

**ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ДАТЧИКИ****Температурная эволюция видности интерферометра датчика тока с волоконным контуром малого радиуса****С.К.Моршнев, В.П.Губин, Н.И.Старостин, Я.В.Пржиялковский, А.И.Сазонов**

*Экспериментально обнаружены периодические осцилляции видности интерферометра датчика тока при изменении температуры чувствительного контура малого радиуса из s-pin-волокна. Установлено, что наблюдаемый эффект зависит от величины изгибного линейного двулучепреломления, индуцированного в s-pin-волокне при укладке волокна в магнитоочувствительный контур, и температурных свойств встроенного в волокно линейного двулучепреломления. С использованием модели s-pin-волокна на основе спиральной структуры осей встроенного линейного двулучепреломления показано, что действие указанных выше факторов приводит к периодическому изменению эллиптичности поляризованного излучения на концах чувствительного контура, что и является причиной температурных осцилляций видности интерферометра датчика тока. Обнаруженный эффект может быть причиной погрешности волоконно-оптического датчика тока с малогабаритным чувствительным контуром.*

**Ключевые слова:** волоконно-оптический датчик тока, s-pin-волокно, видность интерференционной картины, угол эллиптичности поляризационных состояний, радиус изгиба волокна в магнитоочувствительном контуре.

**1. Введение**

Волоконно-оптический метод измерения тока с помощью эффекта Фарадея [1–4] требует использования чувствительной интерферометрической схемы с равными оптическими путями для интерферирующих волн [5]. Чаще всего используется схема линейного отражательного интерферометра [6] (например, интерферометра Рэлея), где указанные волны при обратном прохождении меняются оптическими путями, что позволяет скомпенсировать значительные фазовые набег между ними, полученные при прямом прохождении, и обеспечить их интерференцию с нулевой разностью хода в широком диапазоне длин волн. Разность фаз, возникающая из-за эффекта Фарадея, при этом не компенсируется, а удваивается [1, 4, 6] вследствие векторного характера магнитного поля. В качестве чувствительного контура, намотанного вокруг проводника с измеряемым током, используют контур из s-pin-волокна [2, 4]. Как известно [7–9], s-pin-волокно не сохраняет состояние циркулярной поляризации распространяющихся волн, но может сохранить направление вращения вектора электрического поля этих эллиптически поляризованных волн, обеспечивая тем самым накопление фазового сдвига из-за эффекта Фарадея по длине s-pin-волокна [4].

В ряде применений необходимо использовать чувствительные контуры малого радиуса, в частности при ограниченном пространстве для размещения чувствительного элемента. При малом радиусе изгиба волокна  $R$

в нем появляется наведенное линейное двулучепреломление (ДЛП) с длиной биений  $L_{ind}$ , пропорциональной  $R^2$ . Это приводит к снижению магнитооптической чувствительности волоконного контура [2, 4, 8, 9], которое, вообще говоря, можно скомпенсировать увеличением числа витков волокна, и к уменьшению видности интерферометра [10, 11], что обуславливает ухудшение пороговой чувствительности датчика тока и, соответственно, уменьшение динамического диапазона измеряемых токов. Причиной этих изменений является уменьшение эллиптичности излучения в s-pin-волокне [10, 11]. Влияние параметров s-pin-волокна и радиуса изгиба волокна на видность интерферометра изучалось в ряде работ [10, 11], в которых были предложены способы улучшения видности при малой эллиптичности излучения в волокне. В [4, 12] были обнаружены пространственные вариации магнитооптической чувствительности по длине волокна в контуре малого радиуса. В настоящей работе сообщается о наблюдении вариаций видности отражательного интерферометра датчика тока при изменении температуры чувствительного контура малого радиуса. Исследование физических причин этих вариаций является целью нашей работы.

**2. Эксперимент**

Схема экспериментальной установки, представляющей собой взаимный отражательный интерферометр, приведена на рис.1. Излучение волоконно-оптического суперлюминесцентного источника 1 с неоднородной шириной спектра  $\sim 20$  нм, пройдя через ответвитель 2 и линейный поляризатор 3, возбуждает в NiBi-волокне для каждой спектральной компоненты две ортогональные линейно поляризованные волны одинаковой интенсивности, что достигается сваркой 6 при ориентации осей поляризатора под углом  $45^\circ$  к осям ДЛП NiBi-волокна на входе пьезокерамического волоконного модулятора 4, который вводит разность фаз  $\Phi = \Phi_0 \cos \omega t$  между этими волнами. Далее волны распространяются по линии фазовой

**С.К.Моршнев, В.П.Губин, Н.И.Старостин, Я.В.Пржиялковский, А.И.Сазонов.** Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Акад. Введенского, 1;  
e-mail: nis229@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 20 ноября 2017 г., после доработки – 19 января 2018 г.

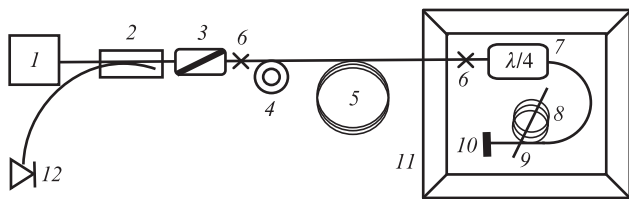


Рис.1. Схема оптической части экспериментальной установки: 1 – эрбиевый волоконный суперлюминесцентный источник; 2 – волоконный ответвитель; 3 – волоконный поляризатор; 4 – пьезокерамический фазовый модулятор; 5 – линия задержки из NiBi-волокна; 6 – сварка под углом 45°; 7 – волоконная четвертьволновая пластинка; 8 – контур, намотанный srpn-волоком; 9 – проводник с измеряемым током; 10 – зеркало; 11 – термокамера; 12 – фотодетектор.

задержки 5 длиной ~1200 м, изготовленной также из NiBi-волокна. Волна, поляризованная вдоль медленной оси X (X-волна), получает при распространении по одному и тому же отрезку NiBi-волокна больший набег фазы, чем волна, поляризованная вдоль медленной оси Y (Y-волна). В результате на выходе длинной линии задержки 5 волны становятся некогерентными.

Пройдя через сварку 6 и четвертьволновую пластинку 7, волны преобразуются в циркулярные, например X-волна становится правополяризованной R-волной, а Y-волна – левополяризованной L-волной. Затем они распространяются в виде эллиптических волн  $E_{XR}$  и  $E_{YL}$  в srpn-волокне, намотанном в контур 8, сохраняя исходные направления вращения. В случае контура большого радиуса эти волны близки к циркулярным:  $E_{XR}$  к  $C_{XR}$  и  $E_{YL}$  к  $C_{YL}$ . Между волнами продолжает накапливаться разность фаз. Фаза  $C_{XR}$ -волны достигает величины  $\varphi_1$ , а фаза  $C_{YL}$ -волны – величины  $\varphi_2$  к тому моменту, когда они подходят к зеркалу 10, причем  $\varphi_1 \gg \varphi_2$ . Эти волны по-прежнему некогерентны. К указанным разностям фаз добавится разность фаз, возникающая из-за эффекта Фарадея, который обусловлен магнитным полем, создаваемым измеряемым током в медном проводнике (соленоиде) 9. Зеркало 10 преобразует циркулярно поляризованные волны: волна с левым вращением становится правополяризованной ( $C_{YL} \rightarrow C_{YLR}$ ), а волна с правым вращением – левополяризованной ( $C_{XR} \rightarrow C_{XRL}$ ). Выбранные нами индексы напоминают об исходной волне.

