–200. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.18115>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Введение

Волоконные световоды с сильным линейным двулучепреломлением (ДЛП) относятся к особому классу одномодовых световодов, обладающих свойством сохранения линейного состояния поляризации световых волн, которые по ним распространяются. Они широко применяются в оптических системах, требующих согласования по поляризации интерферирующих волн: в волоконных когерентных системах связи [1, 2], в волоконно-оптических датчиках [3] и в устройствах обработки информации [4 – 8]. Практическими параметрами таких световодов, позволяющими оценить их способность сохранять состояние линейной поляризации, служат ДЛП и длина биений поляризационных мод [9].

Линейное ДЛП определяется разностью показателей преломления $B = n_x - n_y$ двух ортогональных, линейно поляризованных волн, векторы напряженности электрического поля которых ориентированы вдоль осей x и y (так называемые поляризационные моды). Как правило, величину ДЛП находят путем измерения длины биений поляризационных мод $L_b = \lambda/B$.

Длиной биений этих мод называется длина, на которой изменение их разности фаз достигает 2π . Длину биений можно измерить, если подвергнуть исследуемое волокно воздействию, которое изменяет фазу распространяющегося излучения. Для реализации этого воздействия можно использовать фазовые модуляторы [10], а также устройства, реализующие поперечное давление [11], нагрев или удлинение исследуемого волокна [3].

Другой известный подход к изменению фазы излучения – это применение спектрального метода, при котором анализируется излучение, прошедшее через ДЛП-волокно при сканировании частоты оптического излучения.

Различают два варианта этого метода:

когерентный (с применением лазера);

некогерентный (с использованием суперлюминесцентного светодиода и оптического спектроанализатора).

При обоих подходах регистрируется наличие на выходе оптической схемы с ДЛП-волоконном сигнала интерференции поляризационных мод этого волокна, величина которого изменяется при вариации разности фаз поляризационных мод в результате сканирования оптической частоты; следует отметить, что в случае линейного изменения фазы соответствующий сигнал будет гармоническим. В обоих случаях длину биений можно оценивать посредством измерения периода сигнала интерференции при варьировании длины световой волны.

Существуют и другие способы измерения ДЛП, например, на основе обратного рассеяния света [12 – 14].

В последнее время активно применяются спектральные методы [15], что вызвано успешным развитием элементной базы и волоконных технологий оптических информационных систем. Разработаны непрерывные лазерные устройства с высокой когерентностью и большим диапазоном спектральной перестройки [16]. Созданы «дырчатые» одномодовые волокна, имеющие ДЛП порядка 10^{-4} , привлекательные в волоконно-оптических датчиках для измерения гидростатического давления и удлинения [17, 18].

Улучшаются параметры как самих ДЛП-волокон [19], так и методы измерения их характеристик [11, 20, 21]. Данный подход обладает тем преимуществом, что обеспечивает линейное сканирование фазы излучения в широком диапазоне без применения традиционных оптических модуляторов, что расширяет области его применения и повышает точность измерений.

Ранее в работе [15] было рассмотрено измерение параметров ДЛП-волокна путем возбуждения схемы одномодового поляризационного интерферометра (Single-Mode Polarization Interferometer (SMPI)) некогерентным источником (светоизлучающий диод (LED)) и измерения периода получаемого интерференционного сигнала с помощью оптического спектроанализатора. Однако, как будет показано в настоящей работе, на практике форма указанного сигнала может отклоняться от гармонической, ввиду рассогласования между осями ДЛП исследуемого волокна и осями отводящего и подводящего волокон. В этом случае прямое измерение периода интерференционного сигнала может привести к неточным результатам.

В данной работе предлагается использовать двойное спектральное преобразование сигналов SMPI:

первое преобразование – нахождение оптического спектра пропускания поляризационного интерферометра, это так называемая спектральная передаточная функция (СПФ);

второе – спектральное преобразование Фурье интерференционных сигналов, формирующих СПФ.

Такое двойное преобразование позволяет корректно определять частоту и период низкочастотной спектральной компоненты Фурье-образа, соответствующей интерференции основных поляризационных мод. Данный подход может снижать уровень ошибки при нахождении периода интерференционного сигнала и соответственно длины биений поляризационных мод, связанные с возможными угловыми рассогласованиями элементов в схеме SMPI.

Аналогичный способ двойного спектрального преобразования ранее был использован нами для измерения параметров межмодового волоконного интерферометра как в когерентном, так и в некогерентном вариантах [22, 23]. Однако, как показано ниже, применение указанного метода в ДЛП-световодах имеет свои особенности, которые и обсуждаются в этой работе.

В настоящей работе проанализирован полностью волоконный вариант поляризационного интерферометра без использования каких-либо объемных оптических элементов. В статье представлена модель, описывающая данный подход и учитывающая возможные угловые рассогласования отдельных элементов оптического тракта в местах их стыковки, приводящие к искажениям результатов измерений.

Рассмотрен вопрос учета эффекта дисперсии коэффициентов преломления ортогональных поляризационных мод. Этот вопрос неоднократно рассматривался ранее [15, 24 – 26]. В данной работе получены аналитические выражения СПФ SMPI и изучено влияние дисперсии на ключевые параметры ДЛП волокон: длину биений поляризационных мод и двулучепреломление.



В работе проведено численное моделирование различных характеристик поляризационного интерферометра, таких как СПФ и ее Фурье-образ, ДЛП и длина биений поляризационных мод. Представлены результаты экспериментов по измерению параметров различных типов ДЛП-световодов, доказывающие их хорошее согласие с теоретическими моделями и возможность применения данного подхода для корректных измерений параметров волоконных световодов с линейным ДЛП.

Теоретический анализ

Одноволоконный поляризационный интерферометр. Для реализации метода измерения ДЛП, который рассматривается в настоящей работе, исследуемое волокно должно быть включено в схему одноволоконного поляризационного интерферометра (ОПИ) [15] (рис. 1).

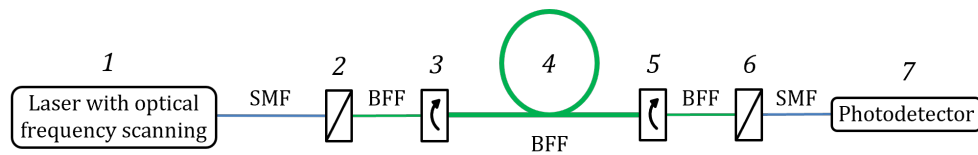


Рис. 1. Схема одноволоконного поляризационного интерферометра (ОПИ):

1 – лазер со сканированием оптической частоты; 2 – волоконный поляризатор; 3, 5 – сварные соединения; 4 – исследуемое волокно; 6 – волоконный поляризатор; 7 – фотодетектор; SMF – Single-Mode Fiber (одномодовое волокно), BFF – Birefringent Fiber (ДЛП-волокно)

Лазер 1 излучает свет, длина волны которого сканируется в определенном диапазоне:

$$\lambda_0 - 0,5 \cdot \Delta\lambda_{span}; \lambda_0 + 0,5 \cdot \Delta\lambda_{span}.$$

После прохождения поляризатора 2 линейно-поляризованный свет распространяется по одной из осей ДЛП-волокна, согласованной с поляризатором. Для возбуждения в исследуемом волокне двух поляризационных мод необходимо, чтобы оси исследуемого волокна были ориентированы относительно направления поляризации света на выходе поляризатора 2 под углом 45° . В нашем исследовании это было реализовано в ходе проведения сварки исследуемого волокна с подводящими волокнами при помощи аппарата, имеющего функции определения и согласования осей ДЛП с заданными углами (соединения 3 и 5). После прохождения исследуемого волокна и соединения 5, в отводящем ДЛП-волокне формируются две ортогональные поляризационные моды, каждая из которых возникает в результате интерференции двух поляризационных мод, возбужденных в исследуемом волокне. Одна из поляризационных мод в отводящем волокне полностью подавляется поляризатором 6, после чего интерференционный сигнал принимается фотоприемником 7.

Для анализа процессов в схеме ОПИ наиболее удобно применить метод матриц Джонса [27, 28]. Проведем краткий анализ нашей измерительной схемы.

