

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Оболочечные моды волоконных световодов,
их свойства и применение

О.В. Иванов, С.А. Никитов, Ю.В. Гуляев

Одним из новых методов волоконной оптики стало использование мод оболочки для управления распространением излучения в волоконных световодах. В статье представлены результаты исследований распространения, возбуждения и взаимодействия оболочечных мод волоконных световодов. Проанализирован резонанс мод сердцевины и оболочки, возбуждаемый волоконными брэгговскими решетками, в том числе наклонными. Рассмотрено распространение оболочечных мод в микроструктурированных волокнах. Описан наиболее часто используемый метод возбуждения оболочечных мод, основанный на использовании длиннопериодных волоконных решеток. Приведены примеры применения длиннопериодных решеток в качестве датчиков, выравнивателей спектров волоконных усилителей, а также для ввода в оптическое волокно и вывода из него излучения.

PACS numbers: 42.25.-p, 42.79.Gn, 42.81.-i

Содержание

1. Введение (175).

1.1. Моды сердцевины и оболочки. 1.2. Способы возбуждения оболочечных мод. 1.3. Особенности распространения оболочечных мод. 1.4. Краткое содержание статьи.

2. Моды волоконных световодов (176).

2.1. Точное решение. 2.2. Приближение слабонаправляющего волновода и парааксиальное приближение. 2.3. Профили распределения и дисперсия оболочечных мод. 2.4. Вытекающие и излучательные моды.

3. Волоконные брэгговские решетки (182).

3.1. Теория. 3.2. Спектры пропускания. 3.3. Наклонные решетки. 3.4. Подавление оболочечных резонансов. 3.5. Брэгговские решетки в микроструктурированных волокнах.

4. Длиннопериодные волоконные решетки (188).

4.1. Теория. 4.2. Спектры пропускания. 4.3. Методы изготовления. 4.4. Наклонные решетки. 4.5. Длиннопериодные решетки в микроструктурированных волокнах. 4.6. Нелинейные эффекты в длиннопериодных решетках. 4.7. Поляризационные эффекты в длиннопериодных решетках. 4.8. Применение длиннопериодных волоконных решеток. 4.9. Каскадные решетки.

5. Заключение (199).

Список сокращений (200).

Список литературы (200).

1. Введение

Развитие волоконно-оптической технологии стало важной составной частью революционного прогресса в области телекоммуникаций. В последние годы были достигнуты выдающиеся успехи в разработке волоконных усилителей, решеток и микроструктурных волокон. Одним из новых методов волоконной оптики явилось использование мод оболочки для управления распространением излучения в волоконных световодах.

1.1. Моды сердцевины и оболочки

Обычное оптическое волокно состоит из легированной различными добавками кварцевой сердцевины, диаметр которой для одномодовых волокон составляет около 2–8 мкм, чисто кварцевой оболочки с внешним радиусом в несколько десятков микрометров и полимерного покрытия, защищающего оболочку волокна от внешних воздействий.

Оптическое волокно разработано для передачи излучения через сердцевину, тогда как оболочка обеспечивает полное внутреннее отражение излучения на границе с сердцевиной вследствие того, что показатель преломления (ПП) сердцевины превышает показатель преломления оболочки на несколько процентов. Однако оболочка также представляет собой оптический волновод и может поддерживать оптические моды, которые в отличие от мод сердцевины легко рассеиваются, трансформируются даже при незначительных деформациях и напряжениях волокна и выходят из оболочки. Кварцевая оболочка вследствие своих значительных размеров может поддерживать очень большое число мод (порядка нескольких

О.В. Иванов. Ульяновский филиал Института радиотехники и электроники РАН,
432011 Ульяновск, ул. Гончарова 48, Российская Федерация
Тел. (8422) 442-974
E-mail: olegivvit@yandex.ru
С.А. Никитов, Ю.В. Гуляев. Институт радиотехники и электроники РАН,
125009 Москва, ул. Моховая 11, стр. 7, Российская Федерация
Тел. (495) 203-97-88, 203-60-78
E-mail: nikitov@cplire.ru

Статья поступила 11 мая 2005 г.,
после доработки 19 октября 2005 г.

десятков тысяч для волокна, у которого удалено полимерное покрытие). На практике используются, как правило, моды с малыми азимутальными числами и радиальными числами из первого десятка.

1.2. Способы возбуждения оболочечных мод

Существует несколько способов возбуждения оболочечных мод. Наиболее часто для этих целей используются волоконные решетки. Решетки создают межмодовую связь, и при соблюдении условия резонанса и ненулевых интегралах перекрытия энергия моды сердцевины может быть преобразована в энергию моды оболочки. Могут использоваться волоконные брэгговские решетки (ВБР) с периодом порядка длины волны излучения, которые работают на отражение и возбуждают встречные оболочечные моды. Моды оболочки могут также возбуждаться длиннопериодными волоконными решетками (ДПВР), имеющими период 100–1000 мкм, которые связывают однонаправленные моды сердцевины и оболочки.

При изгибе оптического волокна угол падения луча на границу сердцевины и оболочки может стать меньше критического, и тогда условие полного внутреннего отражения нарушается, что приводит к выходу энергии моды из сердцевины в оболочку и ее дальнейшему распространению по оболочке. Излучение может быть введено в оболочку непосредственно через торец оптического волокна. Ввод или вывод может осуществляться также посредством туннелирования излучения через контакт оболочки с другим волокном или планарным волноводом.

1.3. Особенности распространения оболочечных мод

Оболочечные моды принципиально ничем не отличаются от мод сердцевины, за исключением различия в профилях в сечении волокна. Большая часть потока моды сердцевины проходит через сердцевину, незначительная часть распространяется через оболочку, и амплитуда поля этой моды на внешней границе оболочки исчезающе мала. Поле моды оболочки распределено по всей кварцевой оболочке и спадает лишь при приближении к ее внешней границе.

Некоторая часть поля моды оболочки выходит даже за пределы внешней границы, что обуславливает заметную чувствительность оболочечных мод к параметрам среды, окружающей кварцевую оболочку. Полимерное покрытие, защищающее оболочку, как правило, имеет ПП выше, чем ПП кварца. Поэтому если оптическое волокно не освобождено от полимерного покрытия, то моды оболочки являются вытекающими, так как полное внутреннее отражение на границе кварц–полимер отсутствует. Однако для существования оболочечных мод достаточно небольшой разницы ПП на внешней границе. Для нескольких первых десятков мод оболочки угол падения луча достаточно велик, поэтому имеет место обычное френелевское отражение. При распространении в волокне оболочечная мода постепенно теряет энергию за счет истечения в полимерное покрытие, где излучение быстро поглощается.

Оболочка является многомодовым световодом, поэтому дисперсионные свойства ее мод сильно отличаются от дисперсионных свойств мод сердцевины. Значения эффективных показателей преломления (ЭПП) мод оболочки близки друг к другу, но существенно

меньше ЭПП сердцевины. Различие дисперсионных свойств используется, например, для получения в спектрах двойных резонансов между модой сердцевины и модой оболочки.

1.4. Краткое содержание статьи

Настоящая статья посвящена исследованию распространения, возбуждения и взаимодействия оболочечных мод волоконных световодов. В разделе 2 излагаются методы расчета профилей распределения поля и постоянных распространения оболочечных мод. Приводится методика получения точного решения в случае ступенчатого профиля ПП волокна и приближенного решения для произвольного профиля в параксиальном приближении. Описывается дисперсия оболочечных мод. Обсуждаются свойства вытекающих и излучательных мод.

В разделе 3 анализируется резонансное взаимодействие мод сердцевины и оболочки, возбуждаемое волоконными брэгговскими решетками. Показаны спектры пропускания ВБР, в которых наблюдаются множественные полосы поглощения в коротковолновой относительно брэгговской длины волны области спектра. Рассматриваются наклонные решетки, возбуждающие азимутально несимметричные моды оболочки. Излагаются методы подавления оболочечных резонансов в спектрах пропускания брэгговских решеток. Приводятся экспериментальные спектры, полученные для ВБР в микроструктурированных волокнах.

В разделе 4 рассматривается главный метод возбуждения оболочечных мод, основанный на использовании ДПВР. Рассчитываются спектры пропускания ДПВР. Описываются различные методы изготовления ДПВР, в том числе с помощью фотоиндуцирования и микроизгибов. Показаны особенности спектров пропускания ДПВР в микроструктурированных волокнах. Анализируются нелинейные и поляризационные эффекты в ДПВР. Обсуждаются способы перестройки ДПВР и их применение в качестве датчиков, выравнивателей спектров волоконных усилителей, а также для ввода излучения в оптическое волокно и вывода его из оптического волокна. Рассматриваются каскадные решетки, состоящие из двух ДПВР, и решетки с фазовым сдвигом.

Можно отметить несколько научных центров, ведущих исследования, связанные с распространением оболочечных мод: University of Rochester и Corning Incorporated в США, Kwangju Institute of Science and Technology в Южной Кореи, University of Southampton и Aston University в Великобритании. В России исследования ведутся главным образом в Научном центре волоконной оптики при Институте общей физики РАН.

Публикации на русском языке, в которых рассматривается распространение оболочечных мод оптических волокон, очень немногочисленны по сравнению с объемом публикаций по этой теме за рубежом. Поэтому нам кажется важным представить статью, которая познакомит читателей со значительными достижениями в данной области исследований.

2. Моды волоконных световодов

В настоящей статье мы рассматриваем одномодовые волоконные световоды, поэтому будем полагать, что ПП сердцевины и оболочки мало различаются ($\Delta \sim 10^{-2}$) и диаметр сердцевины составляет несколько

микрометров. В этом случае для описания моды сердцевин с достаточно высокой точностью можно использовать приближение линейно поляризованной моды, так как сердцевина является слабо направляющим волноводом, а поле этой моды практически не достигает внешней границы оболочки. Ситуация усложняется в случае мод оболочки, для которых наличие границы между оболочкой и покрытием является определяющим фактором. Моды оболочки отражаются на этой границе, следовательно, параметр контраста велик: составляет порядка 0,44 в случае, когда внешней средой является воздух.

Для световодов со ступенчатым профилем ПП могут быть получены точные аналитические выражения для полей мод и дисперсионное уравнение, в результате численного решения которого находят постоянные распространения мод [1, 2].

2.1. Точное решение

В простейшей форме задача о распространении оболочечных мод в оптическом волокне предполагает рассмотрение структуры, состоящей, как минимум, из трех слоев: сердцевины, оболочки и внешней среды. Решение трехслойной задачи было получено в явном виде в [3] на основе общего метода для произвольного числа слоев [1]. В данном разделе мы кратко опишем матричный метод расчета оболочечных мод многослойного цилиндрического световода для произвольного числа слоев, подобный методу, приведенному в [1].

