

Микроструктурированные волоконные световоды с большим двулучепреломлением и малой асимметрией поля моды

А.Н.Денисов, А.Е.Левченко, С.Л.Семенов, Е.М.Дианов

Предложен новый дизайн двулучепреломляющих микроструктурированных волоконных световодов (ДМС). Проведен анализ их двулучепреломляющих и дисперсионных свойств с использованием метода конечных элементов. Показано, что предложенный дизайн ДМС позволяет получить большое ($\sim 5 \times 10^{-3}$) двулучепреломление при малой асимметрии поля моды. Показано также, что при определенной эллиптичности сердцевин возможна реализация рассмотренных вариантов ДМС с полем моды, имеющим равные размеры по двум ортогональным координатам.

Ключевые слова: микроструктурированные волоконные световоды, двулучепреломление.

1. Введение

Исследование свойств и возможностей применения микроструктурированных волоконных световодов (МС) вызывает неослабевающий интерес с момента их создания [1, 2] и по настоящее время. Это обусловлено их уникальными характеристиками, заметно отличающимися от характеристик обычных волоконных световодов [3–5]: широким одномодовым диапазоном, необычными дисперсионными характеристиками, увеличенным двулучепреломлением и некоторыми другими.

Двулучепреломляющие микроструктурированные волоконные световоды (ДМС) с разными структурами впервые были описаны в [6–9]. Благодаря большому двулучепреломлению и его слабой зависимости от температуры [10] ДМС применяются для генерации поляризованного суперконтинуума [11–13], для измерения различных физических параметров [14–16], для записи брэгговских [17, 18] и длиннопериодных [19, 20] решеток, а также в ряде других случаев, и в настоящее время стали коммерчески доступными.

В работе [21] была предложена простая аналитическая модель для оценки величины двулучепреломления, обусловленного формой сердцевин ДМС, ведущих свет благодаря модифицированному полному внутреннему отражению. Авторы [21] рассмотрели три типа наиболее распространенных ДМС: с двумя увеличенными отверстиями вблизи сердцевин (предложен в работе [9]), с двумя «дефектами» – отсутствующими отверстиями (предложен в работе [8]) и с тремя «дефектами». Сердцевину волоконных световодов авторы [21] аппроксимировали эквивалентным прямоугольником, константы распространения мод для которого определяли с помощью приближенного аналитического решения, известного для прямоугольных диэлектрических волноводов. В случае основной LP_{01} -моды полученное в [21] выражение для фазового двулучепреломления принимает следующий вид:

$$B \approx \frac{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{4\pi\bar{n}_1^2} \left(\frac{\lambda}{b}\right)^3 \left[1 - \left(\frac{b}{a}\right)^3\right], \quad (1)$$

где λ – длина волны; n_1 и n_2 – эффективные показатели преломления сердцевин и оболочки соответственно; \bar{n} – средний эффективный показатель преломления для двух ортогонально поляризованных мод; a и b – большая и меньшая стороны эквивалентного прямоугольника сердцевин соответственно. Таким образом, двулучепреломление рассмотренных в [21] ДМС зависит, в частности, от относительной разности размеров их сердцевин по двум координатам. Следовательно, для достижения большого двулучепреломления необходимо значительно увеличить отношение ab , что приведет к сильной азимутальной асимметрии поля моды таких волоконных световодов.

Для характеристики асимметрии поля моды введем параметр w , определяемый как относительная разность размеров поля моды (полная ширина по уровню половины интенсивности) по двум ортогональным координатам, т.е. как отношение разности размеров поля моды к их среднему значению:

$$w = \frac{2(W_x - W_y)}{W_x + W_y}, \quad (2)$$

где W_x и W_y – размеры поля моды по двум ортогональным координатам. Типичные значения w для рассчитанных профилей поля моды ДМС, приведенных в работах [13] и [22], составляют ~ 0.45 и ~ 0.36 соответственно. При таких значениях w возникают большие потери мощности при стыковке со стандартными волоконными световодами с круглой сердцевиной или с лазерными пучками круглого сечения. Чтобы уменьшить эти потери, в [12] использовали ДМС, аналогичный применяемому в работах [22] и [9], но с уменьшенным отношением диаметров отверстий $d_2/d_1 = 1.7$ (в [22] $d_2/d_1 = 1.9$). Это позволило уменьшить эллиптичность сердцевин до 1.25 и измеренные потери на стыковке до 6% (профиль поля моды в [12] не приведен и параметр w неизвестен). Однако при этом двулучепреломление на длине волны 1.064 мкм уменьшилось до $\sim 1.24 \times 10^{-4}$.

А.Н.Денисов, А.Е.Левченко, С.Л.Семенов, Е.М.Дианов. Научный центр волоконной оптики РАН, Россия, 119333 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: denisov@fo.gpi.ru

Поступила в редакцию 24 ноября 2010 г.

Предлагаемый нами дизайн ДМС позволяет получить большое двулучепреломление при малом параметре асимметрии поля моды w .