Вектор Джонса на выходе первого поляризатора запишется в виде:

$$\mathbf{E}_{in} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Будем считать, что поляризатор на выходе схемы 6 ориентирован параллельно входному поляризатору 2. В этом случае соответствующую матрицу можно записать в виде

$$P_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Сварные соединения 3 и 5 для случая ориентации под углами $\psi_{1,2} = 45^\circ$ можно представить следующей матрицей поворота:

$$R_{1,2}(\psi_{1,2}) = \begin{pmatrix} \cos \psi_{1,2} & \sin \psi_{1,2} \\ -\sin \psi_{1,2} & \cos \psi_{1,2} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Исследуемое ДЛП-волокно 4 описывается следующей матрицей:

$$W_0 = \begin{pmatrix} \exp[-i\beta_x(\lambda) \cdot L] & 0 \\ 0 & \exp[-i\beta_y(\lambda) \cdot L] \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где L – длина исследуемого волокна; $\beta_{x,y}(\lambda)$ – постоянные распространения ортогональных поляризационных мод (это функции длины волны λ , как записано).

Подчеркнем, что матрица (4) представлена для случая, когда амплитуды поляризационных мод равны.

Зависимость постоянных распространения $\beta_{x,y}(\lambda)$ от длины волны имеет принципиальное значение для дальнейшего анализа. Однако мы будем использовать более компактную запись $\beta_{x,y}$, подразумевая, тем не менее, эту зависимость.

Таким образом, с учетом выражений (2) – (4) можно записать полную матрицу Джонса для измерительной схемы:

$$\begin{aligned} W_\Sigma &= P_2 \cdot R_2(\psi_2) \cdot W_0 \cdot R_1(\psi_1) = \\ &= \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} e^{-i\beta_x L} & 0 \\ 0 & e^{-i\beta_y L} \end{pmatrix} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} = \\ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ -e^{-i\beta_x L} + e^{-i\beta_y L} & e^{-i\beta_x L} + e^{-i\beta_y L} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (5)$$

С учетом выражений (1) и (5), вектор Джонса на выходе ОПИ можно записать в следующем виде:

$$\mathbf{E}_{out} = W_\Sigma \cdot \mathbf{E}_{in} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ -e^{-i\beta_x L} + e^{-i\beta_y L} & e^{-i\beta_x L} + e^{-i\beta_y L} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 \\ e^{-i\beta_x L} + e^{-i\beta_y L} \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Тогда интенсивность света на выходе измерительной схемы, в предположении отсутствия потерь, имеет простой вид:

$$\begin{aligned} I &= \mathbf{E}_{out}^+ \cdot \mathbf{E}_{out} = \frac{1}{4} (e^{i\beta_x L} + e^{i\beta_y L}) \cdot (e^{-i\beta_x L} + e^{-i\beta_y L}) = \frac{1}{4} [1 + e^{-i(\beta_x - \beta_y)L} + e^{i(\beta_x - \beta_y)L} + 1] = \\ &= \frac{1}{4} \{2 + 2 \cos[(\beta_x - \beta_y)L]\} = \frac{1}{2} \{1 + \cos[(\beta_x - \beta_y)L]\}. \end{aligned} \quad (7)$$

Поскольку постоянные распространения зависят от длины волны, очевидно, что выходная интенсивность (см. формулу (7)) также зависит от длины волны. Фактически данную зависимость можно считать СПФ ОПИ.

Далее покажем, что длину биений мод ДЛП-волокна и, соответственно, его ДЛП можно измерять путем Фурье-анализа данной функции.

СПФ поляризационного интерферометра с учетом поляризационной дисперсии. Рассмотрим получение Фурье-образа СПФ, определяемой выражением (7).

Для дальнейшего анализа целесообразно провести разложение постоянных распространения поляризационных мод в ряд Тейлора по длине волны λ , с учетом линейных членов разложения:

$$\beta_{x,y}(\lambda) = \frac{2\pi n_{x,y}(\lambda_0)}{\lambda_0} + 2\pi \cdot \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{n_{x,y}(\lambda_0)}{\lambda} \right)_{\lambda_0} \cdot (\lambda - \lambda_0), \quad (8)$$

где λ_0 – центральная длина волны разложения в ряд Тейлора.

С учетом производной в выражении (8) получаем:

$$\beta_{x,y}(\lambda) = \frac{2\pi n_{x,y}(\lambda_0)}{\lambda_0} + \left[\frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \frac{dn_{x,y}(\lambda)}{d\lambda} \right]_{\lambda_0} - \frac{2\pi}{\lambda_0^2} \cdot n_{x,y}(\lambda_0) \cdot (\lambda - \lambda_0). \quad (9)$$



В выражении (9) производные от коэффициентов преломления мод по длине волны λ фактически отражают эффект поляризационной дисперсии.

Если подставить выражение (9) в формулу (7), то получим выражение для интенсивности света на выходе ОПИ как функцию длины волны:

$$I_{out}(\lambda) = A \cdot \left\{ 1 + \cos \left[L \cdot \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot (n_x^0 - n_y^0) - (\lambda - \lambda_0) \cdot \frac{2\pi}{\lambda_0^2} \left[(n_x^0 - n_y^0) - \lambda_0 \cdot \left(\left. \frac{dn_x(\lambda)}{d\lambda} \right|_{\lambda_0} - \left. \frac{dn_y(\lambda)}{d\lambda} \right|_{\lambda_0} \right) \right] \right) \right] \right\}, \quad (10)$$

где $n_{x,y}^0$ — коэффициенты преломления сердцевины для волн с поляризациями $\mathbf{E}_{x,y}$ на длине волны λ_0 ; A — амплитудный коэффициент, определяемый входным излучением.

Выражение (10) фактически представляет собой СПФ ОПИ с учетом разложения постоянных распространения в ряд Тейлора и имеет вид гармонической функции изменения интенсивности света на выходе интерферометра от длины волны источника посредством множителя $(\lambda - \lambda_0)$. Анализ выражения (10) позволяет заключить, что наличие поляризационной дисперсии приводит к изменению периода СПФ. Это утверждение будет продемонстрировано далее в расчетах.

С помощью выражения (10) можно оценить такую величину, как длину биений с учетом поляризационной дисперсии L_b^{gr} . Действительно, длина биений — это длина участка волокна, при которой разность фаз поляризационных мод изменяется на 2π . С учетом этого и условия изменения разности фаз мод на 2π при изменении длины волны $\lambda - \lambda_0$, выражения для длины биений мод и ДЛП с учетом поляризационной дисперсии L_b^{gr} можно записать в следующем виде:

$$L_b^{gr} = \frac{\lambda_0}{\Delta n_{x,y}^0 - \lambda_0 \cdot \left(\left. \frac{dn_x}{d\lambda} \right|_{\lambda_0} - \left. \frac{dn_y}{d\lambda} \right|_{\lambda_0} \right)} = \frac{\lambda_0}{B}, \quad (11)$$
$$B = \Delta n_{x,y}^0 - \lambda_0 \cdot \left(\left. \frac{dn_x}{d\lambda} \right|_{\lambda_0} - \left. \frac{dn_y}{d\lambda} \right|_{\lambda_0} \right).$$

Из выражений (11) следует, что наличие поляризационной дисперсии приводит к уменьшению ДЛП и увеличению длины биений. Верхний индекс gr в обозначении L_b^{gr} отражает учет групповых скоростей интерферирующих поляризационных мод в формировании этой величины.

Поскольку при сканировании длины волны λ разность фаз поляризационных мод изменяется, очевидно, что длину биений можно оценить по СПФ. В случае линейного изменения оптической частоты будет формироваться СПФ, представляющая собой гармоническую функцию. При этом изменение длины волны $\delta\lambda_b$, на котором происходит изменение разности фаз поляризационных мод на 2π , будет соответствовать одному периоду СПФ. Это обстоятельство позволяет оценить длину биений по периоду СПФ.

Действительно, с учетом вышеизложенного, из выражений (10) и (11) получаем соотношение:

$$\frac{L}{L_b^{gr}} = \frac{\lambda_0}{\delta\lambda_b} \rightarrow L_b^{gr} = L \cdot \frac{\delta\lambda_b}{\lambda_0}, \quad (12)$$

где L — длина исследуемого волокна.

Поскольку L и λ_0 известны, то измерение $\delta\lambda_b$ с использованием СПФ позволяет определить длину биений L_b^{gr} из соотношения (12).

