



Влияние изгибного двулучепреломления в spun-волокне на подавление избыточного шума в волоконном датчике тока

Я. В. Пржиялковский, Н. И. Старостин, С. К. Моршнева,
А. И. Сазонов
Фрязинский филиал института радиотехники
и электроники РАН, г. Фрязино, Моск. обл., Россия

Рассмотрено влияние изгибного двулучепреломления, возникающего при намотке spun-волокна волоконно-оптического датчика тока на основе эффекта Фарадея, на эффективность подавления избыточного шума. Показано, что при малом радиусе намотки в волокне возникают вторичные волны, искажающие в конечном итоге спектр излучения на выходе датчика, что и обуславливает снижение эффективности подавления шума. Представленная теоретическая модель данного эффекта подтверждена экспериментом, в котором радиус намотки spun-волокна составляет 5 мм.

Ключевые слова: волоконно-оптический датчик тока, эффект Фарадея, spun-волокно, избыточный шум

Статья получена: 17.06.2022
Статья принята: 27.07.2022

1. ВВЕДЕНИЕ

Последние достижения в разработке волоконно-оптических датчиков электрического тока (ВОДТ) на основе магнитооптического эффекта Фарадея резко повысили их эффективность для метрологических целей, что привело к значительному расширению сферы их применения. В частности, учитывая низкую инерционность эффекта Фарадея

Influence of Strong Bending Birefringence in the Spun Fiber on Excess Noise Suppression in the Fiber Current Sensor

Ya. V. Przhiyalkovskiy, N. I. Starostin, S. K. Morshnev,
A. I. Sazonov

Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics
(Fryazino branch), the Russian Academy of Sciences, Fryazino,
Moscow region, Russia

We have considered the influence of bending birefringence occurred in the spun fiber of a fiber-optic current sensor based on the Faraday effect, on the efficiency of excess noise suppression. It is shown that when the radius of spun fiber winding is small, the secondary waves arise in the fiber. Such waves eventually distort the radiated spectrum at the sensor output and therefore cause a decrease in the noise suppression efficiency. The proposed theoretical model of this effect is confirmed experimentally for the spun fiber winding radius of 5 mm.

Keywords: fiber-optic current sensor, Faraday effect, spun fiber, excess noise

Received on: 17.06.2022
Accepted on: 27.07.2022

1. INTRODUCTION

Recent advances in the development of fiber-optic electric current sensors (FOCS) based on the magneto-optical Faraday effect have dramatically increased their efficiency for metrological purposes that has led to a significant expansion of their scope of application. In particular, with due regard to the low inertia of the Faraday effect ($\sim 10^{-9}$ s), such sensors are of interest for measuring impulse currents [1, 2], for example, in the linear pulsed electron accelerators. The modern FOCSs are usually based on the basis of a low-coherence reflective interferometer [3]. They



($\sim 10^{-9}$ сек), такие датчики представляют интерес для измерений импульсных токов [1, 2], например в линейных импульсных ускорителях электронов. Современные ВОДТ, как правило, построены на основе низкокогерентного отражательного интерферометра [3] и используют в качестве чувствительного элемента волокно с высоким линейным двулучепреломлением (ДЛП) и спиральной структурой осей ДЛП (spun-волокно) [4].

На практике spun-волокно датчика наматывается на катушки с радиусом не менее 10 см, при этом влияние изгибного ДЛП на динамику поляризации пренебрежимо мало. Учитывая, что длина биений встроенного линейного ДЛП обычно в несколько раз больше длины шага спиральной структуры ДЛП, поляризация излучения в spun-волокне остается близкой к циркулярной, что обеспечивает высокие характеристики интерферометра. Использование же малого радиуса намотки, вплоть до нескольких миллиметров, позволяет существенно сократить линейную длину чувствительного волокна при неизменном числе витков (а соответственно и чувствительности датчика). При этом снижается пролетное время излучения, а значит, увеличивается временное разрешение датчика – это особенно важно для измерения импульсных тока [2]. Однако при таких малых радиусах намотки изгибное ДЛП становится довольно существенным и сильно меняет эволюцию состояния поляризации [5]. Эксперимент показывает, что это приводит не только к снижению магнитооптической чувствительности датчика, но и к снижению видности интерференционной картины, так как увеличивается некогерентная составляющая света в тракте интерферометра и искажается его спектр. В конечном итоге все эти факторы оказывают негативное влияние на соотношение сигнал-шум. Этот эффект был впервые выявлен в [6], но аналитического рассмотрения не проводилось.

Один из способов увеличения соотношения сигнал-шум в низкокогерентных оптических датчиках состоит в подавлении избыточного шума, вызванного биением спектральных компонент низкокогерентного света [7]. Для реализации этого метода в схему датчика встраивается опорный оптический канал, избыточный шум которого вычитается из сигнала измерительного канала. Этот метод уже получил широкое распространение в волоконно-оптической гироскопии [8, 9]. В частности, в работе [9] авторы исследуют влияние различия спектров излучения в оптических каналах волоконно-оптического гироскопа Саньяка на подавление избыточного шума. Что

use a fiber with a high linear birefringence (BR) and a spiral structure of the BR axes (spun fiber) as a detecting element [4].

In practice, the spun sensor fiber is wound on coils with a radius of at least 10 cm, while the effect of the bending BR on the polarization dynamics is negligible. Having considered that the beat length of the built-in linear BR is usually several times greater than the step length of the BR helical structure, the radiation polarization in the spun fiber remains close to the circular one that ensures high performance of the interferometer. The use of a small winding radius, up to several millimeters, makes it possible to significantly reduce the linear length of the detecting fiber with a constant number of turns (and, accordingly, the sensor sensitivity). In this case, the transit radiation time is decreased leading to an increased in the temporal detector resolution, this is especially important for measuring the pulsed currents [2]. However, at such small winding radii, the bending BR becomes quite significant and substantially changes the evolution of the polarization state [5]. The experiment shows that this leads not only to a decrease in the magneto-optical detector's sensitivity, but also to a decrease in the interference pattern visibility, since the incoherent light component in the interferometer path is increased and its spectrum is distorted. Ultimately, all these factors have a negative impact on the signal-to-noise ratio. This effect was first revealed in [6], but no analytical consideration was performed.

One way to increase the signal-to-noise ratio in the low-coherence optical sensors is to suppress excess noise caused by beating of the spectral components of low-coherence light [7]. To implement this method, a reference optical channel is built into the detector's circuit, the excess noise of which is subtracted from the measurement channel signal. This method has already become widespread in the fiber optic gyroscopy [8, 9]. In particular, in [9], the authors study the influence of differences in the emission spectra in the optical channels of a fiber-optic Sagnac gyroscope on the excess noise suppression. As for the optical current sensors, this method was first proposed in [10]. It was found in [6] that when winding a spun fiber with a small radius, the efficiency of excess noise suppression is decreased, and the direct cause of this effect is the optical spectrum distortion. However, no more detailed analysis was provided.

The purpose of this paper is to systematically study the features of excess noise suppression in the FOCS based on a low-coherence reflective interferometer,

касается оптических датчиков тока, данный метод был впервые предложен в [10]. В работе [6] было выявлено, что при намотке spun-волокна с малым радиусом эффективность подавления избыточного шума снижается и что непосредственной причиной данного эффекта является искажение оптического спектра. Однако более детального анализа представлено не было.

Целью данной работы является систематическое изучение особенностей подавления избыточных шумов в ВОДТ на основе низкокогерентного отражательного интерферометра, чувствительное spun-волокно которого намотано с небольшим радиусом.