Поскольку направление вращения спиральной структуры srpn-волокна не зависит от направления распространения света, то разность фаз волн с ортогональными поляризациями, обусловленная взаимными эффектами, при обратном распространении волн по srpn-волокну будет теперь уменьшаться, а разность фаз, вызванная эффектом Фарадея, – увеличиваться из-за векторного характера магнитного поля (разность фаз указанных волн, возникающая из-за эффекта Фарадея, меняет знак в зависимости от направления распространения волн – вдоль поля или в противоположном направлении). Проходя через четвертьволновую пластинку 7 при обратном распространении, правополяризованная волна превращается в X-волну ( $C_{YLR} \rightarrow X_{YLR}$ ), а левополяризованная – в Y-волну ( $C_{XRL} \rightarrow Y_{XRL}$ ). Индексы показывают, что исходная Y-волна превратилась в X-волну, а X-волна – в Y-волну. Таким образом, после обратного распространения обе волны будут иметь одинаковые набег фаз ( $\varphi_1 + \varphi_2$ ), станут когерентными и, пройдя через поляризатор 3 и ответвитель 2, смогут интерферировать между собой на фотодетекторе 12.

В экспериментах для изготовления магниточувствительных контуров использовался один и тот же отрезок srpn-волокна длиной  $L_f = 4.83$  м. Исследовались два магниточувствительных контура. Контур А содержал 8 витков волокна радиусом 95 мм в виде свободной бухты внутри кварцевой трубки, расположенной в соленоиде с 1100 витками медного провода диаметром 1 мм, по которому пропускался ток в 2 А. Контур В содержал 56 витков srpn-волокна радиусом 14 мм, намотанного на картонную трубку. Контур охватывали 66 витков медного провода диаметром 1 мм, по которому пропускался ток в 2 А.

Мощность, выделяемая в обмотках из медного провода, была незначительной и составляла 1.28 и 0.06 Вт для контуров А и В соответственно. Френелевским зеркалом 10 служил скол srpn-волокна. Четвертьволновая пластинка длиной 1.7 мм была изготовлена из NiBi-волокна с пониженным температурным коэффициентом ДЛП (~10<sup>-5</sup> 1/°C). Магниточувствительный контур 8 с медным соленоидом 9, зеркало 10 и четвертьволновая пластинка 7 помещались в термокамеру, температура в которой стабилизировалась на уровне ±0.1°C. Скорость изменения температуры камеры была установлена равной 30°C/ч. При данной скорости теплоемкость контура (вместе с медным соленоидом) не вызывала задержки реакции контура на изменение температуры камеры.

Видность интерференционной картины вычислялась в реальном времени по двум компонентам модуляционного сигнала: постоянной составляющей и второй гармонике частоты модуляции. Результаты измерения зависимости функции видности (контраста) от температуры приведены на рис.2,а для контура А и на рис.2,б для контура В. Видны существенные различия в эволюции видности для этих контуров. Видность для контура А почти не меняется с температурой, тогда как для контура В ее зависимость от температуры имеет вид гармонических колебаний с периодом  $\Delta T \approx 34^\circ\text{C}$  и амплитудой ~8% от максимального значения видности. Для объяснения этих

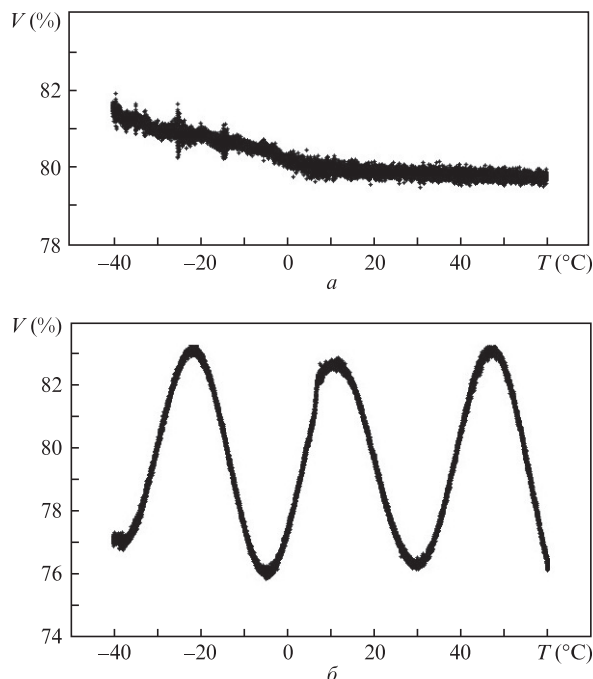


Рис.2. Экспериментальные зависимости функции видности  $V$  интерференционной картины от температуры  $T$  при большом ( $R = 95$  мм) (а) и малом ( $R = 14$  мм) (б) радиусах намотки.

зависимостей мы привлекаем модель, описанную в следующем разделе.

### 3. Теория

#### 3.1. Интерференция световых волн в отражательном интерферометре с магниточувствительным контуром из sruin-волоконна

Излучение, распространяющееся по sruin-волоконну, в общем случае является эллиптически поляризованным [4, 9, 10]. Рассмотрим, как влияет эллиптичность, приобретаемая волной в магниточувствительном контуре  $\delta$  из sruin-волоконна, на видность интерференционной картины. В базисе линейных поляризаций запишем в самом общем виде выражение для вектора Джонса эллиптически поляризованной волны [13]:

$$\begin{pmatrix} E_X \\ E_Y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \varepsilon - i \sin \theta \sin \varepsilon \\ \sin \theta \cos \varepsilon + i \cos \theta \sin \varepsilon \end{pmatrix} \sqrt{\frac{I}{2}}, \quad (1)$$

где  $\theta$  – азимутальный угол эллипса поляризации;  $\varepsilon = \arctan(b/a)$  – угол эллиптичности;  $b$  и  $a$  – малая и большая оси эллипса поляризации;  $I$  – интенсивность волны. В двух точках оптического пути, рассмотренного выше (при отражении от зеркала  $1\theta$  и при обратном проходе через четвертьволновую пластинку  $7$ ), существенным является исходное состояние поляризации волны – циркулярная она или эллиптическая. В первой точке циркулярная волна при прямом распространении по контуру не меняет направления своего вращения и, отразившись от зеркала, преобразуется в волну с циркулярной поляризацией, ортогональной исходной. Во второй точке циркулярная волна преобразуется в линейно поляризованную.

