

# Эффективная прямая магнитооптическая модуляция фазы световых волн в микроструктурированном srip-волокне

В.П.Губин, С.К.Моршнев, Н.И.Старостин, Ю.К.Чаморовский,  
А.И.Саонов, Я.В.Пржиялковский, А.И.Боев

*Предложен фазовый модулятор оптического излучения для интерферометрического датчика электрического тока. Работа модулятора основана на эффекте Фарадея в микроструктурированном оптическом srip-волокне. Использование такого волокна позволяет реализовать многовитковые волоконные контуры малого диаметра, что необходимо для получения заданной амплитуды модуляции фазы при умеренной величине возбуждающего тока. Экспериментально исследованы основные характеристики модулятора – частотная характеристика, его магнитооптическая чувствительность и контраст выходного сигнала. Показано, что такой модулятор обеспечивает высокую эффективность, близкую к теоретической, при условии, что период модуляции больше времени прохода света по волокну. Рассмотрено влияние параметров srip-волокна на характеристики модулятора.*

**Ключевые слова:** эффект Фарадея, оптическое излучение, микроструктурированное srip-волокно, фазовый модулятор.

## 1. Введение

В волоконно-оптических датчиках физических величин интерферометрического типа широко используется модуляционный метод измерения фазового сдвига между волнами, несущими информацию об измеряемой величине. Одним из устройств такого типа является волоконно-оптический датчик электрического тока, основанный на эффекте Фарадея [1, 2]. Продольное магнитное поле измеряемого электрического тока наводит в волоконной среде интерферометра фазовый сдвиг между ортогональными циркулярно поляризованными световыми волнами, пропорциональный току. Этот сдвиг измеряют с помощью оптического интерферометра, в состав которого входит модулятор разности фаз указанных волн. Обычно применяются пьезомодуляторы, основанные на растяжении оптического волокна, или модуляторы на электрооптическом эффекте в кристаллах. Особенностью этих модуляторов является оптическая взаимность, поэтому необходимо применять метод запаздывающей модуляции [3]. Необходима также определенная длина оптического пути интерферометра, согласованная с частотой модуляции разности фаз. Метод требует использования линии задержки на основе световода, сохраняющего поляризацию излучения. Следует отметить, что вышеупомянутые модуляторы вносят паразитные сигналы на частоте модуляции [4], которые являются источниками погрешности волоконно-оптического датчика.

Использование для фазовой модуляции невзаимного эффекта Фарадея в кварцевом оптическом волокне дает

возможность создать модулятор, работающий на принципе прямой (не запаздывающей) модуляции разности фаз световых волн. Основу фарадеевского волоконного модулятора составляет волоконный контур, расположенный внутри тороидального соленоида с током. Контур должен быть выполнен из волокна, способного эффективно накапливать фарадеевский фазовый сдвиг по длине световода.

Такой модулятор обладает рядом полезных свойств. При его использовании в интерферометре не требуется линия задержки, а управляющим сигналом для модулятора может служить как постоянный, так и переменный ток. Поэтому модулятор может применяться в качестве устройства для введения и регулировки постоянного фазового сдвига между интерферирующими волнами. Достоинством модулятора является возможность создания цельноволокнистого оптического тракта датчика электрического тока практически на одном типе световода.

Однако из-за малости магнитооптической чувствительности кварца предлагаемый тип модулятора требует использования многовиткового волоконного контура. Так, чтобы реализовать амплитуду модуляции разности фаз  $\varphi_m \sim 2$  рад, нужно иметь контур с числом волоконных витков порядка 10000 при силе тока через плоскость контура  $\sim 2$  А. Этого можно достичь только при использовании микроструктурированного srip-волокна с малой длиной биений встроенного линейного двулучепреломления  $L_b \sim 1$  мм, которое можно наматывать на катушки малого радиуса (до 2–3 мм) практически без потерь мощности света и, самое важное, при сохранении эффективного накопления фарадеевского фазового сдвига по длине световода [5–7]. В связи с тем, что при вытяжке волокна технологически трудно получить шаг вращения  $L_{sp}$  осей двулучепреломления менее 2 мм, становится невозможным выдержать оптимальное с точки зрения магнитооптической чувствительности соотношение  $L_b \geq L_{sp}$ . В результате при распространении по такому волокну состояние поляризации света периодически отклоняется от циркулярного [8–11], что приводит к некоторому снижению чувствительности световода к

В.П.Губин, С.К.Моршнев, Н.И.Старостин, Ю.К.Чаморовский, А.И.Саонов, Я.В.Пржиялковский, А.И.Боев. Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, просп. Введенского, 1; e-mail: nis229@ire216.msk.su, yuchamor@gmail.com, yankus.p@gmail.com

Поступила в редакцию 14 марта 2011 г., после доработки – 23 мая 2011 г.

