

Свойства оболочечных мод волоконного световода, возбуждаемых решетками показателя преломления

С.А.Васильев*, Е.М.Дианов*, О.И.Медведков*, В.Н.Протопопов*, Д.М.Костантини**, А.Иокко**, Х.Г.Лимбергер**, Р.П.Салате**

Свойства оболочечных мод волоконного световода, возбуждаемых фотоиндуцированными волоконными решетками с большим периодом, исследованы методами ближнего и дальнего поля. Показано, что рассматриваемые моды оболочки являются модами типа HE_{1m} . Продемонстрировано хорошее согласие экспериментальных и расчетных распределений электромагнитного поля мод. Обнаружено, что длина распространения оболочечной моды в невозмущенном световоде достигает 1 м.

Ключевые слова: волоконный световод, решетки показателя преломления, оболочечные моды.

Введение

Решетки показателя преломления (ПП), индуцированные в сердцевине волоконного световода УФ излучением, находят множество применений в волоконно-оптических устройствах – в различных типах волоконных лазеров, мультиплексорах и демультиплексорах каналов связи, в компенсаторах дисперсии световодов, волоконных датчиках физических величин и др. [1]. В настоящее время предложено и реализовано для практических применений несколько типов решеток ПП. Наибольшее распространение получили так называемые брэгговские [2] решетки, обеспечивающие резонансную связь основной моды сердцевины световода с той же модой, распространяющейся в противоположном направлении, а также длиннопериодные [3] решетки, связывающие моду сердцевины с распространяющимися в том же направлении модами оболочки. Моды оболочки проявляют себя и в брэгговских решетках с большим коэффициентом связи волн, приводя, как правило, к нежелательному поглощению с коротковолновой стороны от основного резонанса [4].

Несмотря на широкое использование волоконных решеток, свойства оболочечных мод до настоящего времени изучены недостаточно. Несколько статей было посвящено численному моделированию распределения их полей [5, 6], однако результаты этих работ не подтверждены на опыте. Экспериментально измеренные поля оболочечных мод, полученные недавно в работе [7], не были должным образом объяснены, а предложенная интерпретация типов возбуждаемых оболочечных мод не согласуется с предложенной в [5, 6] их классификацией и выглядит малоубедительно. Отметим также, что даже при теоретическом рассмотрении типа оболочечных мод, возбуждаемых длиннопериодными решетками, встречаются разночтения, требующие пояснения. Так, в [6] моды оболочки

типов HE_{1m} и EH_{1n} объединены в одну серию, что удобно при выполнении численных расчетов, хотя и, на наш взгляд, усложняет интерпретацию радиального модового числа.

Помимо уточнения типа мод оболочки, возбуждаемых волоконными решетками ПП, представляет интерес исследование длины их распространения после возбуждения и выявление факторов, лимитирующих эту длину. Длина распространения моды является важным параметром, в частности, при создании длинных решеток и устройств, в которых используется обратная перекачка энергии из оболочечной моды в моду сердцевины [8, 9]. Отметим также, что решетки с большим периодом являются идеальным средством для селективного возбуждения одной оболочечной моды в существенно многомодовой волноводной структуре, что также может представлять интерес для практических применений.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию распределения полей мод оболочки волоконного световода, возбуждаемых волоконными решетками ПП с большим периодом. Исследования проводились методами ближнего и дальнего поля. Для устранения разночтений, встречающихся в литературе по вопросу классификации возбуждаемых решетками оболочечных мод, особое внимание уделялось сопоставлению полученных экспериментальных результатов с расчетными данными. Качественно исследованы длина распространения выделенной оболочечной моды и влияние условий фиксации отрезка световода, расположенного после решетки, на этот параметр.