2. Описание геометрической структуры новых ДМС

Главными характерными чертами предлагаемого нами дизайна ДМС являются один или несколько концентрических слоев с отверстиями равного диаметра вокруг эллиптической или круглой сердцевины, причем отверстия отстоят на равные расстояния от ближайших соседей, за исключением одной либо двух пар отверстий в первом слое, расстояния между которыми увеличены.

Первый вариант новой структуры ДМС изображен на рис.1,а. Сердцевина ДМС имеет форму эллипса или окружности и обозначена штриховой линией. Расположенные вокруг нее отверстия диаметром d отстоят друг от друга на расстояние Λ (расстояние между центрами отверстий), за исключением двух отверстий с увеличенным расстоянием Λ_1 . Напротив этих отверстий на расстоянии Λ от них расположено дополнительное отверстие. Увеличенная перемычка Z между отверстиями, которую мы называем зазором, рассчитывается по формуле $Z = \Lambda_1 - d$. Диаметры эллиптической сердцевины в направлении зазора и пер-

пендикулярно ему есть D_x и D_y соответственно. Эллиптичность e сердцевины ДМС мы находим из соотношения $e = D_x/D_y$. Обычно эллиптичность определяется как отношение меньшей полуоси эллипса к большей. В соответствии с этим $e \leq 1$. Поскольку в предложенных нами структурах есть выделенное направление – направление на зазор, нагляднее использовать именно предложенное выше определение. Тогда при $e > 1$ ДМС имеет эллиптическую сердцевину, вытянутую в направлении зазора, а при $e < 1$ – эллиптическую сердцевину, вытянутую перпендикулярно зазору. Отверстия во втором слое «закрывают» промежутки между отверстиями в первом слое. Они отстоят от двух ближайших отверстий в первом слое на расстояние Λ . При необходимости количество слоев отверстий может быть увеличено, однако при больших отношениях d/Λ два слоя с отверстиями обеспечивают достаточно низкий уровень потерь на вытекание, поэтому в настоящей работе мы рассмотрим структуры ДМС с одним и двумя слоями.

Для удобства примем следующее условное обозначение, характеризующее новую структуру ДМС: $MNKLsf$, где M и N – число отверстий и зазоров в первом слое соответственно; K – число промежуточных отверстий, закрывающих зазоры; L – число отверстий во втором слое (0, если их нет); s – эллиптическая (e) или круглая (c) сердцевина; f – круглые (c) или эллиптические (e) отверстия. Таким образом, изображенная на рис.1,а структура ДМС условно обозначена как 6117ec.

На рис.1,б приведена структура 6125ec, отличающаяся от приведенной на рис.1,а тем, что зазор между отверстиями в первом слое закрывают два дополнительных отверстия, что увеличивает глубину зазора. Эти отверстия расположены на расстоянии Λ друг от друга и от отверстий в первом слое. Существование только пяти отверстий во втором слое обусловлено относительно небольшим различием между Λ_1 и Λ , так что три лишних отверстия не уменьшат потери на вытекание.

Второй вариант новой структуры ДМС – с двумя увеличенными зазорами – изображен на рис.2. На рис.2,а приведена структура 5227ec с двумя одинаковыми зазорами, каждый из которых закрывается одним отверстием. Структура 5243ec на рис.2,б имеет два одинаковых зазора, каждый из которых закрывается двумя отверстиями. Возможны варианты этой структуры ДМС с разными по величине зазорами, а также с зазорами, закрываемыми разным количеством отверстий, которые в данной работе мы не рассматриваем.

Исходным параметром для построения структуры $MNKLec$ (при заданных значениях D_x , D_y , d , Λ и Λ_1) является угол α между двумя отверстиями в первом слое. В случае структуры 6117ec угол α может изменяться от 60° ($360^\circ/6$) до $\sim 51.43^\circ$ ($360^\circ/7$).

Для характеристики формы структуры ДМС введем параметр $\delta = 360^\circ/M - \alpha$. Тогда, например, для структуры 6117ec диапазон изменения δ составит от 0° до $\sim 8.57^\circ$. В общем случае для структуры $MNKLcc$ с круглой сердцевиной δ изменяется от нуля до $\delta_{\max} = 360^\circ/M - 360^\circ/(M + K)$. Для структуры $MNKLec$ с эллиптической сердцевиной диапазон изменения δ несколько изменяется в зависимости от e .

Отметим, что для структуры $MNKLcc$ нулевое и максимальное значения параметра формы δ при $L = 0$ соответствуют симметричным структурам с осями вращения порядка M и $M + K$ соответственно, проходящими через ось MC (в случае симметричных структур двулучепреломление очень мало, поэтому мы не называем их ДМС). При других

