

Модифицированный чувствительный элемент волоконно-оптического датчика тока на srip-волокне с малой собственной эллиптичностью

Я.В.Пржиялковский, С.К.Моршнев, Н.И.Старостин, В.П.Губин

Предложен и исследован модифицированный чувствительный элемент датчика тока на srip-волокне для случая, когда длина биений встроенного линейного двулучепреломления равна длине шага спиральной структуры или меньше нее. Рассматриваемый вариант позволяет восстановить контраст интерферометра, сниженный из-за уменьшения эллиптичности среднего по длинам волн поляризационного состояния излучения, распространяющегося в таком srip-световоде. Предлагаемый чувствительный элемент содержит два преобразователя состояния поляризации: один формирует на входе srip-волокна поляризацию излучения с эллиптичностью, равной собственной для данного волокна, второй обеспечивает преобразование эллиптической поляризации при зеркальном отражении на выходе в ортогональную. Показано также, что магнитооптическая чувствительность несколько уменьшается для рассматриваемых усредненных по спектру параметров поляризационного состояния излучения в srip-волокне. Экспериментальные результаты подтверждают теорию.

Ключевые слова: датчик тока, эффект Фарадея, srip-волокно.

1. Введение

Оптическое srip-волокно со спиральной структурой осей линейного двулучепреломления (ДЛП) в настоящее время широко применяется в качестве чувствительного элемента в волоконно-оптических датчиках электрического тока (ВОДТ) на основе эффекта Фарадея. Принцип действия ВОДТ состоит в интерферометрическом измерении разности фаз между двумя световыми волнами с ортогональными циркулярными поляризационными состояниями (ПС), распространяющимися по srip-волокну. Эта разность фаз, в соответствии с эффектом Фарадея, пропорциональна продольной относительно направления распространения излучения составляющей напряжённости магнитного поля, создаваемого измеряемым током.

Один из вариантов схемы ВОДТ, ставший уже традиционным, представляет собой низкокогерентный взаимный линейный отражательный интерферометр [1]. В интерферометрах такого типа с помощью пластинки $\lambda/4$ формируются две ортогональные циркулярно поляризованные световые волны, которые, пройдя через чувствительное к магнитному полю srip-волокно, зеркально отражаются на его конце и проходят путь в обратном направлении. При зеркальном отражении циркулярные ПС световых волн преобразуются в ортогональные. Таким образом все взаимные эффекты при распространении по оптическому тракту компенсируются, и разность оптиче-

ских путей рабочих волн интерферометра определяется только невзаимным эффектом Фарадея.

В традиционной схеме для получения высокого ($\sim 100\%$) контраста интерферометра требуются srip-волокна с малым (менее 0.3) значением параметра $\sigma = L_{tw}/(2L_b)$, где L_{tw} – длина шага спиральной структуры волокна, а L_b – длина биений встроенного линейного ДЛП [2]. При выполнении этого условия srip-волокно обладает свойством поддерживать так называемое квазициркулярное ПС излучения, т.е. ПС со средней по спектру эллиптичностью, близкой к циркулярному ПС. При этом с учетом достижимых для классической технологии вытяжки srip-волокон минимальных значений $L_{tw} \approx 2.5-3$ мм минимальное значение L_b получается $\sim 7-8$ мм.

С другой стороны, устойчивость srip-волокон к внешним воздействиям, в частности к изгибам, определяется величиной встроенного линейного ДЛП [3, 4]. Поэтому в чувствительных элементах ВОДТ с малым радиусом контура (~ 1 см и менее) необходимо использовать srip-волокна с более высоким ДЛП ($L_b \approx 2-3$ мм). На практике это означает использование srip-волокон с большим (более 0.3) σ -параметром. Данный вопрос весьма актуален, поскольку существует широкий класс магнитоочувствительных микроструктурных srip-волокон с длиной биений 0.1–3 мм [3, 5, 6], имеющих высокую температурную стабильность ДЛП и эффективно накапливающих фарадеевский фазовый сдвиг даже при радиусах контура ~ 2 мм [3], что делает их крайне привлекательными для применений в ВОДТ. Однако собственная эллиптичность микроструктурных srip-волокон с большим σ -параметром (т.е. их способность сохранять ПС с определённой средней эллиптичностью оптического излучения) заметно отличается от циркулярного ПС [2]. При их использовании в традиционной схеме ВОДТ контраст интерференционной картины будет значительно понижен из-за появления некогерентных компонент светового излучения в интерферометре [6], которое обусловлено необрати-

Я.В.Пржиялковский, С.К.Моршнев, Н.И.Старостин, В.П.Губин.
Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН,
Фрязинский филиал, Россия, Московская обл., 141190 Фрязино,
пл. Акад. Введенского, 1; ЗАО «Профотек», Россия, 121357 Москва,
Верейская ул., 17;
e-mail: yankus.p@gmail.com, nis229@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 17 января 2014 г., после доработки – 3 марта 2014 г.

мой деполяризацией широкополосного излучения в чувствительном элементе.

В настоящей работе предложена схема модифицированного чувствительного элемента для датчика тока, в которой удастся избежать возникновения значительной некогерентной компоненты широкополосного излучения в интерферометре и, как следствие, минимизировать снижение контраста. Новая схема реализована и исследована теоретически и экспериментально.