2. ТЕОРИЯ

2.1. Волоконно-оптический датчик тока на основе эффекта Фарадея

Принцип работы ВОДТ с двухканальной системой детектирования представлен на рис. 1 и состоит в следующем. Неполяризованное излучение, генерируемое суперлюминесцентным источником, проходит последовательно соединенные поляризатор, PM ответвитель (ось пропускания поляризатора ориентирована с одной из осей ДПП входного волокна ответвителя) и затем вводится в spun-волокно, охватывающее проводник с током. Далее свет распространяется в spun-волокне в прямом направлении, отражается от зеркала на конце волокна и проходит оптический тракт в обратном направлении. При проходе волокна в обоих направ-

the sensitive spun fiber of which is wound with a small radius.

2. THEORY

2.1. Fiber-optic Current Sensor Based on the Faraday Effect

The FOCS operating principle with a two-channel detection system is shown in Fig. 1 and described below. The unpolarized radiation generated by a superluminescent source is passed through a series-connected polarizer, PM coupler (the polarizer axis is oriented with one of the BR axes of the coupler's input fiber) and then is injected into a spun fiber surrounding a current-carrying conductor. Further, the light propagates in the spun fiber in the forward direction, is reflected from the mirror at the end of the fiber, and passes through the optical path in the opposite direction. When the fiber passes in both directions, a phase shift occurs between the circularly polarized radiation components due to the Faraday effect [3]:

$$\Delta\varphi_F = 4V \int \mathbf{B} d\mathbf{l} = 4VNi_m, \quad (1)$$

where the contour integral of the magnetic field \mathbf{B} induced by the measured current i_m is taken along the spun fiber path, and the second equality is applicable in the case of a closed loop. In this case, V is a Verdet constant of the fiber material, N is the number of fiber turns around the current-carrying conductor.

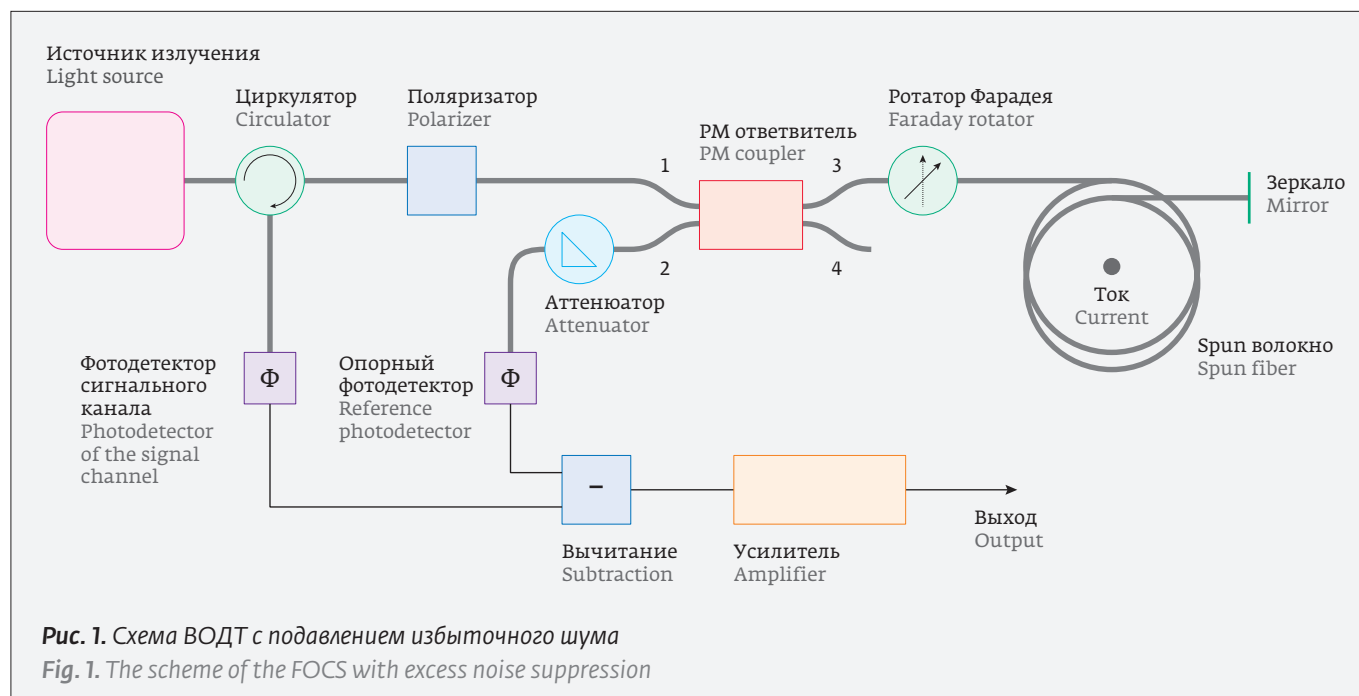


Рис. 1. Схема ВОДТ с подавлением избыточного шума
Fig. 1. The scheme of the FOCS with excess noise suppression



лениях между циркулярно поляризованными компонентами излучения возникает фазовый сдвиг, обусловленный эффектом Фарадея [3]:

$$\Delta\varphi_F = 4V \int \mathbf{B} d\mathbf{l} = 4VNi_m, \quad (1)$$

где контурный интеграл магнитного поля \mathbf{B} , индуцированного измеряемым током i_m , берется вдоль пути *strip*-волокна, а второе равенство имеет место в случае замкнутого контура. Здесь V – постоянная Верде материала волокна, N – количество волоконных витков вокруг проводника с током.

Для того чтобы увеличить чувствительность датчика к малым токам и обеспечить способность различить направление измеряемого тока, рабочая точка интерферометра сдвигается на постоянный угол $\pi/2$ с помощью Фарадеевского ротатора (что может быть также достигнуто модуляционной схемой детектирования [3]). В результате интенсивность падающего на фотодетектор света будет иметь вид:

$$I = \frac{I_0}{2} \left(1 + \cos \left[\Delta\varphi_F + \frac{\pi}{2} \right] \right), \quad (2)$$

что приведет к генерации фототока $i = \eta I$, где η – коэффициент эффективности детектора.

Что касается шума выходного сигнала фотодиода δi , его основными источниками являются фотонный и избыточный шум [8]:

$$\langle \delta i^2 \rangle = 2e\eta IB + \eta^2 I^2 \frac{B}{\Delta\nu}. \quad (3)$$

Первое слагаемое в (3) соответствует фотонному шуму, а второе – избыточному, обусловленному биением спектральных компонент света при использовании низкокогерентных источников излучения. Здесь $\Delta\nu$ – ширина оптического спектра, B – полоса фотодетектора и усилителя, e – заряд электрона. Заметим, что из-за линейной зависимости избыточного шума от интенсивности излучения фотонный шум соотносится к избыточному как 10^{-1} уже при мощности излучения ~ 10 мкВт, поэтому на практике его влиянием можно пренебречь.

Избыточный шум на выходе сигнального канала датчика можно вычесть из полезного сигнала, используя шумовой сигнал опорного фотодетектора, подключенного к выходу 2 ПМ ответвителя [6, 10] (рис. 1). Действительно, так как избыточный шум происходит от общего источника излучения, шумы выходных токов сигнального и опорного фотодетекторов δi_1 и δi_2 коррелированы. Что важно, при вычитании выходных токов фотодиодов полезный интерференционный

In order to increase the detector sensitivity to the low currents and provide the ability to distinguish the measured current direction, the operating point of the interferometer is shifted by a constant angle $\pi/2$ using a Faraday rotator (that can also be achieved by a modulation detection circuit [3]). As a result, the intensity of the light incident on the photodetector will have the following form

$$I = \frac{I_0}{2} \left(1 + \cos \left[\Delta\varphi_F + \frac{\pi}{2} \right] \right), \quad (2)$$

that will lead to the photocurrent generation $i = \eta I$, where η is the detector efficiency factor.