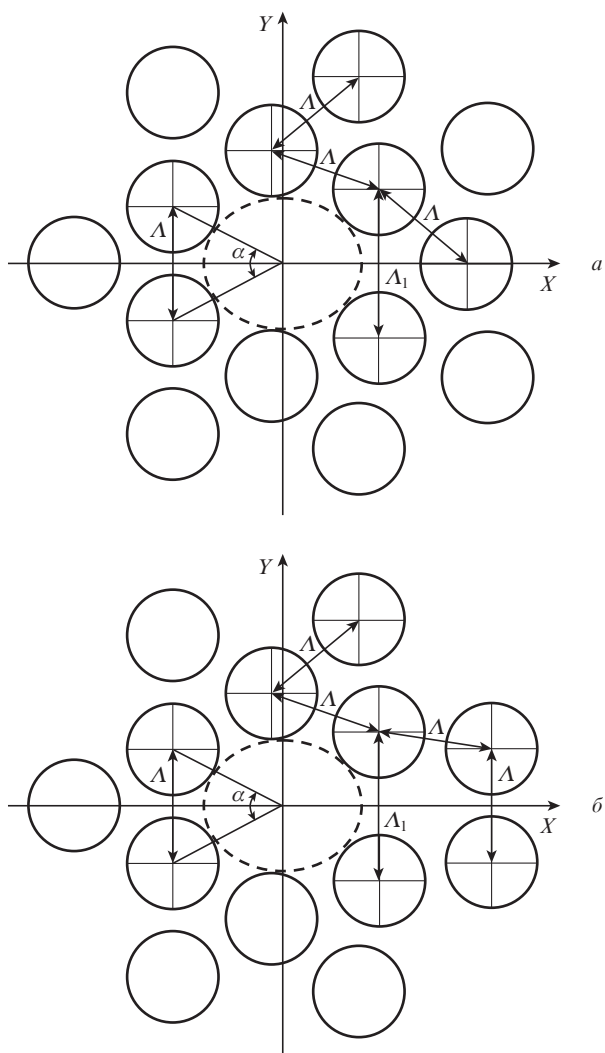


Рис.1. Структуры 6117ec (а) и 6125ec (б); $d/\Lambda = 0.8$, $\Lambda_1/\Lambda = 1.3$, $e = 1.2$.

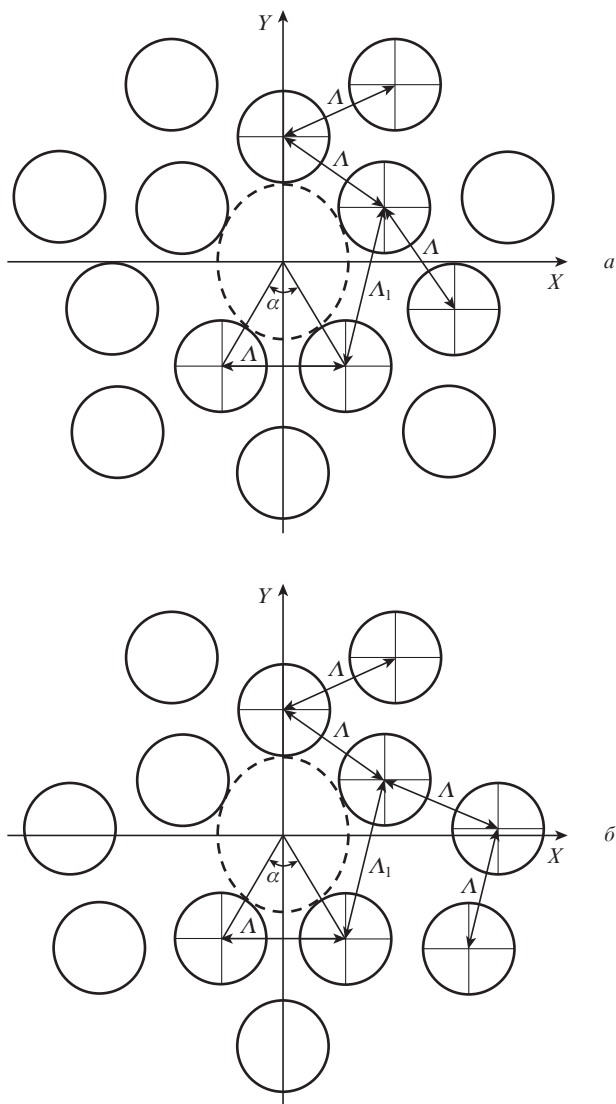


Рис.2. Структуры 5227ec (a) и 5243ec (б); $d/\Lambda = 0.75$, $\Lambda_1/\Lambda = 1.33$, $e \approx 0.83$.

значениях δ структуры с $N = 1$, а также с $N = 2$ и нечетными значениями M не имеют осей симметрии, у них есть лишь плоскость симметрии, проходящая через ось ДМС.

3. Результаты расчетов

Численный расчет двулучепреломляющих и дисперсионных характеристик предложенных выше структур ДМС мы проводили с использованием метода конечных элементов (ФЕМ), позволяющего рассчитывать эффективные модальные показатели преломления и распределения полей мод МС с произвольными формой и расположением воздушных отверстий. В качестве материала для ДМС было выбрано кварцевое стекло, показатель преломления которого определялся с помощью уравнения Селлмейера [23].

Число отверстий в первом слое может быть произвольным, но не менее трех. В настоящей работе для первого варианта ДМС мы выбрали структуру с шестью отверстиями в первом слое, которая в предельном случае $\delta = 0$ представляет собой обычную гексагональную структуру. Для второго варианта ДМС мы выбрали структуру с пятью отверстиями в первом слое, позволяющую, по предварительным сравнительным расчетам, достичь большего дву-

лучепреломления при фиксированном диаметре сердцевин, чем структура с шестью отверстиями в первом слое.