2. Использование *srpn*-волокон с большим σ -параметром в чувствительном элементе ВОДТ

Рассмотрим вначале схему ВОДТ, построенного по схеме интерферометра, с традиционным магниточувствительным элементом, в качестве которого будем использовать идеальный изотропный световод (рис.1). Широкополосное оптическое излучение источника 1 проходит через направленный ответвитель 2 и волоконный поляризатор 3, с помощью которого оно преобразуется в линейно поляризованное. Далее излучение вводится в волокно 4, сохраняющее линейную поляризацию (РМ-волокно). Оси двулучепреломления РМ-волокна ориентированы таким образом, что образуют угол 45° с осью пропускания поляризатора, в результате чего в нем распространяются две волны равной интенсивности с линейными ортогональными ПС. По мере распространения эти волны становятся некогерентными. Пройдя через четвертьволновую пластинку 5, волны приобретают циркулярную поляризацию и попадают в магниточувствительное волокно 6, образующее замкнутый контур вокруг проводника с электрическим током. На выходе волокна 6 волны отражаются зеркалом 7, меняя поляризацию на ортогональную, и проходят тот же путь в обратном направлении, восстанавливая при этом свою когерентность. На поляризаторе 3 обе волны интерферируют и через направленный ответвитель 2 поступают на фотодетектор 8.

В описанной схеме, после деления линейно поляризованного излучения на две ортогонально поляризованные волны, ПС обеих волн преобразуются элементами схемы таким образом, что остаются при этом всегда ортогональными. Проследим за эволюцией одной из волн на сфере Пуанкаре (рис.2). Линейное ПС из точки А с помощью пластинки $\lambda/4$ переходит в левациркулярное ПС, отображаемое точкой L (рис.2,а). При распространении по идеальному изотропному световоду ПС излучения не меняется, но после зеркального отражения преобразуется в правациркулярное (точка R на рис.2,б), которое сохраняется по мере распространения света в обратном направлении. Затем, пройдя через пластинку $\lambda/4$, ПС волны преобразуется в линейное (точка В), ортогональное исходному (точка А) (рис.2,в). Аналогично можно показать, что линейное ПС второй волны по мере своего распространения в прямом и обратном направлениях испытыва-

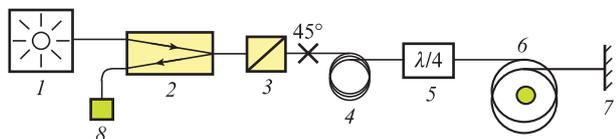


Рис.1. Схема взаимного отражательного интерферометра (обозначения см. в тексте).

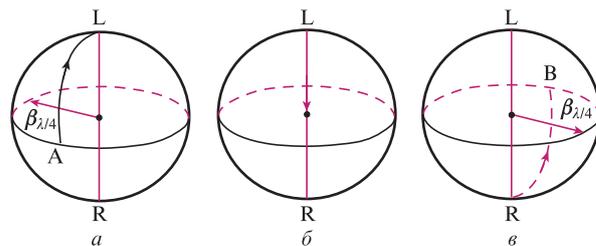


Рис.2. Эволюция ПС одной из ортогонально поляризованных волн в традиционной схеме чувствительного элемента взаимного отражательного интерферометра; $\beta_{\lambda/4}$ – вектор ДЛП четвертьволновой пластинки.

ет такие же преобразования поляризации, как и первая волна. В результате обе волны в отсутствие электрического тока внутри контура б (рис.1) проходят одинаковый оптический путь и на поляризаторе восстанавливают когерентность друг к другу, что обеспечивает контраст интерферометра, близкий к 100%.

Как было сказано выше, в условиях сильных внешних воздействий или малых размеров волоконных чувствительных контуров целесообразно использовать *srpn*-световод с высоким ($\sigma > 0.3$) ДЛП. Усреднённое по спектру ПС волн, распространяющихся по такому волокну, является эллиптическим [2]. Это приводит к необратимой деполяризации широкополосного излучения и к появлению некогерентной компоненты в интерферометре с традиционным чувствительным элементом, а следовательно, к снижению контраста, что, в свою очередь, снижает обнаружительную способность датчика тока. В оптическом тракте такого интерферометра существует несколько точек, в которых излучение частично деполяризуется. Во-первых, потеря степени поляризации происходит при распространении света в прямом направлении на входе в *srpn*-волокно при преобразовании исходного циркулярного ПС излучения в ПС с эллиптичностью, равной собственной [2]. Во-вторых, потеря степени поляризации имеет место вследствие того, что эллиптическое ПС при зеркальном отображении преобразуется в другое, не ортогональное исходному, эллиптическое ПС [6]. В-третьих, потеря будет иметь место при обратном проходе через пластинку $\lambda/4$, т. к. эллиптическое ПС (с собственной эллиптичностью) преобразуется пластинкой в другое эллиптическое ПС, отличающееся от линейного.

Чтобы предотвратить деполяризацию излучения в интерферометре и избежать понижения контраста при использовании *srpn*-волокон с большим σ -параметром чувствительного элемента, мы предлагаем использовать его модифицированную схему (рис.3). Из анализа эволюции ПС излучения в *srpn*-волокне [2] следует, что при возбуждении световода широкополосным излучением, ПС которого имеет эллиптичность, равную собственной, и азимут, совпадающий с азимутом одной из осей встроенного линейного ДЛП *srpn*-волокон, излучение распространяется по волокну без потери степени поляризации. Таким

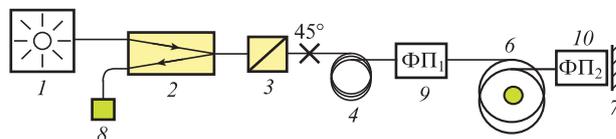


Рис.3. Схема ВОДТ с модифицированным чувствительным элементом (обозначения см. в тексте).