Результаты экспериментов и их обсуждение

Длиннопериодные решетки, использованные в экспериментах, были записаны в одномодовом германосиликатном волоконном световоде со ступенчатым профилем ПП, числовой апертурой 0.23 и диаметрами сердцевины и оболочки 3.5 и 125 мкм соответственно. Световод облучался излучением эксимерного ArF-лазера ($\lambda = 193$ нм, плотность энергии ~ 100 мДж/см², частота повторения импульсов $f \sim 20$ Гц, время экспозиции $t \sim 3$ мин) через амплитудную маску с периодом штрихов 200 мкм. Пе-

*Научный центр волоконной оптики при Институте общей физики РАН, Россия, 117756 Москва, ул. Вавилова, 38.

**Institute of Applied Optics, Swiss Federal Institute of Technology, CH-1015 Lausanne, Switzerland

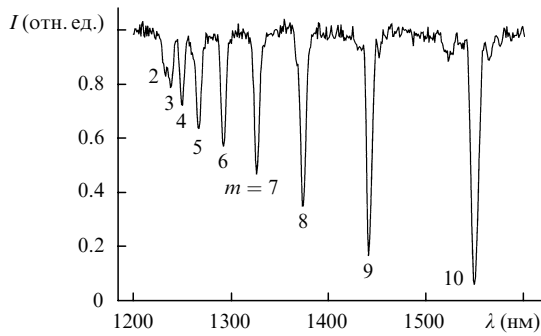


Рис.1. Типичный спектр пропускания длиннопериодной решетки. Цифрами указан радиальный порядок m связываемой оболочечной моды.

риод записываемых решеток варьировался в пределах 200–300 мкм путем изменения направления штрихов маски по отношению к оси световода. Длина решеток составляла ~ 20 мм. Типичный спектр пропускания решетки с идентификацией порядков m связываемых оболочечных мод приведен на рис. 1.

Перестраиваемый в диапазоне 1.46–1.6 мкм полупроводниковый лазер с мощностью в сердцевине световода около 1 мВт использовался для записи спектров пропускания решеток и при анализе оболочечных мод. Изменение периода решеток позволяло обеспечивать попадание длины волны резонансной связи основной моды с первыми десятью оболочечными модами в диапазон перестройки лазера. Для измерения распределения поля оболочечной моды световод скалывался непосредственно за решеткой. Длина волны лазерной генерации выбиралась равной длине волны резонансной связи с заданной оболочечной модой. Для того чтобы избежать каких-либо возмущений возбужденной решеткой оболочечной моды, световод фиксировался перед решеткой таким образом, чтобы его свободная часть содержала решетку. Глубина исследуемых резонансов варьировалась в диапазоне 3–10 дБ, поэтому заметная часть мощности основной моды световода проходила через решетку и, как будет показано ниже, учитывалась при интерпретации результатов.

Распределения ближнего и дальнего полей исследовались с помощью ИК камеры, сигнал с которой обрабатывался компьютером. При анализе ближнего поля использовался 20-кратный объектив, с помощью которого формировалось увеличенное примерно в 50 раз изображение торца световода, регистрируемое камерой. Дальнее поле измерялось без использования дополнительной оптики на расстоянии ~ 5 см от исследуемого торца. Камера имела примерно линейный отклик во всем диапазоне измерений, за исключением относительно небольшой области вблизи насыщения.

Ближнее поле

На рис.2 показаны распределения ближнего поля, полученные для группы оболочечных мод. Все моды имеют четко выраженную аксиальную симметрию, что соответствует азимутальному числу 1, и число колец, равное радиальному модовому числу m . В ряде случаев, приведенных на рис.2, поле основной моды световода маскирует внутренние кольца оболочечной моды; в то же время для некоторых распределений все кольца отчетливо видны (рис.2, г, д). Необходимо также отметить, что