В общем случае в зависимости от конкретной задачи и выбора исходных геометрических параметров, а также от допустимых вариантов структур необходимо провести сравнительные расчеты структур ДМС с разным числом отверстий в первом слое для определения их оптимального количества, обеспечивающего достижение максимального двулучепреломления при требуемой асимметрии поля моды.

3.1. ДМС с круглой сердцевинной

Для того чтобы определить собственный вклад зазора в двулучепреломление ДМС, мы провели расчеты представленных выше структур с круглой сердцевинной и разными геометрическими параметрами.

На рис.3,a приведены зависимости фазового двулучепреломления B от параметра формы δ для разных вариантов ДМС. Для простоты рассматривались структуры с отверстиями в одном слое ($L = 0$), что при выбранном нами отношении $d/\Lambda = 0.94$ слабо влияло на двулучепреломление. Проведенные нами сравнительные расчеты показали, что при наличии второго слоя с отверстиями получаемое двулучепреломление отличается менее чем на 5%.

Поскольку при изменении δ меняется и величина зазора Z , определенный интерес представляет зависимость фазового двулучепреломления B от Z , приведенная на рис.3,б.

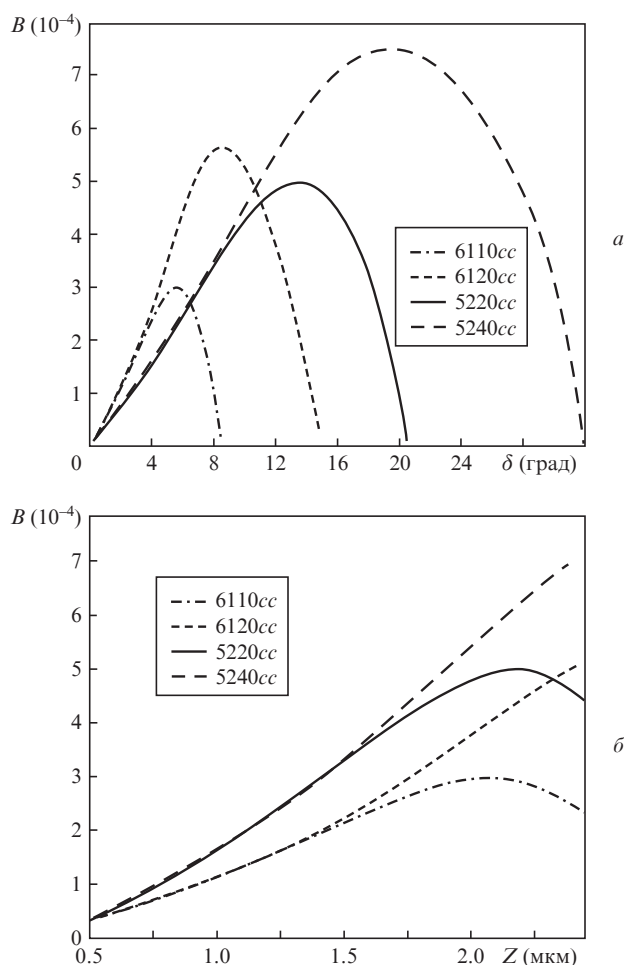


Рис.3. Зависимости фазового двулучепреломления B от параметра формы δ (a) и от величины зазора Z (б) для различных ДМС; $\lambda = 1.55$ мкм, $D = 4.5$ мкм, $d/\Lambda = 0.94$.