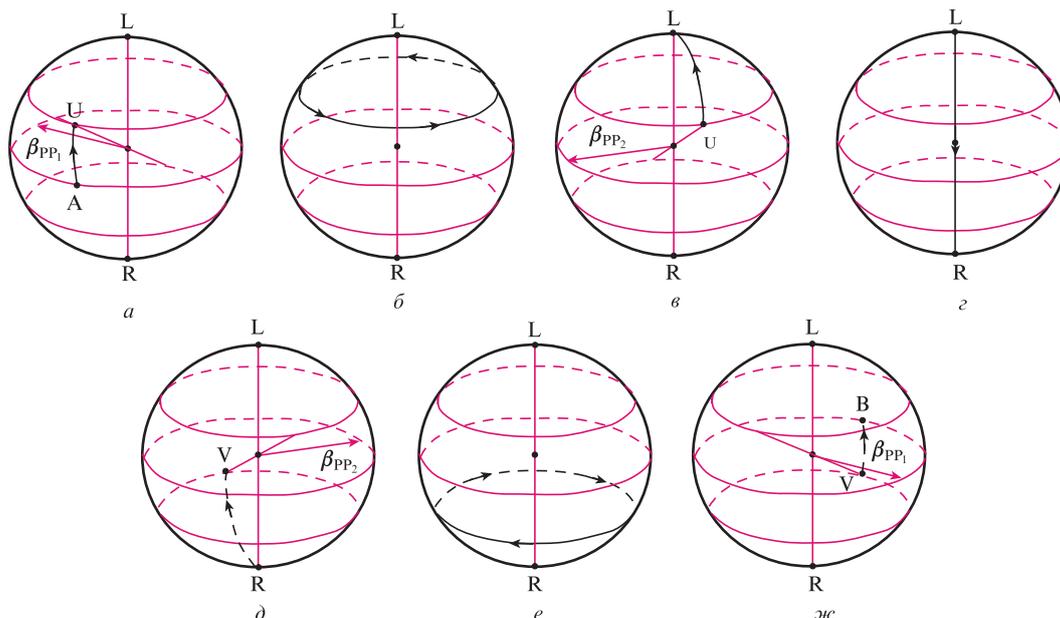


Рис.4. Эволюция ПС одной из ортогонально поляризованных волн в модифицированной схеме чувствительного элемента взаимного отражательного интерферометра; β_{PP_1} и β_{PP_2} – векторы ДЛП первой и второй фазовых пластинок.

образом, используя в чувствительном элементе ВОДТ вместо пластинок $\lambda/4$ эллиптическую фазовую пластинку 9, преобразующую исходное линейное ПС в эллиптическое ПС с собственной эллиптичностью, и ориентируя оси встроенного ДЛП *spun*-волокна так, чтобы они составили угол 45° с направлением осей эллиптической пластинки, можно избежать первой потери степени поляризации при проходе излучения по оптическому тракту в прямом направлении (от фазовой пластинки 9 к магнитоочувствительному *spun*-волокну б).

Теперь рассмотрим отражение света на конце чувствительного элемента ВОДТ. Только циркулярное ПС преобразуется зеркалом при отражении в ортогональное ПС. Чтобы преобразовать падающее на зеркало излучение с эллиптическим ПС в излучение с ортогональным ПС, перед зеркалом 7 нужно расположить ещё одну фазовую пластинку 10, которая преобразует эллиптическое ПС на выходе *spun*-волокна в циркулярное. После отражения световых волн от зеркала и прохода пластинки 10 в обратном направлении ПС излучения преобразуется в ортогональное первоначальному эллиптическому, поэтому при распространении световых волн по *spun*-волокну в обратном направлении степень поляризации излучения будет сохранена. При дальнейшем распространении излучения в обратном направлении пластинка 9 преобразует ПС излучения в линейное, ортогональное исходному на входе 9 при прямом направлении волн. Таким образом, степень поляризации излучения при полном прохождении оптического тракта останется близкой к 100%-ной, и некогерентная компонента будет минимальна.

Итак, в предлагаемом модифицированном чувствительном элементе ПС двух волн при преобразовании оптическими элементами всегда остаются ортогональными. В качестве примера проиллюстрируем эволюцию ПС одной из волн на сфере Пуанкаре (рис.4). Первая эллиптическая фазовая пластинка, оси которой составляют с осями ДЛП входного РМ-волокна угол 45° , переводит начальное линейное ПС (точка А) в ПС с эллиптичностью, равной собственной для данного *spun*-волокна, и азимутом, равным

начальному азимуту оси ДЛП *spun*-волокна (точка U) (рис.4,а). При распространении по *spun*-волокну меняется только азимут ПС волны, эллиптичность же остаётся постоянной [2], что соответствует движению по окружности постоянной широты на сфере Пуанкаре (рис.4,б). При данных условиях возбуждения степень поляризации излучения остаётся 100%-ной. Вторая фазовая пластинка, расположенная на конце *spun*-волокна и ориентированная своими осями под углом 45° к осям ДЛП *spun*-волокна, «доводит» ПС до циркулярного (точка L) (рис.4,в). Здесь можно заметить, что обе пластинки суммарно переводят линейное ПС в циркулярное, т.е. сумма их длин, при условии выполнения из одного двулучепреломляющего материала, равна длине пластинок $\lambda/4$ из того же материала, а отношение длин первой и второй фазовых пластинок равно отношению широты для собственной эллиптичности *spun*-волокна к дополнению этой широты до $\pi/2$.

