

# Микроструктурное оптическое srip-волокно для датчиков тока на основе эффекта Фарадея

Ю.К.Чаморовский, Н.И.Старостин, С.К.Моршнев,  
В.П.Губин, М.В.Рябко, А.И.Сазонов, И.Л.Воробьев

*Разработана простая конструкция микроструктурного srip-волокна с воздушными каналами. Впервые экспериментально исследована магнитооптическая чувствительность микроструктурного srip-волокна с высоким встроенным линейным двулучепреломлением. Показано, что такое микроструктурное волокно позволяет эффективно накапливать фарадеевский фазовый сдвиг в магнитном поле даже при намотке волокна в катушку очень малого диаметра. Так, для волоконной катушки диаметром 5 мм с числом витков 100 магнитооптическая чувствительность составила ~70% от идеального значения, что хорошо согласуется с данными теоретической модели.*

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

Микроструктурные оптические волокна (МОВ) обладают целым рядом характеристик, делающих их весьма перспективными для применений в волоконно-оптических датчиках физических величин. Это, в частности, очень малые изгибные потери и высокая температурная стабильность двулучепреломления (ДЛП) в случае МОВ, сохраняющих поляризацию проходящего через них излучения [1, 2]. В настоящей работе мы рассмотрим еще одно уникальное свойство МОВ и его возможное практическое применение для датчиков электрического тока на основе эффекта Фарадея. Ранее было показано [3–5], что одним из наиболее перспективных типов чувствительного волокна для датчика тока является srip-волокно, получаемое при вращении заготовки со встроенным линейным ДЛП с длиной биений  $L_b$ . В srip-волокнах образуется спиральная структура осей линейного ДЛП с шагом спирали  $L_{tw}$ . Такие волокна устойчивы к внешним механическим воздействиям и сохраняют постоянной большую магнитооптическую чувствительность вплоть до минимальных радиусов изгиба волокна  $\sim 30$  мм [3, 5] при типичном соотношении параметров обычного srip-волокна  $L_b > L_{tw}$ . Технологически трудно получить шаг спирали  $L_{tw} < 1$  мм, тогда как для МОВ характерно сильное встроенное ДЛП:  $L_b < 1$  мм. Поэтому для srip-МОВ типично обратное соотношение:  $L_b < L_{tw}$ .

Изгиб радиусом  $R$  создает дополнительное наведенное линейное ДЛП с длиной биений [6]

$$L_{ind} = 22.792 \frac{\lambda}{n_0^3} \frac{R^2}{r^2}, \quad (1)$$

где  $r$  – внешний радиус волокна;  $n_0$  – показатель преломления кварца;  $\lambda$  – рабочая длина волны.

Ю.К.Чаморовский, Н.И.Старостин, С.К.Моршнев, В.П.Губин, М.В.Рябко, А.И.Сазонов, И.Л.Воробьев. Фрязинский институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Акад. Введенского, 1; e-mail: yuchamor@tochka.ru, nis229@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 7 мая 2009 г., после доработки – 17 июля 2009 г.

Поляризационные свойства света, распространяющегося по волокну, могут быть определены с помощью формализма дифференциальной матрицы  $N$ :

$$\begin{pmatrix} dE_R/dz \\ dE_L/dz \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} N_{11} & N_{12} \\ N_{21} & N_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_R \\ E_L \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где  $E_R$  и  $E_L$  – правая и левая циркулярные компоненты поля волны. В базисе циркулярных поляризаций дифференциальная матрица для волокна со спиральной структурой осей линейного ДЛП, изогнутого по радиусу  $R$  и помещенного в магнитное поле, будет иметь вид [5]