Для исходного эллиптического состояния поляризации все не так просто. Запишем вектор Джонса (1) в базисе циркулярных поляризаций, что для эллиптически поляризованной волны означает разложение на две ортогональные циркулярные волны – правую и левую [13]:

$$\begin{pmatrix} E_R \\ E_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_X \\ E_Y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ 1 & i \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Подставив (1) в (2), получим

$$\begin{pmatrix} E_R \\ E_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\cos \varepsilon + \sin \varepsilon) \exp(-i\theta) \\ (\cos \varepsilon - \sin \varepsilon) \exp(i\theta) \end{pmatrix} \sqrt{\frac{I}{2}}. \quad (3)$$

Видно, что любое состояние эллиптической поляризации ( $|\varepsilon| < 45^\circ$ ) порождает по две ортогональные циркулярно поляризованные волны  $C_J^R$  и  $C_J^L$ , где  $J$  – индекс исходной эллиптически поляризованной волны  $E_J$  с правым ( $J = R$ ) или левым ( $J = L$ ) направлением вращения. В процессе распространения по sruin-волоконну исходные ортогональные циркулярно поляризованные волны превращаются в эллиптически поляризованные с одинаковыми углами эллиптичности  $|\varepsilon|$ , различающимися только знаками [4, 7–9].

Циркулярно поляризованная волна формируется четвертьволновой пластинкой  $7$  из линейно поляризованной волны с электрическим вектором, параллельным быстрой или медленной оси NiBi-волоконна линии задержки  $5$  (рис. 1). В результате при подходе к зеркалу правая эллиптическая волна имеет полную (от поляризатора до зеркала)

фазовую задержку  $\varphi_1$ , а левая –  $\varphi_2$ . Как было отмечено в разд. 2,  $\varphi_1 \gg \varphi_2$ , при этом волны некогерентны. После отражения от зеркала происходит их поляризационная конверсия: правополяризованные волны превращаются в левополяризованные, а левополяризованные – в правополяризованные. Пусть  $\Gamma_R$  – амплитуда эллиптически поляризованной волны  $E_R$  с правым вращением,  $E_R^R$  и  $E_R^L$  – амплитуды волн  $C_R^R$  и  $C_R^L$  с правой и левой циркулярными поляризациями, на которые можно разложить волну  $E_R$ . После отражения от зеркала волна  $C_R^R$  становится левополяризованной волной  $C_{RL}$  с амплитудой  $E_{RL}$ , а волна  $C_R^L$  – правополяризованной волной  $C_{RR}$  с амплитудой  $E_{RR}$ . Аналогично, пусть  $\Gamma_L$  – амплитуда эллиптически поляризованной волны  $E_L$  с левым вращением,  $E_L^R$  и  $E_L^L$  – амплитуды волн  $C_L^R$  и  $C_L^L$  с правой и левой циркулярными поляризациями, на которые можно разложить волну  $E_L$ . После отражения от зеркала правополяризованная волна  $C_L^R$  становится левополяризованной волной  $C_{LL}$  с амплитудой  $E_{LL}$ , а левополяризованная волна  $C_L^L$  – правополяризованной циркулярной волной  $C_{LR}$  с амплитудой  $E_{LR}$ .

После обратного прохождения через четвертьволновую пластинку волны  $C_{RR}$ ,  $C_{LR}$  становятся линейно поляризованными вдоль оси  $X$ , а волны  $C_{RL}$ ,  $C_{LL}$  – поляризованными вдоль оси  $Y$  NiBi-волоконна линии задержки, т. е. на обратном пути (через sruin-волоконно и линию задержки) волны  $C_{RR}$ ,  $C_{LR}$  приобретут, как и ранее правополяризованная компонента, фазовый набег  $\varphi_1$ , а волны  $C_{RL}$ ,  $C_{LL}$  – набег  $\varphi_2$ . Суммарные фазовые набег  $\Delta\varphi$  будут следующими:  $2\varphi_1$  для волны  $C_{RR}$ ;  $\varphi_1 + \varphi_2$  для волны  $C_{RL}$ ;  $\varphi_2 + \varphi_1$  для волны  $C_{LR}$  и  $2\varphi_2$  для волны  $C_{LL}$ . Если учесть взаимный фазовый сдвиг  $2\Phi$  между исходными волнами  $E_L$  и  $E_R$ , вносимый эффектом Фарадея и модуляцией, то четыре волны можно описать следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \Gamma_R &\rightarrow \\ \begin{cases} E_R^R \rightarrow E_{RL} = \frac{\sqrt{I_0}}{2} (\cos \varepsilon + \sin \varepsilon) \exp [i(\omega t + \varphi_1 + \varphi_2 - \theta + \Phi)], \\ E_R^L \rightarrow E_{RR} = \frac{\sqrt{I_0}}{2} (\cos \varepsilon - \sin \varepsilon) \exp [i(\omega t + 2\varphi_1 + \theta + \Phi)], \end{cases} \\ \Gamma_L &\rightarrow \\ \begin{cases} E_L^R \rightarrow E_{LL} = \frac{\sqrt{I_0}}{2} (\cos \varepsilon - \sin \varepsilon) \exp [i(\omega t + 2\varphi_2 + \theta - \Phi)], \\ E_L^L \rightarrow E_{LR} = \frac{\sqrt{I_0}}{2} (\cos \varepsilon + \sin \varepsilon) \exp [i(\omega t + \varphi_1 + \varphi_2 - \theta - \Phi)]. \end{cases} \end{aligned} \quad (4)$$

Следует обратить внимание на то, что интерферировать между собой могут только компоненты с равными фазовыми набегам  $\Delta\varphi = \varphi_1 + \varphi_2$ . Остальные компоненты некогерентны и дают только фоновую засветку интерференционной картины. После прохождения через анализатор ортогональные компоненты получают возможность интерферировать. Интенсивность излучения на детекторе

$$\langle I \rangle = \frac{1}{2} (E_{RL} + E_{RR} + E_{LR} + E_{LL}) (E_{RL}^* + E_{RR}^* + E_{LR}^* + E_{LL}^*). \quad (5)$$

С учетом условий интерференции в правой части (5) остаются только шесть ненулевых членов и (5) принимает вид

$$\begin{aligned} \langle I \rangle = \frac{1}{2} (E_{LR} E_{LR}^* + E_{LR} E_{RL}^* + E_{RR} E_{RR}^* \\ + E_{RL} E_{LR}^* + E_{RL} E_{RL}^* + E_{LL} E_{LL}^*). \end{aligned} \quad (6)$$

Подставляя в (6) соответствующие выражения из (4), получаем

$$\langle I \rangle = \frac{I_0}{8} [2(\cos \varepsilon + \sin \varepsilon)^2 + 2(\cos \varepsilon - \sin \varepsilon)^2 + 2(\cos \varepsilon + \sin \varepsilon)^2 \times \cos 2\Phi] = \frac{I_0}{2} \left[ 1 + \frac{(\cos \varepsilon + \sin \varepsilon)^2}{2} \cos 2\Phi \right], \quad (7)$$

откуда следует соотношение для функции видности:

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{(\cos \varepsilon + \sin \varepsilon)^2}{2}. \quad (8)$$

Таким образом, чем меньше угол эллиптичности  $\varepsilon$  для эллиптически поляризованной волны перед зеркалом, тем хуже контраст интерференционной картины. Аналогичный результат можно получить и для другого случая – эллиптического поляризационного состояния (ПС) излучения на выходе из контура (при обратном проходе перед четвертьволновой пластинкой 7).