Затем излучение отражается от зеркала (рис.4,г), меняя ПС с левоциркулярного (точка L) на ортогональное правоциркулярное (точка R). После прохода второй фазовой пластинки в обратном направлении ПС автоматически преобразуется из правоциркулярного (точка R) в эллиптическое (точка V), ортогональное состоянию в точке U, с собственной эллиптичностью и азимутом, равным азимуту ДЛП *spun*-волокна (рис.4,д). При проходе света через *spun*-волокно в обратном направлении азимут ПС вращается в обратном по сравнению с прямым распространением направлении (рис.4,е). При дальнейшем распространении ПС излучения преобразуется первой пластинкой 9 в линейное (точка B), ортогональное первоначальному (точка A) (рис.4,ж).

3. Теория модифицированного чувствительного элемента на *spun*-волокне

Вначале рассмотрим более подробно модифицированную схему чувствительного элемента ВОДТ для слухая монохроматического излучения. Анализ проведём с

использованием формализма матриц Джонса. В качестве лабораторной системы координат ПС выберем систему циркулярных поляризаций. Пусть вектор ДЛП входного РМ-волокна чувствительного элемента указывает на горизонтальное линейное ПС на сфере Пуанкаре, что соответствует выбору такой пространственной декартовой системы координат, в которой оси x и y коллинеарны осям двулучепреломления РМ-волокна, а ось z направлена вдоль оси волокна в сторону распространения излучения.

Введём для дальнейшего описания вспомогательные матрицы:

$$T_1 = \begin{pmatrix} \exp(i\alpha/2) & 0 \\ 0 & \exp(-i\alpha/2) \end{pmatrix}, \tag{1}$$

$$T_2 = \begin{pmatrix} \cos(\varphi/2) & \sin(\varphi/2) \\ -\sin(\varphi/2) & \cos(\varphi/2) \end{pmatrix}.$$

Эти матрицы можно рассматривать как матрицы преобразований системы координат ПС, а именно повороты сферы Пуанкаре. Матрица T_1 осуществляет поворот сферы вокруг оси RL на угол α , матрица T_2 – поворот сферы вокруг оси PQ на угол φ (рис.5). В то же время эти матрицы можно использовать как матрицы Джонса оптических элементов, осуществляющих обратные преобразования ПС световых волн: действие элемента, описываемого матрицей T_1 , эквивалентно повороту точки ПС на неподвижной сфере вокруг оси RL на угол $-\alpha$, а элемента, описываемого матрицей T_2 – повороту ПС на сфере вокруг оси PQ на угол $-\varphi$. При этом заметим, что матрицы, обратные T_i для $i = 1, 2$, эквивалентны поворотам на отрицательный угол: $T_i^{-1}(\alpha) = T_i(-\alpha)$, а произведение двух матриц $T_i(\alpha)T_i(\beta)$ равно матрице поворота на суммарный угол $T_i(\alpha + \beta)$.

Мы будем использовать эти матрицы для описания фазовых пластин и для диагонализации дифференциальной матрицы Джонса sруn-волокна, как это сделано в [2], аналогично диагонализации уравнений связанных мод для анизотропной среды со спиральной структурой линейного ДЛП, рассмотренной в [7, 8].

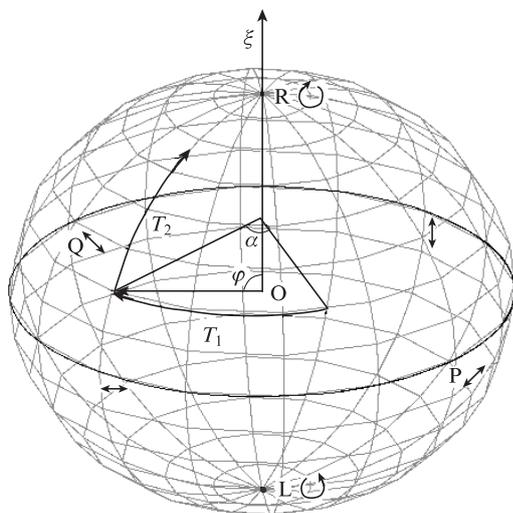


Рис.5. Повороты сферы Пуанкаре при преобразовании системы координат поляризационных состояний, определяющиеся матрицами T_1 и T_2 .

Первая фазовая пластинка модифицированного чувствительного элемента ВОДТ расположена между РМ-волокном и магниточувствительным sруn-волокном, причём угол между осями ДЛП на конце РМ-волокна и осями ДЛП пластинки составляет 45° . Разность фаз, которая вносится фазовой пластинкой, определяется длиной биелий линейного ДЛП материала пластинки L_{b0} и её толщиной L . В частности, пластинку можно выполнить из отрезка РМ-волокна. Пусть вектор ДЛП пластинки направлен в сторону линейного ПС на сфере Пуанкаре с долготой $-\pi/2$ (точка Q на рис.5). Матрица Джонса такой фазовой пластинки в лабораторной системе циркулярных поляризаций имеет вид

$$M_1^+ = T_2(-\varphi), \tag{2}$$

где угол $\varphi = 2\pi L/L_{b0}$ – фазовый угол, который волоконная пластинка вносит между линейными x - и y -поляризационными модами излучения.

Первая фазовая пластинка должна сформировать ПС излучения с собственной для используемого sруn-волокна эллиптичностью (см. рис.4,а). Собственная эллиптичность sруn-волокна определяется его σ -параметром [2] и вычисляется по формуле

$$e = \sqrt{\sigma^2 + 1} - \sigma. \tag{3}$$

Поэтому, чтобы с помощью фазовой пластинки получить ПС с собственной эллиптичностью, для минимальной длины пластинки должно выполняться условие

$$\varphi = 2\pi \frac{L}{L_{b0}} = 2 \arctan e = \frac{\pi}{2} - \arctan \sigma. \tag{4}$$

Отсюда длина первой фазовой пластинки

$$L_1 = L_{\lambda/4} \left(1 - \frac{2}{\pi} \arctan \sigma \right), \tag{5}$$

где $L_{\lambda/4} = L_{b0}/4$ – длина четвертьволновой пластинки.