$$N = \begin{pmatrix} \pm i\gamma & i \frac{\Delta\beta}{2} \exp(i2\xi z) + i \frac{\delta}{2} \exp(i2\varphi_0) \\ i \frac{\Delta\beta}{2} \exp(-i2\xi z) + i \frac{\delta}{2} \exp(-i2\varphi_0) & \mp i\gamma \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Здесь  $\Delta\beta = 2\pi/L_b$  – скорость нарастания фазовой задержки волн с ортогональными линейными поляризациями, связанная с встроенным линейным ДЛП;  $\xi = 2\pi/L_{tw}$  – скорость нарастания угла поворота осей ДЛП с увеличением длины волокна;  $\delta = 2\pi/L_{ind}$  – скорость нарастания фазовой задержки, обусловленная линейным ДЛП, наведенным изгибом;  $\varphi_0$  – угол между собственными осями линейного и встроенного ДЛП;

$$\gamma = VB_z = 2\pi/L_F \quad (4)$$

– скорость нарастания фазовой задержки волн с двумя циркулярными ортогональными поляризациями  $E_R$ ,  $E_L$ , связанная с эффектом Фарадея;  $B_z$  – проекция индукции магнитного поля на ось волокна;  $V$  – константа Верде для кварца;  $L_F$  – длина биений циркулярного ДЛП, вызванного эффектом Фарадея.

Дифференциальную матрицу (3) невозможно проинтегрировать в квадратурах, поэтому дальнейший расчет проведен на компьютере с помощью методик работы [5]. Для наглядной иллюстрации результатов расчета чаще всего используется формализм сферы Пуанкаре. Мы получаем комплексные значения напряженностей поля волны  $E_x$  и  $E_y$ , а затем находим точку  $\chi$  на комплексной плоскости:

$$\chi = E_y/E_x. \quad (5)$$

Как показано в работе [7], комплексная плоскость с точками, определяемыми формулой (5), представляет собой «географическую карту» «глобуса» Пуанкаре. Экватор сферы Пуанкаре проецируется на ось действительных чисел комплексной плоскости. На экваторе лежат точки, соответствующие линейным поляризационным состояниям (ПС). Точка  $\chi = \{0, 0\}$  отвечает линейной поляризации поля с  $E||x$ , а точка  $\chi = \{\infty, \infty\}$  – линейной поляризации с  $E||y$ . Полюса (циркулярные ПС) сферы Пуанкаре проецируются в точки  $\chi = \{0, i\}$  (правая циркулярная поляризация) и  $\chi = \{0, -i\}$  (левая циркулярная поляризация). Верхняя полуплоскость соответствует правым эллиптически поляризованным состояниям, а нижняя – левым.

В датчиках магнитного поля (электрического тока) на основе эффекта Фарадея две волны, имеющие ортогональные циркулярные поляризации, проходят через чувствительный элемент, который представляет собой оптическое волокно, чувствительное к магнитному полю. Магнитное поле вызывает сдвиг фаз этих волн, регистрируемый с помощью линейного отражательного интерферометра [5, 8], в котором скомпенсированы все фазовые сдвиги волн с ортогональными поляризациями, кроме сдвига из-за эффекта Фарадея. В нашей модели нужно проследить за эволюцией ПС циркулярно поляризованных волн. Всякое отклонение от чисто циркулярной поляризации должно приводить к уменьшению магнитооптической чувствительности интерферометра. Это можно понять, представив себе любое эллиптическое ПС как сумму двух ортогональных циркулярных ПС с различными весами и фазами и, естественно, с противоположными знаками вкладов в фазовую задержку, вызванную эффектом Фарадея.

Рассчитав комплексные значения напряженностей полей циркулярных мод, легко определить разность фаз  $S$  этих мод, обусловленную эффектом Фарадея, и относительную магнитооптическую чувствительность контура  $S/S_{id}$ , где  $S_{id}$  – разность фаз циркулярных мод в идеальном (изотропном) волокне.

На рис.1 показана эволюция ПС в контуре радиусом  $R = 6$  мм из волокна со спиральной структурой линейного ДЛП с шагом спирали  $L_{tw} = 3$  мм при различных длинах биений  $L_b$  встроенного линейного ДЛП. На входе волокна – излучение с правой циркулярной поляризацией.