Рассмотрим волоконный световод со ступенчатым азимутально симметричным профилем диэлектрической проницаемости $\varepsilon(r)$. Электрические и магнитные поля цилиндрического волновода имеют вид

$$\mathbf{E}(r, \varphi, z, t) = \mathbf{E}(r) \exp [i(\beta z - \omega t + \nu \varphi)],$$

$$\mathbf{H}(r, \varphi, z, t) = \mathbf{H}(r) \exp [i(\beta z - \omega t + \nu \varphi)], \quad (1)$$

где β — постоянная распространения, ω — циклическая частота и ν — азимутальное число. Из уравнений Максвелла, записанных в цилиндрических координатах, можно получить скалярные дифференциальные уравнения для продольных компонент электрического и магнитного полей. Решение этих уравнений в общем случае выражается через функции Бесселя:

$$\begin{aligned} E^{(z)} &= i \frac{u^2}{k_0 \varepsilon} (A J_\nu(ur) + B Y_\nu(ur)), \\ H^{(z)} &= -\frac{u^2}{k_0} (C J_\nu(ur) + D Y_\nu(ur)), \end{aligned} \quad (2)$$

где $k_0 = \omega/c$ — волновое число, $u = \sqrt{k_0^2 \varepsilon - \beta^2}$ — поперечная компонента волнового вектора, которая является действительной величиной для полей, осциллирующих вдоль радиуса, и мнимой величиной для полей, спадающих экспоненциально при удалении от границы. Тангенциальные к границам раздела слоев волновода и радиальные компоненты поля находятся через $E^{(z)}$ и $H^{(z)}$. Величины $E^{(r)}$, $H^{(z)}$ и $H^{(\varphi)}$ — действительные, а $E^{(\varphi)}$, $E^{(z)}$ и $H^{(r)}$ — чисто мнимые. Для нахождения решения в случае многослойного цилиндрического волновода необходимо задать граничные условия для тангенциальных компонент поля, а также условия конечности амплитуд поля в центре волокна и затухания на бесконечности. Для обозначения переменных, относящихся к определенному цилиндрическому слою, будем использовать индекс i ($i = 1, 2, \dots, a$).

Тангенциальные границам электрические и магнитные поля внутри центрального цилиндра могут быть записаны в матричной форме:

$$\begin{pmatrix} ik_0 E^{(z)} \\ -k_0 H^{(z)} \\ iE^{(\varphi)} \\ H^{(\varphi)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{u_1^2}{\varepsilon_1} J_\nu(u_1 r) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & u_1^2 J_\nu(u_1 r) & 0 \\ \frac{\sigma}{r \varepsilon_1} J_\nu(u_1 r) & 0 & -u_1 J'_\nu(u_1 r) & 0 \\ -u_1 J'_\nu(u_1 r) & 0 & \frac{\sigma}{r} J_\nu(u_1 r) & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ 0 \\ C_1 \\ 0 \end{pmatrix} = M_1 \begin{pmatrix} A_1 \\ 0 \\ C_1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где $\sigma = \beta \nu / k_0$. В последующих цилиндрических слоях тангенциальные поля имеют вид

$$(ik_0 E^{(z)}, -k_0 H^{(z)}, iE^{(\varphi)}, H^{(\varphi)})^T = M_i (A_i, B_i, C_i, D_i)^T, \quad (4)$$

где

$$M_i = \begin{pmatrix} -\frac{u_i^2}{\varepsilon_i} J_\nu(u_i r) & -\frac{u_i^2}{\varepsilon_i} Y_\nu(u_i r) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & u_i^2 J_\nu(u_i r) & u_i^2 Y_\nu(u_i r) \\ \frac{\sigma}{r \varepsilon_i} J_\nu(u_i r) & \frac{\sigma}{r \varepsilon_i} Y_\nu(u_i r) & -u_i J'_\nu(u_i r) & -u_i Y'_\nu(u_i r) \\ -u_i J'_\nu(u_i r) & -u_i Y'_\nu(u_i r) & \frac{\sigma}{r} J_\nu(u_i r) & \frac{\sigma}{r} Y_\nu(u_i r) \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Из условия затухания поля во внешней среде следует, что значение $k_0^2 \varepsilon_a - \beta^2$, где ε_a относится к среде, окружающей волокно, должно быть меньше нуля, а переменные A_a и C_a должны равняться нулю. Тогда для внешнего слоя имеем

$$(ik_0 E^{(z)}, -k_0 H^{(z)}, iE^{(\varphi)}, H^{(\varphi)})^T = M_a (0, B_a, 0, D_a)^T, \quad (6)$$

где

$$M_a = \begin{pmatrix} 0 & \frac{w_a^2}{\varepsilon_a} K_\nu(w_a r) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -w_a^2 K_\nu(w_a r) \\ 0 & \frac{\sigma}{r \varepsilon_a} K_\nu(w_a r) & 0 & -w_a K'_\nu(w_a r) \\ 0 & -w_a K'_\nu(w_a r) & 0 & \frac{\sigma}{r} K_\nu(w_a r) \end{pmatrix},$$

K_ν — модифицированные функции Бесселя, $w_a = (\beta^2 - k_0^2 \varepsilon_a)^{1/2}$. Граничные условия в матричной форме выражаются как

$$M_1(r_1)(A_1, 0, C_1, 0)^T = M(0, B_a, 0, D_a)^T,$$

$$M = M_2(r_1) M_2^{-1}(r_2) M_3(r_2) \dots M_{a-1}^{-1}(r_{a-1}) M_a(r_{a-1}). \quad (7)$$

Используя компоненты m_{ij} и $m_{ij}^{(1)}$ матриц M и M_1 соответственно, соотношение (7) можно переписать в виде

$$N(A_1, B_a, C_1, D_a)^T = 0, \quad N = \begin{pmatrix} -m_{11}^{(1)} & m_{12} & -m_{13}^{(1)} & m_{14} \\ -m_{21}^{(1)} & m_{22} & -m_{23}^{(1)} & m_{24} \\ -m_{31}^{(1)} & m_{32} & -m_{33}^{(1)} & m_{34} \\ -m_{41}^{(1)} & m_{42} & -m_{43}^{(1)} & m_{44} \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Приравнивая определитель матрицы N нулю, получим уравнение с одной неизвестной β :

$$\det N = 0, \quad (9)$$

решением которого будет являться набор постоянных распространения мод. Подставляя найденные значения β в (8), можно с точностью до общего произвольного множителя найти величины A_1 , B_a , C_1 и D_a , а затем все остальные A_i , B_i , C_i и D_i и поля мод.

Для расчета мод сердцевин необходимо заменить в выражении для матрицы, описывающей поле оболочки, осциллирующие функции Бесселя J_v и Y_v модифицированными функциями I_v и K_v соответственно и вместо u_i подставить w_i . Для оболочки с достаточно большим радиусом амплитуда поля моды сердцевин на внешней оболочке исчезающе мала, поэтому при расчете мод сердцевин, как правило, пренебрегают наличием среды, окружающей оболочку волокна.

2.2. Приближение слабонаправляющего волновода и параксиальное приближение

Несмотря на значительную разницу ПП оболочки и покрытия во многих случаях с достаточно хорошей точностью справедливо приближение слабонаправляющего волновода, преимущество которого состоит в том, что оно может быть легко применено для световодов с произвольными градиентными профилями ПП, например, для световодов со сдвинутой дисперсией, имеющих треугольный профиль ПП. Приближение слабонаправляющего волновода отличается также простотой вследствие того, что в этом методе оперируют с поперечно линейно поляризованными модами и скалярным волновым уравнением.

В случае оболочечных мод правильнее использовать параксиальное приближение, так как разность ПП оболочки и покрытия не является малой величиной. В связи с тем, что в данной статье мы рассматриваем распространение мод сердцевин и мод оболочки невысоких порядков в стандартных одномодовых волокнах, мы можем применять параксиальное приближение. В этом приближении принимается, что моды распространяются почти параллельно оси волокна и относительная разность между ЭПП моды и ПП оболочки $\delta = (n_{\text{эф}} - n_{\text{кл}})/n_{\text{кл}}$, где $n_{\text{эф}} = \beta/k_0$, мала. Также будем считать малой относительную разность ПП оболочки и сердцевин $\Delta = (n_{\text{со}} - n_{\text{кл}})/n_{\text{кл}}$, т.е. будем полагать, что сердцевина является слабонаправляющим волноводом. Поскольку направление распространения мод низких порядков почти совпадает с осью волокна, продольные поля этих мод достаточно малы. Таким образом, в параксиальном приближении нулевого порядка поперечные компоненты поля могут быть записаны как [4]

$$\begin{aligned} \text{HE}_{vm} : E^{(r)} &= E_{\lambda m}(r), \quad E^{(\varphi)} = i \operatorname{sign}(v) E_{\lambda m}(r), \\ H^{(r)} &= -\operatorname{sign}(v) \frac{i\beta_{\lambda m}}{\omega\mu_0} E_{\lambda m}(r), \\ H^{(\varphi)} &= \frac{\beta_{\lambda m}}{\omega\mu_0} E_{\lambda m}(r), \quad \lambda = |v| - 1; \\ \text{EH}_{vm} : E^{(r)} &= E_{\lambda m}(r), \quad E^{(\varphi)} = -i \operatorname{sign}(v) E_{\lambda m}(r), \\ H^{(r)} &= i \operatorname{sign}(v) \frac{\beta_{\lambda m}}{\omega\mu_0} E_{\lambda m}(r), \\ H^{(\varphi)} &= \frac{\beta_{\lambda m}}{\omega\mu_0} E_{\lambda m}(r), \quad \lambda = |v| + 1; \end{aligned} \quad (10)$$

$$\text{TE}_{0m} : E^{(r)} = 0, \quad E^{(\varphi)} = i E_{1m}(r),$$

$$H^{(r)} = -\frac{i\beta_{1m}}{\omega\mu_0} E_{1m}(r), \quad H^{(\varphi)} = 0;$$

$$\text{TM}_{0m} : E^{(r)} = E_{1m}(r), \quad E^{(\varphi)} = 0,$$

$$H^{(r)} = 0, \quad H^{(\varphi)} = \frac{\beta_{1m}}{\omega\mu_0} E_{1m}(r).$$

Здесь положительные и отрицательные v соответствуют циркулярно право- и левополяризованным модам соответственно. Продольные поля для всех мод равны нулю. Функция $E_{\lambda m}(r)$ удовлетворяет уравнению

$$E_{\lambda m}'' + \frac{1}{r} E_{\lambda m}' + \left(k_0^2 \varepsilon(r) - \beta_{\lambda m}^2 - \frac{\lambda^2}{r^2} \right) E_{\lambda m} = 0, \quad (11)$$

где штрих обозначает производную по радиальной координате.