Здесь следует подчеркнуть, что в спектральном методе появляется дополнительный параметр, характеризующий ДЛП-волокно, — это $\delta\lambda_b$. Как отмечено выше, он определяется как интервал изменения длины волны света, соответствующий одному периоду СПФ. Из соотношения (12) видно, что этот параметр зависит и от других характеристик ДЛП-волокна. В первую очередь он зависит от длины световода, а также от его ДЛП и дисперсии, которые входят в выражение (11) для длины биений поляризационных мод. Именно этот параметр используется для определения длины биений в когерентном или некогерентном спектральных методах измерения L_b [15]. В нашем исследовании этот параметр вполне обоснованно получен при анализе разложения в ряд Тейлора постоянных распространения поляризационных мод.

Аналитическое выражение для Фурье-образа СПФ. С учетом соотношения (12) выражение (10) можно представить в более простом виде:

$$I(\lambda) = 1 + \cos \left[\Psi + \frac{2\pi L}{\lambda_0 L_b^{gr}} (\lambda - \lambda_0) \right], \quad (13)$$

где Ψ – постоянная фазовая составляющая, не зависящая от длины волны λ и выражаемая как $\Psi = 2\pi \cdot \Delta n_{x,y}^0 \cdot L / \lambda_0$.

Косинус-Фурье преобразование этого выражения имеет вид

$$\begin{aligned} S &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_{\frac{\Delta\lambda_{span}}{2}}^{\frac{\Delta\lambda_{span}}{2}} \cos \left[\Psi + \frac{2\pi L}{\lambda_0 L_b^{gr}} (\lambda - \lambda_0) \right] \cdot \cos(K \cdot \delta\lambda) d\delta\lambda = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\frac{\Delta\lambda_{span}}{2}}^{\frac{\Delta\lambda_{span}}{2}} \cos[\delta\lambda (K_0 - K)] d\delta\lambda = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{\sin[\Delta\lambda_{span} (K_0 - K)]}{\Delta\lambda_{span} (K_0 - K)}, \end{aligned} \quad (14)$$

где K_0 – постоянная величина для данного интерферометра, $K_0 = 2\pi \cdot L / (\lambda_0 \cdot L_b^{gr})$; $\Delta\lambda_{span}$ – диапазон сканирования длины волны; $\delta\lambda = \lambda - \lambda_0$; K – аргумент в выражении (14), зависящий от длины волны.

С учетом соотношений (12) коэффициенты K и K_0 можно записать в следующем виде:

$$K_0 = \frac{2\pi \cdot L}{\lambda_0 \cdot L_b} = \frac{2\pi \cdot \lambda_0}{\lambda_0 \cdot \delta\lambda_b} = \frac{2\pi}{\delta\lambda_b}, \quad K = \frac{2\pi}{\delta\lambda}.$$

Здесь и далее для простоты выражений опущен верхний индекс в обозначении групповой длины биений.

Нормированное выражение (14) можно теперь записать в виде

$$S(\delta\lambda) = \frac{\sin \left[2\pi \left(\frac{\Delta\lambda_{span}}{\delta\lambda_b} - \frac{\Delta\lambda_{span}}{\delta\lambda} \right) \right]}{2\pi \left(\frac{\Delta\lambda_{span}}{\delta\lambda_b} - \frac{\Delta\lambda_{span}}{\delta\lambda} \right)}, \quad (15)$$

где $\Delta\lambda_{span}$ – диапазон сканирования длины волны, $\delta\lambda_b$ – период изменения интенсивности СПФ.

Выражение (15) фактически является Фурье-образом СПФ и зависит только от двух параметров: диапазона сканирования $\Delta\lambda_{span}$ и периода СПФ $\delta\lambda_b$. Очевидно, что функция $S(\delta\lambda)$ имеет экстремум при $\delta\lambda = \delta\lambda_b$. Таким образом, по положению данного экстремума на оси абсцисс можно определить период СПФ $\delta\lambda_b$ и длину биений поляризационных мод:

$$L_b = L \cdot \frac{\delta\lambda_b}{\lambda_0}.$$

Для дальнейшего анализа удобно сделать следующие замены:

$$N_0 = \frac{\Delta\lambda_{span}}{\delta\lambda_b}, \quad N = \frac{\Delta\lambda_{span}}{\delta\lambda}.$$

Тогда выражение (15) примет простой вид:

$$S(N) = \frac{\sin[2\pi(N_0 - N)]}{2\pi(N_0 - N)}. \quad (16)$$

Поясним смысл замен, сделанных при переходе от выражения (15) к (16). Величина N_0 , как следует из ее определения, данного в предыдущем абзаце, численно соответствует числу периодов СПФ в диапазоне сканирования значений длины волны $\Delta\lambda_{span}$.



Из этого следует утверждение, важное для практической реализации рассматриваемого подхода: применение быстрого преобразования Фурье к СПФ фактически обеспечивает нахождение N_0 , так как численное значение отсчета по шкале абсцисс, соответствующего некоторой спектральной компоненте быстрого преобразования Фурье, соответствует количеству периодов гармонического колебания, укладывающихся на данной выборке.

Исходя из этого, можно сформулировать простой алгоритм нахождения длины биений и ДЛП исследуемого волокна.

Шаг 1. Формирование схемы ОПИ, содержащей оптический лазерный источник с перестраиваемой длиной волны (типа интеррогатора с необходимым диапазоном изменения длины волны).

Шаг 2. Регистрация СПФ с последующим применением к ней быстрого преобразования Фурье.

Шаг 3. Определение численного значения отсчета N_0 , при котором наблюдается экстремум, характеризующий интерференцию поляризационных мод.

Шаг 4. Получение значения длины биений по выражению (12), с учетом замены $N_0 = \Delta\lambda_{span} / \delta\lambda_b$, при этом используется выражение

$$L_b = \frac{L \cdot \Delta\lambda_{span}}{\lambda_0 \cdot N_0}.$$

Шаг 5. Оценка величины ДЛП с помощью выражения (11) $\Delta n_{xy} \approx \frac{\lambda_0}{L_b}$.

На рис. 2 представлены СПФ и соответствующие Фурье-образы СПФ ОПИ для трех значений длины исследуемого волокна, полученные по формулам (10) и (16), соответственно. Выбраны следующие значения параметров расчета [29]:

$$\lambda_0 = 1550 \text{ нм}, \Delta\lambda_{span} = 80 \text{ нм}, n_x - n_y = 4,983 \cdot 10^{-4},$$

$$\frac{dn_x}{d\lambda} - \frac{dn_y}{d\lambda} = 3,2 \cdot 10^{-8} \text{ (нм)}^{-1}.$$

Видно, что с ростом длины исследуемого волокна пропорционально уменьшается период соответствующей СПФ и спектральная компонента в Фурье-образе смещается вправо по шкале абсцисс, что соответствует теоретическим ожиданиям. Также на рис. 2 *c, f* дополнительно приведены СПФ и их Фурье-образы, полученные для случая отсутствия поляризационной дисперсии. Видно, что наличие поляризационной дисперсии приводит к увеличению периода СПФ и смещению влево по шкале абсцисс соответствующей спектральной компоненты (т. е. к увеличению длины биений).

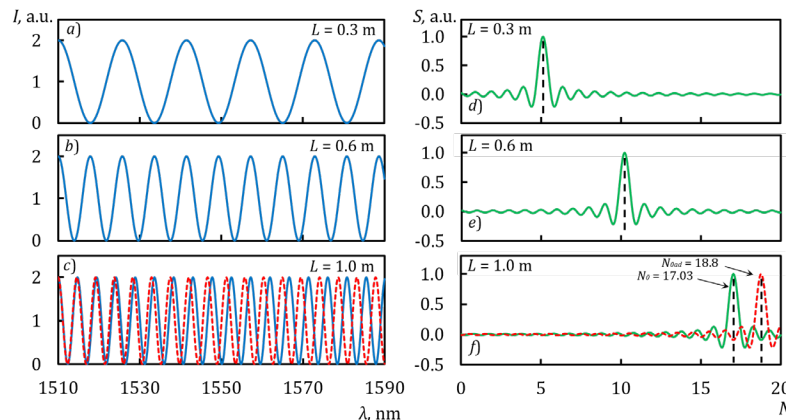


Рис. 2. СПФ ОПИ (*a – c*) и соответствующие Фурье-образы (*d – f*) для трех значений длины L исследуемого волокна. Дополнительно приведены СПФ и Фурье-образ для случая отсутствия поляризационной дисперсии (красные пунктиры на графиках (*c*) и (*f*));

N_0 , N_{0ad} – параметры, выражающие координату максимума спектральной компоненты при наличии и в отсутствие дисперсии, соответственно; значения параметров расчета даны в тексте

Из Фурье-образов, представленных на рис. 2, $d - f$, можно найти длину биений как

$$L_b^{gr} = \frac{L \cdot \Delta \lambda_{span}}{\lambda_0 \cdot N_0}.$$

Для всех трех случаев длина биений $L_b^{gr} = 3$ мм. Это соответствует теоретическим ожиданиям, так как длина биений волокна не зависит от его длины. Соответственно, ДЛП $\Delta n_{xy} \approx \lambda_0 / L_b^{gr} = 5,11 \cdot 10^{-4}$.