магнитному полю. Однако большое линейное двулучепреломление в используемых нами микроструктурированных *spun*-световодах в значительной степени компенсирует нежелательное влияние на поляризацию изгибной деформации, обусловленное намоткой световода в контур, вплоть до радиусов изгиба  $\sim 1$  мм [11, 12]. А эффективность накопления фарадеевского сдвига из-за этого хотя и уменьшается в сравнении с идеальным световодом, остается, тем не менее, вполне достаточной.

Важными характеристиками модулятора, используемого в интерферометрических датчиках, являются магнитооптическая чувствительность и контраст, определяющий долю суммарной мощности световых волн на входе модулятора, которые приобретают относительную фазовую модуляцию. Первая характеристика определяет точность, вторая – пороговую чувствительность датчика. Кроме того, важной характеристикой модулятора является зависимость амплитуды фазовой модуляции от модулирующей частоты (амплитудно-частотная характеристика). Она, в частности обусловлена длиной волоконного тракта модулятора, находящегося в магнитном поле. Эта характеристика определяет полосу рабочих частот модуляции.

Целью настоящей работы является теоретическое и экспериментальное исследование вышеуказанных характеристик фарадеевского фазового модулятора на основе микроструктурированного *spun*-волокна.

## 2. Теоретическая часть

### 2.1. Принцип работы идеального модулятора

Схема предлагаемого фазового модулятора приведена на рис.1.а. Модулятор состоит из волоконного контура 1, расположенного в тороидальном соленоиде 2, проводники которого пересекают плоскость контура. При протекании электрического тока через соленоид волоконный контур находится в продольном магнитном поле этого тока. Рассматриваемый модулятор работает в отражательном режиме. На общем входе-выходе модулятора устанавливается поляризатор (на рис.1.а не показан). Рабочими световыми волнами модулятора являются ортогональные циркулярно поляризованные волны, суперпозиция которых образует линейно поляризованное излучение на выходе поляризатора. Эти световые волны вводятся в волоконный контур модулятора, проходят через его витки и после отражения от зеркала 3 возвращаются по тому же пути.

Продольное магнитное поле соленоида наводит в волокне модулятора циркулярное двулучепреломление. При этом волны квазициркулярных поляризаций (пра-

вой и левой) распространяются в контуре с разными скоростями, и между ними при двойном проходе контура накапливается фарадеевская разность фаз

$$\varphi_F = 4VSN_1N_2I_0, \tag{1}$$

где  $V$  – постоянная Верде для световода (рад/А);  $S < 1$  – относительная магнитооптическая чувствительность световода;  $N_1$  – число волоконных витков в контуре;  $N_2$  – число проволочных витков соленоида;  $I_0$  – ток в соленоиде.

В отсутствие электрического тока в соленоиде после прохода света через волоконный контур в прямом и обратном направлениях разность оптических путей световых волн с ортогональными поляризациями равна нулю. Это обусловлено тем, что приходящие на зеркало циркулярно поляризованные волны при отражении изменяют направление распространения и, следовательно, меняются на ортогональные. В результате в реальном волокне все фазовые набегии из-за влияния собственного двулучепреломления волоконной среды полностью компенсируются. Поэтому выходящая из поляризатора линейно поляризованная волна возвращается к поляризатору в том же состоянии поляризации, которое она имела на входе, и контраст модулятора равен 100%. Магнитное поле, обусловленное током через соленоид, вносит некомпенсируемый сдвиг фаз  $\varphi_F$  между циркулярно поляризованными волнами, который проявляется в том, что на поляризатор приходит линейно поляризованное излучение, плоскость поляризации которого повернута на угол  $\varphi_F/2$  относительно плоскости поляризации входного излучения. Можно показать, что зависимость мощности излучения на выходе поляризатора от тока в соленоиде представляет собой интерференционную картину:

$$P(I_0) = P_0[1 + K(x) \cos(\varphi_F(I_0))] = P_0\{1 + K(x) \cos[4VS(x)N_1N_2I_0]\}. \tag{2}$$

Здесь  $K(x)$  и  $S(x)$  – контраст и чувствительность модулятора, зависящие от ряда параметров ( $x$ );  $P_0$  – мощность световых волн на входе модулятора. Контраст  $K(x)$  характеризует долю мощности  $P_{FM}$  световых волн, которые приобретают фазовую модуляцию в модуляторе:

$$K(x) = \frac{P_{FM}}{P_0} = \frac{P_{max} - P_{min}}{P_{max} + P_{min}}. \tag{3}$$

Здесь  $P_{max}$  и  $P_{min}$  – максимальная и минимальная мощности света на выходе поляризатора, отвечающие фазовым сдвигам  $\varphi_F$  в (2), равным 0 и  $\pi$  соответственно. Отметим, что данное определение контраста полезного сигнала модулятора совпадает с видностью интерферометра, в котором установлен модулятор. В общем случае характеристики  $K(x)$  и  $S(x)$  являются функциями амплитуды и частоты тока, параметров магниточувствительного световода, механических и температурных воздействий на волокно и определяют технические характеристики модулятора при его применении в датчике электрического тока.