Матрица Джонса первой фазовой пластинки при прохождении света в обратном направлении (см. рис.4,жс) имеет вид

$$M_1^- = T_2(\varphi). \tag{6}$$

Вычислим матрицу Джонса sруn-волокна чувствительного элемента ВОДТ. В [2] было показано, что во вращающейся вместе с вектором ДЛП эллиптической системе координат уравнение преобразования вектора Джонса световой волны при прохождении через отрезок sруn-волокна длиной L выражается формулой

$$E_c(L) = M_c^+ E_c(0). \tag{7}$$

Здесь матрица Джонса отрезка sруn-волокна имеет диагональный вид

$$M_c^+ = \begin{pmatrix} \exp[\frac{1}{2}i\Omega(\gamma)L] & 0 \\ 0 & \exp[-\frac{1}{2}i\Omega(\gamma)L] \end{pmatrix} = T_1(\Omega(\gamma)L) \tag{8}$$

и определяется параметрами sруn-волокна и циркулярным ДЛП, наведённым магнитным полем электрического тока, через пространственную частоту

$$\Omega(\gamma) = (2\xi + \gamma) \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta\beta}{2\xi + \gamma}\right)^2}, \quad (9)$$

где $\gamma = VB_z$ – скорость нарастания фазовой задержки между волнами с циркулярными ортогональными поляризациями из-за наведённого эффектом Фарадея циркулярного ДЛП [4]; V – постоянная Верде; B_z – продольная составляющая индукции магнитного поля; $\Delta\beta = k_y - k_x = 2\pi/L_b$ – скорость нарастания фазовой задержки между волнами с ортогональными линейными поляризациями, определяемая встроенным линейным ДЛП с длиной биений L_b ; $\xi = 2\pi/L_{tw}$ – частота пространственного вращения осей встроенного линейного ДЛП с длиной шага спиральной структуры L_{tw} .

Векторы Джонса в начале и конце srip-волокна во вращающейся системе эллиптических ПС выражаются через векторы Джонса в системе циркулярных ПС через матрицы перехода следующим образом:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_c(0) &= T_2(0)T_1(0)\mathbf{E}_c(0), \\ \mathbf{E}_c(L) &= T_2(\varphi)T_1(-\alpha_L)\mathbf{E}_c(L), \end{aligned} \quad (10)$$

где α_L – угол, на который поворачивается вектор встроенного линейного ДЛП srip-волокна к его концу. Подставляя эти выражения в уравнение (7), получаем матрицу Джонса отрезка srip-волокна при проходе излучения в прямом направлении в системе координат циркулярных ПС:

$$M_c^+ = T_1^{-1}(-\alpha_L)T_2^{-1}(\varphi)M_c^+T_2(\varphi). \quad (11)$$

После отражения излучения от зеркала направление его распространения изменится относительно продольной составляющей вектора напряжённости магнитного поля на противоположное, поэтому во вращающейся эллиптической системе координат матрица Джонса для прохода в обратном направлении имеет вид

$$M_c^- = \begin{pmatrix} \exp[-\frac{1}{2}i\Omega(-\gamma)L] & 0 \\ 0 & \exp[\frac{1}{2}i\Omega(-\gamma)L] \end{pmatrix} = T_1(-\Omega(-\gamma)L). \quad (12)$$

Домножая M_c^- на матрицы поворотов, аналогично получаем матрицу Джонса srip-волокна для обратного направления в системе координат циркулярных ПС:

$$M_c^- = T_2^{-1}(\varphi)M_c^-T_2(\varphi)T_2(\alpha_L). \quad (13)$$

Вторая фазовая пластинка, установленная за отрезком srip-волокна длиной L_1 , «доводит» эллиптичность ПС до циркулярной, т.е. преобразует широту на сфере Пуанкаре от φ до $\pi/2$, поэтому толщина пластинки $L_2 = L_{\lambda/4} - L_1$. С учётом поворота осей ДЛП srip-волокна на угол α_L к концу отрезка, матрицы Джонса второй пластинки при распространении света в прямом и обратном направлении имеют вид

$$M_2^+ = T_1(\alpha_L)T_2\left(-\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right)\right)T_1(-\alpha_L), \quad (14)$$

$$M_2^- = T_1(-\alpha_L)T_2\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right)T_1(\alpha_L).$$

За второй фазовой пластинкой находится зеркало, матрица Джонса которого преобразует систему координат в соответствии с изменением направления распространения излучения на противоположное, при этом циркулярное ПС каждой волны преобразуется в ортогональное со сдвигом фазы на π :

$$Z = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Чтобы получить итоговую матрицу Джонса всего чувствительного элемента ВОДТ, нужно перемножить матрицы Джонса в порядке прохождения его излучением справа налево и для корректного сравнения (в одной и той же системе координат) домножить слева на матрицу зеркала Z :

$$\begin{aligned} M &= ZM_1^-M_c^-M_2^-ZM_2^+M_c^+M_1^+ \\ &= \begin{pmatrix} 0 & -\exp\{-\frac{1}{2}i[\Omega(\gamma) - \Omega(-\gamma)]L\} \\ \exp\{\frac{1}{2}i[\Omega(\gamma) - \Omega(-\gamma)]L\} & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (16)$$