На рис.1,а эволюция ПС напоминает движение вершины гироскопа. Витки нутации огибают некоторую ок-

ружность, как и в случае прецессии. Ранее мы показали [5, 9], что радиус окружности  $\rho_p$ , вокруг которой совершается прецессия, зависит от радиуса изгиба  $R$ . Чем меньше величина  $R$ , тем больше радиус  $\rho_p$  и тем меньше чувствительность контура. Видно, что встроенное линейное ДЛП ( $L_b = 10$  мм) уже не может подавить ДЛП, вызванное изгибом ( $L_{ind} = 108$  мм), ПС переходят в южное полушарие и чувствительность падает до 0.3.

Амплитуда нутационных колебаний  $A_{nut}$  зависит от отношения  $L_{tw}/L_b$  [5, 9]. Чем оно больше, т. е. чем сильнее встроенное линейное ДЛП, тем больше величина  $A_{nut}$  и тем меньше чувствительность контура. Из рис.1,б видно, что увеличение встроенного линейного ДЛП (уменьшение  $L_b$ ) приводит к уменьшению радиуса прецессии  $\rho_p$  и одновременному увеличению амплитуды нутации  $A_{nut}$ . Сильное встроенное линейное ДЛП подавляет индуцированное изгибом линейное ДЛП, однако теперь чувствительность определяется отношением  $L_{tw}/L_b = 1$  ( $S/S_{id} = 0.74$ ). При дальнейшем усилении встроенного линейного ДЛП (рис.1,в) спиральная структура не может его подавить, а амплитуда  $A_{nut}$  столь велика, что ПС опять оказываются в южном полушарии сферы Пуанкаре, и чувствительность контура  $S/S_{id}$  падает до 0.3. Здесь реализуется характерное для spun-МОВ соотношение  $L_b < L_{tw}$  [10], при котором согласно теоретическим представлениям [3, 5, 10] следует ожидать заметного снижения чувствительности.

Подчеркнем, что при расчетах предполагалось, что в контур вводилось циркулярно поляризованное излучение. В случае традиционных волокон, для которых  $L_b > L_{tw}$ , использование такого излучения позволяет достигнуть наивысшей чувствительности. При обратном соотношении ( $L_b < L_{tw}$ ), типичном для spun-МОВ, как показали наши исследования, эта цель достигается при использовании эллиптически поляризованного излучения.

На рис.2 приведены результаты расчетов эволюции ПС в МОВ в рамках модели спиральной структуры осей встроенного линейного ДЛП при использовании на входе в контур эллиптически поляризованного излучения с эллиптичностью  $\varepsilon = 28^\circ$  ( $\tan \varepsilon = 0.53$ ). Видно, что ПС локализованы в северном полушарии сферы Пуанкаре, и, следовательно, можно ожидать более высокой чувствительности, чем в случае рис.1,в. Отметим, что расчет сделан для радиусов изгиба  $R = 3$  и 2 мм, существенно меньших, чем в случае рис.1,в ( $R = 6$  мм).

В настоящей работе использование технологии получения микроструктурного волокна в комбинации с технологией изготовления spun-волокон позволило реализовать миниатюрную чувствительную волоконную ка-