### 2.2. Влияние параметров *spun*-световода на характеристики модулятора

Как отмечалось выше, основные параметры ( $L_b \sim 1$  мм,  $L_{sp} \sim 2 - 4$  мм) микроструктурированного *spun*-

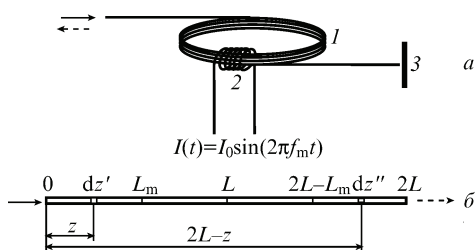


Рис.1. Схема модулятора (1 – волоконный контур, 2 – соленоид, 3 – зеркало) (а) и эквивалентная схема волоконного тракта модулятора (см. текст) (б).

волокна с высоким двулучепреломлением, используемого в модуляторе, таковы, что волокно сохраняет циркулярную поляризацию волн только частично. Это связано с тем, что при указанных параметрах состояние поляризации света периодически отклоняется от циркулярного, причем это отклонение достигает значительной степени (вплоть до состояния линейной поляризации [6, 7]). Поэтому большую часть времени при распространении по такому sрип-световоду световые волны находятся в состоянии эллиптической поляризации, что снижает эффективность накопления фазового сдвига из-за эффекта Фарадея. Для оценки эффективности можно использовать выражение для магнитооптической чувствительности прямолинейного отрезка sрип-волокна [11]

$$S(L_b, L_{sp}) = \frac{2L_b}{\sqrt{4L_b^2 + L_{sp}^2}}, \quad (4)$$

из которого следует, что чувствительность тем меньше, чем меньше отношение  $L_b/L_{sp}$ . Контраст модулятора при этом также снижается. Действительно, в процессе распространения по sрип-волокну волны с ортогональными поляризациями могут изменить свою эллиптичность, направление вращения и азимутальный угол, оставаясь, тем не менее, ортогональными. После прохождения отрезка волокна длиной  $z$  между этими волнами набегают нежелательная фазовая задержка, пропорциональная длине волокна, скомпенсировать которую позволяет использование отражательного режима. Как уже было отмечено, достигается это с помощью зеркала, вынуждающего волны распространяться через тот же отрезок волокна в обратном направлении с изменением состояния поляризации на ортогональное (правая эллиптическая поляризация должна стать левой и наоборот). К сожалению, френелевское зеркало и металлические зеркала не обеспечивают трансформации волны эллиптической поляризации в волну ортогональной поляризации [13]. В результате после двойного прохода волоконного контура на общем входе-выходе модулятора волны, способные интерферировать, будут иметь меньшую амплитуду по сравнению со случаем, когда на зеркало приходят волны с циркулярными поляризациями. Соответственно уменьшается контраст.

Покажем это более строго. Вектор Джонса волны произвольной эллиптической поляризации  $U$  с углом эллиптичности  $\varepsilon$  и азимутальным углом  $\theta$  имеет следующий вид [13]:

$$\begin{pmatrix} E_X \\ E_Y \end{pmatrix}_U = A \exp(i\delta) \begin{pmatrix} \cos \theta \cos \varepsilon - i \sin \theta \sin \varepsilon \\ \sin \theta \cos \varepsilon + i \cos \theta \sin \varepsilon \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Здесь  $\delta$  - начальная фаза, одинаковая для  $E_X$  и  $E_Y$ . Ортогональное поляризационное состояние  $W$  получается при замене  $\theta \rightarrow \theta \pm \pi/2$ ;  $\varepsilon \rightarrow -\varepsilon$ :

$$\begin{pmatrix} E_X \\ E_Y \end{pmatrix}_W = A \exp(i\delta) \begin{pmatrix} -\sin \theta \cos \varepsilon + i \cos \theta \sin \varepsilon \\ \cos \theta \cos \varepsilon + i \sin \theta \sin \varepsilon \end{pmatrix}. \quad (6)$$

После отражения от зеркала волны  $U$  новая волна будет описываться вектором Джонса:

$$\begin{pmatrix} E'_X \\ E'_Y \end{pmatrix}_U = A \exp(i\delta) \begin{pmatrix} -\cos \theta \cos \varepsilon + i \sin \theta \sin \varepsilon \\ \sin \theta \cos \varepsilon + i \cos \theta \sin \varepsilon \end{pmatrix}. \quad (7)$$