В случае ступенчатого профиля ПП волокна решение уравнения (11) можно получить следующим образом. Общее решение представляется в виде

$$E_{\lambda m} = A J_{\lambda}(ur) + B Y_{\lambda}(ur). \quad (12)$$

Граничные условия, отражающие непрерывность поля $E_{\lambda m}(r)$ и его первой производной, могут быть записаны в матричной форме аналогично (7):

$$M_1(r_1)(A_1, 0)^T = M(0, B_a)^T, \quad (13)$$

где

$$M_i = \begin{pmatrix} J_{\lambda}(u_i r) & Y_{\lambda}(u_i r) \\ u_i J'_{\lambda}(u_i r) & u_i Y'_{\lambda}(u_i r) \end{pmatrix}, \quad M_a = \begin{pmatrix} 0 & K_{\lambda}(w_a r) \\ 0 & w_a K'_{\lambda}(w_a r) \end{pmatrix} \quad (14)$$

и M определяется так же, как и в (7). Уравнение (13) перепишем в виде

$$N(A_1, B_a)^T = 0, \quad N = \begin{pmatrix} -m_{11}^{(1)} & m_{12} \\ -m_{21}^{(1)} & m_{22} \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Приравнивая определитель матрицы N нулю, получим уравнение с одной неизвестной β :

$$\det N = 0, \quad (16)$$

решением которого будет являться набор постоянных распространения мод в параксиальном приближении. Подставляя найденные значения β в (15), можно с точностью до общего произвольного множителя найти величины A_1 и B_a и затем A_i и B_i для промежуточных слоев.

Линейно поляризованные моды могут быть получены как точная суперпозиция двух, трех или четырех гибридных мод параксиального приближения нулевого порядка (10). В общем случае линейно поляризованная мода есть сумма двух циркулярно правополяризованных и двух циркулярно левополяризованных гибридных мод:

$$\text{LP}_{\lambda, m} = \text{HE}_{\lambda+1, m} + \text{HE}_{-(\lambda+1), m} + \text{EH}_{\lambda-1, m} + \text{EH}_{-(\lambda-1), m}. \quad (17)$$

Моды LP_{0m} и LP_{1m} являются особыми случаями:

$$\begin{aligned} LP_{0,m} &= HE_{1,m} + HE_{-1,m}, \\ LP_{1,m}^{(a)} &= HE_{2,m} + HE_{-2,m} + TE_{0,m}, \\ LP_{1,m}^{(b)} &= HE_{2,m} + HE_{-2,m} + TM_{0,m}. \end{aligned} \quad (18)$$

Обычно достаточно паракиального приближения нулевого порядка для простого и ясного описания взаимодействия мод в оптических волокнах. Однако для ряда задач, в которых рассматривается распространение оболочечных мод, данное приближение не вполне пригодно. Одной из таких задач является распространение мод в скрученных волокнах [4]. Неточность приближения нулевого порядка, в первую очередь, связана с пренебрежением продольными компонентами полей. Это приближение может быть улучшено посредством введения поправок более высокого порядка по параметру δ . Соотношения (10) получены с учетом только нулевых членов разложения в ряд по этому параметру. При учете поправок порядка $\delta^{1/2}$ появляются ненулевые продольные компоненты поля, а моды, теряя свойство линейной поляризованности, становятся гибридными.

Используя поле (10) в качестве начального приближения и подставляя (10) в уравнения Максвелла, можно найти для продольных компонент поля:

$$\begin{aligned} HE_{vm} : E^{(z)} &= \frac{i}{\beta_{\lambda m}} \left(E'_{\lambda m} - \frac{\lambda}{r} E_{\lambda m} \right), \\ H^{(z)} &= -i \operatorname{sign}(v) \frac{\beta_{\lambda m}}{\omega \mu_0} E^{(z)}, \quad \lambda = |v| - 1; \\ EH_{vm} : E^{(z)} &= \frac{i}{\beta_{\lambda m}} \left(E'_{\lambda m} + \frac{\lambda}{r} E_{\lambda m} \right), \\ H^{(z)} &= i \operatorname{sign}(v) \frac{\beta_{\lambda m}}{\omega \mu_0} E^{(z)}, \quad \lambda = |v| + 1; \\ TE_{0m} : E^{(z)} &= 0, \quad H^{(z)} = \frac{1}{\omega \mu_0} \left(E'_{1m} + \frac{1}{r} E_{1m} \right); \\ TM_{0m} : E^{(z)} &= \frac{i}{\beta_{1m}} \left(E'_{1m} + \frac{1}{r} E_{1m} \right), \quad H^{(z)} = 0. \end{aligned} \quad (19)$$

Для мод невысокого порядка величина продольных компонент поля составляет 4–10 %. В поперечные компоненты входят поправки порядка δ , которые не вносят существенного вклада в описание каких-либо явлений, в отличие от поправок в продольных компонентах полей.

2.3. Профили распределения и дисперсия оболочечных мод

На основе метода, рассмотренного в разделе 2.1, нами был проведен расчет оболочечной модовой структуры трехслойного оптического волоконного волновода со следующими параметрами: $n_{co} = 1,4492$, $n_{cl} = 1,444$, $r_{co} = 4,1$ мкм и $r_{cl} = 62,5$ мкм; длина волны $\lambda = 1,55$ мкм. В качестве примера на рис. 1 представлены профили распределения электрического поля, нормированного на поток энергии, переносимый модой. Показаны радиальные компоненты поля для нескольких оболочечных мод: HE_{12} , EH_{11} , TM_{01} и HE_{14} . Для всех перечисленных мод кроме TM_{01} азимутальная компонента поля практически совпадает с радиальной, а продольное поле на порядок меньше поперечных полей. Азимутальное поле TM_{01} -моды равно нулю. Наличие даже незначительного отклонения ПП сердцевинки от

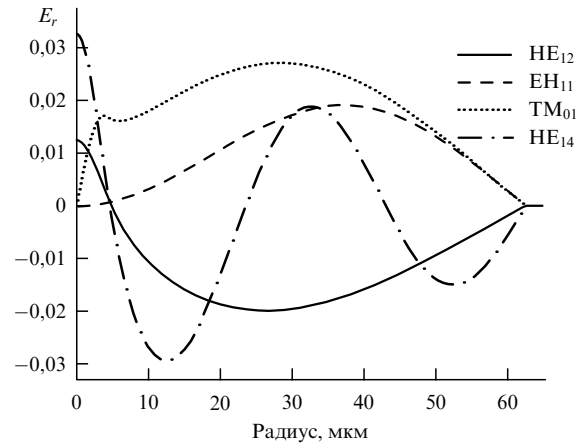


Рис. 1. Профили распределения радиальной компоненты электрического поля некоторых оболочечных мод оптического волокна.

ПП оболочки весьма существенно влияет на распределение поля моды, поэтому приближение, в котором пренебрегают сердцевинкой волокна [5], является достаточно грубым. Моды HE_{1m} имеют заметный максимум в области сердцевинки волокна. Для мод EH_{1m} , наоборот, амплитуда поля в этой области близка к нулю.

Экспериментально измеренные распределения интенсивности поля двух оболочечных мод HE_{15} и HE_{16} показаны на рис. 2а и 2б соответственно [6]. Оболочечные моды возбуждались с помощью ДПВР в одномодовом волоконном световоде с числовой апертурой 0,23, диаметрами сердцевинки и оболочки 3,5 и 125 мкм соответственно. Видно, что моды имеют четкую азимутальную симметрию, соответствующую азимутальному числу 1, и число колец в оболочке равно радиальному числу. Яркое пятно в центре, образованное модой сердцевинки, несколько засвечивает внутренние кольца от оболочечных мод.

При фиксированном значении азимутального числа уравнение (9) дает набор решений, в котором чередуются два типа мод. Так, при $v = 0$ нечетными решениями являются TE -моды, а четными — TM -моды; при $v \geq 1$ нечетные решения соответствуют HE -модам, а четные — EH -модам. В работах Т. Эрдогана (Т. Erdogan), одного из наиболее цитируемых авторов [3, 7], посвященных модам оболочки, и в некоторых других работах используется сквозная нумерация мод, в которой моды не подразделяются на HE - и EH -моды. В настоящей статье мы будем различать эти два типа мод. Второй индекс в

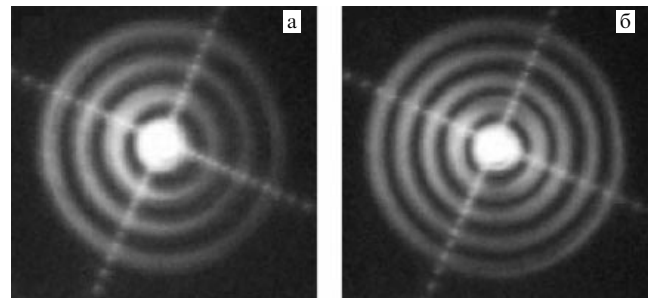


Рис. 2. Фотографии распределения интенсивностей оболочечных мод HE_{15} (а) и HE_{16} (б) [6].

обозначении оболочечной моды будет соответствовать радиальному модовому числу, которое равно числу максимумов интенсивности в радиальном распределении потока поля в сечении волокна. В работах [3, 7] мода сердцевинки выделяется из общего ряда волоконных мод и радиальная нумерация оболочечных мод начинается с первой оболочечной моды, а не с моды сердцевинки.

Моды сердцевинки и моды оболочки имеют различные фазовые скорости распространения, которые напрямую связаны с ЭПП мод, определяемыми как отношение постоянных распространения мод к волновому числу в вакууме: $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$. Значение ЭПП мод сердцевинки заключено между значениями ПП оболочки и сердцевинки. Область значений ЭПП мод оболочки лежит ниже области значений ПП оболочки.

Волноводная дисперсия проявляется в зависимости ЭПП моды от длины волны. Эта зависимость обусловлена тем, что распределение поля в волокне зависит от отношения размеров волокна к длине волны. Если это отношение изменяется при варьировании λ , то изменяются и относительные доли оптического потока, распространяющиеся в сердцевине, оболочке и покрытии. Поскольку ПП разных слоев различны, то ЭПП моды также изменяются.

Второй тип дисперсии, имеющей место в оптических волокнах, — материальная дисперсия. Обычно материальная дисперсия слабо влияет на свойства оболочечных мод, так как она почти в равной мере изменяет ПП оболочки и сердцевинки. При одинаковом изменении ПП оболочки и сердцевинки профили мод остаются практически постоянными, а ЭПП мод оболочки и сердцевинки смещаются на величину изменения ПП материала волокна при варьировании длины волны излучения. Некоторое изменение ПП покрытия слабо влияет на свойства мод, поскольку лишь незначительная часть поля, направляемого волокном, проникает в покрытие.