### 3.2. Эволюция ПС вдоль s-pun-волокна при большом радиусе контура

Как показано в работах [4, 7–9], в рамках модели винтовой спиральной структуры осей встроенного линейного ДЛП для s-pun-волокна с радиусом изгиба  $R$ , помещенного в продольное по отношению к оси волокна магнитное поле, в базисе линейных поляризаций получаем выражение [8, 9]

$$\begin{aligned} & \left| \frac{dE_X/dz}{dE_Y/dz} \right| = \frac{1}{2} \\ & \times \left\| \begin{array}{l} i[\Delta\beta \cos 2\xi z + \delta \cos 2\varphi_0] - \gamma + i[\Delta\beta \sin 2\xi z + \delta \sin 2\varphi_0] \\ \gamma + i[\Delta\beta \sin 2\xi z + \delta \sin 2\varphi_0] - i[\Delta\beta \cos 2\xi z + \delta \cos 2\varphi_0] \end{array} \right\| \\ & \times \left| \frac{E_X}{E_Y} \right|, \quad (9) \end{aligned}$$

где  $E_X, E_Y$  – компоненты поля световой волны;  $\Delta\beta = 2\pi/L_b$  – удельная фазовая задержка между модами с линейными поляризациями;  $L_b$  – длина биений встроенного линейного ДЛП s-pun-волокна;  $\xi = 2\pi/L_{tw}$  – удельная скорость вращения осей при смещении вдоль спиральной структуры;  $L_{tw}$  – шаг спирали;  $\gamma$  – удельная фазовая задержка между модами с циркулярными поляризациями, обусловленная внешним магнитным полем;  $\delta = 2\pi/L_{ind}$  – удельная фазовая задержка между модами с линейными поляризациями, индуцированная изгибом s-pun-волокна с радиусом изгиба  $R$ ;  $\varphi_0$  – угол между вектором линейной поляризации и осью  $X$  спиральной структуры;  $z$  – координата вдоль оси волокна.

Длина биений индуцированного изгибом линейного ДЛП  $L_{ind}$  определяется выражением [14]

$$L_{ind} = \frac{4\pi}{C_s} \frac{R^2}{r^2}, \quad (10)$$

где  $r$  – внешний радиус волокна;  $C_s$  – коэффициент, определяемый согласно [14] выражением:

$$C_s = 0.5k_0n_0^3(p_{11} - p_{12})(1 - \nu_p), \quad (11)$$

в котором  $k_0$  – модуль волнового вектора;  $n_0$  – средний показатель преломления волокна;  $p_{11}, p_{12}$  – компоненты упругооптического тензора материала волокна;  $\nu_p$  – коэффициент Пуассона. Для кварцевого волокна диаметром 125 мкм и длины волны  $\lambda = 1550$  нм формула (10) имеет вид  $L_{ind} \approx (3/1 \text{ мм})R^2$ .

На рис.3 показана эволюция ПС на сфере Пуанкаре, широта места на которой равна удвоенному углу эллиптичности, а долгота – удвоенному азимутальному углу ПС. Северное полушарие содержит все состояния с правым вращением вектора поляризации, Южное – все состояния с левым вращением. Экватор занимают все состояния с линейной поляризацией. Северный полюс отведен ПС с правой циркулярной поляризацией, Южный – ПС с левой циркулярной поляризацией. Результаты получены путем численного решения уравнения (9) [4, 8, 9]. Эволюция ПС на рис.3 соответствует исходному правому циркулярному состоянию в прямолинейном s-pun-волокне ( $\delta = 0, L_b = 12$  мм). Для того чтобы витки эволюции ПС не накладывались друг на друга, шаг спиральной структуры  $L_{tw}$  был выбран равным 6 мм – в два раза большим стандартного шага  $L_{tw} = 3$  мм. Из рис.3 видно, что ПС распространяющейся волны принимают участие в двух видах движений: в «быстром», которое мы называем нутацией по аналогии с движением гироскопа, и в «медленном», названным прецессией. После завершения витка прецессии ПС приходит в исходное положение. Для рис.3 ( $L_b = 12$  мм) при нутации один виток соответствует распространению излучения на расстояние  $l = 3$  мм, т.е. половине шага спиральной структуры, тогда как виток прецессии заканчивается при  $l = 96$  мм. Для стандартного шага  $L_{tw} = 3$  мм витки нутации и прецессии завершаются при  $l = 1.5$  и 183 мм соответственно.

Изгиб s-pun-волокна с указанными выше стандартными параметрами при намотке его в контур большого радиуса ( $\delta \ll \Delta\beta$  вплоть до  $R \approx 25$  мм ( $L_{ind} = 1875$  мм  $\gg L_b = 12$  мм)) не влияет на характер прецессии – движение вокруг полюса с отклонением ПС, не превышающим  $41^\circ$ . Поляризационные состояния не только не меняют своего направления вращения, но и вообще близки к состоянию циркулярной поляризации ( $\varepsilon_{av} > 41^\circ$ ). Кроме того, мы используем широкополосный источник света, и, как показано в работе [15], усредняем нутационные движения по

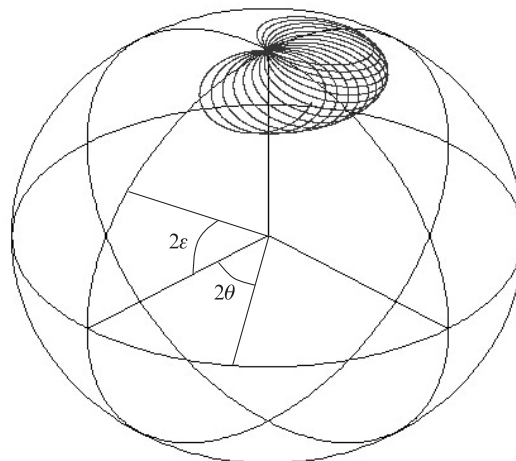


Рис.3. Эволюция ПС на сфере Пуанкаре для волны с правой циркулярной поляризацией в прямолинейном s-pun-волокне. Широта места – удвоенный угол эллиптичности  $2\varepsilon$ , долгота – удвоенный азимутальный угол  $2\theta$ . Параметры волокна:  $L_b = 12$  мм,  $L_{tw} = 6$  мм.