Разложим отраженную волну по базису ортогональных поляризаций  $U$  и  $W$  (см. (5) и (6)):

$$\begin{pmatrix} E'_X \\ E'_Y \end{pmatrix}_U = a_U \begin{pmatrix} E_X \\ E_Y \end{pmatrix}_U + b_U \begin{pmatrix} E_X \\ E_Y \end{pmatrix}_W. \quad (8)$$

Подставив в выражение (8) векторы Джонса (7), (5) и (6), можно определить коэффициенты  $a_U$  и  $b_U$ :

$$a_U = -\cos 2\theta \cos 2\varepsilon, \quad (9)$$

$$b_U = \sin 2\theta + i \cos 2\theta \sin 2\varepsilon.$$

Физический смысл имеют квадраты модулей этих коэффициентов, которые определяют долю мощности  $|a_U|^2$  падающей на зеркало волны с поляризацией  $U$ , оставшейся той же после отражения от зеркала, и долю мощности  $|b_U|^2$  падающей на зеркало волны с поляризацией  $U$ , которая после отражения от зеркала трансформировалась в волну с поляризацией  $W$ :

$$|a_U|^2 = \cos^2 2\theta \cos^2 2\varepsilon, \quad (10)$$

$$|b_U|^2 = \sin^2 2\theta + \cos^2 2\theta \sin^2 2\varepsilon.$$

Легко видеть, что  $|a_U|^2 + |b_U|^2 = 1$ . При дальнейшем распространении по отрезку sрип-волокна в обратном направлении волна с поляризацией  $W$  будет компенсировать фазовую задержку, накопленную при распространении в прямом направлении, а у волны с поляризацией  $U$  фазовая задержка будет продолжать накапливаться.

Легко показать, что для коэффициентов разложения отраженной от зеркала волны  $W$  по базису поляризаций  $U$  и  $W$  справедливы выражения

$$a_W = \cos 2\theta \cos 2\varepsilon, \quad (11)$$

$$b_W = \sin 2\theta - i \cos 2\theta \sin 2\varepsilon.$$

Видно, что  $b_W = b_U^*$  и что квадраты модулей коэффициентов  $a_W$  и  $b_W$  совпадают с выражениями (10). Подчеркнем, что  $|a_W|^2$  - доля мощности падающей на зеркало волны с поляризацией  $W$ , которая осталась той же после отражения от зеркала, а  $|b_W|^2$  - доля мощности падающей на зеркало волны с поляризацией  $W$ , которая трансформировалась в волну с поляризацией  $U$ .

Интерферировать на детекторе смогут только волны, скомпенсировавшие набег фаз, и интерференционный член будет пропорционален  $b_U b_W$ :

$$\begin{aligned} b_U b_W &= \sin^2 2\theta + \cos^2 2\theta \sin^2 2\varepsilon \\ &= \sin^2 2\varepsilon + \sin^2 2\theta \cos^2 2\varepsilon. \end{aligned} \quad (12)$$

При отражении от зеркала волн, поляризационные состояния которых близки к право- или левоциркулярному состоянию ( $\varepsilon \approx \pi/4$ ), величина  $b_U b_W \approx 1$  и видность интерференционной картины максимальна. При отражении волн с поляризацией, близкой к линейной ( $\varepsilon \approx 0$ ), величина  $b_U b_W \approx \sin^2 2\theta$ , т. е. зависит от азимутального угла  $\theta$ . В промежуточном случае видность интерференционной картины зависит от обоих параметров,  $\theta$  и  $\varepsilon$ .

Приведенное выше рассмотрение справедливо для монохроматического излучения. В случае излучения с широким спектром на зеркало поступают эллиптически поляризованные волны с различными азимутальными углами, значения которых распределены в диапазоне, су-

щественно превышающем  $2\pi$ . Усреднив выражение (12) по всему диапазону углов  $\theta$ , получим выражение для видности интерференционной картины при широкополосном спектре излучения:

$$K(\varepsilon) = \langle b_U b_W \rangle = \sin^2 2\varepsilon. \quad (13)$$

Для оценки контраста можно использовать некоторую среднюю эллиптичность  $\varepsilon_0$  света в сприн-волокне:

$$2\varepsilon_0 = \arcsin \left( 1 - \frac{L_{sp}^2}{L_{sp}^2 + 4L_b^2} \right). \quad (14)$$

Подставив (14) в (13), получим

$$K(\varepsilon_0) \simeq \left( \frac{4L_b^2}{L_{sp}^2 + 4L_b^2} \right)^2. \quad (15)$$

Из (15) следует, что контраст должен заметно снижаться с уменьшением отношения  $L_b/L_{sp}$ .