Для случая отсутствия дисперсии (красная пунктирная линия на рис. 2, f) аналогичные расчеты длины биений и ДЛП дали результаты 2,75 мм и $5,65 \cdot 10^{-4}$ соответственно. Таким образом, наличие поляризационной дисперсии приводит к увеличению длины биений и уменьшению ДЛП, что соответствует теоретическим ожиданиям.

В этом разделе статьи представлена модель ОПИ с учетом поляризационной дисперсии. Показано, что подход, направленный на получение Фурье-образа СПФ, позволяет эффективно определять длину биений исследуемого волокна. Также продемонстрировано, что разработанная модель позволяет оценивать влияние поляризационной дисперсии на ДЛП-волокна.

Анализ влияния углового рассогласования между осями ДЛП исследуемого волокна и осями подводящего и отводящего волокон. Анализ выражений (5) – (7) показывает, что оптимальный режим работы ОПИ реализуется в случае ориентации осей исследуемого волокна под углом $\psi_{1,2} = 45^\circ$ относительно осей подводящего и отводящего волокон, так как в этом случае ортогональные поляризационные моды в исследуемом волокне будут иметь равные амплитуды.

Однако при практической реализации схемы ОПИ, данные углы могут отклоняться от значений $\psi_{1,2} = 45^\circ$, ввиду неизбежных ошибок и погрешностей, возникающих при сборке интерферометра и сварке оптических волокон. В связи с этим мы сочли необходимым провести аналитическое рассмотрение случая углового рассогласования с целью определения его влияния на сигнал ОПИ.

Полная матрица Джонса для случая произвольных значений углов $\psi_{1,2}$ имеет следующий вид:

$$W_\Sigma = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} e^{-i(\beta_x L)_2} & 0 \\ 0 & e^{-i(\beta_y L)_2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \psi_2 & \sin \psi_2 \\ -\sin \psi_2 & \cos \psi_2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} e^{-i\beta_x L} & 0 \\ 0 & e^{-i\beta_y L} \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} \cos \psi_1 & -\sin \psi_1 \\ \sin \psi_1 & \cos \psi_1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} e^{-i(\beta_x L)_1} & 0 \\ 0 & e^{-i(\beta_y L)_1} \end{pmatrix}, \quad (17)$$

где $(\beta_{x,y} \cdot L)_1$ и $(\beta_{x,y} \cdot L)_2$ соответствуют «подводящему» и «отводящему» дополнительным волокнам, необходимым для присоединения оптических разъемов и «входящих» в схему ОПИ, соответственно.

Тогда выходной вектор Джонса принимает такой вид:

$$E_{out} = e^{-i[(\beta_y L)_1 + (\beta_y L)_2]} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ \sin \psi_2 \cdot \sin \psi_1 \cdot e^{-i\beta_x L} + \cos \psi_2 \cdot \cos \psi_1 \cdot e^{-i\beta_y L} \end{pmatrix}. \quad (18)$$

Из выражения (18) видно, что параметры подводящего и отводящего волокон содержатся в фазовом множителе перед вектором Джонса. Очевидно, что на выходную интенсивность эти параметры влиять не должны.

Таким образом, интенсивность света, поступающую на фотоприемник, можно записать в следующем виде:

$$I = E_{out}^+ \cdot E_{out} = \cos^2 \psi_2 - \cos 2\psi_2 \sin^2 \psi_1 + \frac{1}{2} \cdot \sin 2\psi_2 \cdot \sin 2\psi_1 \cdot \cos[(\beta_x - \beta_y)L]. \quad (19)$$

Нетрудно видеть, что контраст и постоянная составляющая интерференционного сигнала есть функции углов сварки исследуемого волокна с подводящим и отводящим волокнами.



Можно записать контраст сигнала V и постоянную составляющую I_c в виде:

$$V = \frac{\sin 2\psi_2 \cdot \sin 2\psi_1}{2 \cdot [\cos^2 \psi_2 - \cos 2\psi_2 \sin^2 \psi_1]}, \quad (20)$$

$$I_c = \cos^2 \psi_2 - \cos 2\psi_2 \sin^2 \psi_1. \quad (21)$$

На рис. 3 представлены результаты расчета контраста интерференционного сигнала V и постоянной составляющей I_c от угла ψ_1 для трех значений угла ψ_2 по формулам (20) и (21), соответственно. Видно, что в отсутствие рассогласования (углы $\psi_{1,2} = 45^\circ$) контраст максимален, а постоянная составляющая равна половине максимальной интенсивности интерференционного сигнала. В случае отклонения углов $\psi_{1,2}$ от значения 45° наблюдаются изменения контраста и постоянной составляющей.

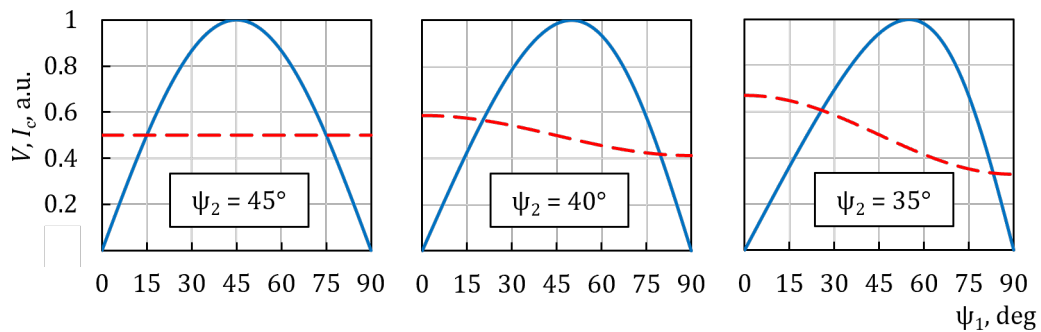


Рис. 3. Зависимости контраста интерференционного сигнала V (синие сплошные линии) и постоянной составляющей I_c (красные пунктирные линии) от угла ψ_1 для трех значений угла ψ_2

Анализ влияния углового рассогласования между осями волоконных поляризаторов и связанных с ними волокон. Рассмотрим другой, важный для практики случай, когда имеются угловые рассогласования между осями волоконных поляризаторов и связанных с ними волокон. В такой ситуации матрица Джонса всей системы имеет существенно более сложный вид. Для упрощения выражений предположим, что рассогласование имеется только на участке с первым поляризатором и «подводящим волокном». Другими словами, на входе схемы присутствует линейное состояние поляризации, однако ее ориентация не совпадает ни с одной из осей первого волокна и угол рассогласования равен α . Тогда выходная интенсивность ОПИ определяется выражением

$$I = \frac{1}{2} \cdot \left\langle \begin{aligned} &1 - \cos 2\alpha \cdot \left\{ \cos 2\Psi_1 \cdot \cos 2\Psi_2 + \right. \\ &\quad \left. + \sin 2\Psi_1 \cdot \sin 2\Psi_2 \cdot \cos [(\beta_x - \beta_y)L] \right\} + \\ &+ \sin 2\alpha \cdot \left\{ \cos 2\Psi_1 \cdot \sin 2\Psi_2 \cdot \cos [(\beta_{x1} - \beta_{y1})L_1] + \right. \\ &\quad \left. + \sin 2\Psi_1 \cdot \sin^2 \Psi_2 \cdot \cos [(\beta_x - \beta_y)L - (\beta_{x1} - \beta_{y1})L_1] - \right. \\ &\quad \left. - \sin 2\Psi_1 \cdot \cos^2 \Psi_2 \cdot \cos [(\beta_x - \beta_y)L + (\beta_{x1} - \beta_{y1})L_1] \right\} \end{aligned} \right\rangle, \quad (22)$$

где параметры с индексом 1 относятся к первому волокну (L_1), а параметры без индексов (L) соответствуют исследуемому ДЛП-волокну.