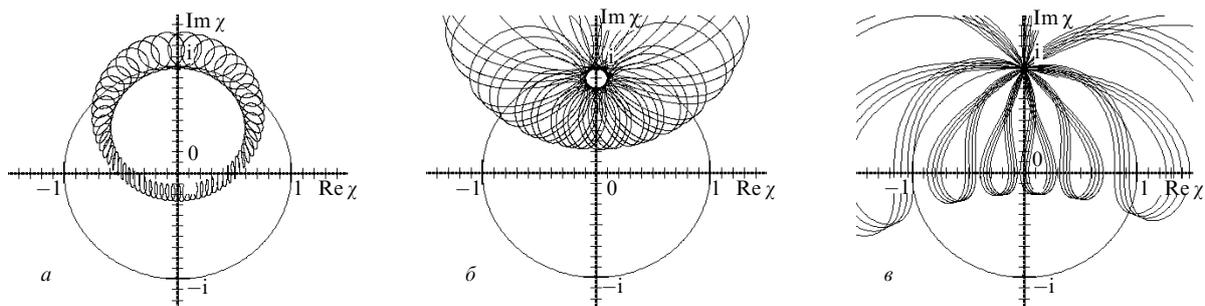


Рис.1. Эволюция ПС в контуре радиусом  $R = 6$  мм из волокна со спиральной структурой линейного ДЛП с шагом спирали  $L_{tw} = 3$  мм и со встроенным линейным ДЛП с длиной биений  $L_b = 10$  (а), 3 (б) и 1 мм (в). Относительная магнитооптическая чувствительность  $S/S_{id} = 0.295$  (а), 0.74 (б) и 0.304 (в). На входе волокна – излучение с правой циркулярной поляризацией.

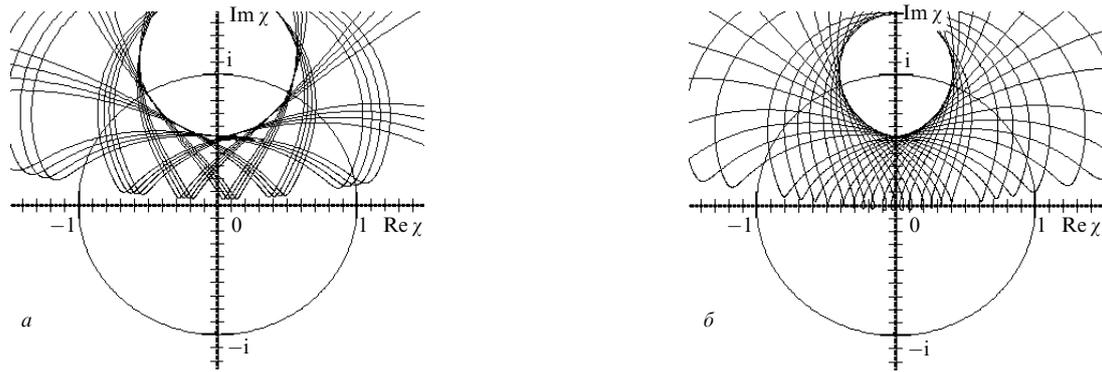


Рис.2. Эволюция ПС в контурах радиусом 3 (а) и 2 мм (б) из МОВ с шагом спирали  $L_{tw} = 3$  мм и длиной биений  $L_b = 1$  мм встроенного линейного ДЛП. Относительная магнитооптическая чувствительность контуров  $S/S_{id} = 0.608$  (а) и  $0.581$  (б). Возбуждение осуществляется эллиптически поляризованным излучением с эллиптичностью  $\varepsilon = 28^\circ$  ( $\tan \varepsilon = 0.53$ ).

тушку с радиусом намотки  $\sim 2.5$  мм, сохранив высокую чувствительность контура к магнитному полю

МОВ было изготовлено методом сборки и имело простую структуру с шестью отверстиями и квазиэллиптическую кварцевую сердцевину (рис.3,а). Наши исследования показали, что такая структура эффективна с точки зрения реализации высокого линейного ДЛП – у лучших образцов максимальное значение ДЛП составляло  $7 \times 10^{-3}$ . Параметры srpn-МОВ, используемого в данной работе, были следующими: длина биений линейного ДЛП  $L_b \approx 1$  мм на длине волны 1550 нм, шаг спиральной структуры  $L_{tw} \approx 3.5$  мм. Следует отметить, что в этом srpn-МОВ в процессе вытяжки с вращением структура отверстий немного изменилась и, в частности, одно из отверстий заметно «схлопнулось» (рис.3,б). Это привело к увеличению потерь до  $\sim 0.5$  дБ/м, однако в образцах, полученных без вращения, потери составляли  $0.01 - 0.03$  дБ/м, что позволяет надеяться на возможность устранения данного недостатка. Важно отметить, что изгиб радиусом  $R$  наших МОВ при намотке контура не приводил к изменению потерь.