На рисунке 3 показаны зависимости ЭПП от длины волны λ для различных типов мод оптического одномодового волокна с параметрами, указанными выше. Сплошные кривые соответствуют HE_{1m+1} -модам, штриховые — EH_{1m} -модам, пунктирные — TM_{1m} -модам. Номера кривых в правой части рисунка соответствуют индексу m .

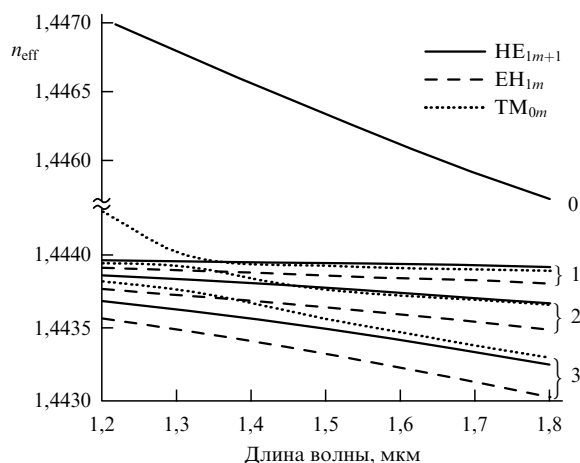


Рис. 3. Зависимости ЭПП моды сердцевинки и некоторых мод оболочки от длины волны. Номера кривых соответствуют индексу m .

радиальным модовым числом. Выше других лежит кривая, соответствующая моде сердцевинки, значение n_{eff} которой при увеличении длины волны приближается к n_{cl} . Эта кривая изогнута вниз, что соответствует положительной второй производной по длине волны. Ниже значения $n_{\text{cl}} = 1,444$ расположены кривые, соответствующие модам оболочки. Эти кривые также спадают при увеличении λ , причем наклон оказывается круче для мод более высокого порядка. Для мод невысоких порядков наклон кривых меньше наклона кривой для моды сердцевинки. При некотором значении радиального числа угол наклона ЭПП моды оболочки становится равным углу наклона кривой, соответствующей моде сердцевинки.

При значительном уменьшении λ волокно становится многомодовым, т.е. может поддерживать больше одной моды. Как видно из рисунка, при $\lambda \leq 1,3$ мкм ЭПП TM_{01} -моды оболочки преодолевает рубеж n_{cl} — оболочечная мода превращается в моду сердцевинки.

2.4. Вытекающие и излучательные моды

В случае, когда ПП покрытия оптического волокна превышает ПП оболочки, условие полного внутреннего отражения на внешней границе оболочки не выполняется и параметр w_a становится мнимым. Зависимость поля в области пространства $r > r_{\text{cl}}$ будет описываться немодифицированными функциями Бесселя, осциллирующими с ростом r и не стремящимися к нулю при $r \rightarrow \infty$. Такая мода распространяется во всем бесконечном пространстве и является излучательной.

Однако даже в этих условиях распространение света в волоконном световоде можно приближенно описывать, используя моды световода с ПП покрытия меньшим, чем ПП оболочки. При этом моды, существующие благодаря френелевскому отражению на границе оболочки и покрытия, являются затухающими из-за выхода энергии во внешнее пространство или, иначе говоря, вытекающими при распространении вдоль волокна. Потери энергии оболочечных мод при распространении вдоль волокна можно также трактовать как потери, возникающие в результате связи этих мод с излучательными модами. Распространение вытекающей моды можно описать с помощью комплексной постоянной распространения:

$$\beta = \beta_r - i\beta_i, \quad (20)$$

где β_r соответствует фазовой скорости определенной моды, а β_i — ее коэффициенту затухания.

При решении задач о вытекающих модах нередко возникает проблема, связанная с тем, что поля данных мод присутствуют вне волноводных слоев и могут возрастать при удалении от них. Эта особенность затрудняет использование традиционных методов анализа распространения мод.

При ПП покрытия большем, чем ПП оболочки и сердцевинки, что соответствует реальным оптическим волокнам, моды сердцевинки тоже являются вытекающими. Однако их вытекание значительно слабее, чем вытекание мод оболочки, что связано с экспоненциальным спадом напряженности поля моды сердцевинки в оболочке при удалении от центра волокна.

Как уже отмечалось выше, поля излучательных мод не спадают, а осциллируют при удалении от оболочки и

описываются функциями J_v и Y_v . В отличие от коэффициентов A_a и C_a для направляемых мод оболочки эти коэффициенты для излучательных мод, в общем случае не равные нулю, представляют собой две дополнительные свободные переменные. Вследствие этого, во-первых, излучательные моды имеют непрерывный, а не дискретный спектр, во-вторых, дополнительный свободный параметр позволяет задавать поляризацию моды. Существуют две независимые различно поляризованные моды, произвольная сумма которых снова дает моду световода. Таким образом, имеется свобода выбора двух линейно независимых ортогональных мод.

Соотношение, из которого можно получить распределения полей в излучательной моде, записывается в виде

$$M_1(r_1)(A_1, 0, C_1, 0)^T = M(A_a, B_a, C_a, D_a)^T. \quad (21)$$

Фиксируя $A_a = 0$ и $C_a = 1$ или $A_a = 1$ и $C_a = 0$, получим моды, аналогичные излучательным ПТЕ- и ПТМ-модам двухслойного волокна с бесконечной оболочкой соответственно. Фиксируя $A_a = k_0 n_{co}^2$ и $C_a = \pm\beta$, получим моды близкие к гибридным НЕ- и ЕН-, ТЕ- и ТМ-модам волоконного световода, которые существовали бы в оболочке, покрытой средой с меньшим ПП.

Для исследования влияния ПП окружающей среды на свойства вытекающих мод можно воспользоваться упрощенной двухслойной моделью, в которой пренебрегается влиянием сердцевинки волокна [8]. При определенных предположениях действительная и мнимая части постоянной распространения мод с $v = 1$ выражаются соответственно как

$$\beta_r = k_0 n_{cl} \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{(m + 0,25)\pi}{r_{cl} k_0 n_{cl}} \right)^2 \right],$$

$$\beta_i = 2\pi \frac{n_a^2 + n_{cl}^2}{r_{cl} k_0 n_{cl}^3 \sqrt{n_a^2 - n_{cl}^2}} (m + 0,25). \quad (22)$$

Однако, как показано в [3], такое приближение не позволяет получить корректный результат для профилей распределения полей в волокне, и, следовательно, с его помощью невозможно рассчитать коэффициенты связи мод.

Как видно из выражения для мнимой части постоянной распространения в (22), когда ПП оболочки приближается к ПП покрытия ($n_a \rightarrow n_{cl}$), проявляется особенность, состоящая в том, что затухание быстро и неограниченно возрастает. Это явление может быть использовано для создания высокочувствительных к ПП окружающей среды датчиков. С другой стороны, ЭПП вытекающих мод оболочки слабее, чем ЭПП направляемых мод, зависят от ПП внешней среды, так как поле вытекающих мод, в отличие от поля направляемых мод, не удерживается границей оболочка – среда [9].

Как и в случае направляемых мод, для расчета излучательных мод оболочки можно использовать приближение слабонаправляющего волновода и линейно-поляризованных мод [10]. Радиальное распределение для LP_{0m} -мод представляется в виде

$$E_\xi(r) = \begin{cases} A_\xi J_0(u_1 r), & r < r_{co}, \\ B_\xi J_0(u_2 r) + C_\xi Y_0(u_2 r), & r_{co} < r < r_{cl}, \\ D_\xi J_0(u_3 r) + E_\xi Y_0(u_3 r), & r > r_{cl}, \end{cases} \quad (23)$$

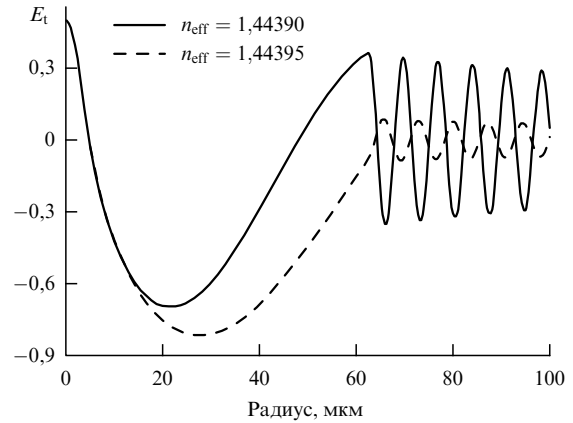


Рис. 4. Профиль распределения амплитуды поперечной компоненты электрического поля излучательной моды для двух значений ее ЭПП.

где $\xi = w_3$ — поперечная составляющая волнового вектора моды, задающая одну моду из непрерывного спектра.

На рисунке 4 представлены результаты численного расчета амплитуды поперечного электрического поля в волоконном световоде с параметрами, указанными в разделе 2.3, и ПП внешней среды $n_a = 1,46$. Показаны две моды с $v = 1$ и ЭПП $n_{eff} = 1,44390$ и $1,44395$, которые по распределению поля близки к НЕ₁₂-моду. Из рисунка видно, что даже небольшая разница в ЭПП мод существенно влияет на распределение поля. Периоды осцилляций в радиальном направлении в покрытии и оболочке значительно различаются, так как радиальная компонента волнового вектора в оболочке u_2 намного меньше, чем аналогичная компонента u_3 в покрытии. Амплитуда осцилляций поля в покрытии имеет периодическую зависимость от ЭПП, поскольку она определяется величиной поля на границе оболочки и покрытия, которая сама периодически зависит от β . При уменьшении ЭПП мода будет сначала приближаться по распределению поля к НЕ₁₃, затем к НЕ₁₄ и т.д. Начало этого процесса видно на рисунке при переходе от $n_{eff} = 1,44395$ к $n_{eff} = 1,44390$.

Для анализа распространения вытекающих оболочечных мод оптических волокон может быть применен одномерный лучевой метод [11]. Потери мощности при этом рассчитываются исходя из френелевских коэффициентов прохождения.

Вытекающие моды оболочки существуют также в оптических волокнах с внутренней оболочкой, ПП которой меньше, чем ПП внешней оболочки [12]. Вытекающими являются моды оболочки микроструктурированных (МС) (фотонно-кристаллических, дырчатых) волокон [13, 14]. Как правило, такие волокна не имеют сердцевинки с более высоким ПП и поэтому не могут поддерживать истинно направляемые моды. Вместо этого в них распространяются вытекающие моды, которые постепенно теряют свою энергию, просачиваясь между дырками и через дырки. Исследование распространения мод в дырчатых волокнах опирается главным образом на численное моделирование, так как структура волокна достаточно сложна.