As for the photodiode output signal noise δi , its main sources include the photon and excess noise [8]:

$$\langle \delta i^2 \rangle = 2e\eta IB + \eta^2 I^2 \frac{B}{\Delta\nu}. \quad (3)$$

The first term in (3) corresponds to the photon noise, and the second term corresponds to the excess noise, due to the beating of the spectral light components when using the low-coherence radiation sources. In this case, $\Delta\nu$ is the optical spectrum width, B is the band of the photodetector and amplifier, and e is the electron charge. It should be noted that due to the linear dependence of the excess noise on the radiation intensity, the photon noise correlates to the excess noise as 10^{-1} even at a radiation power of ~ 10 μW , therefore, in practice its influence can be neglected.

The excess noise at the output of the detector's signal channel can be subtracted from the desired signal using the noise signal of the reference photodetector connected to the 2 output of the PM coupler [6, 10] (Fig. 1). Indeed, since the excess noise is received from a common radiation source, the output current noise of the signal and reference photodetectors δi_1 and δi_2 are correlated. It is important that when subtracting the output currents of the photodiodes, the desired interference signal will not be subtracted: in the reference channel, the light does not pass through the polarizer in the opposite direction, so there is no interference signal. The excess noise suppression ratio κ is determined by the formula

$$\kappa = \sqrt{\frac{\langle \delta i_2^2 \rangle}{\langle (\delta i_1 - \delta i_2)^2 \rangle}}, \quad (4)$$

where the angle brackets denote the time averaging operation. It should be noted that for the most effective noise reduction by this method, the output noise must be synchronized and equalized in terms of



сигнал вычитаться не будет: в опорном канале свет не проходит поляризатор в обратном направлении, поэтому интерференционный сигнал там отсутствует. Коэффициент подавления избыточного шума κ определяется формулой

$$\kappa = \sqrt{\frac{\langle \delta i_1^2 \rangle}{\langle (\delta i_1 - \delta i_2)^2 \rangle}}, \quad (4)$$

где угловые скобки обозначают усреднение по времени. Отметим, что для наиболее эффективного снижения шума указанным методом выходные шумы должны быть синхронизированы и выравнены по мощности: $\langle \delta i_1^2 \rangle = \langle \delta i_2^2 \rangle$. В этом случае из (4) получаем, что коэффициент подавления избыточного шума зависит от корреляции выходных токов $\gamma = \langle \delta i_1 \delta i_2 \rangle / \langle \delta i_2^2 \rangle$ как

$$\frac{1}{\kappa^2} + \gamma = 1. \quad (5)$$

2.2. Распространение поляризованного излучения в spun-волокне

Рассмотрим теперь основные особенности распространения поляризованного света в spun-волокне ВОДТ. Поляризационные свойства spun-волокон в настоящее время достаточно хорошо изучены [5, 11] и определяются ДЛП в волокне и длиной шага вращения его осей. Встроенное линейное ДЛП характеризуется длиной биений $L_{b,i} = 2\pi / \beta_i$, где $\beta_i = k_0(n_x - n_y)$ – разность между константами распространения линейно поляризованных мод для малого слоя волокна, $k_0 = 2\pi / \lambda$, а шаг вращения L_s определяется пространственной частотой вращения осей $\xi = 2\pi / L_s$. Изгибное ДЛП характеризуется пространственной частотой β_e или соответствующей длиной биений [12]:

$$L_{b,e} = \frac{2\pi}{\beta_e} = \frac{4\pi R^2}{C_s r^2}, \quad (6)$$

где коэффициент $C_s = (1/2)k_0 \bar{n}^3 (p_{11} - p_{12})(1 + \nu_p) \sim \bar{n}^3 / \lambda$ зависит от составляющих тензора деформации p_{ij} материала волокна и коэффициента Пуассона ν_p (для кварца $C_s \approx 1,1 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ на длине волны $\lambda = 1,55 \text{ мкм}$), R – радиус изгиба, r – радиус оболочки волокна, а \bar{n} – среднее значение показателя преломления волокна. Циркулярное ДЛП будем далее характеризовать разницей между константами распространения циркулярно поляризованных мод α .

Монохроматические световые волны, распространяющиеся по spun-волокну в прямом (f)

power: $\langle \delta i_1^2 \rangle = \langle \delta i_2^2 \rangle$. In this case, based on (4) we obtain that the excess noise suppression coefficient depends on the correlation of output currents $\gamma = \langle \delta i_1 \delta i_2 \rangle / \langle \delta i_2^2 \rangle$ as follows:

$$\frac{1}{\kappa^2} + \gamma = 1. \quad (5)$$

2.2. Polarized Radiation Propagation in the Spun Fiber

We will consider the main features of the polarized light propagation in the FOCS spun fiber. The polarization properties of spun fibers are currently quite well studied [5, 11] and are determined by the BR in the fiber and the spin pitch. The built-in linear BR is specified by the beat length $L_{b,i} = 2\pi / \beta_i$, where $\beta_i = k_0(n_x - n_y)$ is the difference between the propagation constants of linearly polarized modes for a small fiber layer, $k_0 = 2\pi / \lambda$, and the spin pitch L_s is determined by the spatial rotation frequency of the axes $\xi = 2\pi / L_s$. The bending BR is characterized by the spatial frequency β_e or the relevant beat length [12]:

$$L_{b,e} = \frac{2\pi}{\beta_e} = \frac{4\pi R^2}{C_s r^2}, \quad (6)$$

where the coefficient $C_s = (1/2)k_0 \bar{n}^3 (p_{11} - p_{12})(1 + \nu_p) \sim \bar{n}^3 / \lambda$ depends on the strain tensor p_{ij} components of the fiber material and Poisson's ratio ν_p (for quartz $C_s \approx 1,1 \cdot 10^6 \text{ m}^{-1}$ at a wavelength $\lambda = 1,55 \text{ }\mu\text{m}$), R is the bending radius, r is the fiber cladding radius, \bar{n} is the average value of the fiber refractive index. The circular BR will be further specified by the difference between the propagation constants of the circularly polarized modes α .

The monochromatic light waves propagating in the spun fiber in the forward (f) and backward (b) directions as a first approximation can be decomposed into the elliptically polarized modes (hereinafter referred to as modified helical modes) [5]:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_f &= C_1 \tilde{\mathbf{e}}_1 e^{-ik_0 n_x z} e^{-iS(\alpha/2)z} + C_2 \tilde{\mathbf{e}}_2 e^{-ik_0 n_y z} e^{iS(\alpha/2)z}, \\ \mathbf{E}_b &= C_3 \tilde{\mathbf{e}}_3 e^{ik_0 n_x z} e^{-iS(\alpha/2)z} + C_4 \tilde{\mathbf{e}}_4 e^{ik_0 n_y z} e^{iS(\alpha/2)z}, \end{aligned} \quad (7)$$

where

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{e}}_{1,4} &= \frac{1}{\sqrt{1+b^2}} (e^{i\varphi} \mathbf{e}_{1,4} \pm b e^{2i\xi z - i\varphi} \mathbf{e}_{2,3}), \\ \tilde{\mathbf{e}}_{2,3} &= \frac{1}{\sqrt{1+b^2}} (e^{-i\varphi} \mathbf{e}_{2,3} \pm b e^{-2i\xi z + i\varphi} \mathbf{e}_{1,4}) \end{aligned} \quad (8)$$

are the polarization vectors of these modes. In this case, the vectors

$$\mathbf{e}_{1,4} = \frac{1}{\sqrt{1+a^2}} \begin{pmatrix} e^{i\xi z} \\ \pm a e^{-i\xi z} \end{pmatrix},$$