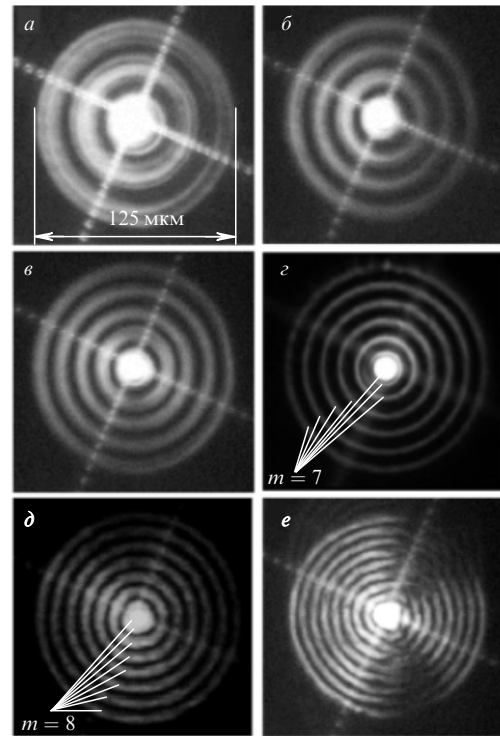


Рис.2. Распределение интенсивности в ближнем поле для мод HE_{1m} при $m = 4$ (а), 5 (б), 6 (в), 7 (г), 8 (д) и 10 (е).

белый дифракционный крест, который виден на изображениях, возникает вследствие относительно большой интенсивности основной моды и не является частью структуры оболочечных мод. Субструктура колец с высокой пространственной частотой (рис.2, а) вызвана, по-видимому, тем, что во втором порядке решетки на использованной длине волны помимо моды HE_{14} дополнительно возбуждается оболочечная мода более высокого порядка.

Приведенные экспериментальные распределения позволяют четко классифицировать оболочечные моды, возбуждаемые длиннопериодными решетками, как моды типа HE_{1m} ($m > 1$) [5]. Эти моды линейно поляризованы и обладают наибольшим интегралом перекрытия, а следовательно, и наибольшим коэффициентом связи с основной модой, по крайней мере при относительно небольших радиальных числах ($m < 10$), что чаще всего встречается на практике. Аксиально-симметричные моды типа EH_{1n} имеют нулевое поле на оси световода, поэтому интеграл перекрытия основной моды с ними становится существенным лишь при больших радиальных числах ($n > 10$) [6].

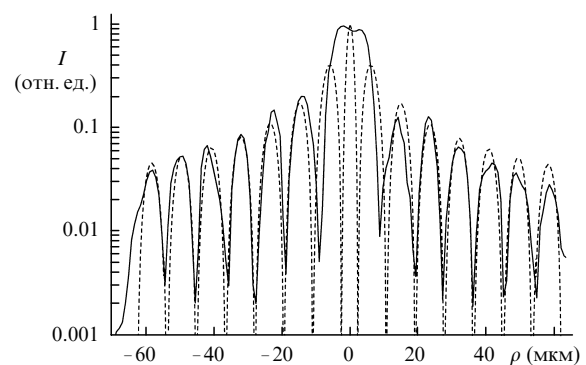


Рис.3. Экспериментально измеренное (сплошная кривая) и расчетное (штриховая кривая) радиальные распределения интенсивности в ближнем поле для моды HE_{18} .

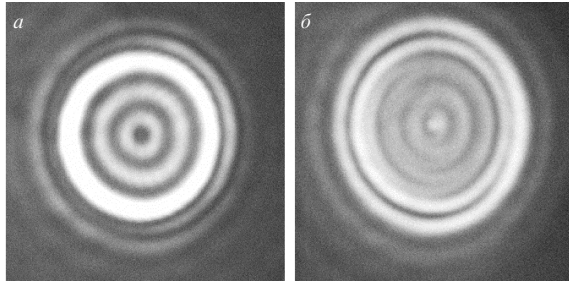


Рис.4. Распределение интенсивности в дальнем поле для мод HE_{17} (а) и HE_{18} (б).