Существуют различные численные методы расчета модовой структуры дырчатых волокон, один из которых — метод распространяющегося пучка (beam propa-

gation method). Последний метод широко используется при изучении волноводных структур со сложной конфигурацией и хорошо подходит для расчета вытекающих мод МС-волокон. Опишем кратко процедуру расчета профилей полей и постоянных распространения мод [14]. На первом шаге метода задается поле на входе волновода $E(x, y, 0)$. Затем численно рассчитывается распространение поля вдоль волновода, т.е. $E(x, y, z)$. Для проведения этого расчета не требуется знать профили и постоянные распространения мод. Как известно, поле волновода может быть представлено в виде суммы ортогональных мод:

$$E(x, y, z) = \sum A_j E_j(x, y) \exp(i\beta_j z), \quad (24)$$

где $E_j(x, y)$ — профили мод, A_j — амплитуды мод и β_j — их постоянные распространения.

Зная величину $E(x, y, z)$ для многих значений z , можно на основе корреляционного метода рассчитать $E_j(x, y)$, A_j и β_j для каждой моды. В корреляционном методе вначале вычисляется корреляционная функция между начальным профилем и профилем на расстоянии z от входа:

$$P(z) = \int E(x, y, 0) E^*(x, y, z) dx dy. \quad (25)$$

Так как моды ортогональны, $P(z)$ можно упростить:

$$P(z) = \sum |A_j|^2 \exp(i\beta_j z). \quad (26)$$

Фурье-образ корреляционной функции $P(z)$ будет являться функцией с резкими пиками на частотах, соответствующих постоянным распространения β_j . Интенсивности этих пиков определяют квадраты амплитуд мод $|A_j|^2$. Профили $E_j(x, y)$ рассчитываются как значения фурье-образа $E(x, y, \beta)$ в точках функции $E(x, y, z)$:

$$\begin{aligned} E(x, y, \beta) &= \int E(x, y, z) \exp(i\beta z) dz = \\ &= \sum A_j E_j(x, y) \delta(\beta - \beta_j). \end{aligned} \quad (27)$$

Скалярный метод распространяющегося пучка использовался для расчета модовой структуры дырчатых волокон в [15]. Отдельной проблемой является расчет потерь мод для дырчатых волокон [13].

3. Волоконные брэгговские решетки

Один из наиболее распространенных способов возбуждения оболочечных мод основан на использовании волоконных решеток, технология которых бурно развивалась в последние годы. В зависимости от того, между какими модами оптического волокна создается условие резонанса и межмодовая связь — между встречными или однонаправленными, решетки разделяют на два типа: брэгговские и длиннопериодные соответственно. Период брэгговских решеток составляет величину порядка длины волны излучения. Так, для получения брэгговского отражения в волокне на длине волны 1,55 мкм решетка должна иметь период 0,54 мкм. Волоконные брэгговские решетки создаются с помощью ультрафиолетового (УФ) излучения, которое периодически изменяет ПП сердцевинки волокна. Для создания периодиче-

ского распределения интенсивности УФ-излучения вдоль волокна используют двухлучевую интерференционную схему. Два когерентных пучка можно получить с помощью разделительного зеркала, отражений в призме или фазовой решетки. Волоконные брэгговские решетки используются главным образом для связи двух встречных мод сердцевинки. Однако в реальных волокнах с конечным диаметром оболочки ВБР возбуждают также моды оболочки. Иногда это явление нежелательно, в связи с чем возникает проблема подавления связи мод сердцевинки с модами оболочки.

3.1. Теория

Рассмотрим детальнее взаимодействие между направляемыми модами сердцевинки и оболочки стандартного одномодового волокна.

Стандартные волокна имеют сердцевину с ПП, незначительно отличающуюся от ПП оболочки, поэтому моды сердцевинки с большой точностью можно рассчитать на основе ЛР-приближения, полагая оболочку волокна бесконечно большой. Дисперсионное соотношение для ЛР-моды сердцевинки имеет вид

$$V\sqrt{1-b} \frac{J_1(V\sqrt{1-b})}{J_0(V\sqrt{1-b})} = V\sqrt{b} \frac{K_1(V\sqrt{b})}{K_0(V\sqrt{b})}, \quad (28)$$

где $V = (2\pi/\lambda) r_{co} \sqrt{n_{co}^2 - n_{cl}^2}$ и $b = (n_{eff}^2 - n_{cl}^2)/(n_{co}^2 - n_{cl}^2)$ — нормированный ЭПП. Поле моды в области сердцевинки записывается как

$$E_r^{(co)} = E_{co} J_0 \left(V\sqrt{1-b} \frac{r}{r_{co}} \right), \quad E_\phi^{(co)} = iE_r^{(co)}. \quad (29)$$

В оболочке поле моды сердцевинки спадает экспоненциально с ростом радиуса, поэтому это поле практически не достигает внешней границы оболочки. Точный расчет моды оболочки может быть выполнен с помощью метода, описанного в разделе 2.1.

Так как амплитуда решеток, возбуждаемых УФ-излучением, имеет порядок 10^{-3} , т.е. много меньше 1, то можно воспользоваться теорией связанных мод с медленно меняющимися амплитудами. Для анализа взаимодействия мод необходимо рассчитать коэффициенты связи, которые выражаются через интегралы перекрытия мод.

Симметричные ВБР связывают моды с одинаковыми азимутальными числами, поэтому основная мода сердцевинки, имеющая $v = 1$, может быть связана с модами HE_{1m} и EH_{1m} . Коэффициент связи двух мод определяется через интеграл их перекрытия:

$$K_{pq} = \frac{\omega \epsilon_0}{4} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{E}_p^*(r, \phi) \Delta \epsilon \mathbf{E}_q(r, \phi) dS, \quad (30)$$

где $\Delta \epsilon$ — изменение диэлектрической проницаемости волокна в результате воздействия УФ-излучения. При вычислении коэффициентов связи встречных мод можно пренебречь продольными компонентами электрических полей, поскольку они на порядок меньше поперечных компонент.

При индуцировании ВБР в оптическом волокне, как правило, изменяется лишь ПП легированной сердцевинки волокна, поэтому для фотоиндуцированных решеток $\Delta \epsilon$ отлична от нуля при $r < r_{co}$. В этой области ПП можно

записать в следующем виде:

$$n(z) = n_{co} \left\{ 1 + \sigma(z) \left[1 + M \cos \left(\frac{2\pi z}{\Lambda} \right) \right] \right\}, \quad (31)$$

где $\sigma(z)$ — медленно меняющаяся огибающая, M — амплитуда модуляции индуцированного ПП в решетке, или видность решетки, Λ — период решетки. С учетом (31) коэффициент связи представляется как $K_{pq} = \kappa_{pq} [1 + M \cos(2\pi z/\Lambda)]$, где

$$\kappa_{pq} = \frac{\omega \varepsilon_0}{2} n_{co}^2 \sigma(z) \int_0^{r_{co}} \mathbf{E}_p^*(r, \varphi) \mathbf{E}_q(r, \varphi) dS. \quad (32)$$

Зависимость коэффициента связи κ_{pq} , нормированного на амплитуду модуляции ПП в решетке $\Delta n = n_{co} \sigma(z)$, для моды сердцевин с HE_{1m} - и EH_{1m} -модами оболочки от радиального модового числа показана на рис. 5 [3]. Из рисунка видно, что связь с EH_{1m} -модами, имеющими малые радиальные числа, очень слаба по сравнению со связью с HE_{1m} -модами, что обусловлено малой амплитудой поля EH_{1m} -мод вблизи сердцевинного волокна. Однако для мод с $m \gtrsim 20$ HE_{1m} - и EH_{1m} -моды имеют близкие по величине коэффициенты связи. Медленные осцилляции в зависимости от радиального модового числа обусловлены тем, что при увеличении модового числа на единицу соответственно увеличивается число осцилляций поля моды оболочки, и зависимость поля моды от радиальной координаты в области сердцевинного сдвигается к центру волокна.

При анализе взаимодействия мод можно пренебречь связью между модами оболочки, в том числе самовоздействием мод оболочки, которое вносит поправки в постоянные распространения мод. Такое приближение допустимо, поскольку лишь незначительная часть поля оболочечной моды приходится на сердцевину волокна, в которой индуцируется решетка. Поэтому интеграл перекрытия двух мод оболочки меньше, чем интеграл перекрытия моды оболочки и моды сердцевинной, который, в свою очередь, меньше интеграла перекрытия мод сердцевинной. Используя вышеназванные приближения и отбрасывая быстроосциллирующие члены, можно получить систему уравнений связанных мод, описывающих

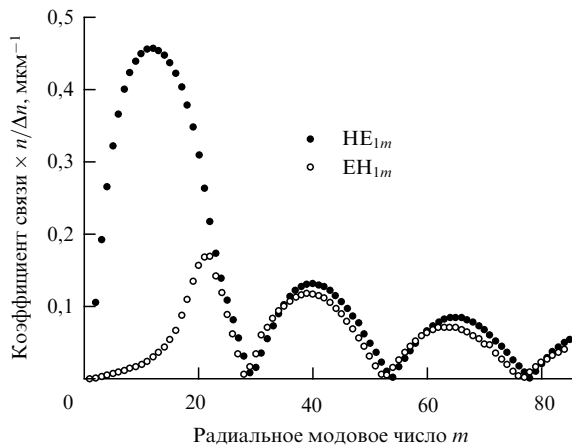


Рис. 5. Коэффициент связи оболочечных мод с модой сердцевинной в зависимости от радиального модового числа для HE - и EH -мод [3].

медленно меняющиеся амплитуды связанных мод [3]:

$$\begin{aligned} \frac{dA^{co}}{dz} &= i\kappa^{co-co} A^{co} + i \frac{M}{2} \kappa^{co-co} B^{co} \exp(-i2\delta^{co-co}z) + \\ &+ i \sum_m \frac{M}{2} \kappa_m^{co-cl} B_m^{cl} \exp(-i2\delta_m^{co-cl}z), \\ \frac{dB^{co}}{dz} &= -i\kappa^{co-co} B^{co} - i \frac{M}{2} \kappa^{co-co} A^{co} \exp(i2\delta^{co-co}z), \\ \frac{dB_m^{cl}}{dz} &= -i \frac{M}{2} \kappa_m^{co-cl} A^{co} \exp(i2\delta_m^{co-cl}z), \end{aligned} \quad (33)$$

где A и B обозначают амплитуды прямых и обратных мод соответственно, δ^{co-co} и δ_m^{co-cl} — параметры отстройки, определенные как $\delta^{co-co} = (2\beta^{co} - 2\pi/\Lambda)/2$ и $\delta_m^{co-cl} = (\beta^{co} + \beta_m^{cl} - 2\pi/\Lambda)/2$. Резонансное взаимодействие с модами оболочки происходит при условии

$$\beta^{co} + \Delta\beta^{co} + \beta_m^{cl} = \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (34)$$

где $\Delta\beta^{co} = \kappa^{co-co}$, из которого можно найти резонансную длину волны. Будем полагать, что отдельные резонансы достаточно узки и спектрально разделены так, что при фиксированной длине волны взаимодействуют лишь две волны: мода сердцевинной и мода оболочки. В этом случае можно выделить отдельный резонанс с модой оболочки. Если принять, что решетка однородна по длине ($\sigma(z) = \text{const}$), то тогда решение системы (33) дает коэффициенты отражения и прохождения для этого резонанса, аналогичные коэффициентам отражения и прохождения брэгговского зеркала (в центре резонанса коэффициент прохождения $T = \tanh^2 \kappa L$, где $\kappa = \kappa_m^{co-cl} M/2$). Приближенная нормированная спектральная ширина резонанса может быть найдена как

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda\kappa}{\pi n_{av}} \sqrt{1 + \left(\frac{\pi}{\kappa L} \right)^2}, \quad (35)$$

где n_{av} — средний ЭПП двух связанных мод.