длинам волн и получаем среднее значение  $\epsilon_{av}$ . Оценка по формуле (8) при  $\epsilon_{av} > 41^\circ$  дает  $V = 0.99$ . Таким образом, при больших радиусах контура ( $R \gg 25$  мм) можно пренебречь влиянием на видность интерферометра эллиптичности ПС на зеркале и (при обратном распространении) на выходе из контура.

### 3.3. Эволюция ПС волн вдоль srip-волокна при малом радиусе контура

Характер эволюции ПС при малых радиусах изгиба ( $R < 25$  мм) существенно меняется. Прецессия совершается теперь не вокруг полюса сферы Пуанкаре, а вокруг вектора, определяемого радиусом изгиба [14,8,9]. На рис.4,а показана эволюция ПС в srip-волокне с параметрами, используемыми в дальнейшем: длина биений встроенного ДЛП  $L_b = 12$  мм, шаг спиральной структуры  $L_{tw} = 3$  мм, радиус изгиба  $R = 14$  мм, длина биений наведенного изгибом ДЛП  $L_{ind} = 588$  мм, длина отрезка волокна  $L_f = 150$  мм. Длина прецессии  $L_{pr}$ , соответствующая замкнутому циклу, равна 183 мм. Видно, что радиус прецессии существенно превышает радиусы нутаций, из-

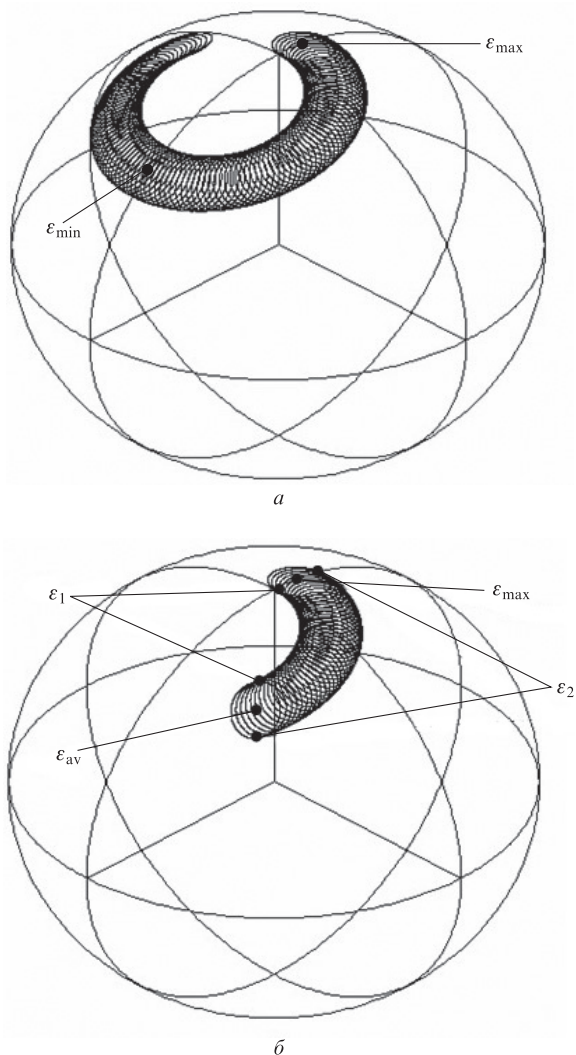


Рис.4. Эволюция ПС на сфере Пуанкаре при  $R = 14$  мм ( $L_{ind} = 588$  мм) для srip-волокна с  $L_f = 150$  (а) и 60 мм (б). Указаны координаты расчетных величин  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$ ,  $\epsilon_{av}$ ,  $\epsilon_{max}$  и  $\epsilon_{min}$  (точки). Параметры srip-волокна:  $L_{tw} = 3$  мм,  $L_b = 12$  мм.

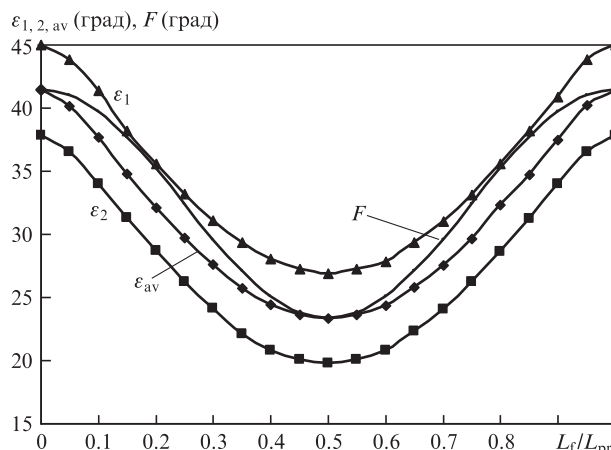


Рис.5. Углы эллиптичности  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$ ,  $\epsilon_{av}$  ПС излучения в зависимости от нормированной на длину прецессии длины волокна  $L_f$  ( $L_f < L_{pr}$ ), а также функция  $F(L_f/L_{pr})$  (см. текст).

за чего ПС могут иметь малые значения угла эллиптичности (по сравнению с углом эллиптичности в начальной точке прецессии), и усреднение по спектру широкополосного источника света теперь не будет приводить к близким средним значениям  $\epsilon_{av}$  по всему циклу прецессии. На рис.4,б приведены составляющие  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  средних углов эллиптичности  $\epsilon_{av} = (\epsilon_1 + \epsilon_2)/2$ , а также максимальные ( $\epsilon_{max}$ ) и минимальные ( $\epsilon_{min}$ ) значения этих средних углов, используемые в дальнейшем. Из рис.5 видно, что величина  $\epsilon_{av}(L_f/L_{pr})$  зависит от того, какая часть длины прецессии  $L_{pr}$  пройдена в srip-волокне, и что угол эллиптичности изменяется в диапазоне  $\epsilon_{min} \leq \epsilon_{av}(L_f/L_{pr}) \leq \epsilon_{max}$ . Величина  $\epsilon_{min}$  достигается при  $L_f/L_{pr} = N + 1/2$ , а  $\epsilon_{max}$  – при  $L_f/L_{pr} = N$ , где  $N$  – целое число.

Мы вычислили значения  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  в зависимости от  $L_f/L_{pr}$  в диапазоне  $0 \leq L_f \leq L_{pr}$ , а также величину  $\epsilon_{av}(L_f/L_{pr})$  и привели полученные результаты на рис.5. Попытка представить  $\epsilon_{av}(L_f/L_{pr})$  в виде функции

$$F\left(\frac{L_f}{L_{pr}}\right) = \frac{\epsilon_{max} + \epsilon_{min}}{2} + \frac{\epsilon_{max} - \epsilon_{min}}{2} \cos\left(2\pi \frac{L_f}{L_{pr}}\right) \quad (12)$$

удалась лишь частично (сплошная кривая на рис.5) – положение величин  $\epsilon_{max}$  и  $\epsilon_{min}$  (точки на рис.5) данная функция отражает правильно. Это позволило нам использовать ее в дальнейшем для первоначального определения указанных величин и их положения. Основной вывод из данных, приведенных на рис.5, заключается в том, что угол эллиптичности  $\epsilon$  при  $R = 14$  мм может принимать значения, существенно меньшие  $45^\circ$ , т.е. испытывать значительные колебания. В рассматриваемом случае угол эллиптичности  $\epsilon_{min} = 23^\circ$ , что снижает видность (8) интерференционной картины до 0.74 (учтены зеркало и пластинка  $\lambda/4$ ).