На рис.3 представлены измеренное и рассчитанное радиальные распределения интенсивности ближнего поля моды HE_{18} . Расчеты выполнялись в предположении ступенчатого профиля ПП сердцевинки световода методом, описанным в [5]. Видно, что расчет хорошо согласуется с экспериментом при определении положения колец и их относительных интенсивностей, что составляет структуру моды. Отметим лишь, что центральная часть измеренного радиального распределения содержит частично прошедшую основную моду и, кроме того, находится в области насыщения камеры. В силу этих причин она является искаженной.

Дальнее поле

Анализ распределения интенсивности в дальнем поле излучения, выходящего из торца волоконного световода, также может быть использован для изучения свойств оболочечных мод. Распределение электрического поля в дальней зоне $E_f(r, \theta)$ связано с полем в световоде $E(\rho)$ преобразованием Фурье, которое в рассматриваемом нами случае цилиндрической симметрии имеет вид [10]

$$E_f(r, \theta) = \frac{j}{\lambda r} \exp(-jkr) E_H(q), \quad (1)$$

где

$$E_H(q) = 2\pi \int_0^\infty E(\rho) J_0(2\pi q \rho) \rho d\rho; \quad q = \frac{\sin \theta}{\lambda}; \quad k = \frac{2\pi}{\lambda};$$

λ – длина волны тестирующего излучения.

На рис.4 показаны распределения интенсивности излучения в дальнем поле, полученные при возбуждении оболочечных мод HE_{17} и HE_{18} . Как и в случае ближнего поля, картина в дальнем поле аксиально-симметрична, однако радиальное распределение не имеет выраженных закономерностей. Так, например, распределение для моды HE_{17} (рис.4,а) имеет минимум интенсивности на оси и одно яркое периферийное кольцо, тогда как в распределении моды HE_{18} (рис.4,б) наблюдается локальный макси-

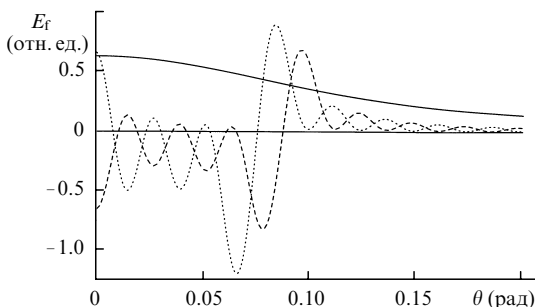


Рис.5. Угловые диаграммы излучения мод HE_{11} (сплошная кривая), HE_{17} (пунктир) и HE_{18} (штриховая кривая).

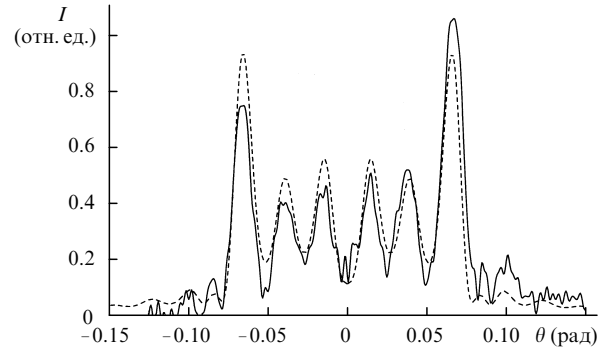


Рис.6. Экспериментально измеренное (сплошная кривая) и расчетное (штриховая кривая) угловые распределения интенсивности в дальнем поле комбинации мод HE_{11} и HE_{17} .

мум интенсивности на оси и два кольца с примерно одинаковой интенсивностью на периферии. Такое поведение объясняется присутствием в представленных распределениях значительной доли мощности основной моды.