В случае, когда ПП покрытия больше ПП оболочки или близок к нему по величине, ВБР не могут возбуждать оболочечные моды, а возбуждают только излучательные моды. Для описания связи с излучательными модами необходимо сумму полей оболочечных мод в разложении поля в волоконном световоде заменить интегралом по непрерывному спектру излучательных мод:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= A^{co} \mathbf{E}^{co+} \exp(i\beta_{co}z) + B^{co} \mathbf{E}^{co-} \exp(-i\beta_{co}z) + \\ &+ \int [A_\xi \mathbf{E}_{\xi+} \exp(i\beta_\xi z) + B_\xi \mathbf{E}_{\xi-} \exp(-i\beta_\xi z)] d\xi. \end{aligned} \quad (36)$$

Подставляя поле в виде (36) в уравнения Максвелла и пренебрегая быстроосциллирующими членами, можно получить следующие уравнения связанных мод:

$$\frac{dA^{co}}{dz} = -i \int K_\xi^{co-rd} \exp(i\varphi_\xi z) B_\xi d\xi, \quad (37)$$

$$\frac{dB_\xi}{dz} = iK_\xi^{rd-co} \exp(-i\varphi_\xi z) A^{co}, \quad (38)$$

где $\varphi_\xi = \beta_{co} + \beta_\xi - 2\pi/\Lambda$. Уравнения (37) и (38) можно решить с помощью разложения амплитуд мод A^{co} и B_ξ по малому параметру σM . С учетом членов разложения

до второго порядка и граничных условий получено следующее выражение для амплитудного коэффициента прохождения решетки [10]:

$$\frac{A^{\text{co}}}{A_0} = 1 + \int \frac{\alpha_\xi}{\varphi_\xi^2} [i\varphi_\xi L - 1 + \exp(-i\varphi_\xi L)] d\beta_\xi, \quad (39)$$

где $\alpha_\xi = K_\xi^{\text{co-rd}} K_\xi^{\text{rd-co}} (\beta_\xi / \xi)$. Соотношение (39) справедливо для случая, когда потери энергии моды сердцевины незначительны. При больших потерях необходимо учитывать в разложении члены более высокого порядка. Наибольший вклад в интеграл дает область, в которой $\beta_\xi \approx 2\pi/\Lambda - \beta_{\text{co}}$ и $\varphi_\xi \approx 0$. Поведение фактора α_ξ определяет характер зависимости пропускания ВБР в области длин волн, соответствующих связи с излучательными модами.

3.2. Спектры пропускания

На рисунке 6 приведена диаграмма, иллюстрирующая преобразование мод в оптическом волокне при наличии в нем решетки ПП. Весь диапазон существования мод делится на три области: область I содержит излучательные моды, область II — оболочечные моды, область III — моды сердцевины. Эти области разделены штриховыми линиями $\beta = n_{\text{co}}k_0$, $\beta = n_{\text{cl}}k_0$, $\beta = n_a k_0$. Длинные стрелки показывают связь мод, возбуждаемую волоконными брэгговскими решетками. Длина стрелки обратно пропорциональна периоду решетки: $k_g = 2\pi/\Lambda$. При малом значении волнового числа (большой длине волны) мода сердцевины связана с аналогичной модой, распространяющейся в противоположном направлении

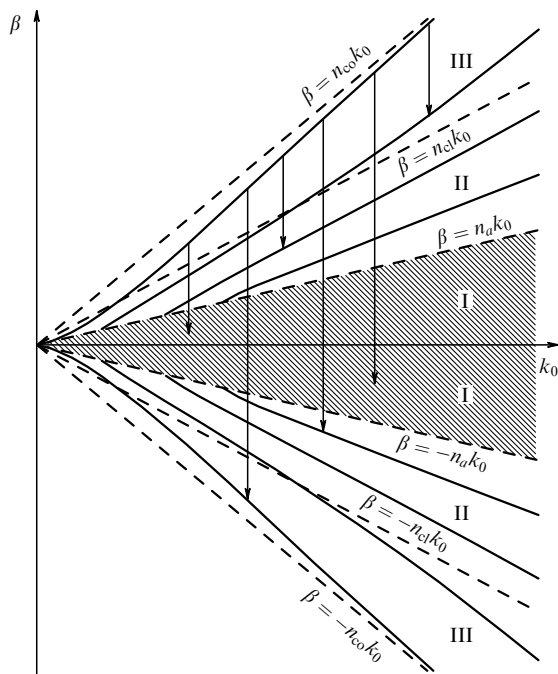


Рис. 6. Диаграмма, иллюстрирующая связь мод в ВБР и ДПВР. Сплошные прямые — постоянные распространения мод сердцевины (область I), оболочки (область II) и излучательных мод (область III) в зависимости от волнового числа. Штриховые прямые, разделяющие пространство на три области, описываются функциями $\beta = n_a k_0$, $\beta = n_{\text{cl}} k_0$ и $\beta = n_{\text{co}} k_0$. Стрелками показаны переходы, возбуждаемые брэгговскими (длинные стрелки) и длиннопериодными (короткие стрелки) решетками.

и имеющей отрицательные постоянные распространения. При несколько больших k_0 (меньших длинах волн) мода сердцевины связана с одной из встречных оболочечных мод, а при еще больших k_0 мода сердцевины преобразуется решеткой в излучательные моды.

На рисунке 7 показаны спектры пропускания, рассчитанные для ВБР с периодом $\Lambda = 530$ нм, длиной 0,5 см и амплитудой модуляции ПП 5×10^{-4} [10]. Расчеты выполнены для случаев: ПП оболочки больше ПП покрытия (рис. 7а); ПП оболочки равен ПП покрытия, т.е. моды оболочки не существуют (рис. 7б); ПП оболочки меньше ПП покрытия, и моды оболочки являются вытекающими (рис. 7в). Во всех трех случаях в спектрах присутствует пик брэгговского отражения, форма и положение которого практически не зависят от ПП покрытия. В коротковолновой части спектров (рис. 7а, в) наблюдается серия пиков, соответствующих резонансам с оболочечными HE_{1m} -модами. В случае рис. 7б резонансы отсутствуют, вместо них имеется непрерывный спектр поглощения, обусловленный связью моды сердцевины с излучательными модами. Когда ПП оболочки больше ПП покрытия, наиболее сильная перекачка

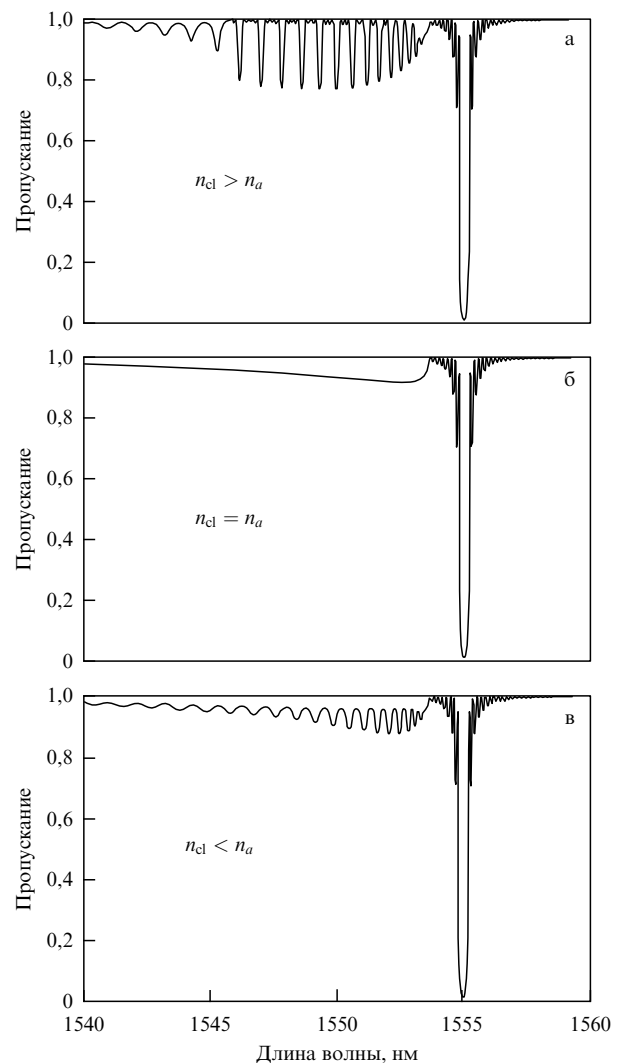


Рис. 7. Спектры пропускания ВБР, рассчитанные для случаев, в которых ПП оболочки больше ПП покрытия (а), равен ПП покрытия (б) и меньше ПП покрытия (в) [10].

энергии происходит в оболочечные моды с $m \approx 11$, что обусловлено наибольшим коэффициентом связи этих мод с модой сердцевин (см. рис. 5). Оболочечные резонансы на рис. 7а в области $\lambda > 1546$ нм существенно уже резонансов при $\lambda < 1546$ нм. Это связано с тем, что резонансы в области выше 1546 нм образованы направляемыми оболочечными модами, а ниже — вытекающими. Резонансы вытекающих мод оболочки меньше по амплитуде и более размыты, чем резонансы направляемых мод. Небольшое число мод, поддерживаемых оболочкой (16 мод), обусловлено незначительной разницей показателей преломления покрытия и оболочки, принятой в численном расчете. В волокнах, окруженных воздухом, в которых больше 100 мод с $v = 1$, наблюдаются только резонансы направляемых мод. Экспериментально измеренные спектры для волокон различных типов качественно совпадают со спектрами, приведенными на рис. 7.

Как уже отмечалось, характер зависимости спектра определяется поведением фактора α_ξ : при ПП покрытия, равном ПП оболочки, этот фактор монотонно зависит от длины волны (аналогично зависимости на рис. 7б) в области резонансов оболочечных мод, при ПП покрытия, большем ПП оболочки, зависимость α_ξ осциллирует (аналогично зависимости на рис. 7в).