### 3.4. Зависимость длины прецессии от температуры

Длина прецессии  $L_{pr}$  зависит от шага  $L_{tw}$  спиральной структуры осей встроенного ДЛП srip-волокна и длины биений  $L_b$  того же ДЛП. Длина биений  $L_b$  зависит от температуры  $T$  (см., напр., [16, 17]):  $L_b(T) = L_{b0}[1 + \alpha(T - T_0)]$ , где в нашем случае  $L_{b0} = 12$  мм,  $T_0 = 0$ ,  $\alpha = 7 \times 10^{-4} 1/^\circ\text{C}$ . Зависимость шага  $L_{tw}$  от температуры для кварцевых во-

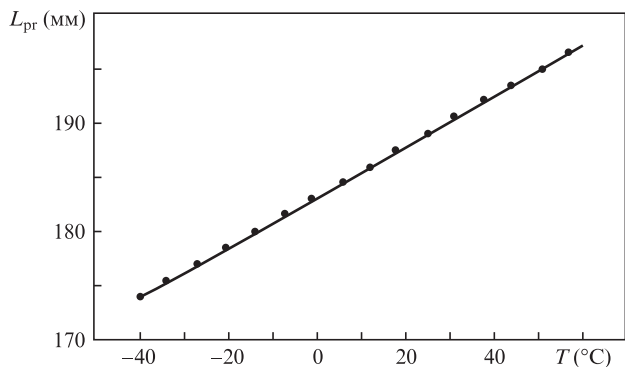


Рис.6. Расчетная зависимость длины прецессии  $L_{pr}$  от температуры  $T$ .

локон по сравнению с температурной зависимостью длины биений является слабой, поэтому ею можно пренебречь.

Для расчета зависимости длины прецессии  $L_{pr}$  от температуры  $T$  использовались только длины волокна, кратные периодам нутации и приводящие к циркулярному ПС, совпадающему с исходным состоянием. Результаты расчета приведены на рис.6. Видно, что эта зависимость линейная:

$$L_{pr} = L_{pr0} [1 + \alpha_1 (T - T_0)], \tag{13}$$

причем  $\alpha_1 = 0.00127 \text{ 1/}^\circ\text{C}$ , а  $L_{pr0} = 183 \text{ мм}$ . При вариации длины биений в пределах  $11 \text{ мм} < L_b < 13 \text{ мм}$  величина  $\alpha_1$  оставалась неизменной.

### 3.5. Эволюция видности в условиях меняющейся длины прецессии

Магниточувствительный контур получен из spm-волокна с фиксированной длиной  $L_f$ . Коэффициент теплового расширения кварца  $\alpha_{sil}$  равен  $4 \times 10^{-6} \text{ 1/}^\circ\text{C}$ , поэтому в диапазоне изменения температур  $\sim 100^\circ\text{C}$  длину  $L_f$  можно считать постоянной, тогда как длина прецессии  $L_{pr}$  заметно меняется с температурой ( $\alpha_1 = 0.00127 \text{ 1/}^\circ\text{C}$ ). Spm-волокно длиной  $L_f$  можно представить в виде суммы  $N$  участков длиной  $L_{pr}$  и участка длиной  $L_{res}$  ( $L_{res} < L_{pr}$ ):

$$L_f = NL_{pr} + L_{res}. \tag{14}$$

На входе в контур формируется волна с циркулярной поляризацией. Пройдя  $N$  полных циклов прецессии (длину  $NL_{pr}$ ) ПС снова оказывается циркулярно поляризованным. Эллиптически поляризованная волна может стать только на оставшемся участке волокна длиной  $L_{res}$ . Из рис.5 (сделав замену  $L_f \rightarrow L_{res}$ ) легко определить угол эллиптичности  $\epsilon(L_{res}/L_{pr})$  волны на выходе spm-волокна. При изменении температуры контура будут изменяться длина прецессии (см. формулу (13)), а также длина оставшегося участка  $L_{res}$  и, следовательно, угол эллиптичности на выходе из контура. Некоторое представление об этой модели может дать функция (12), правильно отражающая период, максимальные и минимальные значения  $\epsilon$  и их положение в зависимости от  $L_{res}/L_{pr}$ . После подстановки в (12) длины  $L_{pr}$  (13) получаем

$$F(L_f/L_{pr}) = \frac{\epsilon_{max} + \epsilon_{min}}{2} + \frac{\epsilon_{max} - \epsilon_{min}}{2} \times$$

$$\times \cos \left\{ 2\pi \frac{L_f}{L_{pr0} [1 + \alpha_1 (T - T_0)]} \right\}. \tag{15}$$

Видно, что угол эллиптичности является периодической функцией температуры. Период этой функции  $\Delta T$  определяется из выражений

$$\frac{L_f}{L_{pr0} [1 + \alpha_1 (T_1 - T_0)]} = N, \tag{16}$$

$$\frac{L_f}{L_{pr0} [1 + \alpha_1 (T_2 - T_0)]} = N - 1,$$

$$\Delta T = T_2 - T_1 = \frac{L_{pr0}}{\alpha_1 L_f}. \tag{17}$$

Причиной периодических колебаний видности интерферометра при изменении температуры контура может быть меняющаяся с температурой эллиптичность волны перед отражением ее от зеркала или перед преобразованием ее четвертьволновой пластинкой. Изменяющаяся эллиптичность возникает, вообще говоря, из-за нецелого числа длин прецессии, укладывающихся на длине spm-волокна в контуре при заданной температуре.