Поскольку ширина распределения дальнего поля основной моды сравнима с шириной распределения оболочечной моды, то для получения картины дальнего поля амплитуды электрических полей мод сердцевинки и оболочки должны суммироваться с учетом разности их фаз. На рис.5 представлены угловые распределения в дальнем поле, рассчитанные с использованием (1) для мод HE_{11} , HE_{17} и HE_{18} при их равной интенсивности. Видно, что разность фаз основной и оболочечной мод может существенно изменять распределение интенсивности в дальнем поле; так, например, интенсивность излучения оболочечной моды на оси может как увеличиваться модой сердцевинки, так и гаситься ею (см. рис.4). В рассматриваемом нами случае разность фаз основной и оболочечной мод зависит от параметров используемой решетки, постоянных распространения мод и расстояния от решетки до излучающего торца световода.

На рис.6 приведены экспериментальное распределение интенсивности в дальнем поле, полученное при возбуждении моды HE_{17} , а также аппроксимация экспериментальных данных комбинацией расчетных распределений мод HE_{11} и HE_{17} с разностью фаз между ними, обеспечивающей наилучшее согласие с экспериментом. Как и в случае измерений, проведенных методом ближнего поля, достигается хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных, что свидетельствует о правильности расчета распределения поля оболочечных мод.

Распространение оболочечных мод

Как уже упоминалось, волоконные решетки ПП являются наилучшим устройством для возбуждения одной моды в существенно многомодовом световоде. В идеальном световоде с неизменной геометрией и изотропными оптическими свойствами возбужденная мода распространялась бы без диссипации ее энергии, несмотря на наличие мод с близкими постоянными распространения. В реальных световодах всегда содержатся различные типы неоднородностей (вариации ПП, диаметра и т.п. вдоль оси световода), на которых происходит дифракция распространяющегося излучения и, как следствие, межмодовое взаимодействие. Как правило, рассчитать характеристики межмодового взаимодействия в реальных световодах невозможно в силу неизвестного распределения неод-

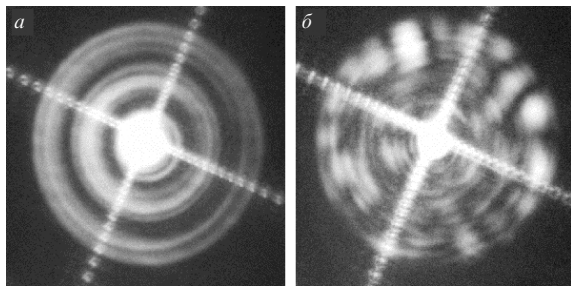


Рис.7. Распределение поля оболочечной моды, измеренное для незакрепленного конца световода (а) и для конца, зафиксированного металлической пластиной (б).

нородностей, поэтому экспериментальное исследование распространения моды, возбужденной решеткой, полезно при изучении неоднородностей световода.

На рис.7 показано межмодовое взаимодействие на примере трансформации моды HE_{14} в другие моды, направляемые оболочкой световода. Слева представлено распределение ближнего поля исходной моды (отрезок световода, расположенный за решеткой, невозмущен), а справа – картина ближнего поля, когда этот отрезок световода длиной ~ 1 см зафиксирован металлической пластиной массой в несколько грамм. Хорошо видно, что даже небольшое поперечное напряжение, возникающее в световоде, и/или возмущение отражающей внешней границы кварц/воздух приводят к значительному межмодовому взаимодействию и в результате – к практически полной потере исходной моды оболочки. Возможно, из-за недооценки этого обстоятельства авторы работы [7] наблюдали в сходной геометрии эксперимента комбинацию нескольких оболочечных мод, возбуждаемых решеткой с большим периодом.

Для того чтобы измерить возможную длину распространения возбужденной оболочечной моды вдоль оси световода, мы измерили распределения ближнего поля в различных точках позади решетки. Световод за решеткой был очищен от полимерного покрытия и для предотвращения изгиба помещен в металлический капилляр диаметром ~ 0.5 мм. Максимальная длина световода при измерениях ограничивалась длиной капилляра и составляла 75 см. Было обнаружено, что качество изображения исследуемой оболочечной моды по мере ее распространения ухудшается, тем не менее даже на выходе отрезка световода длиной 75 см распределение поля сохранило основные черты (рис.8); это свидетельствует о том, что значительная доля мощности по-прежнему содержится в исходной оболочечной моде.