Выражение (22) содержит постоянную составляющую (1-я строка); гармонику, которая определяет ДЛП исследуемого волокна (2-я строка); гармонику, которая определяет ДЛП-волокну на входе схемы ОПИ – это первое (подводящее) оптическое волокно (3-я строка). Также присутствуют комбинационные частоты – разностная (4-я строка) и суммарная (5-я строка) гармоники.

Отметим, что в такой конфигурации схемы амплитуды всех составляющих в формуле (22) зависят от угла рассогласования α . Кроме того, в отличие от рассогласования в узлах сварки, в данном варианте появляются «паразитные» комбинационные составляющие с ДЛП, не соответствующим ДЛП измеряемого волокна. При угле $\alpha = 0^\circ$ все паразитные компоненты исчезают.

На рис. 4, *a – c* представлены СПФ, т. е. зависимости интенсивности интерференционного сигнала I от длины волны λ , полученные в соответствии с выражением (22) для трех значений угла рассогласования α и оптимальных углов, соответствующих ориентации осей исследуемого волокна $\psi_{1,2} = 45^\circ$. На рис. 4, *d – f* представлены соответствующие Фурье-образы данных зависимостей, полученные путем применения быстрого преобразования Фурье к соответствующим СПФ.

Аналогичные расчеты по формуле (22) были проведены при фиксированном угле $\alpha = 10^\circ$ и разных углах ψ_1 и ψ_2 (рис. 5).

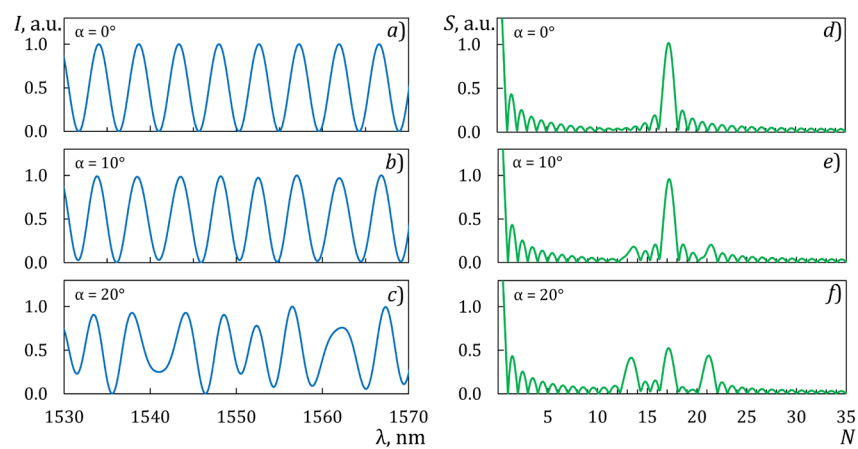


Рис. 4. СПФ (*a – c*) и соответствующие Фурье-образы (*d – f*) для трех вариантов угла α – рассогласования оси входного поляризатора с осями ДЛП, при одинаковых углах ориентации осей ДЛП исследуемого волокна: $\psi_1 = \psi_2 = 45^\circ$

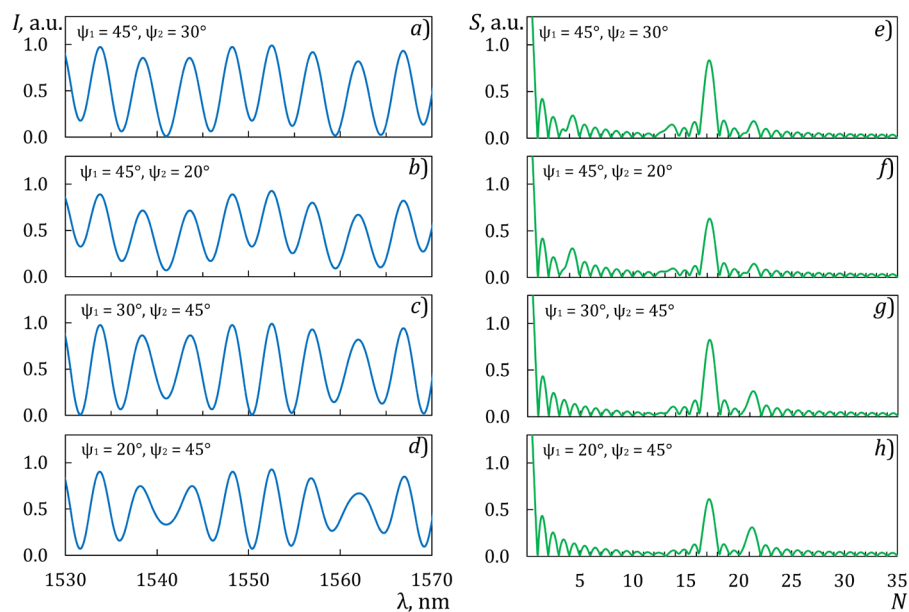


Рис. 5. СПФ (*a – d*) и соответствующие Фурье-образы (*e – h*) для четырех вариантов углов ориентации осей ДЛП исследуемого волокна при одинаковых углах α ($\alpha = 10^\circ$) – рассогласования оси входного поляризатора с осями ДЛП



Видно, что в отсутствие рассогласования ($\alpha = 0^\circ$, $\psi_1 = \psi_2 = 45^\circ$) зависимость интенсивности интерференционного сигнала I от длины волны λ представляет собой гармоническую функцию (см. рис. 4, *a, d*). В то же время наличие углового рассогласования ($\alpha = 10^\circ$ и 20°) приводит к появлению дополнительных гармоник, искажению формы сигналов и снижению контраста (см. рис. 4, *b, c* и 5, *a – h*). Важно подчеркнуть, что при наличии углового рассогласования оценка периода интерференционного сигнала $I(\lambda)$ может оказаться ошибочной из-за невозможности точно определить период компоненты интерференции, соответствующей основной паре поляризационных мод. Однако период этой компоненты можно оценить корректнее, если использовать Фурье-образ интерференционного сигнала. Именно такой подход предлагается в настоящей статье.

Таким образом, в вышеизложенных разделах проанализированы зависимости СПФ от рассогласования углов при реализации схемы ОПИ. Показано, что отклонение углов сварки $\psi_{1,2}$ от значения 45° будет приводить к снижению контраста интерференционного сигнала. Также показано, что при рассогласовании ориентации поляризации входного излучения с осями подводящего волокна форма СПФ будет отклоняться от гармонической и в ее Фурье-образе будут появляться дополнительные гармоники. Ввиду появления дополнительных гармоник, оценка длины биений исследуемого волокна через прямое измерение периода интерференционного сигнала может быть ошибочной. Во избежание подобных ошибок, связанных с наличием дополнительных гармоник, мы предлагаем использовать Фурье-анализ интерференционного сигнала, что позволяет точнее оценивать период спектральной компоненты, соответствующей интерференции пары основных поляризационных мод.

Экспериментальные исследования ДЛП-волокон спектральным методом

Схема измерений параметров ДЛП-волокон. Чтобы зарегистрировать необходимые параметры, мы использовали сканирующий лазер и синхронизированный с ним фотоприемник, которые входят в систему функционала интеррогатора NI PXIe-4844. Сканирование проводилось по пилообразному закону. Ниже приведены параметры этого сканирования.

Параметр сканирования	Значение параметра
Частота, цикл./с	10
Оптическая мощность, мВт	0,06
Центральная длина волны излучения, нм	1550
Диапазон, нм	1510 – 1590 ($\Delta\lambda_{span} = 80$ нм)
Полоса оптических частот, ТГц	10
Шаг, пм	4 (0,5 ГГц).

На рис. 6 приведена схема измерительной установки для исследований ДЛП-волокон спектральным методом.