### 3.6. Неидеальность четвертьволновой пластинки

Четвертьволновая пластинка 7 (рис.1), формирующая циркулярно поляризованные волны, изготовлена из NiBi-волокна с малым температурным коэффициентом ДЛП ( $\alpha \approx 10^{-5} \text{ 1/}^\circ\text{C}$ , термокомпенсированное волокно). Как показано выше, данная пластинка приваривалась к выходу линии задержки на основе NiBi-волокна с соответствующей ее ориентацией. Отклонение угла между осью четвертьволновой пластинки и осью ДЛП линии задержки от  $45^\circ$  при сварке могло привести к заметному уменьшению величины  $\epsilon_{in}$  на входе в магниточувствительный контур [17]. На рис.7 приведены расчетные зависимости величины  $\epsilon_{av}$  на выходе spm-волокна от  $L_{res}/L_{pr}$  для различных углов  $\epsilon_{in}$  на его входе. Видно, что уменьшение  $\epsilon_{in}$  ведет к уменьшению разности  $\epsilon_{max} - \epsilon_{min}$  вплоть до нуля при  $\epsilon_{in} = 32.4^\circ$  и далее снова к увеличению  $\epsilon_{max} - \epsilon_{min}$ , но теперь максимальная величина  $\epsilon_{av}$  достигается при  $L_{res} = 1/2 L_{pr}$ , а не на границах участка длиной  $L_{pr}$ , как ранее

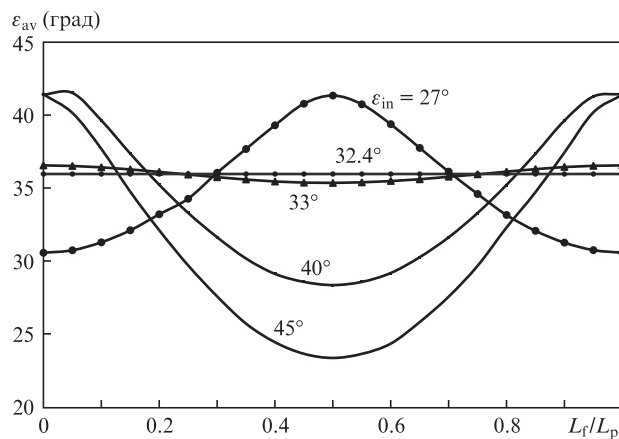


Рис.7. Расчетные зависимости угла эллиптичности  $\epsilon_{av}$  на выходе spm-волокна от нормированной на длину прецессии длины  $L_{res}$  при различных углах эллиптичности  $\epsilon_{in}$  на входе.

(рис.5). К аналогичным результатам может привести и погрешность определения длины четвертьволновой пластинки [17].

### 3.7. Зависимость функции видности от температуры

Для того чтобы полностью объяснить наблюдавшуюся (рис.2,б) зависимость видности от температуры, нужно подобрать такие значения периода прецессии  $L_{pr}(T)$ , при которых теоретические и экспериментальные функции видности совпадут по периоду, «температурной фазе» и амплитуде (кавычки приведены для того, чтобы отличать «температурную фазу» функции видности от фазы оптической волны). Вначале по формулам (15) и (17) мы определили  $L_{pr0} = 207$  мм и  $\alpha_1 = 0.00127$  1/°C. Далее точный расчет проводился следующим образом. По температуре  $T$  из (15) находилась длина прецессии  $L_{pr}(T)$  и с учетом полной длины волокна  $L_f = 4.83$  м по формуле (14) вычислялась длина  $L_{res}(T)$  для той же температуры. Затем использовалась программа эволюции ПС с параметрами  $L_{tw} = 3$  мм,  $L_{ind} = 588$  мм,  $L_b(T) = L_{b0}[1 + \alpha(T - T_0)]$  ( $L_{b0} = 12.85$  мм,  $\alpha = 7 \times 10^{-4}$  1/°C) и длиной  $L_{res}(T)$ . На входе задавалась волна с циркулярной поляризацией ( $\epsilon_{in} = 45^\circ$ ). Варьируя  $L_{res}$  в пределах 0 – 0.75 мм, мы получали максимальное и минимальное значения  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  и усредняли их ( $\epsilon_{av} = (\epsilon_1 + \epsilon_2)/2$ ; см. рис.3). В п.3.1 указаны две точки оптического пути – перед зеркалом (точка 1) и перед пластинкой  $\lambda/4$  при обратном проходе (точка 2), в которых отличие ПС от циркулярного состояния ( $|\epsilon| < 45^\circ$ ) может привести к уменьшению видности интерференционной картины. Обозначим множители видности, обусловленные эллиптичностью волны в точках 1 и 2, через  $V_1$  и  $V_2$  ( $V_1 = V_2$ ). Все остальные причины уменьшения видности отразим в аппаратурном множителе  $V_{ap}$ . Тогда окончательно получаем

$$V = V_1 V_2 V_{ap}. \quad (18)$$

Подставляя  $\epsilon_{av}$  в формулу (8), получаем множитель видности  $V_1$ . Результаты расчета и экспериментальные данные представлены на рис.8. Экспериментальные значения видности получены выборкой из результатов, приведенных на рис.2,б. Сплошные кривые на рис.8 – результаты расчета при  $V_{ap} = 86\%$ . Видно, что период и «температурная фаза» колебаний соответствуют экспериментальной картине, а «теоретическая» амплитуда колебаний при  $\epsilon_{in}$

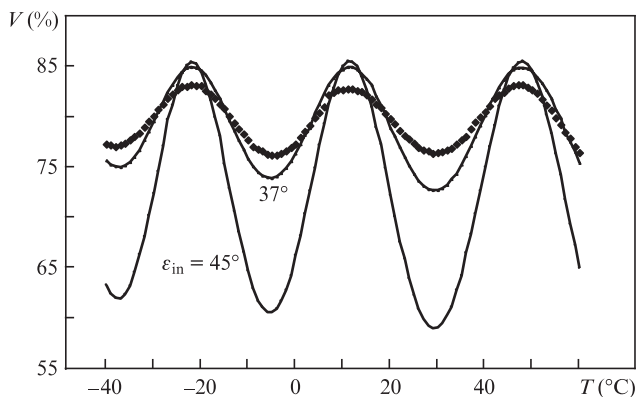


Рис.8. Экспериментальная (точки) и теоретические (сплошные кривые) функции видности при различных углах эллиптичности  $\epsilon_{in}$ .

$= 45^\circ$  превышает «экспериментальную» более чем в два раза.

Для объяснения уменьшения амплитуды колебаний видности  $V(T)$  несовершенством пластинки  $\lambda/4$  мы повторили точный расчет для эллиптически поляризованной волны на входе с углом эллиптичности  $\epsilon_{in} = 37^\circ$ . Результаты приведены на рис.8. Видно, что амплитуда колебаний теоретической кривой стала соизмеримой с амплитудой экспериментальной кривой. Уменьшение амплитуды колебаний можно объяснить эллиптической поляризацией волны на входе. Уменьшив угол эллиптичности  $\epsilon_{in}$  до  $35^\circ$ , мы получили полное совпадение теоретической и экспериментальной кривых видности по «температурной фазе», периоду и амплитуде. Приведем параметры s-pun-волокна, использованные при расчете:  $L_{b0} = 12.85$  мм,  $\alpha = 7 \times 10^{-4}$  1/°C,  $L_{tw} = 3$  мм,  $L_{pr0} = 207$  мм,  $\alpha_1 = 0.00127$  1/°C,  $R = 14$  мм,  $V_{ap} = 85.5\%$ .