Исследуем разность пространственных частот в показателе экспонент в (16) подробнее. Заметим, что эффект Фарадея в кварцевом световоде довольно слаб и длина биений вносимого им циркулярного ДЛП на практике много больше длины биений встроенного линейного ДЛП и длины шага спиральной структуры, которые обычно равны нескольким миллиметрам. Другими словами, с большой точностью выполняются неравенства $\gamma \ll \xi$ и $\gamma \ll \Delta\beta$. Разложим $\Omega(\gamma)$ в ряд по γ , сохраняя только члены первого порядка малости:

$$\Omega(\gamma) \approx 2\xi\sqrt{1 + \sigma^2} + \frac{\gamma}{\sqrt{1 + \sigma^2}} = \Omega_0 + S\gamma, \quad (17)$$

где Ω_0 – пространственная частота $\Omega(0)$ при отсутствии циркулярного ДЛП, а $S = 1/\sqrt{1 + \sigma^2}$. Отсюда получаем

$$\Omega(\gamma) - \Omega(-\gamma) = 2S\gamma. \quad (18)$$

Из (17) видно, что разность фаз ΩL , которую приобретают световые волны при прямом проходе, состоит из двух слагаемых: $\Omega_0 L$ и $S\gamma L$. Первое слагаемое определяется только встроенными параметрами волокна, а второе – наличием магнитного поля. Выражение (18) означает, что при обратном проходе света не зависящая от γ составляющая разности фаз $\Omega_0 L$ полностью компенсируется и итоговая разность фаз определяется только магнитным полем.

Таким образом, итоговая матрица оптической системы

$$M = \begin{pmatrix} 0 & -\exp(-iS\gamma L) \\ \exp(iS\gamma L) & 0 \end{pmatrix}. \quad (19)$$

Если входное излучение оптической системы имеет линейное, ориентированное под углом 45° к горизонтальной оси ПС, что соответствует случаю возбуждения двух x - и y -поляризованных волн в РМ-волокне 4 (рис.1), на выходе системы оно преобразуется в

$$\mathbf{E}_c^{\text{out}} = \begin{pmatrix} 0 & -\exp(-iS\gamma L) \\ \exp(iS\gamma L) & 0 \end{pmatrix} \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 - i \\ 1 + i \end{pmatrix} =$$

$$= -\frac{i}{2} \begin{pmatrix} (1-i)\exp(iSyL) \\ (1+i)\exp(-iSyL) \end{pmatrix}. \quad (20)$$

В системе координат линейных поляризаций вектор (20) выражается как

$$\mathbf{E}_{\text{lin}}^{\text{out}} = -i \begin{pmatrix} \exp(iSyL) \\ \exp(-iSyL) \end{pmatrix}. \quad (21)$$

Таким образом, модифицированный чувствительный элемент при наличии магнитного поля тока вносит разность фаз $\Delta\varphi_m = 2SyL$ между линейно x - и y -поляризованными волнами.

Стоит отметить, что случай традиционного чувствительного элемента, в котором используется идеальное изотропное волокно, является предельным случаем модифицированного чувствительного элемента при $\sigma \rightarrow 0$: длина первой фазовой пластинки становится равной длине четвертьволновой пластинки, а длина второй пластинки – нулю. Разность фаз, которую будет вносить такой чувствительный элемент в этом случае, есть $\Delta\varphi_{\text{id}} = 2\gamma L$. Отсюда видно, что S – коэффициент, который определяет магнитную чувствительность волокна и зависит только от встроенных параметров волокна.

В случае идеального изотропного волокна выполняется условие $\Delta\beta = 2\pi/L_b \rightarrow 0$, поэтому коэффициент S максимален и равен единице. С увеличением встроенного линейного ДЛП при постоянной длине шага спиральной структуры собственная эллиптичность излучения в srin -волокне смещается от циркулярной в сторону линейной, следовательно, снижается чувствительность к циркулярному ДЛП, наводимому магнитным полем.

Приведённый выше анализ для монохроматического света без труда обобщается на случай широкополосного излучения при условии малости ширины спектра по сравнению с центральной длиной волны $\Delta\lambda \ll \lambda_0$. При этом нужно учитывать, что длины биений ДЛП фазовых пластинок и srin -волокна и величина циркулярного ДЛП являются функциями длины волны. Однако нетрудно убедиться, что результат анализа для каждой длины волны в спектре в первом приближении не зависит от нее и одинаков для каждой спектральной компоненты. Во-первых, поскольку длина эллиптических пластинок мала (доли четверти длины биений L_{b0}), различия преобразований пластинами ПС спектральных компонент света довольно малы и матрицы Джонса пластинок (2), (6), (14) можно считать одинаковыми для всех длин волн. В первом приближении можно пренебречь и зависимостью от длины волны при переходе во вращающуюся систему координат в (11) и (13) [2]. Во-вторых, в первом приближении также можно пренебречь зависимостью от длины волны результата перемножения матриц Джонса элементов оптической схемы (19). Рассмотрим теперь разность фаз $2SyL$, которую приобретают световые волны (при наличии магнитного поля тока) в результате прохождения всей оптической системы. Зависимость $V(\lambda)$ [9], определяющей циркулярное ДЛП при условии $\Delta\lambda \ll \lambda_0$, можно пренебречь. Коэффициент $S = 1/\sqrt{1+\sigma^2}$, строго говоря, также является спектрально зависимым, поскольку σ -параметр, в который входит длина биений, зависит от длины волны. Однако из характера зависимости $S(\sigma)$ можно показать, что при малой ширине спектра S слабо зависит от длины волны, поэтому в качестве среднего коэффициента чув-

ствительности можно взять коэффициент на центральной длине волны λ_0 .