### 2.3. Частотная характеристика чувствительности модулятора

Эффект Фарадея имеет очень высокое быстродействие. Снижение эффективности модуляции при увеличении ее частоты обусловлено тем, что период модуляции становится сравнимым с временем прохода света по волоконно-оптическому тракту модулятора. Получим соотношения для амплитуды и начальной фазы фазового сдвига из-за эффекта Фарадея на выходе модулятора при синусоидальном токе в соленоиде модулятора  $I_0(t) = I_{0m} \sin(2\pi f_m t)$ . Сделаем следующие допущения. Будем считать, что световод модулятора передает на выход без искажений волну любой поляризации (идеальный световод для эффекта Фарадея) и характеризуется только показателем преломления кварца, определяющим скорость распространения света в волокне. Будем также считать, что переменное магнитное поле вдоль всего волокна в контуре однородно, т.е. на всем протяжении волокна начальная фаза поля одна и та же.

Рассмотрим эквивалентную схему волоконного тракта модулятора, показанную на рис.1,б. Участок волокна длиной от 0 до  $L_m$  находится в магнитном поле (полная длина волокна модулятора  $L$  включает в себя выходной участок волокна, находящийся вне магнитного поля). Двойной проход излучения в реальном модуляторе в принятой модели учитывается введением дополнительного отрезка волокна длиной  $L$ , часть которого, от  $2L - L_m$  до  $2L$ , находится в магнитном поле (см. рис.1,б). Заметим, что в данной модели для правильного расчета фазового сдвига волн из-за эффекта Фарадея направление магнитного поля должно быть одним и тем же на обоих отрезках волокна. В этом случае фазовые сдвиги суммируются, как это имеет место в реальном модуляторе. В рамках принятой схемы можно записать следующее выражение для фазового сдвига из-за эффекта Фарадея в элементе волокна  $dz$  (рис.1,б):

$$d\varphi_F(z) = 2VI(z, t)dz/(\pi R), \quad (16)$$

где  $R$  – радиус контура волокна. В момент прохождения световой волны через элемент  $dz$  величина тока

$$I(z, t) = I_0[\sin(2\pi f_m t - 2\pi f_m zn/c)], \quad (17)$$

где  $n$  – показатель преломления кварца;  $c$  – скорость света. Интегрирование (16) в пределах  $0 \leq z \leq L_m$  с учетом (17) дает следующее соотношение для полного фазового сдвига в контуре модулятора:

$$\varphi_F(f_m) = A(f_m) \sin[2\pi f_m t + \psi(f_m)], \quad (18)$$

где амплитуда и начальная фаза определяются соотношениями

$$\frac{A(f_m)}{A(0)} = \frac{\sin(\pi f_m n L_m / c) \cos[(\pi f_m n / c)(2L - L_m)]}{\pi f_m n L_m / c}, \quad (19)$$

$$A(0) = \frac{2VI_0 L_m}{\pi R}, \quad (20)$$

$$\psi(f_m) = 2\pi f_m n L / c. \quad (21)$$

Соотношение (19) является частотной характеристикой чувствительности модулятора, нормированной на чувствительность на нулевой частоте. Последняя определяется соотношением (20), которое показывает, что на нулевой частоте модулятор вносит ожидаемый постоянный фазовый сдвиг  $\varphi_F(0) = A(0) = 4VI_0 N$ , где  $N = L_m \times (2\pi R)^{-1}$  – число волоконных витков контура.

### 3. Экспериментальная часть

Для экспериментального исследования модулятор был встроен в линейный отражательный интерферометр, схема которого представлена на рис.2. Интерферометр включал в себя источник излучения 1, направленный ответвитель 2, поляризатор 3, исследуемый модулятор в виде волоконного контура 5, расположенного внутри тороидального соленоида 6. Участки волокна 4 и 7, находящиеся вне магнитного поля соленоида, соединяют модулятор с оптической схемой интерферометра; 8 – отражающее зеркало. Регистрация отраженного света осуществлялась фотодиодом 9 на выходе ответвителя. Сигнал с выхода фотодиода поступал на осциллограф 10.

В эксперименте тороидальный соленоид запитывался переменным или постоянным электрическим током. Для измерения частотных характеристик применялся стандартный генератор гармонических колебаний 12, обеспечивающий ток 600 мА в диапазоне частот 20 Гц – 100 кГц. В датчиках тока обычно используется гармоническая фазовая модуляция с амплитудой  $\sim 2$  рад, создаваемая током в несколько ампер, который вырабатывается усилителем тока 11 с резонансным контуром на частоте 40 кГц.