Методика измерений и результаты. Измерения проводились по методике, изложенной выше. Свет от лазерного источника сначала проходит через волоконно-оптический поляризатор, далее через отрезок волокна, сваренный под углом $\psi = 45^\circ$ к основным осям, затем поступает в измеряемое волокно. Для получения интерференционной картины свет снова минует оптический элемент, поворачивающий оси на 45° , и волоконно-оптический поляризатор. Далее выходной сигнал через циркулятор поступает на фотоприемник, синхронизированный с источником.

На рис. 7, *a – c* представлены экспериментально полученные СПФ, а на рис. 7, *d – f* – их Фурье-образы для исследованных волоконных световодов трех типов. С целью увеличения разрешения Фурье-образов использовался прием, известный в цифровой обработке сигналов [31]: перед применением быстрого преобразования Фурье к численному массиву, соответствующему СПФ, был добавлен массив, состоящий из нулей.

На рис. 7, *a – c* видно, что две поляризационные компоненты при интерференции образовали СПФ, представляющую собой квазигармонический сигнал, имеющий одну доминирующую спектральную компоненту. На основе полученных данных по СПФ можно получить необходимые сведения об искомом параметре длины биений двумя простыми способами.

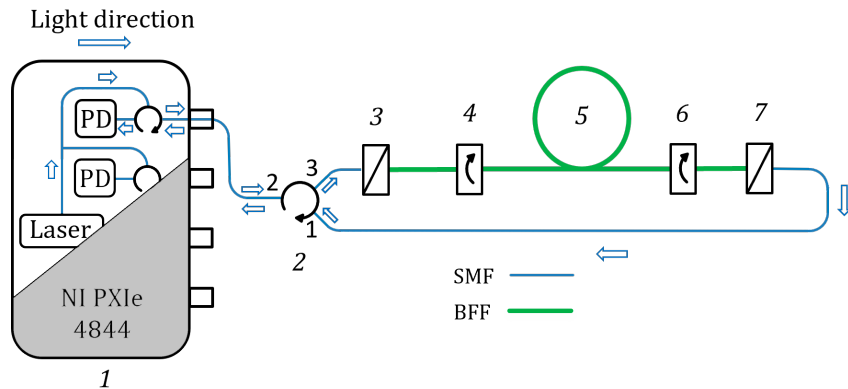


Рис. 6. Схема экспериментальной измерительной установки спектральным методом (стрелки указывают направление распространения света):

1 – интеррогатор NI PXIe-4844 (PD – фотодиод); 2 – оптический циркулятор; 3, 7 – волоконно-оптические поляризаторы; 4, 6 – элементы поворота осей ДЛП-волокна на 45°; 5 – исследуемое волокно

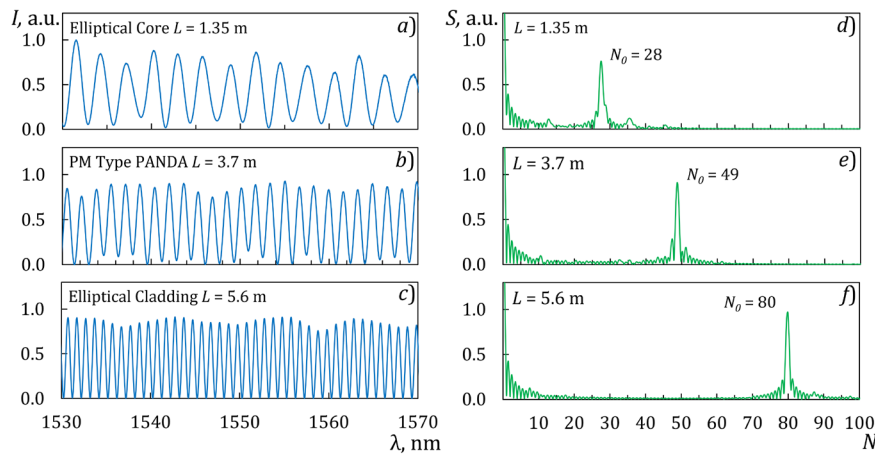


Рис. 7. Экспериментально полученные СПФ (a – c) и их Фурье-образы (d – f) для волокон трех типов: с эллиптической сердцевинкой (a,d), с напрягающей эллиптической оболочкой (c,f), а также типа PANDA (b,e)

Первый способ. Из экспериментальных данных можно найти $\delta\lambda_b$, а затем с помощью формулы $\frac{L_b}{L} = \frac{\delta\lambda_b}{\lambda_0}$, получить длину биений:

$$L_b = \frac{L \cdot \delta\lambda_b}{\lambda_0}.$$

Этот подход эквивалентен способу некогерентного возбуждения ДЛП-волокна и применению оптического спектра анализатора [15].

Второй способ. Он основан на методе Фурье-анализа СПФ, который предложен в настоящей статье. К зарегистрированным СПФ применяется быстрое преобразование Фурье. По полученным Фурье-образам находится значение параметра N_0 , выражающего координату максимума спектральной компоненты. Далее находится длина биений по следующей формуле:

$$L_b = \frac{L}{\lambda_0} \cdot \frac{\Delta\lambda_{span}}{N_0}.$$

Очевидно, что значения длины биений, полученные первым и вторым способами, будут совпадать по порядку величины. Однако предложенный в настоящей работе



подход — Фурье-анализ СПФ обеспечивает более точные результаты в тех случаях, когда форма СПФ отклоняется от гармонической вследствие неизбежных рассогласований в оптическом тракте.

Полученные характеристики исследованных ДЛП-волокон с разными типами ДЛП и имеющие разную длину, приведены в таблице.

Экспериментально полученные характеристики ДЛП-волокон

Тип волокна	L , м	N	L_b , мм	B , 10^{-4}
PANDA	3,70	48	3,97	3,9
	5,70	74		
С напрягающей эллиптической оболочкой	5,60	80	3,61	4,3
	7,50	104	3,72	4,2
С эллиптической сердцевинкой	1,35	28	2,53	6,1

Обозначения: L — длина волокна, N — число периодов СПФ на диапазоне сканирования длины волны $\Delta\lambda_{\text{span}}$, L_b — длина биений, B — двулучепреломление.

линейным двулучепреломлением с учетом дисперсии показателей преломления.

В теоретическом разделе рассмотрен поляризационный волоконный интерферометр как необходимый элемент измерительной оптической системы. Получены выражения для его основных характеристик с учетом эффекта дисперсии — спектральной передаточной функции и ее Фурье-образа, а также на их основе выведены выражения для двулучепреломления и длины биений мод. С этой целью использовалось разложение в ряд Тейлора постоянных распространения поляризационных мод по длине волны, что позволило учесть эффект дисперсии мод.

Кроме того, с помощью метода матриц Джонса подробно проанализировано влияние рассогласования между углами различных волоконных элементов в оптическом тракте на ключевые параметры поляризационного интерферометра. Показано, что отклонение от оптимального угла 45° в устройстве поворота осей ДЛП-волокна вызывает снижение контраста интерференционной картины. Расстройка по углу входного ДЛП-волокна приводит к появлению паразитных интерференционных сигналов с комбинационными величинами двулучепреломления. Представлены результаты модельных расчетов характеристик ДЛП-волокон, позволяющие корректно оценить основные параметры анизотропных световодов.

В экспериментальном разделе статьи описаны измерительная схема с использованием интеррогатора и методы обработки сигналов. Приведены спектральные передаточные функции ДЛП-волокон и их Фурье-образы. Представлены результаты экспериментальных исследований спектральным методом трех видов двулучепреломляющих волокон:

- типа Панда,
- с напрягающей эллиптической оболочкой,
- с эллиптической сердцевинкой.

Образцы различались длиной и величиной двулучепреломления. Для каждого из них получены спектральные передаточные функции, их Фурье-образы, величины длины биений и двулучепреломления. Где оказалось возможным, было проведено сравнение характеристик, представленных производителем, с экспериментальными результатами, относящимися к световодам типа PANDA и к световодам с эллиптической сердцевинкой; в итоге получено их хорошее согласие.

Представленные в работе результаты для полученных в экспериментах и расчетах величин длин биений хорошо согласуются с параметрами коммерческих ДЛП-волокон и с результатами других авторов [30] для данного спектрального оптического диапазона. Например, длина биений ДЛП-световодов типа PANDA получилась равной 3,97 мм, что хорошо согласуется с техническими данными коммерческих волокон (3 — 5 мм).