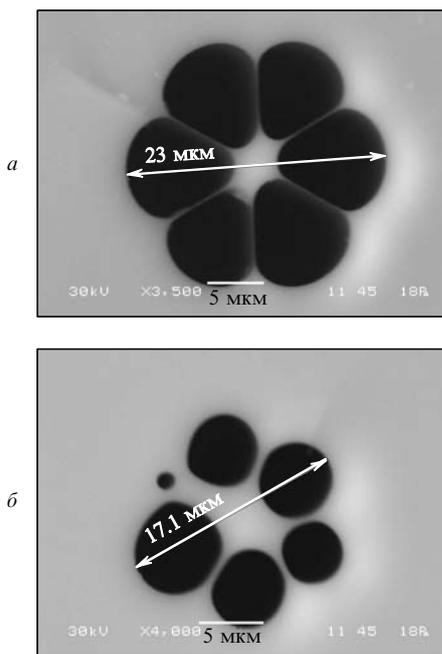


Рис.3. Микрофотографии торцов МОВ, полученных при вытяжке без вращения (а) и с вращением (б) заготовки.

Схема экспериментальной установки для наблюдения эффекта Фарадея в srpn-МОВ показана на рис.4. Она представляла собой волоконный поляризационный интерферометр (ВПИ) [5, 8], в котором формировались две ортогонально поляризованные световые волны. Интерферометр состоял из следующих основных элементов: волоконного источника оптического излучения 7 на длине волны 1.55 мкм, фотодиода 8, циркулятора 9, волоконного поляризатора 10, пьезоволоконного модулятора двулучепреломления 11, волоконной линии задержки 12. Последние два элемента изготовлены на основе световода, сохраняющего линейную поляризацию излучения. Ключевым элементом ВПИ являлся чувствительный к магнитному полю волоконный элемент в виде катушки 1 заданного радиуса  $R$ , состоящей из  $N$  витков исследуемого srpn-МОВ с волоконными входным (3) и выходным (4) концами. Внутри катушки располагался провод 2, по которому протекал эталонный электрический ток  $I_0$ . Было изготовлено несколько чувствительных катушек с различными радиусами  $R$  намотки МОВ. Выходной конец волокна катушки заканчивался перпендикулярным сколом, выполняющим роль френелевского зеркала 5 интерферометра (в ряде экспериментов использовалось алюминиевое зеркало). Между волоконной четвертьволновой пластинкой 6 и катушкой со srpn-МОВ располагались отрезки обычного srpn-волокна и srpn-МОВ, поэтому на вход в контур подавались волны, вообще говоря, с эллиптическими ортогональными поляризациями. В электронном блоке обработки сигнала 13 проводилось измерение амплитуд модуляционных компонент тока фотодиода для последующего расчета фарадеевского фазового сдвига  $\varphi_F$ .

Измеренный фазовый сдвиг  $\varphi_F$  в кольцевом контуре связан с током соотношением

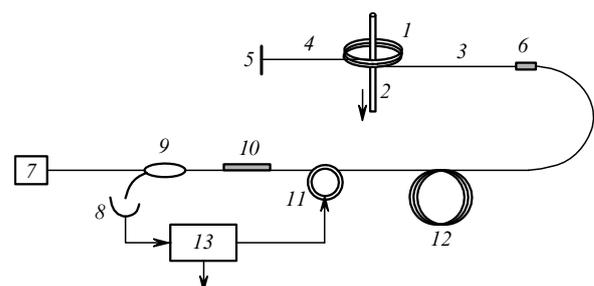


Рис.4. Схема экспериментальной установки.