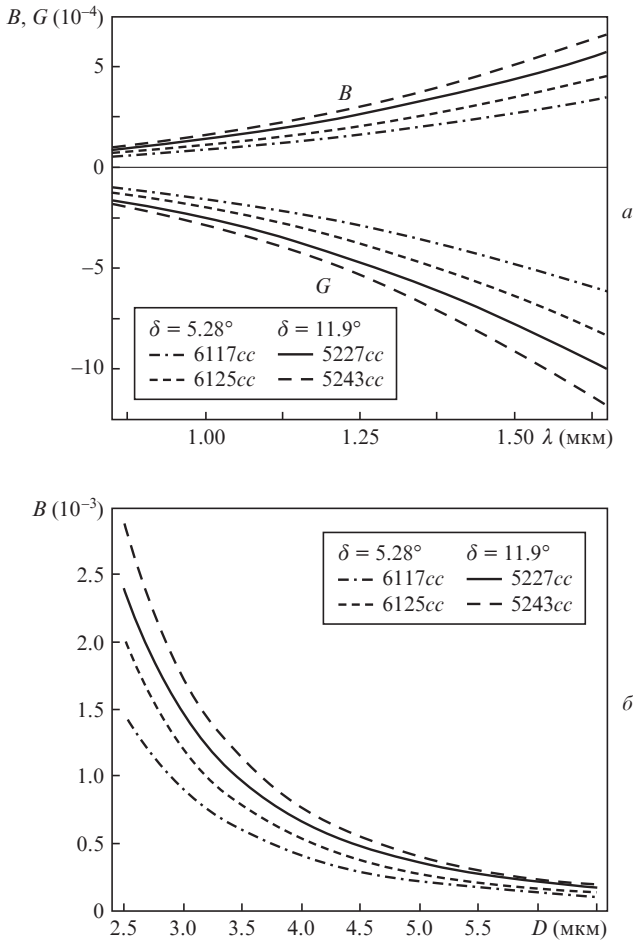


Рис.4. Зависимости для различных ДМС фазового (B) и группового (G) двулучепреломления от длины волны λ при $D = 4.5$ мкм, $d/\Lambda = 0.94$, $Z = 2.0$ мкм (a) и фазового двулучепреломления B от диаметра сердцевин D при $d/\Lambda = 0.94$, $\lambda = 1.55$ мкм.

Видно, что при $Z \leq Z_c \approx 1.5$ мкм глубина зазора на двулучепреломление практически не влияет. Это значение Z_c примерно соответствует длине волны λ , для которой проводились расчеты.

Для дальнейших расчетов мы выбрали параметры формы δ , при которых $Z = 2.0$ мкм (5.28° для ДМС 6117cc и 6125cc, 11.9° для ДМС 5227cc и 5243cc). На рис.4, a приведены зависимости фазового (B) и группового (G) двулучепреломления от длины волны λ для разных ДМС. Зависимость $B(\lambda)$ с хорошей точностью можно аппроксимировать формулой [21]

$$B(\lambda) = A\lambda^\gamma, \tag{3}$$

где A и γ – параметры (приведены в табл.1); λ измеряется в мкм.

Групповое двулучепреломление G рассчитывалось по известной зависимости [21]

$$G = B - \lambda \frac{dB}{d\lambda}. \tag{4}$$

Учитывая (3), можно получить следующее соотношение:

$$G(\lambda) = -(\gamma - 1)B(\lambda). \tag{5}$$

Табл.1.

Параметры	6117cc	6125cc	5227cc	5243cc
A (10^{-4})	0.873	1.114	1.422	1.640
γ	2.770	2.798	2.768	2.759
C (10^{-2})	1.867	2.800	3.049	3.841
η	2.761	2.863	2.763	2.829

На рис.4, b приведены зависимости фазового двулучепреломления B от диаметра сердцевин D для разных ДМС при $\lambda = 1.55$ мкм. Зависимость $B(D)$ с хорошей точностью можно аппроксимировать формулой

$$B(D) = CD^{-\eta}, \tag{6}$$

где C и η – параметры (приведены в табл.1); D измеряется в мкм.

Стоит подчеркнуть сильную зависимость фазового и группового двулучепреломления от диаметра сердцевин оптического волокна. Например, для ДМС рассмотренной нами структуры 5243cc при $D = 2.5$ мкм можно получить $B \sim 3 \times 10^{-3}$ и $G \sim 5 \times 10^{-3}$ на длине волны 1.55 мкм при малой асимметрии поля моды ($w \approx 0.13$).

Для многих практических применений, в частности для генерации суперконтинуума, важно знать величину дисперсии групповых скоростей (GVD), которая определяется следующим выражением ([23, с. 18]):

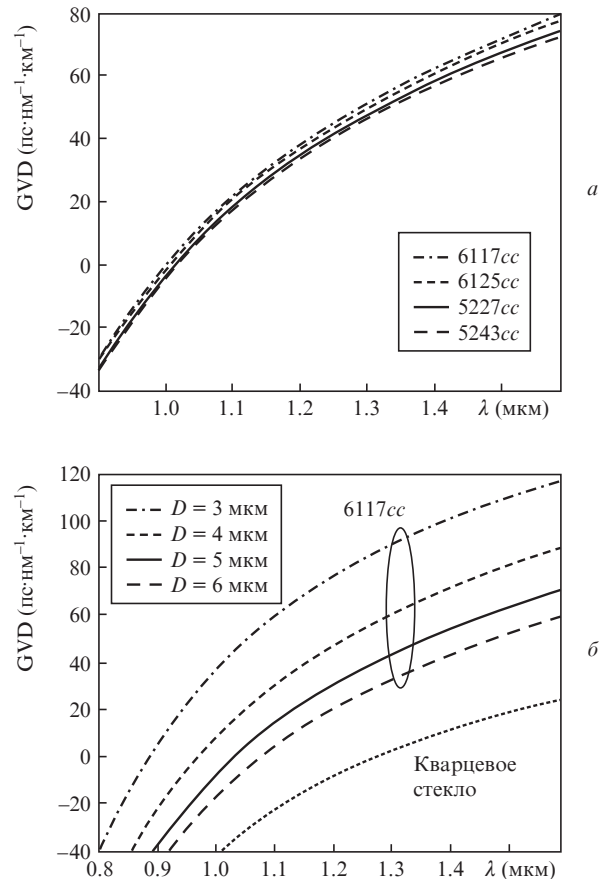


Рис.5. Зависимости дисперсии групповых скоростей (GVD) от длины волны λ для различных ДМС при $D = 4.5$ мкм, $d/\Lambda = 0.94$, $Z = 2.0$ мкм (a) и для ДМС 6117cc при разных диаметрах сердцевин D и $d/\Lambda = 0.94$, $\delta = 5.28^\circ$; пунктир – кривая материальной дисперсии чистого кварцевого стекла (b).