Заключение

В статье представлено детальное теоретическое и экспериментальное исследование двойного спектрального метода измерения параметров анизотропных волоконных световодов с

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Фокин В. Г.** Когерентные оптические сети. Новосибирск: Изд. СибГУТИ, 2015. 372 с.
2. **Betti S., De Marchis G., Iannone E.** Coherent optical communications systems (Wiley Series in Microwave and Optical Engineering). New York: Wiley-Interscience, 1995. 539 p.
3. **Tian S., Tang Y., Zhang Y., et al.** Simultaneous measurement of strain and temperature based on dual cross-axis interference polarization-maintaining fiber interferometer // *Journal of Lightwave Technology*. 2022. Vol. 40. No. 14. Pp. 4878–4885.
4. **Leandro D., Lopez-Amo M.** All-PM fiber loop mirror interferometer analysis and simultaneous measurement of temperature and mechanical vibration // *Journal of Lightwave Technology*. 2018. Vol. 36. No. 4. Pp. 1105–1111.
5. **Sasaki K., Takahashi M., Hirata Y.** Temperature-insensitive Sagnac-type optical current transformer // *Journal of Lightwave Technology*. 2015. Vol. 33. No. 12. Pp. 2463–2467.
6. **Liu J., Liu Y., Xu T.** Bias error and its thermal drift due to fiber birefringence in interferometric fiber-optic gyroscopes // *Optical Fiber Technology*. 2020. Vol. 55. March. P. 102138.
7. **Pang F., Zheng H., Liu H., Yang J., Chen N., Shang J., Ramachandran S., Wang T.** The orbital angular momentum fiber modes for magnetic field sensing // *IEEE Photonics Technology Letters*. 2019. Vol. 31. No. 11. Pp. 893–896.
8. **Abdulhalim I., Gannot I., Pannell C. N.** All-fiber and fiber compatible acousto-optic modulators with potential biomedical applications // *Proceedings of SPIE*. 2006. Vol. 6083. 15 February. P. 60830K.
9. **Payne D. N., Barlow A. J., Hansen J. J. R.** Development of low- and high-birefringence optical fibers // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1982. Vol. 18. No. 4. Pp. 477–488.
10. **Filippov V. N., Kotov O. I., Nikolayev V. M.** Measurement of polarization beat length in single-mode optical fibres with a polarization modulator // *Electronics Letters*. 1990. Vol. 26. No. 10. Pp. 658–660.
11. **Calvani R., Caponi R., Cisternino F., Coppa G.** Method of measuring polarization and birefringence in single-mode optical fibers. Patent No. US-4866266-A. Assignee: Csel Centro Studi Lab Telecom (IT), United States. Priority: 1987/05/20. Grant: 1989/09/12.
12. **Kim B. Y., Choi S. S.** Analysis and measurement of birefringence in single-mode fibers using the backscattering method // *Optics Letters*. 1981. Vol. 6. No. 11. Pp. 578–580.
13. **Nakazawa M., Horiguchi T., Tokuda M., Uchida N.** Polarization beat length measurement in a single-mode optical fiber by backward Rayleigh scattering // *Electronics Letters*. 1981. Vol. 17. No. 15. Pp. 513–515.
14. **Ross J. N.** Birefringence measurement in optical fibers by polarization optical-timedomain reflectometry // *Applied Optics*. 1982. Vol. 21. No. 19. Pp. 3489–3495.
15. **Моршнев С. К., Губин В. П., Старостин Н. И., Пржиялковский Я. В., Сазонов А. И.** Измерение длины биений в двулучепреломляющих волоконных световодах // *Фотоника*. 2018. Т. 12. № 6 (74). С. 616–633.
16. **Ibrahim S. K., Farnan M., Karabacak D. M.** Design of a photonic integrated based optical interrogator // *Proceedings of SPIE*. 2017. Vol. 10110. Photonic Instrumentation Engineering IV. 20 February. Pp. 241–249.
17. **Mikhailov S., Matthes A., Bierlich J., Kobelke J., Wondraczek K., Berghmans F., Geernaert T.** Highly birefringent microstructured optical fiber for distributed hydrostatic pressure sensing with sub-bar resolution // *Optics Express*. 2022. Vol. 30. No. 11. Pp. 19961–19973.
18. **Urbanczyk N., Szpulak M., Statkiewicz-Barabach G., Martynkien T., Olszewski J.** Sensing capabilities of the birefringent holey fibers // *Proceedings of the 6th International Conference on Transparent Optical Networks*. Wroclaw, Poland, August, 2004. IEEE, 2004. (IEEE Cat. No. 04EX804). Vol. 2. Pp. 91–94.
19. **Eronyan M. A., Devetyarov D. R., Reutskiy A. A., Untilov A. A., Aksarin S. M., Meshkovskiy I. K., Bisyarin M. A., Pechenkin A. A.** Polarization-maintaining and radiation resistant optical fiber with germanosilicate optical core // *Optical Fiber Technology*. 2022. Vol. 68. January. P. 102789.
20. **Xu S., Shao H., Li Ch., Xing F., Wang Y., Li W.** A linear birefringence measurement method for an optical fiber current sensor // *Sensors*. 2017. Vol. 17. No. 7. P. 1556.
21. **Cao S., Xie S., Zhang M.** Polarization beat length estimation based on the statistical properties of Brillouin gain in SMF // *IEEE Photonics Technology Letters*. 2016. Vol. 28. No. 18. Pp. 1960–1963.



22. Петров А. В., Чапало И. Е., Бисярин М. А., Котов О. И. Межмодовый волоконный интерферометр на основе широкополосного источника света и анализатора оптического спектра для измерения внешних воздействий // Письма в Журнал технической физики. 2021. Т. 47. № 23. С. 8–11.
23. Petrov A. V., Chapalo I. E., Bisyarin M. F., Kotov O. I. Intermodal fiber interferometer with frequency scanning laser for sensor application // *Applied Optics*. 2020. Vol. 59. No. 33. Pp. 10422–10431.
24. Eickhoff W., Yen Y., Ulrich R. Wavelength dependence of birefringence in single-mode fiber // *Applied Optics*. 1981. Vol. 20. No. 19. Pp. 3428–3435.
25. Rashleigh S. C. Wavelength dependence of birefringence in highly birefringent fibers // *Optics Letters*. 1982. Vol. 7. No. 8. Pp. 294–296.
26. Barlow A., Payne D. The stress-optic effect in optical fibers // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 1983. Vol. 19. No. 5. Pp. 834–839.
27. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. Пер. с англ. М.: Мир, 1987. 616 с.
28. Темкина В. С., Ликумович Л. Б., Арчелков А. Б., Бучилко И. Р., Медведев А. В., Петров А. В. Описание волоконных световодов с линейным двулучепреломлением при анализе практических оптоволоконных схем методом векторов и матриц Джонса // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2023. Т. 16. № 3. С. 95–114.
29. Liu J., Liu Y., Xu T. Analytical estimation of stress-induced birefringence in Panda-type polarization-maintaining fibers // *IEEE Photonics Technology Letters*. 2020. Vol. 32. No. 24. Pp. 1507–1510.
30. Андреев А. Г., Буреев С. В., Ероньян М. А., Комаров А. В., Крюков И. И., Мазунина Т. В., Полосков А. А., Тер-Нерсисянц Е. В., Цибиногина М. К. Повышение двулучепреломления в анизотропных волоконных световодах с эллиптической напрягающей оболочкой // *Оптический журнал*. 2012. Т. 79. № 9. С. 107–109.
31. Сергиенко А. Б. Цифровая обработка сигналов. СПб.: Питер, 2007. 751 с.