и обратном (b) направлениях, в первом приближении могут быть разложены на эллиптически поляризованные моды (называемые далее модифицированные винтовые моды) [5]:

$$\begin{aligned} E_f &= C_1 \tilde{e}_1 e^{-ik_0 n_s z} e^{-iS(\alpha/2)z} + C_2 \tilde{e}_2 e^{-ik_0 n_f z} e^{iS(\alpha/2)z}, \\ E_b &= C_3 \tilde{e}_3 e^{ik_0 n_s z} e^{-iS(\alpha/2)z} + C_4 \tilde{e}_4 e^{ik_0 n_f z} e^{iS(\alpha/2)z}, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{e}_{1,4} &= \frac{1}{\sqrt{1+b^2}} (e^{i\varphi} \mathbf{e}_{1,4} \pm b e^{2i\xi z - i\varphi} \mathbf{e}_{2,3}), \\ \tilde{e}_{2,3} &= \frac{1}{\sqrt{1+b^2}} (e^{-i\varphi} \mathbf{e}_{2,3} \pm b e^{-2i\xi z + i\varphi} \mathbf{e}_{1,4}) \end{aligned} \quad (8)$$

- векторы поляризации этих мод. Здесь векторы

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_{1,4} &= \frac{1}{\sqrt{1+a^2}} \begin{pmatrix} e^{i\xi z} \\ \pm a e^{-i\xi z} \end{pmatrix}, \\ \mathbf{e}_{2,3} &= \frac{1}{\sqrt{1+a^2}} \begin{pmatrix} \pm a e^{i\xi z} \\ e^{-i\xi z} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (9)$$

записанные в базисе циркулярных поляризаций (верхняя и нижняя компоненты представляют соответственно левую и правую циркулярные поляризации), соответствуют поляризационным модам прямолинейного spun-волокна. Коэффициенты

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{L_s}{2L_{b,i}} = \frac{\beta_i}{2\xi}, \\ a &= \frac{\sqrt{1+\sigma^2}-1}{\sigma} \end{aligned} \quad (10)$$

характеризуют отклонение винтовых мод прямолинейного spun-волокна от циркулярно поляризованных мод, а коэффициенты

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma} &= \frac{1}{a(1+a^2)} \frac{\beta_e}{\beta_i} \approx \frac{4L_{b,i}^2}{L_{b,e} L_s}, \\ b &= \frac{\sqrt{1+\sigma^2}}{\tilde{\sigma}} - 1 \end{aligned} \quad (11)$$

аналогичным образом характеризуют отличие поляризационных мод изогнутого spun-волокна от соответствующих мод прямолинейного spun-волокна, при этом приближительное равенство справедливо для малых σ . φ обозначает угол, под которым плоскость изгиба наклонена относительно медленной оси волокна в его начале. Моды 1 и 3 являются медленными и имеют показатель преломления $n_s = \bar{n} + \tilde{\Omega}/(2k_0)$, а моды 2 и 4 являются быстрыми и имеют показатель преломления $n_f = \bar{n} - \tilde{\Omega}/(2k_0)$, где

$$\tilde{\Omega} = 2\xi + 2\xi(\sqrt{1+\sigma^2}-1)\sqrt{1+\tilde{\sigma}^2}. \quad (12)$$

$$\mathbf{e}_{2,3} = \frac{1}{\sqrt{1+a^2}} \begin{pmatrix} \pm a e^{i\xi z} \\ e^{-i\xi z} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

recorded in the basis of circular polarizations (the upper and lower components represent the left and right circular polarizations, respectively) correspond to the polarization modes of the rectilinear spun fiber. The coefficients

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{L_s}{2L_{b,i}} = \frac{\beta_i}{2\xi}, \\ a &= \frac{\sqrt{1+\sigma^2}-1}{\sigma} \end{aligned} \quad (10)$$

describe deviation of the helical modes of a straight spun fiber from the circularly polarized modes, and the coefficients

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma} &= \frac{1}{a(1+a^2)} \frac{\beta_e}{\beta_i} \approx \frac{4L_{b,i}^2}{L_{b,e} L_s}, \\ b &= \frac{\sqrt{1+\sigma^2}}{\tilde{\sigma}} - 1 \end{aligned} \quad (11)$$

describe the difference between the polarization modes of a bent spun fiber and the relevant modes of a straight spun fiber in a similar way, with the approximate equality is valid for small σ . φ denotes the angle at which the bending plane is inclined relative to the slow fiber axis at its beginning. The modes 1 and 3 are slow and have a refractive index $n_s = \bar{n} + \tilde{\Omega}/(2k_0)$, while the modes 2 and 4 are fast and have a refractive index $n_f = \bar{n} - \tilde{\Omega}/(2k_0)$, where

$$\tilde{\Omega} = 2\xi + 2\xi(\sqrt{1+\sigma^2}-1)\sqrt{1+\tilde{\sigma}^2}. \quad (12)$$

The polarization states of the modes are elliptical, thus, their sensitivity to the Faraday effect is decreased with a factor that is hereinafter referred to as the relative response factor.

2.3. Spectrum Deformation in the FOCS with Small-radius Spun Fiber Winding

We will use the above formal description to consider the propagation of light waves in a reflective FOCS shown in Fig. 1. According to the circuit, an unpolarized light wave is passed through a polarizer and acquires linear polarization

$$E_p = \mathbf{e}_l \frac{e^{i\theta}}{\sqrt{2}} + \mathbf{e}_r \frac{e^{-i\theta}}{\sqrt{2}}, \quad (13)$$

oriented with an angle θ , where $\mathbf{e}_{l,r}$ are the basis vectors of circular polarizations. When entering a spun fiber, such a wave excites both polarization

Поляризационные состояния мод являются эллиптическими, поэтому их чувствительность к эффекту Фарадея уменьшается с коэффициентом $S=1/\left(\sqrt{1+\sigma^2}\sqrt{1+\tilde{\sigma}^2}\right)$, который в дальнейшем называется коэффициентом относительной чувствительности.

2.3. Деформация спектра в ВОДТ с намоткой spun-волокна по малому радиусу

Воспользуемся приведенным выше формализмом для рассмотрения распространения волн света в отражательном ВОДТ, изображенном на рис. 1. Следуя схеме, неполяризованная световая волна проходит поляризатор и приобретает линейную поляризацию:

$$\mathbf{E}_p = \mathbf{e}_i \frac{e^{i\theta}}{\sqrt{2}} + \mathbf{e}_r \frac{e^{-i\theta}}{\sqrt{2}}, \quad (13)$$

ориентированную с углом θ , $\mathbf{e}_{l,r}$ – базисные векторы циркулярных поляризаций. При вводе в spun-волокно такая волна возбуждает обе поляризационные моды 1 и 2 (см. (7)), амплитуды которых C_1 и C_2 следуют из начального условия $\mathbf{E}_f(0) = \mathbf{E}_p$:

$$C_{1,2} = (\tilde{\mathbf{e}}_{1,2} \cdot \mathbf{E}_p)_0, \quad (14)$$

где круглыми скобками обозначено скалярное произведение, а нижний индекс «0» означает, что векторы поляризации должны быть взяты в начале волокна ($z=0$).