$$\text{GVD} \approx -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \tag{7}$$

На рис.5,*a* приведены зависимости дисперсии групповых скоростей от длины волны λ для разных ДМС. Длина волны нуля дисперсии для этих структур изменяется от 1.001 до 1.016 мкм. На рис.5,*б* приведены аналогичные зависимости для ДМС 6117*ec* при разных диаметрах сердцевин D . Длина волны нуля дисперсии варьируется от 0.885 до 1.075 мкм. Для сравнения приведена кривая материальной дисперсии чистого кварцевого стекла.

Сравнение рис.5,*a* и *б* позволяет сделать вывод об относительно слабой зависимости дисперсии групповых скоростей от вариации структуры ДМС и о существенной ее зависимости от диаметра сердцевин ДМС.

3.2. ДМС с эллиптической сердцевиной

ДМС с эллиптической сердцевиной интересуют нас по двум причинам: во-первых, с точки зрения корректного расчета двулучепреломления реальных волоконных световодов, сердцевина которых в той или иной степени эллиптична, и, во-вторых, с точки зрения уменьшения асимметрии поля моды, возникающей вследствие наличия увеличенных зазоров между отверстиями в первом слое.

На рис.6 приведены зависимости фазового двулучепреломления B от параметра формы δ для ДМС 6115*ec* и

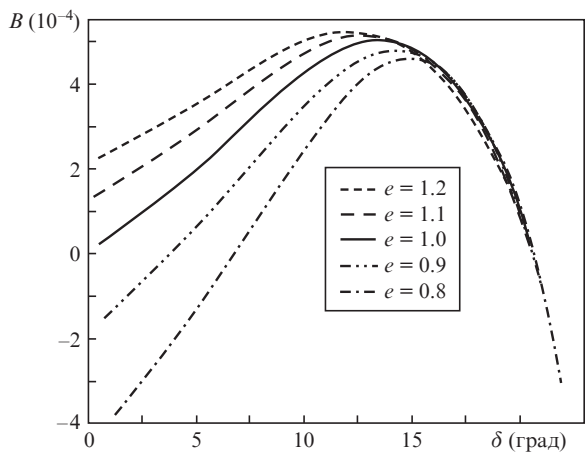
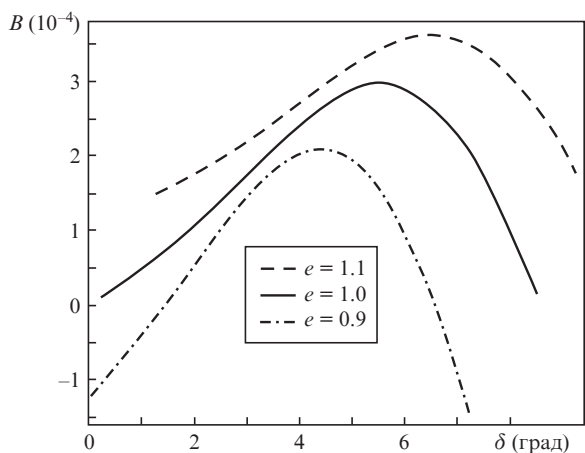


Рис.6. Зависимости фазового двулучепреломления B от параметра формы δ для ДМС 6115*ec* (*a*) и 5223*ec* (*б*) при разных значениях эллиптичности сердцевин e и $D_y = 4.5$ мкм, $d/\Lambda = 0.94$, $\lambda = 1.55$ мкм.

5223*ec* при разных значениях эллиптичности сердцевин e . Видно, что при $e > 1$ двулучепреломление возрастает, а при $e < 1$ – уменьшается по сравнению с ДМС, имеющим круглую сердцевину.

Традиционно фазовое двулучепреломление определяется выражением

$$B = |n_x - n_y|, \tag{8}$$

где n_x и n_y – эффективные показатели преломления двух ортогонально поляризованных мод. Поскольку в предложенных нами структурах есть выделенное направление – направление на зазор, а структуры имеют эллиптическую сердцевину, вытянутую либо в направлении зазора, либо перпендикулярно ему, мы используем для фазового двулучепреломления иное выражение:

$$B = n_x - n_y. \tag{9}$$

Это позволяет сохранять информацию о соотношении вкладов зазора и эллиптической сердцевин в двулучепреломление ДМС. В частности, при $e < 1$ существуют области изменения δ , в которых $B < 0$, что говорит о преобладающем вкладе эллиптичности сердцевин в двулучепреломление ДМС в этих областях.