3.3. Наклонные решетки

В обычных, ненаклонных решетках имеет место связь мод только с одинаковыми азимутальными числами, поэтому основная мода сердцевин HE_{11} может обмениваться энергией с модами, для которых $v = 1$, т.е. с HE_{1m} - и EH_{1m} -модами. В наклонных решетках связь мод сложнее, поскольку в общем случае могут взаимодействовать моды с произвольными азимутальными числами [16]. Возможны два варианта наклона решетки относительно направления поляризации моды сердцевин: вектор решетки может лежать либо в одной плоскости с направлением поляризации (р-решетка), либо в плоскости, перпендикулярной направлению поляризации (s-решетка). Координатная зависимость поправки к ПП в сердцевине волокна записывается как

$$\Delta n(x, y, z, \theta) = n_{co} \sigma(z') \left[1 + M \cos \left(\frac{2\pi}{\Lambda} z' \right) \right], \quad (40)$$

где

$$z' = \begin{cases} z \cos \theta - x \sin \theta, & \text{р-решетка,} \\ z \cos \theta - y \sin \theta, & \text{s-решетка,} \end{cases}$$

θ — угол наклона решетки, $\sigma(z')$ — огибающая решетки, описывающая медленное изменение амплитуды решетки вдоль координаты z' . Взаимодействие мод в наклонных решетках можно описать, как и в обычных решетках, используя метод связанных мод с расчетом коэффициентов связи через интегралы перекрытия. Коэффициенты связи зависят от направлений поляризации мод. Расчет показывает, что моды с ортогональными поляризациями имеют малые коэффициенты связи. Также малы коэффициенты связи между двумя модами оболочки по сравнению с коэффициентами связи моды сердцевин и мод оболочки, как и в случае ненаклонных решеток.

Зависимость коэффициентов связи моды сердцевин с модами оболочки от радиального модового числа для

наклонных решеток аналогична таковой для ненаклонных решеток, но существуют и некоторые различия: EH_{2m} - и EH_{3m} -моды оболочки, как правило, имеют большие коэффициенты связи, чем HE_{2m} - и HE_{3m} -моды; коэффициент связи уменьшается с ростом азимутального модового числа; максимальные коэффициенты связи наблюдаются при больших радиальных числах, чем в ненаклонных решетках. Коэффициенты связи периодически зависят от угла наклона решетки. При этом амплитуда осцилляций уменьшается при увеличении угла. Для $v = 1$ максимум имеет место при $\theta = 0$. Для $v = 2$ коэффициент связи максимален при $\theta = 5^\circ$ для $v = 3$ — при $\theta = 7,5^\circ$, поэтому для получения высоких коэффициентов отражения в моды оболочки угол наклона ВБР к оси волокна не должен превышать нескольких градусов ($5-10^\circ$) [16].

При использовании наклонных решеток в волокнах на длинах волн, меньших длины волны отсечки, основная мода сердцевин LP_{01} может обмениваться энергией не только с модами оболочки, но и, в первую очередь, с модами сердцевин более высокого порядка, например с асимметричной модой LP_{11} [17].

В измеренных спектрах пропускания наклонных ВБР, как и в случае ненаклонных решеток, на длинах волн, меньших брэгговской длины волны, наблюдаются множественные пики поглощения, связанные с резонансами мод оболочки. Различие обнаруживается в том, что в случае наклонной решетки спектр представляет собой совокупность чередующихся резонансов от нескольких типов мод, обладающих различными азимутальными модовыми числами. Наибольшую амплитуду имеют пики, связанные с LP_{0m} - и LP_{1m} -модами [18, 19]. В спектре наблюдается также широкая полоса потерь, обусловленная связью с излучательными модами, на которую накладываются резонансные пики мод оболочки. Положение резонансных пиков и полосы потерь в излучательные моды зависит от ПП окружающей среды, поэтому были предложены основанные на ВБР датчики для измерения ПП [19]. При изгибе волокна, в сердцевине которого создана ВБР, угол между лучом и решеткой изменяется, что приводит к изменению коэффициента связи между прямо распространяющейся модой сердцевин и обратно распространяющимися модами оболочки. В результате коэффициент пропускания на резонансных частотах, соответствующих модам оболочки, также изменяется. Таким образом, по величине коэффициента пропускания можно определить кривизну волокна и, следовательно, можно создать датчик изгиба, основанный на этом принципе [20]. Продемонстрирована также возможность реализации узкополосного фильтра на основе наклонных ВБР с малыми вносимыми потерями [21].

3.4. Подавление оболочечных резонансов

В разделе 3.3 было указано на возможные применения резонансного отражения в оболочечные моды при записи ВБР в оптических волокнах. Однако очень часто это явление нежелательно и требуется подавить отражение в моды оболочки и устранить соответствующие потери в волокне, в частности, в случае, когда необходимо лишь наличие узкой брэгговской полосы, связанной с отражением в основную моду сердцевин. Пики потерь в коротковолновой части спектра могут быть чрезвычайно вредными, особенно в системах с мультиплекси-

рованием по длине волны (МДВ, WDM — от англ. wavelength division multiplexing). В связи с этим проводятся активные исследования по подавлению оболочечных резонансов в ВБР [22–26].

Основной способ подавления оболочечных резонансов состоит в уменьшении коэффициентов связи мод сердцевин и мод оболочки. Этого можно достичь, управляя тремя параметрами, определяющими коэффициенты связи.

Во-первых, подбором профиля ПП оптического волокна можно изменять профили мод как сердцевин, так и оболочки, выбирая такие варианты, при которых интегралы перекрытия мод минимальны. Как правило, уменьшение коэффициентов связи для оболочечных мод низкого порядка имеет место в оптических волокнах, оболочка которых содержит кольцо с пониженным ПП вокруг сердцевин (depressed cladding) [22]. Такое кольцо эффективно уменьшает амплитуду поля мод оболочки в сердцевине, тем самым уменьшая интеграл перекрытия с модой сердцевин. Однако в этом случае наблюдалось, что в промежутке между брэгговским резонансом и резонансами оболочки возникают дополнительные пики потерь, связанные с существованием вытекающих мод внутренней части оболочки, имеющей пониженный ПП. Амплитуда этих пиков очень сильно возрастает даже при незначительных наклонах решетки по отношению к оси волокна, поэтому критичной становится точная фиксация волокна при записи решетки [23].

Во-вторых, для уменьшения интеграла перекрытия мод варьируют профиль фоточувствительности волокна [24]. В идеальном случае оболочка должна обладать той же фоточувствительностью, что и сердцевина. Тогда интеграл перекрытия равняется нулю в силу ортогональности мод. В реальных случаях достаточно расширить профиль фоточувствительности на несколько микрометров, достигнув области, в которой амплитуда экспоненциально спадающей моды сердцевин приближается к нулю. В результате произведение трех функций — фоточувствительности, полей мод сердцевин и оболочки — также будет близко к нулю. Профиль фоточувствительности расширяется посредством легирования оболочки германием с внесением добавок, необходимых для компенсации изменения ПП. Недостатком такого метода является уменьшение силы решетки вследствие поглощения УФ-излучения в области вне сердцевин волокна, где амплитуда моды сердцевин незначительна. Наиболее эффективным является совместное изменение профилей ПП и фоточувствительности [27]. Чтобы достаточно хорошо подавить оболочечные резонансы, необходимо точно измерять и контролировать профиль фоточувствительности волокна. Это позволяет получать величину потерь в оболочечные моды меньше 0,1 дБ при записи ВБР силой 30 дБ [24].

Возможно также создание решеток с нестандартным распределением индуцированного изменения ПП по сечению волокна. В работе [25] был предложен новый метод записи ВБР в стандартных волокнах, в котором при записи наклонной решетки волокно вращается вокруг своей оси. Теоретический расчет показал, что резонансы оболочечных мод таких решеток значительно ослаблены. Однако результаты этого расчета пока не подтверждены экспериментально.

В-третьих, для устранения влияния оболочечных резонансов в ВБР используется увеличение числовой

апертуры волокна, что приводит к увеличению интервала длин волн (до 10 нм) между брэгговским резонансом и множественными резонансами оболочечных мод. Таким образом расширяется диапазон длин волн, в котором работают брэгговские решетки, применяемые в системах с МДВ. Важной частью проблемы является стыковка специального волокна, разработанного для записи ВБР, со стандартным волокном, так как стыковка волокон, имеющих различные профили ПП, может внести дополнительные потери. С помощью оптимизации параметров волокна была достигнута величина потерь в 0,04 дБ при стыковке со стандартным волокном SMF-28.

В условиях неидеальной записи решетки в волокне разработанные методы могут оказаться неоптимальными. Так, при наличии небольшого угла между осью волокна и направлением нормали к решетке отражение в оболочечные моды существенно возрастает. Для того чтобы понизить чувствительность ВБР к небольшим углам наклона, в [26] предлагается уменьшить диаметр (по сравнению с обычным) области оболочки с пониженным ПП. Такие волокна также менее чувствительны к возможной азимутальной асимметрии индуцируемой решетки. В случае больших углов наклона ($> 1,3^\circ$) целесообразнее использовать волокна с согласованной (matched) оболочкой.

Наконец, подавления оболочечных резонансов добиваются, создавая препятствия распространению оболочечных мод в волокне. Для этого оболочку волокна покрывают поглощающими материалами или прозрачным полимером, ПП которого совпадает с ПП оболочки. Затухание мод оболочки размывает и ослабляет соответствующие резонансы.

3.5. Брэгговские решетки в микроструктурированных волокнах

Многие приложения ВБР основаны на сложных, имеющих разнообразные профили решетках, которые записываются в обычных германо-силикатных волокнах. Новое поколение волоконно-оптических систем требует от оптических компонент большей функциональности, поэтому исследователи сосредоточили внимание на создании обычных решеток в модифицированных волноводных структурах с более сложными конфигурациями [15, 28, 29]. Модифицированные волоконные световоды можно разделить по методу изготовления на две группы: 1) волокна, получаемые обработкой стандартных волокон и 2) волокна со структурой, измененной в процессе производства волокна. В данном разделе мы рассмотрим интенсивно исследуемые в последнее время волокна второй группы — микроструктурированные (МС) волокна [30].

Микроструктурированные волокна создаются из структурированных заготовок и содержат воздушные отверстия вдоль всей длины волокна. Интерес к таким структурам был вызван, в частности, демонстрацией возможности распространения в них света благодаря не полному внутреннему отражению, а брэгговскому отражению от периодически распределенных отверстий, а также генерацией суперконтинуума [31]. Волокна МС-типа предоставляют дополнительные возможности при разработке приборов, основанных на использовании оболочечных мод, за счет контроля над размерами и распределением воздушных областей в обо-

лочке. Более того, воздушные отверстия могут быть заполнены различными активными средами, позволяющими управлять параметрами решеток в таком волокне.