Амплитуды обратных волн, возникающих при отражении света от зеркала на конце волокна, вычисляются из граничного условия $\mathbf{E}_f(L) = \mathbf{E}_b(L)$. Для падающей волны с модой 1 из этого условия вытекает, что в начальной точке волокна электрическое поле отраженного света равно:

$$\mathbf{E}_b^{(1)} = C_1 e^{-2ik_0 \bar{n}L} (C_3^{(1)} \tilde{\mathbf{e}}_3 e^{-i\tilde{\Omega}L} + C_4^{(1)} \tilde{\mathbf{e}}_4 e^{-i\sigma \Omega L}), \quad (15)$$

а для падающей волны, имеющей моду 2 соответственно

$$\mathbf{E}_b^{(2)} = C_2 e^{-2ik_0 \bar{n}L} (C_3^{(2)} \tilde{\mathbf{e}}_3 e^{i\sigma \Omega L} + C_4^{(2)} \tilde{\mathbf{e}}_4 e^{i\tilde{\Omega}L}), \quad (16)$$

где были использованы равенства $n_s + n_f = 2\bar{n}$ и $n_s - n_f = \tilde{\Omega}/k_0$. Амплитуды отраженных мод равны:

$$\begin{aligned} C_3^{(1)} &= (\tilde{\mathbf{e}}_1, \tilde{\mathbf{e}}_4)_L, C_3^{(2)} = -(\tilde{\mathbf{e}}_2, \tilde{\mathbf{e}}_4)_L, \\ C_4^{(1)} &= -(\tilde{\mathbf{e}}_1, \tilde{\mathbf{e}}_3)_L, C_4^{(2)} = (\tilde{\mathbf{e}}_2, \tilde{\mathbf{e}}_3)_L, \end{aligned} \quad (17)$$

modes 1 and 2 (see (7)), which amplitudes C_1 and C_2 are based on the initial condition $\mathbf{E}_f(0) = \mathbf{E}_p$:

$$C_{1,2} = (\tilde{\mathbf{e}}_{1,2} \cdot \mathbf{E}_p)_0, \quad (14)$$

where the parentheses indicate the dot product and the subscript «0» means that the polarization vectors should be taken at the beginning of the fiber ($z=0$).

The amplitudes of the reverse waves arising due to the light reflection from the mirror at the end of the fiber are calculated on the basis of the boundary condition $\mathbf{E}_f(L) = \mathbf{E}_b(L)$. For an incident wave with the mode 1, this condition implies that at the initial fiber point, the electric field of the reflected light is equal to the following

$$\mathbf{E}_b^{(1)} = C_1 e^{-2ik_0 \bar{n}L} (C_3^{(1)} \tilde{\mathbf{e}}_3 e^{-i\tilde{\Omega}L} + C_4^{(1)} \tilde{\mathbf{e}}_4 e^{-i\sigma \Omega L}), \quad (15)$$

and for an incident wave, having the mode 2 respectively, it is equal to the following

$$\mathbf{E}_b^{(2)} = C_2 e^{-2ik_0 \bar{n}L} (C_3^{(2)} \tilde{\mathbf{e}}_3 e^{i\sigma \Omega L} + C_4^{(2)} \tilde{\mathbf{e}}_4 e^{i\tilde{\Omega}L}), \quad (16)$$

where the equalities $n_s + n_f = 2\bar{n}$, and $n_s - n_f = \tilde{\Omega}/k_0$ were used. The reflected mode amplitudes are

$$\begin{aligned} C_3^{(1)} &= (\tilde{\mathbf{e}}_1, \tilde{\mathbf{e}}_4)_L, C_3^{(2)} = -(\tilde{\mathbf{e}}_2, \tilde{\mathbf{e}}_4)_L, \\ C_4^{(1)} &= -(\tilde{\mathbf{e}}_1, \tilde{\mathbf{e}}_3)_L, C_4^{(2)} = (\tilde{\mathbf{e}}_2, \tilde{\mathbf{e}}_3)_L, \end{aligned} \quad (17)$$

where the index «L» indicates that the polarization vectors should be taken at $z=L$. The forward calculation of these products leads to the following formula

$$\begin{aligned} (\tilde{\mathbf{e}}_1, \tilde{\mathbf{e}}_4)_L &= (\tilde{\mathbf{e}}_2, \tilde{\mathbf{e}}_3)_L = \\ &= \frac{1}{1+a^2} \frac{1}{1+b^2} ((1-a^2)(1-b^2) - 4abc \cos(2\xi z - 2\varphi)), \\ (\tilde{\mathbf{e}}_1, \tilde{\mathbf{e}}_3)_L &= -(\tilde{\mathbf{e}}_2, \tilde{\mathbf{e}}_4)_L = \\ &= \frac{1}{1+a^2} \frac{1}{1+b^2} (2ae^{-2i\varphi} (1-b^2 e^{-4i\xi z + 4i\varphi}) + 2(1-a^2)be^{-2i\xi z}), \end{aligned} \quad (18)$$

We can note that each mode of light incident on the mirror in general excites both modes of light propagating in the opposite direction, the phase shift between which to the beginning of the fiber is $\tilde{\Omega}L$. This reflected light structure is due to the fact that the polarization modes of the spun fiber are elliptically polarized.

We will consider in more detail how the waves arising after the light reflection from the mirror in (15) and (16) at $\sigma \ll 1$ are related. If the winding radius is large enough so that the bending BR can be neglected, the polarization modes (9) are almost



где индекс «L» указывает, что векторы поляризации должны быть взяты при $z=L$. Прямой расчет этих произведений дает

$$\begin{aligned} (\tilde{\mathbf{e}}_1, \tilde{\mathbf{e}}_4)_L &= (\tilde{\mathbf{e}}_2, \tilde{\mathbf{e}}_3)_L = \\ &= \frac{1}{1+a^2} \frac{1}{1+b^2} ((1-a^2)(1-b^2) - 4ab \cos(2\xi z - 2\varphi)), \\ (\tilde{\mathbf{e}}_1, \tilde{\mathbf{e}}_3)_L &= -(\tilde{\mathbf{e}}_2, \tilde{\mathbf{e}}_4)_L^* = \\ &= \frac{1}{1+a^2} \frac{1}{1+b^2} (2ae^{-2i\varphi} (1-b^2 e^{-4i\xi z + 4i\varphi}) + 2(1-a^2)be^{-2i\xi z}), \end{aligned} \quad (18)$$

Мы видим, каждая мода падающего на зеркало света в общем случае возбуждает обе моды распространяющегося в обратном направлении света, фазовый сдвиг между которыми к началу волокна составляет $\tilde{\Omega}L$. Такая структура отраженного света обусловлена тем, что поляризационные моды spun-волокна являются эллиптически поляризованными.

Рассмотрим подробнее, как соотносятся возникающие при отражении света от зеркала волны в (15) и (16) при $\sigma \ll 1$. Если радиус намотки достаточно велик, чтобы изгибным ДЛП можно было пренебречь, поляризационные моды (9) являются почти циркулярными и соотношение между амплитудами мод составляет $|C_3^{(1)}|/|C_4^{(1)}| = |C_3^{(2)}|/|C_4^{(2)}| = \sigma$. Следовательно, при зеркальном отражении происходит почти полная конверсия мод $1 \rightarrow 4$ и $2 \rightarrow 3$. Если же волокно намотано на катушку, то соотношение между этими амплитудами становится приблизительно $\tilde{\sigma}$. Существенным моментом здесь является то, что значение параметра $\tilde{\sigma}$ может быть сопоставимо с 1 при достаточно малых радиусах намотки. Так, например, для spun-волокна, имеющего $L_s = 3$ мм, $L_{b,i} = 9$ мм и намотанного с радиусом $R = 5$ мм, значение $\tilde{\sigma}$ достигает 0,5 для волокна диаметром 80 мкм и 1,3 для волокна диаметром 125 мкм. Это означает, что поляризационные моды изогнутого spun-волокна (8) имеют эллиптические состояния поляризации, которые далеки от циркулярных, поэтому вторичные волны, возникшие при зеркальном отображении, нельзя игнорировать.