Стоит отметить, что простота обобщения на случай широкополосного излучения является прямым следствием свойства предложенной оптической схемы одинаково преобразовывать ПС спектральных компонент излучения, оставляя их множество точечным на сфере Пуанкаре. В случае же традиционного чувствительного элемента ПС спектральных компонент света будут преобразовываться по-разному, что сильно усложняет анализ такой системы и, следовательно, обобщение на случай широкополосного излучения.

Отметим также, что формула для магнитооптической чувствительности srin -волокна $S = 1/\sqrt{1+\sigma^2}$, строго полученная выше в том числе и с учетом широкополосности излучения, совпадает с оценкой чувствительности в работе [6] для случая монохроматического излучения.

4. Эксперимент

Для экспериментальной проверки результатов теоретического анализа использовалось srin -волокно с эллиптической напрягающей оболочкой, у которого $L_{\text{tw}} \approx L_b$. Для точного изготовления фазовых пластинок сначала были измерены параметры используемого волокна. Измерение шага спиральной структуры по методике, изложенной в [2], показало, что $L_{\text{tw}} = 26 \pm 1$ мм. Измерение длины биений фазового ДЛП, выполненное также по методике [2], дало $L_b = 21 \pm 0.5$ мм. Измерение длины биений встроенного линейного ДЛП широко используемым спектральным методом в данном случае некорректно, т. к. нам необходимо знать длину биений фазового ДЛП, а, как показано в [10], спектральным методом измеряется среднее геометрическое фазового и группового ДЛП. Вычисленное значение σ -параметра для используемого srin -волокна составило 0.62 ± 0.04 . Отметим, что поскольку исследованные свойства srin -волокон зависят от $\sigma = L_{\text{tw}}/(2L_b)$, то для данного образца волокна в описанных ниже экспериментах они будут аналогичными своим значениям srin -волокна с тем же значением σ , но с другой длиной L_b , например 2.4 мм, и при типичной $L_{\text{tw}} = 3$ мм.

4.1. Измерение контраста интерферометра с модифицированным чувствительным элементом

Для изготовления фазовых пластинок было выбрано РМ-волокно с эллиптической жилой и длиной биений $L_{b0} = 6.7$ мм. Для изготовления первой пластинки и последующего включения её в схему это волокно приваривалось ориентированно к отрезку входного РМ-волокна типа Panda, так что оси ДЛП обоих волокон составляли друг с другом угол $45^\circ \pm 1^\circ$. Для этого в РМ-волокно вводилось широкополосное линейно поляризованное излучение с направлением колебания электрического вектора, параллельным одной из осей ДЛП волокна. К выходному концу РМ-волокна Panda с помощью аппарата для ориентированной сварки волокон (Fujikura FSM-100PM) пристыковывалось РМ-волокно с эллиптической жилой. Ориентация волокон по углу осуществлялась вручную. Критерием точной угловой ориентации осей волокон под 45° являлась максимальная деполаризация излучения на выходе волокна с эллиптической жилой. Степень поляризации излучения анализировалась с помощью устрой-

ства, описанного в [11]. По достижении максимальной деполяризации волокна сваривались.

Далее, с помощью скальвателя, установленного под микроскопом, волокно с эллиптической жилой укорачивалось так, чтобы его длина от места сварки до скола равнялась рассчитанной по (5) длине $L_1 = 1.11$ мм с точностью ± 0.02 мм. Готовая фазовая пластинка приваривалась к исследуемому srip-волокну с углом между осями ДЛП, соответствующим максимальной степени поляризации на другом конце волокна, как это изложено в [2].

Для изготовления второй фазовой пластинки конец srip-волокна сваривался с новым отрезком того же РМ-волокна с эллиптической жилой, на выходе которого анализировалась степень поляризации излучения. Волокна предварительно вручную ориентировались по углу. Критерием правильной ориентации (угол 45° между осями ДЛП волокон), как и при изготовлении первой пластинки, была максимальная деполяризация излучения на выходе. Затем волокно с эллиптической жилой укорачивалось скальванием так, чтобы его длина от места сварки до скола составляла расчётную $L_2 = L_{\lambda/4} - L_1 = 0.56$ мм с точностью ± 0.02 мм. При этом скол второй волоконной пластинки являлся одновременно и френелевским зеркалом. Далее входное РМ-волокно готового чувствительного элемента ориентированно сваривалось с выходным РМ-волокном 4 ВОДТ (рис.3), так чтобы оси ДЛП обоих волокон были параллельны друг другу.

Было изготовлено два чувствительных элемента на основе исследуемого srip-волокна: первый – по традиционной схеме с пластинкой $\lambda/4$, а второй – по модифицированной схеме с двумя фазовыми пластинками. Оба чувствительных элемента поочерёдно встраивались в оптическую схему ВОДТ [4], и измерялись контрасты интерференционных картин. Для схемы с традиционным чувствительным элементом контраст составил 43.3%, для ВОДТ с модифицированным чувствительным элементом – 89.4%. То, что 100%-ный контраст не был получен, можно объяснить влиянием неидеальностей оптических элементов, входящих в состав исследуемого чувствительного элемента.

Стоит отметить, что оценка контраста интерферометра по соотношению $K = [1/(1 + \sigma^2)]^2$, полученному в работе [3] для монохроматического излучения и учитывающему неполную конверсию эллиптически поляризованных волн при отражении от зеркала, дает $K = 52.2\%$, что несколько больше измеренного для традиционной схемы. Различие можно объяснить дополнительной потерей когерентности волн в результате преобразования среднего по длинам волн циркулярного ПС в эллиптическое при вводе света в srip-волокно и в результате преобразования эллиптического ПС пластинкой $\lambda/4$ при обратном распространении излучения через пластинку.