## 4. Обсуждение

Как следует из изложенного в п.3.1, видность отражательного интерферометра определяется углом эллиптичности излучения на концах чувствительного контура (перед зеркалом и на выходе из контура). Представление на сфере Пуанкаре результатов анализа эволюции поляризации излучения при распространении его в s-pun-волокне (пп.3.2, 3.3) показывает, что в случае контура малого радиуса ( $R = 14$  мм) эволюция ПС при распространении волны по s-pun-волокну происходит по окружности (витку прецессии) на сфере Пуанкаре с центром, смещенным относительно полюса, и диаметром, который тем больше, чем меньше радиус намотки контура [8, 9]. Следовательно, ПС излучения может достигать широты на сфере Пуанкаре, близкой к экватору, и, соответственно, приобретать малые углы эллиптичности (для наших параметров контура вплоть до  $\epsilon_{av} \approx 23^\circ$  при начальном угле эллиптичности  $45^\circ$ ). Угол эллиптичности на выходе s-pun-волокна (концах чувствительного контура) зависит, как показано в п.3.5, от длины  $L_{res}$ , равной разности длины s-pun-волокна и целого числа длин прецессии  $L_{pr}$  (см. формулу (14)). Поскольку  $L_{pr}$  зависит от температуры (п.3.4), длина  $L_{res}$  и, соответственно, угол эллиптичности излучения на выходе волокна также зависят от температуры (п.3.5), обеспечивая периодическую зависимость видности от температуры с периодом, определяемым выражением (17).

В случае контура радиусом 95 мм эволюция ПС происходит вокруг полюса сферы Пуанкаре с отклонением от него не более чем на  $10^\circ$ . При изменении температуры из-за изменения длины прецессии также должны изменяться длина  $L_{res}$  и, следовательно, ПС на выходе s-pun-волокна. Однако эти температурные изменения ПС практически не влияют на видность интерференционной картины, потому что указанные ПС имеют в любой точке витка прецессии примерно одинаковые углы эллиптичности, близкие к максимальному, а согласно п.3.1 (формула (8)) видность интерферометра зависит только от этого угла.

Обнаруженный в работе эффект может в условиях изменяющейся температуры окружающей среды приводить к погрешностям измерений с использованием волоконного датчика тока с малогабаритным чувствительным контуром на основе s-pun-волокна. Как следует из сказанного выше, этот дестабилизирующий фактор можно минимизировать, принимая меры по уменьшению разности углов

эллиптичности ПС излучения в пределах витка прецессии. В принципе, для этого есть две возможности:

1. Сформировать на входе в чувствительный контур не циркулярное, а эллиптически поляризованное излучение, аналогично тому, как это сделано в работе [10]. Оценка, проведенная в п.3.6, показывает, что для используемого в наших экспериментах чувствительного контура с радиусом изгиба волокна  $R = 14$  мм минимальный полученный эффект будет иметь место при угле эллиптичности ПС излучения  $\sim 32.4^\circ$ .

2. Использовать для малогабаритного чувствительного контура srip-волокно с пониженным температурным коэффициентом ДЛП, например микроструктурное волокно [18].

## 5. Заключение

Экспериментально получены и исследованы периодические осцилляции видности интерферометра датчика тока при изменении температуры чувствительного контура малого радиуса на основе srip-волокна. Установлено, что наблюдаемый эффект зависит от величины изгибаемого линейного ДЛП, индуцированного в srip-волокне при его укладке в магнитоиндуцированный контур, и от температурных свойств встроенного в волокно линейного ДЛП. Для объяснения этого эффекта были использованы периодический характер эволюции ПС в srip-волокне на характерной длине прецессии  $L_{pr}$  и зависимость этой длины от температуры.

Отмечено, что обнаруженное влияние температуры на видность интерферометра может быть причиной погрешности волоконного датчика тока с малогабаритным контуром при работе в условиях изменяющейся температуры окружающей среды. Даны рекомендации по возможной минимизации влияния полученного эффекта на точность измерений с использованием датчика тока.

1. Enokihara A., Isutsu M., Sueta T. *J. Lightwave Technol.*, **5**, 1584 (1987).
2. Laming R.I., Payne D.N. *J. Lightwave Technol.*, **7** (12), 2084 (1989).
3. Bohnert K., Gabus P., Nehring J., Brandle H. *J. Lightwave Technol.*, **20**, 267 (2002).
4. Губин В.П., Исаев В.А., Моршнева С.К., Сазонов А.И., Старостин Н.И., Чаморовский Ю.К., Усов А.И. *Квантовая электроника*, **36** (3), 287 (2006) [*Quantum Electron.*, **36** (3), 287 (2006)].
5. Born M., Wolf E. *Principle of Optics* (Cambridge: Cambridge University Press, 2002).
6. Frosio G., Dändliker R. *Appl. Opt.*, **33** (25), 6111 (1994).
7. Моршнева С.К., Губин В.П., Исаев В.А., Старостин Н.И., Чаморовский Ю.К. *Труды Всероссийской конференции по волоконной оптике (ВКВО)* (Пермь, 2007, Б7-4); *Фотон-экспресс*, **6** (62), 167 (2007).
8. Morshnev S.K., Gubin V.P., Isaev V.A., Starostin N.I., Sazonov A.I., Chamorovsky Yu.K., Korotkov N.M. *Optical Memory and Neural Networks (Information Optics)*, **17** (4), 258 (2008).
9. Моршнева С.К., Губин В.П., Воробьев И.Л., Старостин Н.И., Сазонов А.И., Чаморовский Ю.К., Коротков Н.М. *Квантовая электроника*, **39** (3), 287 (2009) [*Quantum Electron.*, **39** (3), 287 (2009)].
10. Пржиялковский Я.В., Моршнева С.К., Старостин Н.И., Губин В.П. *Квантовая электроника*, **44** (10), 957 (2014) [*Quantum Electron.*, **44** (10), 957 (2014)].
11. Пржиялковский Я.В., Моршнева С.К., Старостин Н.И., Губин В.П. *Квантовая электроника*, **45** (11), 1075 (2015) [*Quantum Electron.*, **45** (11), 1075 (2015)].
12. Polinkin P., Blake J. *J. Lightwave Technol.*, **23**, 3815 (2005).
13. Azzam R.M.A., Bashara N.M. *Ellipsometry and Polarized Light* (Amsterdam–New York–Oxford: North-Holland Publishing Company, 1977).
14. Rashleigh S.C. *J. Lightwave Technol.*, **1** (2), 312 (1983).
15. Пржиялковский Я.В., Моршнева С.К., Старостин Н.И., Губин В.П. *Квантовая электроника*, **43** (2), 167 (2013) [*Quantum Electron.*, **43** (2), 167 (2013)].
16. Некрашевич Е.С., Рябко М.В. *Нелинейный мир*, **5** (5), 292 (2007).
17. Shayne X.S., Tselikov A.A., de Arruda J.U., Blake J.N. *J. Lightwave Technol.*, **16** (7), 1222 (1998).
18. Mishie A., Canning J., Bassett I., et al. *Opt. Express*, **15**, 1811 (2007).