Таким образом, в реальном световоде длина распространения отдельной оболочечной моды в определенных условиях может достигать 1 м. Это обстоятельство открывает возможности создания решеток большой длины и устройств, содержащих несколько разнесенных по длине световода решеток.

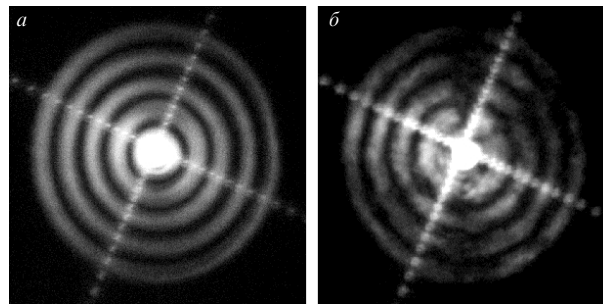


Рис.8. Распределение поля оболочечной моды, полученное при длине световода после решетки 1 (а) и 75 см (б).

Заключение

Методами ближнего и дальнего поля исследованы свойства оболочечных мод, возбуждаемых в волоконных решетках ПП с большим периодом. Экспериментально продемонстрировано, что рассматриваемые моды являются модами типа HE_{1m} ($m > 1$). Получено хорошее совпадение теоретических и экспериментальных полей мод. Показано, что отдельная оболочечная мода может распространяться по световоду без значительной потери энергии на расстояния порядка 1 м.

Работа поддержана РФФИ (грант № 98-02-16807), Министерством науки России (проект № 023. 03.910/1-96) и Швейцарским национальным научным фондом (проект № 7 IP 050160). Авторы признательны А.Н.Гурьянову и В.Ф.Хопину за изготовление световодов, использованных при проведении исследований.

1. Kashyap R. *Opt.Fib.Techn.*, **1**, 17 (1994).
2. Meltz G., Morey W.W., Glenn W.H. *Optics Letts*, **14**, 823 (1989).
3. Vengsarkar A.M., Lemaire P.J., Judkins J.B., Bhatia V., Erdogan T., Sipe J.E. *J.Lightwave Techn.*, **14**, 58 (1996).
4. Erdogan T. *J.Lightwave Techn.*, **15**, 1277 (1998).
5. Васильев С.А., Дианов Е.М., Курков А.С., Медведков О.И., Протопопов В.Н. *Квантовая электроника*, **24**, 151 (1997).
6. Erdogan T. *J.Opt.Soc.Amer. A*, **14**, 1760 (1997).
7. Davis D.D., Gaylord T.K., Glytsis E.N., Mettler S.C. *Electron.Letts*, **34**, 1416 (1998).
8. Dianov E.M., Vasiliev S.A., Kurkov A.S., Medvedkov O.I., Protopopov V.N. *Proc. of XXII European Conf. on Optical Communication, ECOC'96* (Oslo, Norway, 1996, vol.1, p.65, MoB3.6).
9. Gu X.J. *Optics Letts*, **23**, 509 (1998).
10. Neumann E.-G. *Single-mode fibers: Fundamentals* (Springer series in optical sciences, 1988, vol.57).

S.A.Vasil'ev, E.M.Dianov, O.I.Medvedkov, V.N.Protopopov, D.M.Constantini, A.Iocco, H.G.Limberger, R.P.Salathé **Properties of cladding modes excited in a fiber optical waveguide by refractive-index gratings.**

Properties of cladding modes excited in a fiber optical waveguide by photoinduced fiber gratings with a large period were studied by the near- and far-field techniques. The cladding modes under consideration were shown to be of the HE_{1m} type. The experimental and the calculated distributions of the electromagnetic field of the modes were found to be in close agreement. It was found that the propagation length of a cladding mode in an unperturbed optical waveguide reached 1 m.