4.2. Измерение чувствительности волокна

Измерение чувствительности srip-волокна с $\sigma = 0.62$ проводилось с помощью лабораторного ВОДТ [4], который поочередно измерял эталонный ток одной и той же величины разными чувствительными элементами. Использовались две конфигурации чувствительного элемента с одинаковым количеством витков волокна. Первая была выполнена по представленной выше модифицированной схеме с использованием исследуемого srip-волокна, а вторая – с чувствительным элементом на основе опорного

srip-волокна, вытянутого из той же заготовки, но с длиной шага спиральной структуры $L_{tw} = 3$ мм. В этом случае длина биений ДЛП в несколько раз больше длины шага спиральной структуры ($\sigma \approx 0.07$), поэтому чувствительный элемент с таким srip-волокном был выполнен по традиционной схеме с пластинкой $\lambda/4$. Контраст интерференционной картины ВОДТ с опорным srip-волокном составлял 90.7%, что близко к значению контраста ВОДТ с модифицированным чувствительным элементом (89.4%), поэтому возможное влияние контраста на измерение эталонного тока исключается. Поскольку оба образца волокна были вытянуты из одной заготовки, их постоянную Верде с большой точностью можно считать одинаковой. В этих условиях при измерении одинакового эталонного тока отношение показаний ВОДТ с чувствительными элементами на основе исследуемых srip-волокон будет равно отношению чувствительностей волокон.

Измерение эталонного тока в схеме с исследуемым srip-волокном дало 1.865 А, а в схеме с опорным волокном – 2.223 А, т. е. отношение токов равно 0.84. Используя формулу $S = 1/\sqrt{1 + \sigma^2}$, получаем отношение чувствительностей волокон с данными параметрами, равное 0.85, следовательно, данные эксперимента довольно хорошо согласуются с расчётами.

5. Заключение

Исследовалась возможность применения srip-волокна с нестандартным для использования в качестве чувствительного элемента ВОДТ соотношением параметров, когда длина биений встроенного линейного ДЛП близка или меньше длины шага спиральной структуры (большой σ -параметр). Установлено, что применение волокон с такими параметрами в традиционной схеме чувствительного элемента ВОДТ с пластинкой $\lambda/4$ приводит к ухудшению контраста интерференционной картины. Основная причина снижения контраста – возрастание некогерентной составляющей широкополосного излучения. Для получения контраста, близкого к 100%, предложена модифицированная схема чувствительного элемента, в которой пластинка $\lambda/4$ заменена на специальную фазовую пластинку и добавлена вторая фазовая пластинка на конце чувствительного контура.

Для экспериментальной проверки были собраны чувствительные элементы ВОДТ на основе srip-волокна с большим σ -параметром ($\sigma = 0.62$) по традиционной и модифицированной схемам. Контраст интерференционной картины для модифицированной схемы (89.4%) вдвое превысил контраст для традиционной схемы.

Исследована магнитооптическая чувствительность srip-волокон с разными значениями σ -параметра при широком спектре излучения. При уменьшении длины биений встроенного линейного ДЛП srip-волокна с постоянной длиной шага спиральной структуры (увеличение σ -параметра), магнитооптическая чувствительность srip-волокна несколько понижается, что происходит в результате уменьшения средней эллиптичности ПС широкополосного излучения в srip-волокне и не зависит от вида используемой схемы.

В заключение повторим, что предложенный модифицированный чувствительный элемент существенно улучшает пороговую чувствительность (обнаружительную способность) ВОДТ при использовании srip-волокон с большим σ -параметром, в частности при использовании

волокон с сильным встроенным ДЛП, когда шаг спирали становится больше длины биений. Потребность в волокнах с такими параметрами возникает, например, при создании малогабаритных чувствительных элементов, способных работать в условиях ограниченного пространства, а также при разработке вибростойких датчиков тока, в которых необходимо использовать устойчивое к внешним воздействиям волокно. В то же время некоторое снижение магнитооптической чувствительности в таких волокнах не зависит от применяемой схемы чувствительного элемента и может быть скомпенсировано увеличением числа витков контура.

1. Frosio G., Dancliker R. *Appl. Opt.*, **33**, 6111 (1994).

2. Пржиялковский Я.В., Моршнев С.К., Старостин Н.И., Губин В.П. *Квантовая электроника*, **43** (2), 167 (2013).
3. Chamorovsky Yu.K., Starostin N.I., Ryabko M.V., et al. *Opt. Commun.*, **282**, 4618 (2009).
4. Губин В.П., Исаев В.А., Моршнев С.К. и др. *Квантовая электроника*, **36** (3), 287 (2006).
5. Michie A., Canning J., Bassett I., et al. *Opt. Express*, **15**, 1811 (2007).
6. Губин В.П., Моршнев С.К., Старостин Н.И. и др. *Квантовая электроника*, **41** (9), 815 (2011).
7. McIntyre P., Snyder A.W. *J. Opt. Soc. Am.*, **68** (2), 149 (1978).
8. Hung-chia Huang. *Appl. Opt.*, **36** (18), 4241 (1997).
9. Rose A.H., Etzel S.M., Wang C.M. *J. Lightwave Technol.*, **15**, 803 (1997).
10. Моршнев С.К., Губин В.П., Пржиялковский Я.В., Старостин Н.И. *Квантовая электроника*, **43** (12), 1143 (2013).
11. Губин В.П., Моршнев С.К., Старостин Н.И. и др. *Радиотехника и электроника*, **53**, 971 (2008).