REFERENCES

1. Fokin V. G., *Kogerentnye opticheskie seti [Coherent optical networking]*, Published by Siberian State University of Telecommunications & Information Sci., Novosibirsk, 2015 (in Russian).
2. Betti S., De Marchis G., Iannone E., *Coherent optical communications systems (Wiley Series in Microwave and Optical Engineering)*, Wiley-Interscience, New York, 1995.
3. Tian S., Tang Y., Zhang Y., et al., Simultaneous measurement of strain and temperature based on dual cross-axis interference polarization-maintaining fiber interferometer, *J. Light. Technol.* 40 (14) (2022) 4878–4885.
4. Leandro D., Lopez-Amo M., All-PM fiber loop mirror interferometer analysis and simultaneous measurement of temperature and mechanical vibration, *J. Light. Technol.* 36 (4) (2018) 1105–1111.
5. Sasaki K., Takahashi M., Hirata Y., Temperature-insensitive Sagnac-type optical current transformer, *J. Light. Technol.* 33 (12) (2015) 2463–2467.
6. Liu J., Liu Y., Xu T., Bias error and its thermal drift due to fiber birefringence in interferometric fiber-optic gyroscopes, *Opt. Fiber Technol.* 55 (March) (2020) 102138.
7. Pang F., Zheng H., Liu H., et al., The orbital angular momentum fiber modes for magnetic field sensing, *IEEE Photonics Technol. Lett.* 31 (11) (2019) 893–896.
8. Abdulhalim I., Gannot I., Pannell C. N., All-fiber and fiber compatible acousto-optic modulators with potential biomedical applications, *Proc. SPIE*. 6083 (15 Febr) (2006) 60830K.
9. Payne D. N., Barlow A. J., Hansen J. J. R., Development of low- and high-birefringence optical fibers, *IEEE J. Quantum Electron.* 18 (4) (1982) 477–488.
10. Filippov V. N., Kotov O. I., Nikolayev V. M., Measurement of polarization beat length in single-mode optical fibres with a polarization modulator, *Electron. Lett.* 26 (10) (1990) 658–660.
11. Calvani R., Caponi R., Cisternino F., Coppa G., Method of measuring polarization and birefringence in single-mode optical fibers. Patent No. US-4866266-A, Assignee: Csel Centro Studi Lab Telecom (IT), United States. Priority: 1987/05/20. Grant: 1989/09/12.
12. Kim B. Y., Choi S. S., Analysis and measurement of birefringence in single-mode fibers using the backscattering method, *Opt. Lett.* 6 (11) (1981) 578–580.

13. Nakazawa M., Horiguchi T., Tokuda M., Uchida N., Polarization beat length measurement in a single-mode optical fiber by backward Rayleigh scattering, *Electron. Lett.* 17 (15) (1981) 513–515.
14. Ross J. N., Birefringence measurement in optical fibers by polarization optical-timedomain reflectometry, *Appl. Opt.* 21 (19) (1982) 3489–3495.
15. Morshnev S. K., Gubin V. P., Starostin N. I., et al., Beat length measurement optical fibers, *Photonics Russia*. 12 (6(74)) (2018) 616–633.
16. Ibrahim S. K., Farnan M., Karabacak D. M., Design of a photonic integrated based optical interrogator, *Proc. SPIE. 10110 (20 Febr.) Photonic Instrumentation Engineering IV* (2017) 241–249.
17. Mikhailov S., Matthes A., Bierlich J., et al., Highly birefringent microstructured optical fiber for distributed hydrostatic pressure sensing with sub-bar resolution, *Opt. Express*. 30 (11) (2020) 19961–19973.
18. Urbanczyk N., Szpulak M., Statkiewicz-Barabach G., et al., Sensing capabilities of the birefringent holey fibers, *Proc. the 6th Int. Conf. on Transparent Optical Networks, Wroclaw, Poland; Aug, 2004, IEEE. (IEEE Cat. No. 04EX804), 2* (2004) 91–94.
19. Eronyan M. A., Devetyarov D. R., Reutskiy A. A., et al., Polarization-maintaining and radiation resistant optical fiber with germanosilicate optical core, *Opt. Fiber Technol.* 68 (Jan) (2022) 102789.
20. Xu S., Shao H., Li Ch., et al., A linear birefringence measurement method for an optical fiber current sensor, *Sensors*. 17 (7) (2017) 1556.
21. Cao S., Xie S., Zhang M., Polarization beat length estimation based on the statistical properties of Brillouin gain in SMF, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 28 (18) (2016) 1960–1963.
22. Petrov A. V., Chapalo I. E., Bisyarin M. F., Kotov O. I., Intermodal fiber interferometer based on broadband light source and optical spectrum analyzer for external perturbations measurement, *Pisma v Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki*. 47 (23) (2021) 8–11 (in Russian).
23. Petrov A. V., Chapalo I. E., Bisyarin M. F., Kotov O. I., Intermodal fiber interferometer with frequency scanning laser for sensor application, *Appl. Opt.* 59 (33) (2020) 10422–10431.
24. Eickhoff W., Yen Y., Ulrich R., Wavelength dependence of birefringence in single-mode fiber, *Appl. Opt.* 20 (19) (1981) 3428–3435.
25. Rashleigh S. C., Wavelength dependence of birefringence in highly birefringent fibers, *Opt. Lett.* 7 (8) (1982) 294–296.
26. Barlow A., Payne D., The stress-optic effect in optical fibers, *IEEE J. Quantum Electron.* 19 (5) (1983) 834–839.
27. Yariv A., Yeh P., *Optical waves in crystals: propagation and control of laser radiation* (Wiley Series in Pure and Applied Optics), John Wiley & Sons, New York, 1984.
28. Temkina V. S., Liokumovich L.B., Archelkov A. B., et al., Description of polarization-maintaining fibers in analyzing the practical fiber-optic circuits using the Jones formalism, *St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics*. 16 (3) (2023) 95–114 (in Russian).
29. Liu J., Liu Y., Xu T., Analytical estimation of stress-induced birefringence in Panda-type polarization-maintaining fibers, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 32 (24) (2020) 1507–1510.
30. Andreev A. G., Bureev S. V., Eron'yan M. A., et al., Increasing the birefringence in anisotropic single-mode fiber lightguides with an elliptical stress cladding, *J. Opt. Technol.* 79 (9) (2012) 608–609.
31. Sergienko A. B. *Tsifrovaya obrabotka signalov [Digital signal processing]*, “Peter” Publishing House, St. Petersburg, 2007 (in Russian).

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

ГОЛОВЧЕНКО Андрей Игоревич — аспирант Высшей школы прикладной физики и космических технологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
golovchenko.ai@edu.spbstu.ru
ORCID: 0009-0005-9699-8497



ПЕТРОВ Александр Викторович — кандидат физико-математических наук, доцент Высшей школы прикладной физики и космических технологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

petrov.av1@spbstu.ru

ORCID: 0000-0001-5216-6588

ТЕМКИНА Валентина Сергеевна — старший преподаватель Высшей школы прикладной физики и космических технологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

temkina_vs@spbstu.ru

ORCID: 0000-0003-2083-8989

АРЧЕЛКОВ Арсений Борисович — студент Института электроники и телекоммуникаций Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

arsarch11@gmail.com

ORCID: 0009-0007-4713-1293

ЦИБИНОГИНА Марина Константиновна — кандидат химических наук, ведущий инженер ОАО, концерна «ЦНИИ «Электроприбор»».

197046, Россия, г. Санкт-Петербург, Малая Посадская ул., 30.

cmk_07@mail.ru

ORCID: 0000-0003-2300-084X

КОТОВ Олег Иванович — доктор физико-математических наук, профессор Высшей школы прикладной физики и космических технологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

kotov@rphf.spbstu.ru

ORCID: 0000-0001-8448-2024

THE AUTHORS

GOLOVCHENKO Andrew I.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

golovchenko.ai@edu.spbstu.ru

ORCID: 0009-0005-9699-8497

PETROV Aleksandr V.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

petrov.av1@spbstu.ru

ORCID: 0000-0001-5216-6588

TEMKINA Valentina S.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

temkina_vs@spbstu.ru

ORCID: 0000-0003-2083-8989

ARCHELKOV Arseniy B.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
arsarch11@gmail.com
ORCID: 0009-0007-4713-1293

TSIBINOGINA Marina K

Concern CSRI Elektropribor, JSC
30 Malaya Posadskaya St., St. Petersburg, 197046, Russia
cmk_07@mail.ru
ORCID: 0000-0003-2300-084X

KOTOV Oleg I.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University
29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia
kotov@rphf.spbstu.ru
ORCID: 0000-0001-8448-2024

*Статья поступила в редакцию 10.06.2022. Одобрена после рецензирования 08.07.2022.
Принята 08.07.2022.
Received 10.06.2022. Approved after reviewing 08.07.2022. Accepted 08.07.2022.*