На рис.7 приведены зависимости фазового двулучепреломления B и асимметрии поля моды w для ДМС 6117*ec* и 5227*ec* от эллиптичности сердцевин e при размерах зазоров 1.85 и 1.55 мкм. Двулучепреломления нормированы на величины 2.985×10^{-4} и 5.011×10^{-4} , соответствующие

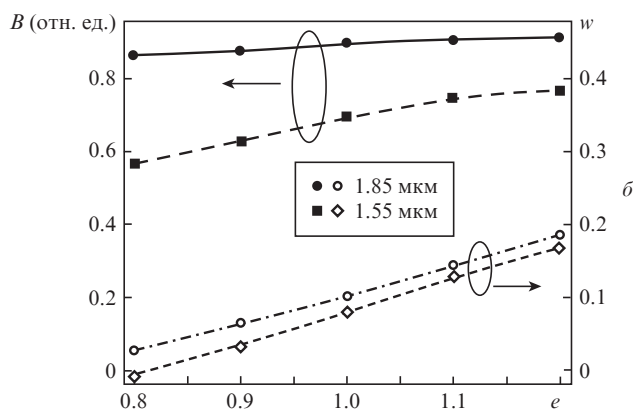
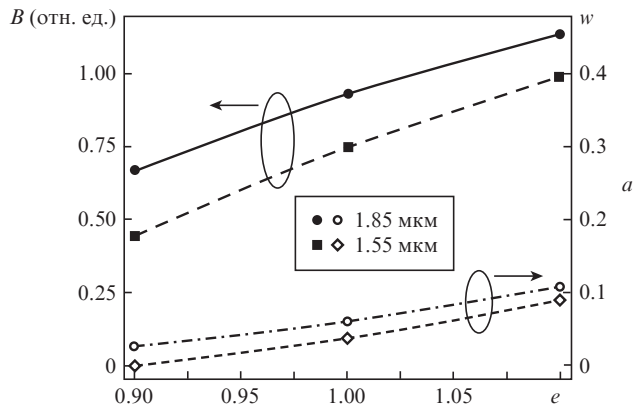


Рис.7. Зависимости фазового двулучепреломления B и асимметрии поля моды w для ДМС 6117*ec* (*a*) и 5227*ec* (*б*) от эллиптичности сердцевин e при размерах зазоров 1.85 и 1.55 мкм; $D_y = 4.5$ мкм, $d/\Lambda = 0.94$, $\lambda = 1.55$ мкм.

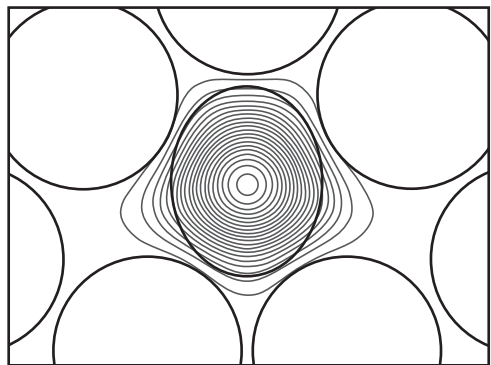


Рис.8. Профиль поля моды ДМС 5227ec, рассчитанный при $Z = 1.55$ мкм, $D_j = 4.5$ мкм, $e = 0.8$, $d/\Lambda = 0.94$, $\lambda = 1.55$ мкм.

максимальным двулучепреломлениям этих ДМС в случае круглой сердцевин (см. рис.6, зависимость для $e = 1.0$). Как видно из рис.7, параметры асимметрии поля моды w при круглой сердцевине ($e = 1.0$) с увеличением зазоров изменяются от 0.04 до 0.06 для ДМС 6117ec и от 0.08 до 0.10 для ДМС 5227ec. Стоит отметить, что приведенные значения w говорят о существенно меньшей асимметрии поля моды этих ДМС в сравнении с широко распространенными ДМС, рассмотренными в [21]. В частности, для рассчитанных профилей поля моды ДМС, приведенных в упоминавшихся выше работах [13] и [22], параметры w равны ~ 0.45 и ~ 0.36 соответственно, т.е. они почти на порядок больше, чем для наших структур ДМС.

Как видно из рис.7, при $Z = 1.55$ мкм и $e = 0.9$ для ДМС 6117ec и 0.8 для ДМС 5227ec поле моды имеет примерно равные размеры по координатам x и y ($w \approx 0$). Это оказывается возможным благодаря тому, что увеличенный зазор между отверстиями и эллиптичность сердцевин ДМС оказывают различное влияние на двулучепреломление и асимметрию его поля моды. Точнее, при относительно небольшом зазоре двулучепреломление большое, а асимметрия поля моды невелика, и ее можно полностью скомпенсировать использованием сердцевин с определенной эллиптичностью, в результате чего двулучепреломление лишь несколько уменьшится. Особенно интересен в этом плане ДМС 5227ec с $Z = 1.85$ мкм, двулучепреломление которого слабо зависит от эллиптичности его сердцевин.

Таким образом, предложенные структуры ДМС с одним и двумя зазорами между отверстиями в первом слое позволяют получить большое двулучепреломление при малой асимметрии поля моды. При необходимости эта асимметрия может быть скомпенсирована небольшой эллиптичностью сердцевин. Это позволяет в зависимости от конкретной задачи выбирать структуру с заданным отношением двулучепреломления и параметра асимметрии поля моды.