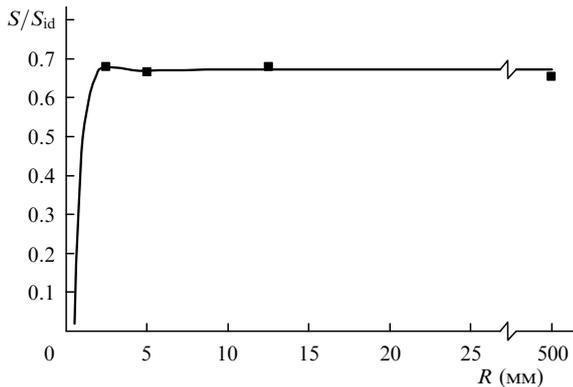


Рис.5. Экспериментальная (точки) и теоретическая (кривая) зависимости магнитооптической чувствительности от радиуса катушки микроструктурного spon-волокна.

$$\varphi_F = 4(S/S_{id})VNI_0, \quad (6)$$

где  $S/S_{id} \leq 1$ ;  $V = 7 \times 10^{-7}$  рад/А на длине волны 1.55 мкм.

Для калибровки ВПИ использовался чувствительный контур из известного spon-волокна с параметрами  $L_b \approx 6$  мм,  $L_{tw} \approx 2.5$  мм и относительной магнитооптической чувствительностью, близкой к единице. Характеристики нашего интерферометра позволяли измерить ожидаемые фазовые сдвиги ( $\varphi_F \sim 1$  мрад) с погрешностью, не превышающей 3 %.

На рис.5 представлена зависимость измеренной относительной магнитооптической чувствительности  $S/S_{id}$  от радиуса изгиба исследуемого микроструктурного spon-волокна. Видно, что в пределах погрешности чувствительность не зависит от  $R$  и равна  $0.67 \pm 0.02$ . Здесь же приведена теоретическая зависимость, рассчитанная на компьютере для тех же, что и в эксперименте, параметров волокна по ранее предложенной нами модели spon-волокна [5]. В расчетах полагалось, что на входе волоконной катушки оптическое излучение имеет определенную эллиптическую поляризацию.

Таким образом, наши эксперименты выявили уникальные свойства spon-МОВ. Во-первых, измеренная чувствительность оказалась заметно выше ожидаемой при возбуждении spon-МОВ с указанными выше параметрами ( $L_b < L_{tw}$ ) циркулярно поляризованным излучением. Теоретическое значение относительной чувствительности  $S/S_{id}$  spon-волокна с параметрами  $L_{tw} = 3.5$  мм и  $L_b = 1$  мм при таком возбуждении согласно [5] равно 0.3.

Как отмечалось выше, при применении в чувствительном контуре spon-волокна с параметрами, удовлетворяющими соотношению  $L_b > L_{tw}$ , оптимальным с точки зрения чувствительности является использование циркулярно поляризованных волн на входе в чувствительный элемент датчика. При обратном соотношении ( $L_b < L_{tw}$ ) теория [5] в этом случае предсказывает падение относительной чувствительности до 0.3. Полученные в эксперименте результаты удалось интерпретировать в рамках теории [5], предположив, что эллиптичность  $\varepsilon$  вводимого в контур излучения составляет  $22.7^\circ$ . В эксперименте был реализован именно такой случай. После четвертьволновой пластинки излучение имеет циркулярную поляризацию. Однако поляризация излучения на входе (а также на выходе) чувствительной катушки после прохождения через волоконные концы заметно отличается от циркулярной. Это следует из анализа эволюции поляризации световой волны в spon-световоде [5] и под-

тверждается прямыми измерениями эллиптичности волны на выходе spon-волокна [10, 11].