Комбинируя (15) и (16), получаем, что при возбуждении spun-волокна линейно поляризованным светом его электрическое поле после прохождения волокна в прямом и обратном направлениях будет:

$$\mathbf{E}_b(0) = e^{-2ik_0\tilde{r}L} \begin{pmatrix} C_1 C_3^{(1)} \mathbf{e}_3 e^{-i\Omega L} + C_1 C_4^{(1)} \mathbf{e}_4 e^{-i\Omega L} + \\ + C_2 C_3^{(2)} \mathbf{e}_3 e^{i\Omega L} + C_2 C_4^{(2)} \mathbf{e}_4 e^{i\Omega L} \end{pmatrix}. \quad (19)$$

циркуляр, и the ratio between the mode amplitudes is $|C_3^{(1)}|/|C_4^{(1)}| = |C_3^{(2)}|/|C_4^{(2)}| = \sigma$. Therefore, the almost complete $1 \rightarrow 4$ and $2 \rightarrow 3$ mode conversion occurs in the case of mirror reflection. If the fiber is wound on a coil, then the ratio between these amplitudes becomes approximately $\tilde{\sigma}$. The essential point is that the parameter value can be comparable to 1 for the sufficiently small winding radii. Thus, for example, for a spun fiber with $L_s = 3$ mm, $L_{b,i} = 9$ mm and wound with a radius $R = 5$ mm, the value $\tilde{\sigma}$ reaches 0.5 for a fiber with a diameter of 80 μm and 1.3 for a fiber with a diameter of 125 μm . This means that the polarization modes of the bent spun fiber (8) have elliptical polarization states that are far from the circular ones, so that the secondary waves generated in the case of mirror reflection cannot be ignored.

When combining (15) and (16), we obtain the following: when a spun fiber is excited by linearly polarized light, its electric field after passing through the fiber in the forward and reverse directions will be equal to the following

$$\mathbf{E}_b(0) = e^{-2ik_0\tilde{r}L} \begin{pmatrix} C_1 C_3^{(1)} \mathbf{e}_3 e^{-i\Omega L} + C_1 C_4^{(1)} \mathbf{e}_4 e^{-i\Omega L} + \\ + C_2 C_3^{(2)} \mathbf{e}_3 e^{i\Omega L} + C_2 C_4^{(2)} \mathbf{e}_4 e^{i\Omega L} \end{pmatrix}. \quad (19)$$

Further, when the light is passed through the polarizer, only the component $(\mathbf{E}_b(0), \mathbf{E}_p) \mathbf{E}_p$ that is parallel to the polarizer axis, enters the photodetector. As a result of direct calculations and based on (13) and (19), we obtain the final expression for the intensity

$$\begin{aligned} I = \frac{I_0}{2} (1 + U \cos[2S\alpha L]) + \frac{I_1}{2} \cos(\tilde{\Omega}L + \Psi_1) + \\ + \frac{I_2}{2} \cos(2\tilde{\Omega}L + \Psi_2) \end{aligned}, \quad (20)$$

where the values I_k, Ψ_k and U are constants determined by the input linear polarization angle θ , the spun fiber parameters and its bending. It can be seen from (20) that two more terms are added to the usual interference term, due to the occurrence of secondary waves when the light is reflected from the mirror. It is important to note that the amplitudes I_1 and I_2 of these terms obviously depend on the bending radius and are increased with the decreasing radius. Figure 2 shows an example of such a dependence calculated for a fiber with a diameter of 80 μm and a length $L = 11$ m, having the parameters $L_s = 3$ mm and $L_b = 8.9$ mm at a wavelength $\lambda = 1.55$ μm . The angle values are taken as $\theta = \varphi = 45^\circ$ in accordance with the experimental data provided below.

Далее после прохождения светом поляризатора на фотоприемник попадает только компонента $(E_b(0), E_p)E_p$, параллельная оси пропускания поляризатора. В результате прямых вычислений, используя (13) и (19), получаем окончательное выражение для интенсивности:

$$I = \frac{I_0}{2}(1 + U \cos[2S\alpha L]) + \frac{I_1}{2} \cos(\tilde{\Omega}L + \Psi_1) + \frac{I_2}{2} \cos(2\tilde{\Omega}L + \Psi_2), \quad (20)$$

где величины I_k, Ψ_k и U являются константами, которые определяются углом входной линейной поляризации θ , параметрами spun-волокна и его изгиба. Из (20) видно, что к обычному интерференционному члену добавляются еще два, обусловленных возникновением вторичных волн при отражении света от зеркала. Важно отметить, что амплитуды I_1 и I_2 этих членов, очевидно, зависят от радиуса изгиба и растут при уменьшении радиуса. На рис. 2 представлен пример такой зависимости, рассчитанной для волокна диаметром 80 мкм, длиной $L=11$ м и имеющей параметры $L_s=3$ мм и $L_b=8,9$ мм на длине волны $\lambda=1,55$ мкм, значения углов приняты $\theta=\varphi=45^\circ$ в соответствии с экспериментальными данными, представленными ниже.

Рассмотрим, как интенсивность детектированного света (20) изменяется в зависимости от длины волны. Поскольку фаза $\tilde{\Omega}L$ зависит от длины волны (так как величина $\tilde{\Omega}$ включает в себя длины биений, зависящие от длины волны), два последних члена в (20) варьируются в спектральном диапазоне излучения. При малом радиусе изгиба волокна $I_{1,2}/I_0 \sim \delta^2$, поэтому последние члены в (20) становятся значительными. Это означает, что интенсивность попадающего на фотоприемник света (нормированная к начальной интенсивности источника света) существенно зависит от длины волны, и форма спектра интенсивности заметно деформируется. Пример такой деформации спектра представлен в разделе с описанием эксперимента. Стоит отметить, что если радиус изгиба велик, то $I_{1,2}/I_0 \sim \delta^2$ и эти члены малы. В этом случае интенсивность почти не зависит от длины волны, и форма спектра света остается почти неизменной. Это объясняет, почему оптический спектр восстанавливается в чувствительной катушке ВОДТ со спиральной намоткой [6], где в начале и конце волокна радиус намотки велик.

We will consider how the detected light (20) intensity is changed depending on the wavelength. Since the $\tilde{\Omega}L$ phase depends on the wavelength (since the parameter $\tilde{\Omega}$ includes the wavelength-dependent beat lengths), the last two terms in (20) vary over the spectral radiation range. In the case of a small bending radius of the fiber $I_{1,2}/I_0 \sim \delta^2$, the last terms in (20) become significant. This means that the intensity of light incident on the photodetector (normalized to the initial light source intensity) significantly depends on the wavelength, and the shape of the intensity spectrum is noticeably deformed. An example of such a spectrum deformation is provided in the section with the experiment description. It should be noted that if the bending radius is large, then $I_{1,2}/I_0 \sim \delta^2$ and these terms are small. In this case, the intensity is almost independent of the wavelength, and the light spectrum shape remains almost unchanged. This fact explains why the optical spectrum is reconstructed in a sensitive spiral-wound FOCUS coil [6], where the winding radius is large at the beginning and end of the fiber.

3. EXPERIMENT

For experimental confirmation of the theoretical model, an experimental setup was prepared, as shown in Fig. 1. A superluminescent fiber source based on Er/Yb doped fiber (IPG Photonics) with a power of 30 mW, a wavelength of $\lambda=1.55 \mu\text{m}$

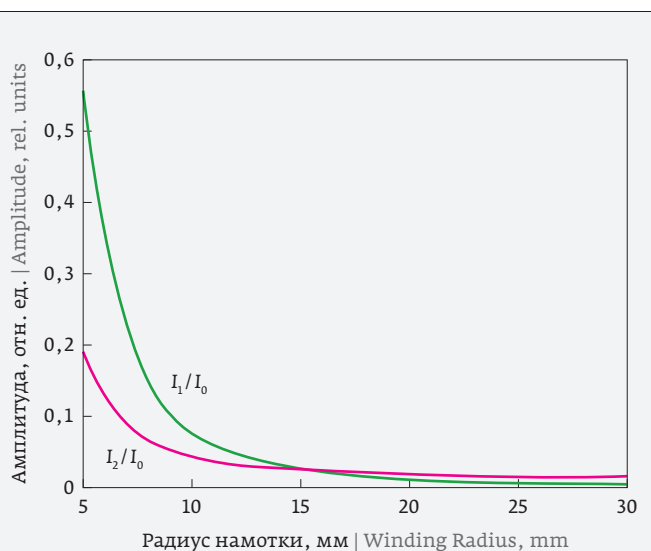


Рис. 2. Зависимость амплитуд I_1 и I_2 от радиуса намотки spun-волокна

Fig. 2. Dependence of the amplitudes I_1 and I_2 on the winding radius of the spun fiber