Источником оптического излучения служил эрбиевый волоконный излучатель (длина волны 1.55 мкм) с выходной мощностью 30 мВт при ширине спектра излучения

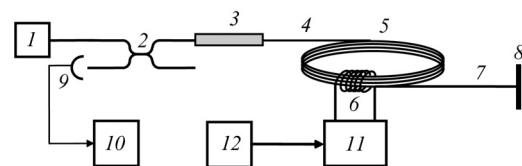


Рис.2. Схема экспериментальной установки:

1 – источник излучения; 2 – направленный ответвитель; 3 – поляризатор; 4 – входной конец контура; 5 – контур модулятора; 6 – соленоид; 7 – выходной конец контура; 8 – зеркало; 9 – фотодиод; 10 – осциллограф; 11 – усилитель тока; 12 – генератор.



25 нм. Поперечная структура микроструктурированного spon-волокна, из которого был изготовлен многослойный контур модулятора, представляла собой квазиэллиптическую кварцевую сердцевину, окруженную шестью воздушными каналами.

Исследования проводились с двумя типами микроструктурированных spon-волокон, имеющих параметры  $L_b = 5$  мм и  $L_{sp} = 3.5$  мм (spon-волокно типа I),  $L_b = 1$  мм и  $L_{sp} = 4$  мм (spon-волокно типа II). Контур модулятора для волокна типа I содержал  $N_1 = 10000$  витков, намотанных на кварцевую трубку с наружным диаметром 20 мм и длиной 100 мм. Тороидальный соленоид, создающий продольное магнитное поле в волокне модулятора, состоял из  $N_2 = 48$  витков медного провода диаметром 1.2 мм. Витки провода проходили через внутреннее отверстие кварцевой трубки и охватывали ее снаружи, образуя тороидальный соленоид. Участок волокна 7, расположенный вне магнитного поля, имел длину  $L_0 = 200$  м и был намотан на катушку диаметром 30 мм. Общая длина микроструктурированного spon-волокна в интерферометре составляла 900 м, оптические потери были равны  $\sim 3$  дБ.

Контур модулятора для волокна типа II содержал  $N_1 = 8500$  витков, намотанных на кварцевую трубку с наружным диаметром 12 мм и длиной 100 мм. Тороидальный соленоид состоял из  $N_2 = 47$  витков медного провода диаметром 0.9 мм. Общая длина микроструктурированного spon-волокна в интерферометре составляла 400 м, оптические потери не превышали 5 дБ.

На рис.3 приведены зависимости относительной мощности света на фотоприемнике от постоянного тока в соленоиде для волокон обоих типов в контуре модулятора (темные точки – spon-волокно типа I, светлые точки – spon-волокно типа II (эксперимент), кривые – расчет по соотношению (2)). Из рис.3 следует, что для контуров из spon-волокон типов I и II относительная магнитооптическая чувствительность  $S = 0.97$  и  $0.265$  соответственно. Контраст  $K$  выходного сигнала для указанных spon-волокон равен 0.56 и 0.029.

В работе была измерена амплитудно-частотная характеристика разработанного модулятора. Изучался модулятор на spon-волокне типа I с длиной биений  $L_b = 5$  мм. Индуцированная переменным магнитным полем модуляция фазового сдвига между модами излучения проявлялась в виде периодической модуляции мощности излучения на выходе интерферометра:

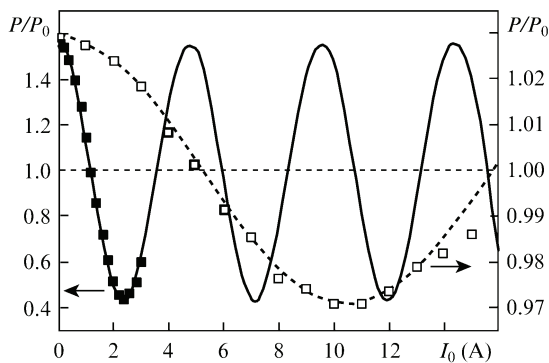


Рис.3. Зависимости относительной мощности света на фотоприемнике от постоянного тока в соленоиде при  $L_b = 5$  мм,  $L_{sp} = 3.5$  мм (темные точки) и  $L_b = 1$  мм,  $L_{sp} = 4$  мм (светлые точки); кривые – аппроксимация косинусом, точки – эксперимент.