Для иллюстрации на рис.8 приведен рассчитанный профиль поля моды (линии равной интенсивности) ДМС 5227ec с двумя одинаковыми зазорами размером 1.55 мкм.

4. Заключение

Предложен новый дизайн двулучепреломляющих микроструктурированных волоконных световодов, характерными чертами которого являются один или несколько концентрических слоев с отверстиями равного диаметра

вокруг эллиптической или круглой сердцевин, отстоящими на равные расстояния от ближайших соседей, за исключением одной либо двух пар отверстий в первом слое, расстояния между которыми увеличены. С использованием метода конечных элементов проанализированы двулучепреломляющие и дисперсионные свойства этих ДМС. Исследованы влияние параметров формы и размера сердцевин на фазовое и групповое двулучепреломление для разных вариантов ДМС, а также спектральная зависимость дисперсии групповых скоростей от этих параметров. Показано, что предложенный дизайн ДМС позволяет получить большое ($\sim 5 \times 10^{-3}$) двулучепреломление при малой асимметрии поля моды. Показано также, что при определенной эллиптичности сердцевин возможна реализация рассмотренных вариантов ДМС с полем моды, имеющим равные размеры по двум ортогональным координатам.

Отмечено, что в зависимости от конкретной задачи и выбора исходных геометрических параметров, а также допустимых вариантов структур необходимо провести сравнительные расчеты структур ДМС с разным числом отверстий в первом слое для определения оптимального их количества, обеспечивающего достижение максимального двулучепреломления при требуемой асимметрии поля моды.

1. Knight J.C., Birks T.A., Russell P.St.J., Atkin D.M. *Opt. Lett.*, **21**, 1547 (1996).
2. Birks T.A., Knight J.C., Russell P.S. *Opt. Lett.*, **22**, 961 (1997).
3. Knight J.C., Skryabin D.V. *Opt. Express*, **15**, 15365 (2007).
4. Knight J.C. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7134**, 713402 (2008).
5. Blondy J.M., Gerome F., Auguste J.L., Restoin C., Humbert G., Roy P., Leproux P., Fevrier S. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7004**, 700404 (2008).
6. Ortigosa-Blanch A., Knight J.C., Wadsworth W.J., Arriaga J., Mangan B.J., Birks T.A., Russell P.St.J. *Opt. Lett.*, **25**, 1325 (2000).
7. Steel M.J., Osgood R.M. Jr. *Opt. Lett.*, **26**, 229 (2001).
8. Hansen T.P., Broeng J., Libori S.E.B., Knudsen E., Bjarklev A., Jensen J.R., Simonsen H. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **13**, 588 (2001).
9. Suzuki K., Kubota H., Kawanishi S., Tanaka M., Fujita M. *Opt. Express*, **9**, 676 (2001).
10. Kim D.-H., Kang J.U. *Opt. Eng.*, **46**, 075003 (2007).
11. Nielsen F.D., Pedersen M.Ø., Qian Y., Andersen T.V., Leick L., Hansen K.P., Pedersen C.F., Thomsen C.L. *CLEO/Europe and IQEC 2007 Conf. Digest* (New York: Opt. Soc. Am., 2007, CJ5_4).
12. Xiong C., Wadsworth W.J. *Opt. Express*, **16**, 2438 (2008).
13. Choi H.-G., Kee C.-S., Sung J.H., Yu T.J., Ko D.-K., Lee J., Park H.Y., Kim J.-E. *Phys. Rev. A*, **77**, 035804 (2008).
14. Zhao C., Dong X. *Asia Commun. Photon. Conf. Exhibit., Techn. Digest (CD)* (New York: Opt. Soc. Am., 2009, TuFF6).
15. Fu H.Y., Wong A.C.L., Childs P.A., Tam H.Y., Liao Y.B., Lu C., Wai P.K.A. *Opt. Express*, **17**, 18501 (2009).
16. Zhang H., Liu B., Wang Z., Luo J., Wang S., Jia C., Ma X. *Optica Applicata*, **40**, 209 (2010).
17. Guan B.-O., Chen D., Zhang Y., Wang H.-J., Tam H.-Y. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **20**, 1980 (2008).
18. Geernaert T., Luyckx G., Voet E., Nasilowski T., Chah K., Becker M., Bartelt H., Urbanczyk W., Wojcik J., De Waele W., Degriek J., Terryn H., Berghmans F., Thienpont H. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **21**, 6 (2009).
19. Tang J., Chen C., Wang J., Jui P. *Conf. Lasers and Electro-Optics/Pacific Rim 2007* (New York: Opt. Soc. Am., 2007, MD2_4).
20. Lee H. W., Liu Y., Chiang K.S. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **20**, 132 (2008).
21. Labonte L., Pone E., Skorobogatiy M., Godbout N., Lacroix S., Pagnoux D. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7357**, 73570N (2009).
22. Lee K.J., Hong K.S., Park H.C., Kim B.Y. *Opt. Express*, **16**, 4631 (2008).
23. Агравал Г. *Нелинейная волоконная оптика* (М.: Мир, 1996, с. 15).