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Для экспериментального подтверждения теоретической модели была собрана экспериментальная установка, показанная на рис. 1. В качестве источника излучения использовался суперлюминесцентный волоконный источник на основе волокна, легированного Er/Yb (IPC Photonics), мощностью 30 мВт с длиной волны $\lambda=1,55$ мкм и шириной спектра $\Delta\lambda=20$ нм. Мощность света в обоих каналах была сбалансирована с помощью аттенюатора и составила 250 мкВт. Свет детектировался с помощью широкополосных фотоприемников с высокой чувствительностью $\eta \approx 1$ А/Вт, поэтому конечная полоса пропускания электрической схемы детектирования была ограничена только усилителем и составила $B=3,5$ МГц. S-pun-волокно имело длину биеений $L_{b,i}=9$ мм и шаг спиральной структуры $L_s=3$ мм ($\sigma=0,17$), общая длина волокна составляла $L=11$ м.

В ходе эксперимента были получены спектры оптического излучения, падающего на фотодетекторы чувствительного и опорного каналов датчика, а также электрические сигналы с выходов обоих фотодетекторов. Сплошная линия на рис. 3 отображает спектр света в измерительном канале датчика при намотке s-pun-волокна с радиусом 5 мм. Видно, что в спектре имеются осцилляции с периодами, различающимися в два раза, в соответствии с приведенной выше теоретической формулой (20) (на рис. 3 расчет показан пунктиром). Значения параметров, принятые в расчете, составляли $L_{b,i}=8,9$ мм, $L_s=3$ мм, $L=11$ м, радиус намотки $R=5$ мм, а углы входной поляризации θ и наклон плоскости намотки φ были выбраны для наилучшего соответствия зависимости с экспериментальными данными.

На рис. 4 представлены результаты измерения коэффициента подавления избыточного шума для этой чувствительной катушки, а также теоретическая зависимость (5). Вычисление корреляции с использованием выходных сигналов обозначены квадратами, а расчет по корреляции спектров – кругами. На рисунок также нанесены коэффициенты подавления для намотки с большим радиусом 100 мм и с радиусом 5 мм при спиральной намотке начального и конечного участков волокна [6, 10]. Наилучшее подавление 15,3 дБ достигается для радиуса 100 мм, когда изгибное ДЛП незначительно и состояние поляризации света по всей длине волокна близко к циркулярному. Для намотки с радиусом 5 мм коэффициент подавления избыточного шума снижается до значения 6 дБ в соответствии с изложенной выше теорией. В третьей катушке почти все волокно было намотано с радиусом 5 мм, но сегменты длиной 1 м в начале и конце

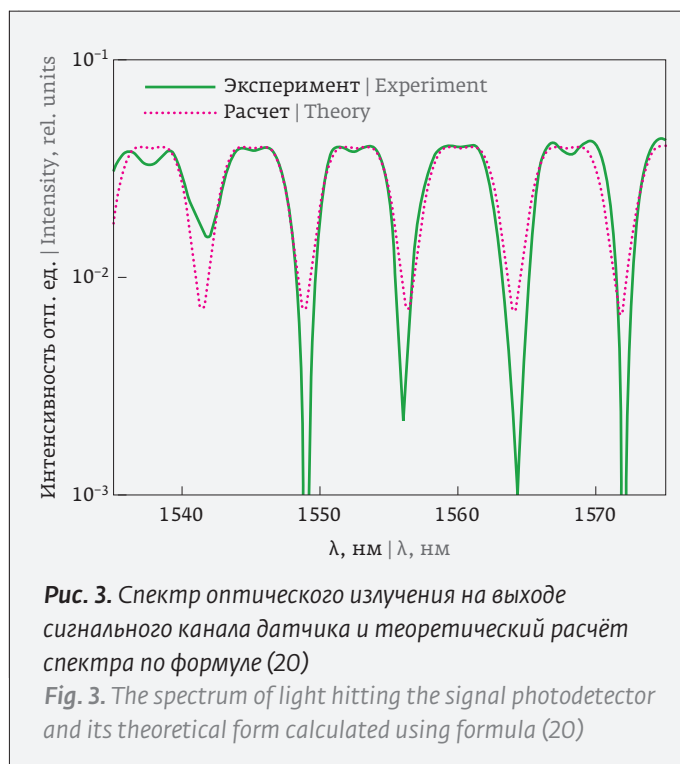


Рис. 3. Спектр оптического излучения на выходе сигнального канала датчика и теоретический расчёт спектра по формуле (20)

Fig. 3. The spectrum of light hitting the signal photodetector and its theoretical form calculated using formula (20)

and a spectral width of $\Delta\lambda=20$ nm was used as a radiation source. The light power in both channels was balanced using an attenuator and amounted to 250 μ W. The light was detected using the broadband photodetectors with high

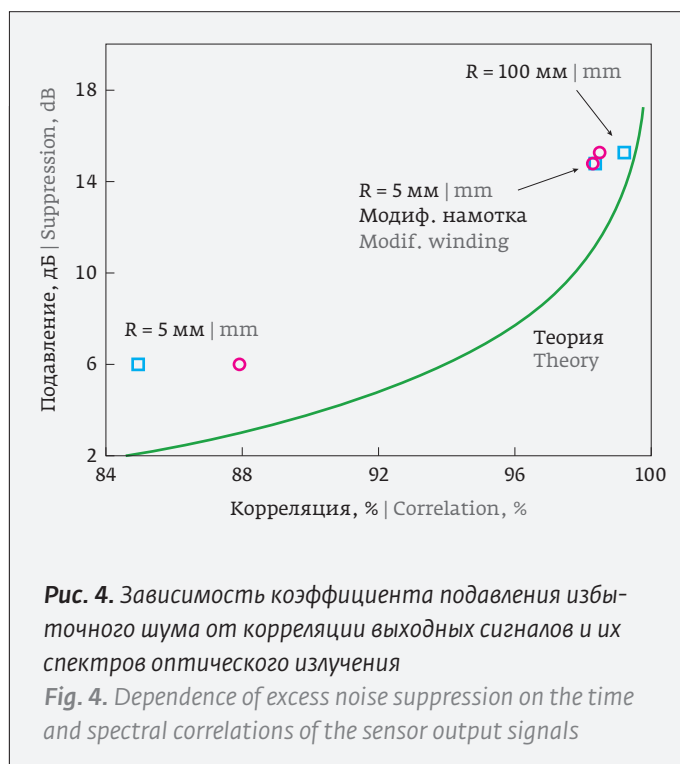


Рис. 4. Зависимость коэффициента подавления избыточного шума от корреляции выходных сигналов и их спектров оптического излучения

Fig. 4. Dependence of excess noise suppression on the time and spectral correlations of the sensor output signals



волокна имели спиральную намотку с плавным изменением радиуса [10]. При такой конфигурации намотки поляризация излучения на зеркале восстанавливается до почти циркулярной (как у прямолинейного spun-волокна). Тогда при отражении света происходит почти полная конверсия поляризационных мод в ортогональные, поэтому $I_1 \approx 0$ и $I_2 \approx 0$ в (20). В результате оптический спектр восстанавливается, и подавление возрастает до значения 14,8 дБ.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе было рассмотрено влияние изгибного двулучепреломления в spun-волокне, используемого в качестве чувствительного элемента волоконно-оптического датчика тока на основе эффекта Фарадея, на эффективность подавления избыточного шума. Показано, что при малом радиусе намотки в волокне возникают вторичные волны, затухание которых на поляризаторе датчика зависит от длины волны. Из-за этого происходит деформация спектра излучения, что ведет к снижению эффективности подавления избыточного шума. Эффект был продемонстрирован в эксперименте, в котором снижение радиуса намотки spun-волокна датчика до 5 мм привело к снижению коэффициента подавления на 9,3 дБ. Разработанная модель объясняет наблюдаемое снижение эффективности подавления, а также дает теоретическую основу механизма повышения эффективности подавления избыточного шума при спиральной намотке начального и конечного сегментов волокна [10].