Во-вторых, магнитооптическая чувствительность spon-МОВ не зависит от радиуса изгиба вплоть до его малых значений ( $R = 2.5$  мм), что можно объяснить более сильным, недостижимым для традиционных spon-волокон встроенным линейным ДЛП, которое подавляет линейное ДЛП, индуцированное изгибами с малыми радиусами. При этом следует отметить высокую степень постоянства чувствительности для катушек разных диаметров.

Таким образом, в настоящей работе впервые экспериментально исследована магнитооптическая чувствительность микроструктурного оптического spon-волокна с сильным встроенным двулучепреломлением. Показано, что такое микроструктурное волокно позволяет эффективно накапливать фарадеевский фазовый сдвиг в магнитном поле даже при катушке волокна в контур очень малого диаметра. Использование spon-МОВ дает возможность уменьшить допустимый радиус изгиба на порядок по сравнению с традиционным spon-волокном. Так, магнитооптическая чувствительность spon-МОВ остается постоянной и равной  $\sim 70\%$  от чувствительности идеального волокна вплоть до радиуса изгиба 2.5 мм. Результаты эксперимента хорошо согласуются с результатами расчета по модели волокна, в которой оно рассматривается как световод со спиральной структурой осей встроенного линейного ДЛП. Результаты работы показывают также, что использование spon-МОВ для увеличения магнитооптической чувствительности датчика тока более перспективно, чем, например, использование добавок в кварц, повышающих постоянную Верде [12]. Следовательно, появляется возможность на основе spon-МОВ создавать миниатюрные волоконные катушки с числом витков  $10^3 - 10^4$  для высокочувствительных датчиков электрического тока.

Авторы благодарны Г.А.Иванову и В.В.Волошину за большую помощь в выполнении работы.

Настоящая работа выполнена при поддержке программ П-2 и П-21 Президиума РАН.

1. Ortigosa-Blanche A., Knight J.C., Wadsworth W.J., Arrange J., Mangan B.J., Birks T.A., Russell P.St.J. *Opt. Lett.*, **25**, 1326 (2000).
2. Michie A., Canning J., Lyytikainen K., Aslung M., Digweed J. *Opt. Express*, **21**, 5160 (2004).
3. Laming R.I., Payne D.N. *J. Lightwave Technol.*, **7**, 2084 (1989).
4. Polinkin P., Blake J. *J. Lightwave Technol.*, **23**, 3815 (2005).
5. Губин В.П., Исаев В.А., Моршнев С.К., Сазонов А.И., Старостин Н.И., Чаморовский Ю.К., Усов А.И. *Квантовая электроника*, **36**, 287 (2006).
6. Rashleigh S.C. *J. Lightwave Technol.*, **1**, 312 (1983).
7. Azzam R.M.A., Bashara N.M. *Ellipsometry and Polarized Light* (Amsterdam–New York–Oxford: North-Holland Publ. Comp., 1977).
8. Bohnert K., Gabus P., Nehring J., Brändle H. *J. Lightwave Technol.*, **20**, 267 (2002).
9. Моршнев С.К., Губин В.П., Воробьев И.Л., Старостин Н.И., Сазонов А.И., Чаморовский Ю.К., Коротков Н.М. *Квантовая электроника*, **39**, 287 (2009).
10. Michie A., Canning J., Bassett J., Haywood J., Digweed K., Aslung M., Ashton B., Stevenson M., Digweed J., Lau A., Scandurra D. *Opt. Express*, **15**, 1811 (2007).
11. Губин В.П., Моршнев С.К., Старостин Н.И., Сазонов А.И., Чаморовский Ю.К., Исаев В.А. *Радиотехника и электроника*, **53**, 971 (2008).
12. Watekar P.R., Yang Hououng, Ju Seongmin, Han Won-Taek. *Opt. Express*, **17** (5), 3157 (2009).