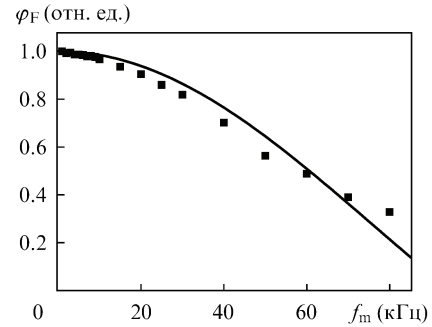


Рис.4. Частотная характеристика фарадеевского модулятора (точки – эксперимент, кривая – расчет).

$$P(t) = P_0 \{1 + K \cos[\varphi_F(f_m) \sin(2\pi f_m t)]\}. \quad (22)$$

Здесь  $\varphi_F(f_m) = 4VSN_1N_2I_0[A(f_m)/A(0)]$  – амплитуда модуляции фарадеевского фазового сдвига, которая зависит от частоты модуляции в соответствии с (19). Интенсивность излучения (22) состоит из постоянной составляющей и зависящей от времени (модуляционной) компоненты. При малой амплитуде модуляции модуляционная компонента интенсивности

$$P_m(t) \approx \frac{1}{2} P_{m0}(f_m) \cos(4\pi f_m t), \quad (23)$$

где  $P_{m0}(f_m) = P_0 K [\varphi_F(f_m)]^2$  – размах от пика до пика модуляционной компоненты. Отсюда

$$\varphi_F(f_m) = \left[ \frac{P_{m0}(f_m)}{P_0 K} \right]^{1/2} = \text{const} [P_{m0}(f_m)]^{1/2}. \quad (24)$$

Соотношение (24) было положено в основу методики измерения частотной характеристики чувствительности модулятора, величину  $P_{m0}(f_m)$  измеряли с помощью осциллографа. Размах модуляции интенсивности измеряли при постоянной амплитуде тока в соленоиде  $I_0 = 600$  мА. Измеренная нормированная частотная характеристика приведена на рис.4 вместе с теоретической зависимостью, построенной по соотношению (19).

Эксперименты также показали, что в изучаемом модуляторе не обнаружены паразитные сигналы типа сопутствующей модуляции интенсивности, присущие модуляторам, работающим на принципах пьезоэлектрической или электрооптической запаздывающей модуляции [4].

#### 4. Анализ результатов

В настоящей работе исследованы частотный отклик фазового модулятора на основе эффекта Фарадея и зависимости чувствительности и контраста модулятора от параметров spon-волокна.

Сравнение результатов расчета частотных характеристик разработанного модулятора с экспериментальными данными (рис.4) показывает их удовлетворительное согласие в области низких частот, когда период модуляции больше времени прохода света по волокну. Расхождение при более высоких частотах может быть обусловлено усреднением осциллирующего фарадеевского сдвига, в частности из-за того, что соленоид с током является также распределенным элементом, что в нашей теории не учитывается.

Анализ частотной характеристики отклика (19) показывает, что использование в интерферометре фарадеев-

ского модулятора ограничивает полную длину волокна. Невзаимность модулятора делает ненужным (и даже вредным) использование линии задержки, необходимой в схемах с взаимными модуляторами.

Рассмотрим теперь зависимости чувствительности (масштабного коэффициента) и контраста от параметров волокна контура модулятора. С одной стороны, для получения высоких чувствительности и контраста должно выполняться условие  $L_{sp}/L_b < 1$ , при котором моды излучения при распространении вдоль волокна сохраняются почти циркулярными [7, 8]. С другой стороны, необходимо иметь малую абсолютную величину  $L_b$  по сравнению с длиной биений двулучепреломления  $L_{ind}$ , наводимого различными деформациями волокна, прежде всего изгибом при намотке в контур малого радиуса ( $R \leq 1$  см). Однако при этом для одновременного выполнения первого условия потребуется слишком малый шаг вращения, недоступный в настоящее время по технологическим причинам. Таким образом, необходим компромиссный выбор параметров волокна.

Для анализа чувствительности s-pm-волокна использовалось соотношение (4). На рис. 5 приведены расчетные зависимости  $S(L_b)$  для двух значений шага вращения, соответствующих эксперименту (кривые 1 и 2 для  $L_{sp} = 4$  и 3.5 мм соответственно). Результаты эксперимента показаны точками. Из рис. 5 следует, что эксперимент удовлетворительно согласуется с теорией [6–8].

Для анализа контраста выходного сигнала модулятора на s-pm-волокне в интерферометре использовано соотношение (15). На рис. 6 приведены расчетные зависимости  $K(L_b)$  для двух значений шага вращения (кривые 1

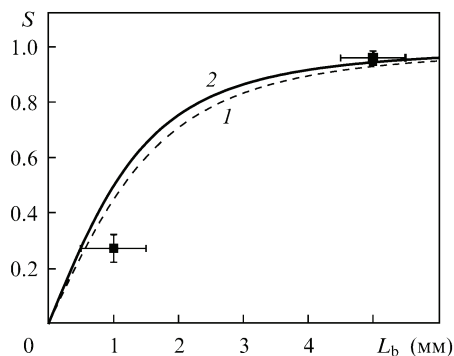


Рис. 5. Зависимости относительной чувствительности модулятора от длины биений встроенного двулучепреломления s-pm-волокна при шаге вращения  $L_{sp} = 4$  мм (1) и 3.5 мм (2) (расчет) и при  $L_b = 1$  мм,  $L_{sp} = 4$  мм и  $L_b = 5$  мм,  $L_{sp} = 3.5$  мм (точки, эксперимент).