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН.

REFERENCES

1. Chen G., Newson T. Detection bandwidth of fibre-optic current sensors based on Faraday effect. *Electronics Letters*. 2014; 50 (8): 626–627.
2. Przhiyalkovskiy Y. V., Gubin V. P., Starostin N. I., Morshnev S. K., Sazonov A. I. Detection of electric current pulses by a fibre-optic sensor using spun fibre. *Quantum Electronics*. 2018; 48 (1): 62.
3. Gubin V. P., Isaev V. A., Morshnev S. K., Sazonov A. I., Starostin N. I., Chamorovsky Y. K., Oussov A. I. Use of Spun optical fibres in current sensors. *Quantum Electronics*. 2006; 36(3): 287.
4. Laming R. I., Payne D. N. Electric current sensors employing spun highly birefringent optical fibers. *Journal of Lightwave Technology*. 1989; 7 (12): 2084–2094.
5. Przhiyalkovskiy Y. V., Starostin N. I., Morshnev S. K., Sazonov A. I. Polarization dynamics of light propagating in bent spun birefringent fiber. *Journal of Lightwave Technology*. 2020; 38 (24): 6879–6885.
6. Gubin V., Przhiyalkovskiy Y., Starostin N., Morshnev S., Sazonov A. A broadband Faraday fiber-optic current sensor with excess noise compensation. *Results in Physics*. 2020; 18: 103286.
7. Morkel P., Laming R., Payne D. Noise characteristics of high-power doped-fibre superluminescent sources. *Electronics Letters*. 1990; 26 (2): 96–98.
8. Polynkin P., De Arruda J., Blake J. All-optical noise-subtraction scheme for a fiber-optic gyroscope. *Optics Letters*. 2000; 25 (3): 147–149.
9. Y. Li, F. Ben, R. Luo, C. Peng, Z. Li Excess relative intensity noise suppression in depolarized interferometric fiber optic gyroscopes. *Optics Communications*. 2019; 440: 83–88.
10. Przhiyalkovskiy Y. V., Starostin N. I., Gubin V. P., Morshnev S. K., Sazonov A. I. Fiber-optic sensor for detecting electric current pulses. *Optical Sensors*. 2019; 11028: 110280A.

sensitivity $\eta \approx 1$ A/W, thus, the final bandwidth of the electrical detection circuit was limited only by the amplifier and amounted to $B = 3.5$ MHz. The spun fiber had a beat length $L_{b,i} = 9$ mm and the helical structure step $L_s = 3$ mm ($\sigma = 0.17$), the total fiber length was $L = 11$ m.

During the experiment, the spectra of optical radiation incident on the photodetectors of the sensitive and reference detector's channels, as well as the electrical signals from the outputs of both photodetectors, were obtained. The continuous line in Fig. 3 describes the light spectrum in the measurement channel of the detector when winding the spun fiber with a radius of 5 mm. It can be seen that the spectrum contains oscillations with the periods differing by a factor of two, in accordance with the above theoretical formula (20) (the calculation is shown by a dotted line in Fig. 3). The values of the parameters used in the calculation were $L_{b,i} = 8.9$ mm, $L_s = 3$ mm, $L = 11$ m, the winding radius $R = 5$ mm, and the input polarization angles θ and the winding plane slope φ were selected to provide the better dependence on the experimental data.

Figure 4 shows the measurement results of the excess noise suppression coefficient for this sensitive coil, as well as the theoretical dependence (5). The correlation calculations using the output signals are indicated by squares, and the spectra correlation calculations are indicated by circles. Moreover, the figure demonstrates the suppression coefficients for winding with a large radius of 100 mm and with a radius of 5 mm for helical winding of the initial and final sections of the fiber [6, 10]. The best suppression at the level of 15.3 dB is achieved for a radius of 100 mm, when the bending BR is insignificant and the light polarization state along the entire fiber length is close to the circular one. For winding with a radius of 5 mm, the excess noise suppression ratio is reduced to a value of 6 dB in accordance with the above theory. In the third coil, almost all of the fiber was wound with a radius of 5 mm, however, the segments with the length of 1 m at the beginning and end of the fiber were helically wound with a smooth change in radius [10]. With this winding configuration, the radiation polarization on the mirror is restored to almost circular one (as in a straight spun fiber). In this case, when light is reflected, an almost complete conversion of polarization modes into the orthogonal ones is provided, therefore $I_1 \approx 0$ and $I_2 \approx 0$ are obtained in (20). As a result, the optical spectrum is restored and the suppression is increased to a value of 14.8 dB.



International Society for Optics and Photonics.

11. Przhilyalkovsky Y.V., Vasiliev S., Medvedkov O., Morshnev S., Dianov E. Polarization state evolution in spun birefringent optical fibers. *Journal of Applied Physics*. 2017;122 (12): 123104.
12. Rashleigh S. Origins and control of polarization effects in single-mode fibers. *Journal of Lightwave Technology*. 1983;1 (2).

АВТОРЫ

Моршнев Сергей Кконстантинович, д. ф.- м. н., вед. н. с., Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, г. Фрязино, Моск. обл.

ORCID ID: 0000-0001-5095-2745

Старостин Николай Иванович, к. ф.- м. н., вед. н. с., Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, г. Фрязино, Моск. обл.

ORCID ID: 0000-0001-9013-8588

Пржиялковский Ян Владимирович, к. ф.- м. н., ст. н. с., Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, г. Фрязино, Моск. обл.

ORCID ID: 0000-0003-0591-8323

Сазонов Александр Иванович, к. т. н., ст. н. с., Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, г. Фрязино, Моск. обл.

Author ID (РИНЦ): 35391

ВКЛАД АВТОРОВ

С. К. Моршнев: идея, планирование и проведение эксперимента, обработка и анализ результатов, написание статьи; Н. И. Старостин: организация и проведение эксперимента, анализ результатов, обсуждение, предложения, написание статьи; Я. В. Пржиялковский: проведение эксперимента, анализ результатов, обсуждение, редактирование, оформление; А. И. Сазонов: подготовка и проведение эксперимента, обработка результатов, обсуждение, оформление.

4. CONCLUSION

In this paper, we have considered the influence of bending birefringence in a spun fiber used as a sensitive element of a fiber-optic current sensor based on the Faraday effect on the excess noise suppression efficiency. It is shown that, at a small winding radius, the secondary waves occur in the fiber, the attenuation of which on the detector polarizer depends on the wavelength. Due to this fact, the radiation spectrum is deformed leading to a decrease in the excess noise suppression efficiency. The effect was demonstrated during an experiment, when reducing the detector's spun fiber winding radius to 5 mm resulted in a 9.3 dB reduction in the suppression ratio. The developed model explains the observed decrease in the suppression efficiency, and also provides a theoretical basis for increasing the excess noise suppression efficiency in the case of helical winding of the initial and final fiber segments [10].

The paper was prepared within the framework of the state task of the Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences.



**МАШИНОСТРОЕНИЕ.
МЕТАЛЛООБРАБОТКА.
СВАРКА.**



20-я международная специализированная выставка оборудования, приборов и инструментов для машиностроительной, металлообрабатывающей и сварочной отраслей промышленности



**7-9 ДЕКАБРЯ
КАЗАНЬ-2022**

Место проведения:
МВЦ «Казань Экспо»