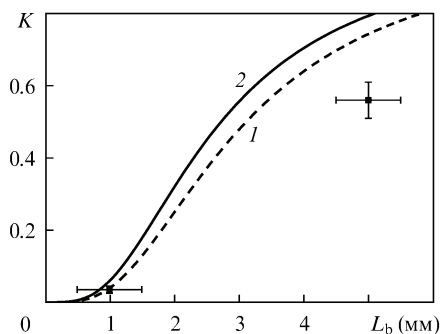


Рис. 6. Зависимости контраста выходного сигнала модулятора от длины биений встроенного двулучепреломления s-pm-волокна при постоянном шаге вращения (линии – расчет, точки – эксперимент). Параметры модулятора те же, что и на рис. 5.

и 2 для  $L_{sp} = 4$  и 3.5 мм соответственно). Результаты эксперимента показаны точками. Снижение контраста при уменьшении  $L_b$  можно объяснить отклонением поляризаций световых мод от циркулярных, что после отражения от зеркала снижает долю света, участвующего в интерференции (см. (13)). Расхождение между теорией и экспериментальной точкой для волокна типа I, возможно, связано с влиянием на контраст участка волокна между контуром и зеркалом.

Приведенные экспериментальные и теоретические результаты позволяют выбрать параметры микроструктурированного s-pm-волокна для контура модулятора.

## 5. Заключение

В работе предложен эффективный фазовый модулятор оптического излучения на основе невзаимного эффекта Фарадея в микроструктурированном оптическом s-pm-волокне. Такое волокно сохраняет магнитооптическую чувствительность даже при малых радиусах изгиба и позволяет создавать многовитковые контуры для получения необходимой амплитуды фазовой модуляции излучения (несколько радиан). Предложенный модулятор предназначен для применения в интерферометрических датчиках электрического тока. Его особенностью является прямая (не запаздывающая) модуляция, для которой не нужна линия задержки. Исследована амплитудно-частотная характеристика разработанного фарадеевского модулятора в диапазоне 0–80 кГц. Показано, что такой модулятор обеспечивает высокую эффективность, близкую к теоретической, при условии, что период модуляции больше времени прохода света по волокну. Экспериментально установлено отсутствие паразитных сигналов на частоте модуляции. Рассмотрены зависимости магнитооптической чувствительности и контраста выходного сигнала модулятора, входящего в состав отражательного интерферометра, от параметров s-pm-световода, позволяющие осуществить оптимальный выбор волокна. Предложенный фазовый модулятор дает возможность реализовать новую оптическую схему датчика электрического тока с использованием световода одного типа – микроструктурированного s-pm-волокна.

1. Enokihara A., Isutsu M., Sueta T. *J. Lightwave Technol.*, **5**, 1584 (1987).
2. Bohnert K., Gabus P., Nehring J., Brandle H. *J. Lightwave Technol.*, **20**, 267 (2002).
3. Kintner E.C. *Opt. Lett.*, **6**, 154 (1981).
4. Szafraniec B., Blake J. *J. Lightwave Technol.*, **12**, 1679 (1994).
5. Chamorovskiy Yu.K., Starostin N.I., Ryabko M.V., Sazonov A.I., Morshnev S.K., Gubin V.P., Vorob'ev I.L., Nikitov S.A. *Opt. Commun.*, **282**, 4618 (2009).
6. Чаморовский Ю.К., Старостин Н.И., Моршнев С.К., Рябко М.В. и др. *Квантовая электроника*, **39**, 1074 (2009).
7. Chamorovsky Yu.K., Starostin N.I., Ryabko M.V., et al. *Optical Memory and Neural Networks (Information Optics)*, **18**, 278 (2009).
8. Polynkin P., Blake J. *J. Lightwave Technol.*, **23**, 3815 (2005).
9. Michie A., Canning J., Bassett I., et al. *Opt. Express*, **15**, 1811 (2007).
10. Губин В.П., Моршнев С.К., Старостин Н.И., Сазонов А.И. и др. *Радиотехника и электроника*, **53**, 971 (2008).
11. Губин В.П., Исаев В.А., Моршнев С.К., Сазонов А.И., Старостин Н.И. и др. *Квантовая электроника*, **36**, 287 (2006).
12. Моршнев С.К., Губин В.П., Воробьев И.Л., Старостин Н.И., Сазонов А.И. и др. *Квантовая электроника*, **39**, 287 (2009).
13. Azzam R.M.A., Bashara N.M. *Ellipsometry and Polarized Light* (Amsterdam–New York–Oxford: North-Holland Publ. Comp., 1977).