Микроструктурированные волокна можно разделить на два класса: фотоннокристаллические (ФК) с отверстиями, расположенными в узлах периодической двумерной решетки, и просто дырчатые волокна, в которых отверстия не образуют периодической структуры. Возможны также два механизма направления волны в МС-волокнах. В первом случае волна испытывает брэгговское отражение на периодической структуре оболочки, в которой волна не может распространяться вследствие наличия запрещенной зоны. Этот механизм реализуется только в ФК-волокнах. В другом волноводном режиме происходит полное внутреннее отражение на границе сердцевина–оболочка. Условия полного внутреннего отражения обеспечиваются более высоким ПП кварцевой, возможно легированной, сердцевины по сравнению со средним ПП дырчатой оболочки.

Применение МС-волокон в линиях связи ограничивается присущими таким волокнам потерями, значительно большими, чем в стандартных волокнах. С другой стороны, при использовании МС-волокон для записи решеток потери становятся абсолютно несущественным фактором, так как длины решеток не превышают нескольких сантиметров.

В некоторых приложениях отверстия МС-волокон не задействованы в направлении моды сердцевины, а предназначены для управления оболочечными модами. В таких волокнах мода сердцевины направляется сердцевинной, образованной легированным кварцем, как и в случае стандартных волокон [29]. Легирование позволяет записывать в таких волокнах фотоиндуцированные ВБР и ДПВР.

Исследование спектров МС-волокон позволяет охарактеризовать как моды сердцевины, так и моды оболочки. В частности, в спектрах пропускания ВБР, записанных в МС-волокнах, наблюдаются резонансы, связанные с модами оболочки, которые позволяют изучить модовую структуру волокон, получить постоянные распространения мод и их профили распределения по сечению волокна. Полученные характеристики могут использоваться при разработке компонентов на основе МС-волокон.

На вставках рис. 8 показаны четыре типа МС-волокон, в которых записывались решетки: ФК-волокно (рис. 8а), волокно со структурой типа "грейпфрут" (рис. 8б), волокно с внутренней воздушной оболочкой (рис. 8в) и волокно с большим контрастом ПП (high-delta fiber), т.е. с большой разницей между ПП оболочки и сердцевины (рис. 8г). Оболочка ФК-волокна пронизана периодически расположенными отверстиями. В рассматриваемом случае свет удерживался волокном не посредством брэгговского отражения, а благодаря наличию сердцевины без воздушного отверстия. Свойства МС-волокна во многом схожи со свойствами обычного волокна, имеющего радиус, равный внутреннему радиусу кварцевой оболочки МС-волокна. Когда внутренний радиус оболочки приближается к радиусу сердцевины, получается волокно с большим контрастом ПП, моды которого сильно сжаты воздушными отверстиями. Эти моды проявляют сильную аномальную дисперсию на длинах волн видимого диапазона.

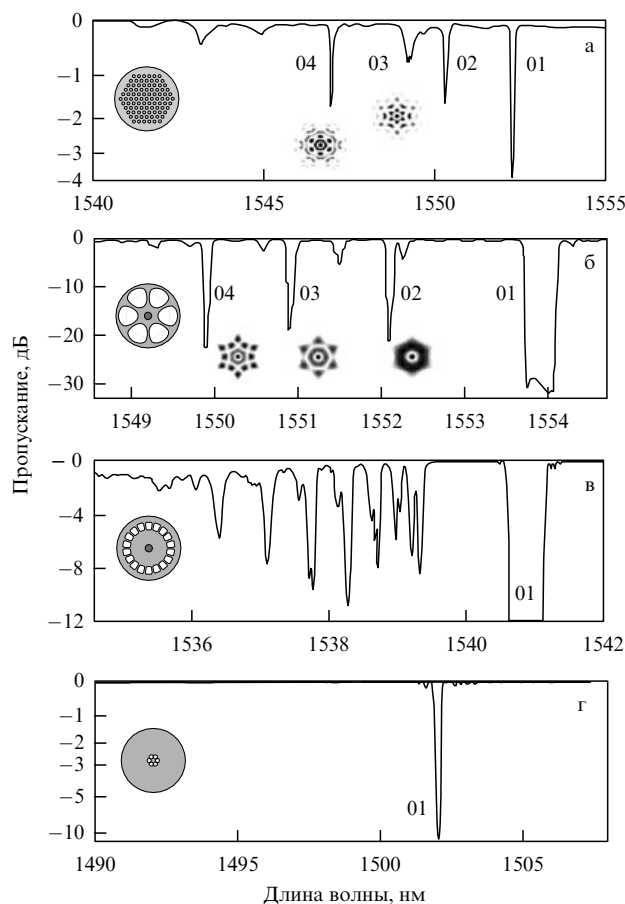


Рис. 8. Спектры пропускания ВБР в различных типах МС-волокон: ФК-волокно (а), волокно со структурой типа "грейпфрут" (б), волокно с воздушной оболочкой (в) и волокно с большим контрастом ПП (г) [14]. На вставках показаны сечения волокон и профили некоторых оболочечных мод для соответствующих резонансов.

В волокнах перечисленных типов с помощью фазовых масок и УФ-излучения импульсного лазера на длине волны 242 нм записывались ВБР [14]. Спектры пропускания решеток получали, измеряя мощность, прошедшую через волокно при сканировании перестраиваемым лазером определенного диапазона длин волн. На длинах волн, на которых наблюдались пики потерь, с помощью микроскопа регистрировались профили распределения отраженных оболочечных мод.

Было создано специальное ФК-волокно с сердцевинной, содержащей малое количество германия, которая поэтому вносила слабое возмущение в направляемые моды, но в то же время этого количества германия было достаточно для того, чтобы записать решетку. Типичный радиус сердцевины составлял порядка 1 мкм и $\Delta = 5 \times 10^{-3}$. Сердцевина волокна с большим контрастом ПП имела такие же параметры. Расстояние между отверстиями в гексагональной решетке составляло порядка 10 мкм, поэтому моды удерживались в сердцевине благодаря полному внутреннему, а не брэгговскому отражению. В волокнах со структурой типа "грейпфрут" и внутренней воздушной оболочкой радиус сердцевины составлял ~ 4 мкм и $\Delta = 3,5 \times 10^{-3}$.

На рисунке 8 показаны спектры пропускания решеток, записанных в четырех ранее названных типах во-

локон: ФК-волокно (рис. 8а), волокно со структурой типа "грейпфрут" (рис. 8б), волокно с внутренней воздушной оболочкой (рис. 8в) и волокно с большим контрастом ПП (рис. 8г). Резонанс, обозначенный на рис. 8 как 01, соответствует отражению в моду сердцевины. Следующие по порядку резонансы на более коротких волнах соответствуют вытекающим модам оболочки, которые быстро рассеиваются при распространении в волокне. В отличие от обычных волокон в ФК-волокнах интенсивность отражения в оболочечные моды сравнима с интенсивностью отражения в моду сердцевины. Это связано с тем, что несколько первых мод оболочки прижаты к сердцевине волокна и имеют большие интегралы перекрытия с ней. Расстояние между резонансами оболочечных мод больше, чем в обычных волокнах, что также связано с меньшим радиусом мод. Рядом с пиками спектра на рисунке приведены соответствующие профили возбуждаемых оболочечных мод.

В волокне со структурой типа "грейпфрут" расстояние между оболочечными резонансами также больше, чем в стандартных волокнах. Наиболее сильные резонансы являются резонансами мод, большая часть профиля которых расположена во внутренней области между шестью отверстиями. Незначительная доля света покидает центральную часть волокна через тонкие кварцевые стенки.

Волокно с внутренней воздушной оболочкой по своим свойствам очень близко к обычному волокну с внешним диаметром, равным диаметру внутренней оболочки. Поэтому спектр пропускания на рис. 8в очень напоминает спектр пропускания решетки в стандартном волокне. Профили мод такого волокна имеют практически круговую симметрию, они также были зарегистрированы в эксперименте [14].

В спектре волокна с большим контрастом ПП резонансы оболочечных мод отсутствуют. Это связано с тем, что радиус внутренней оболочки очень мал и ПП первой оболочечной моды очень сильно отличается от ПП сердцевины. В результате этот резонанс отстоит очень далеко от брэгговского пика. Строго говоря, в таком волокне фундаментальная мода является уже оболочечной модой, так как ее ПП, который составляет примерно 1,40, меньше ПП оболочки.

Структура МС-волокон позволяет заполнять их различного рода газами и жидкостями. В работе [32] МС-волокно заполнялось УФ-отверждаемым полимером, после чего полимер освещался УФ-излучением. Показатель преломления полимера зависит от температуры значительно сильнее по сравнению с ПП кварцевого стекла, поэтому резонансы оболочечных мод, возбуждаемые с помощью ВБР, записанных в такой структуре, более чувствительны к изменениям температуры, чем резонансы в обычных волокнах, что подтверждено экспериментально. При комнатной температуре ПП полимера больше ПП кварца, но уменьшается при возрастании температуры и становится меньше ПП кварца в случае сильного нагрева. Это приводит к тому, что при изменении температуры изменяется сам режим волноводного распространения моды оболочки.

Таким образом, микроструктурирование оптического волокна позволяет управлять характеристиками оболочечных мод новыми способами, невозможными в обычных волокнах.

4. Длиннопериодные волоконные решетки

Длиннопериодная волоконная решетка представляет собой волоконно-оптическую структуру с периодическим изменением свойств вдоль волокна, в которой создается условие резонанса для взаимодействия нескольких однонаправленных мод. Период такой структуры составляет величину порядка доли миллиметра. В отличие от брэгговских решеток ДПВР связывают моды, распространяющиеся в одном и том же направлении, разница постоянных распространения которых невелика, и поэтому период такой решетки может значительно превышать длину волны излучения, распространяющегося в волокне. В связи с тем, что период ДПВР значительно превышает длину волны, ДПВР достаточно просты в изготовлении. Так как ДПВР связывают однонаправленные моды, их резонансы можно наблюдать только в спектрах пропускания. Прошедший сигнал имеет провалы на длинах волн, соответствующих резонансам с различными модами оболочки (в одномодовом волокне) [33].

В зависимости от симметрии возмущения, посредством которого была создана ДПВР, связь может реализовываться между модами различных симметрий. Так, цилиндрически симметричные решетки осуществляют связь между симметричными LP_{0m} -модами волокна. Микроизгибные решетки, антисимметричные относительно оси волокна, создают резонанс между модой сердцевины и асимметричными LP_{1m} -модами сердцевины и оболочки.

Разработаны различные решетки со сложными структурами: решетки, состоящие из нескольких ДПВР; ДПВР со сверхструктурами; чирпированные решетки и решетки с аподизацией. На основе ДПВР созданы устройства различных типов: фильтры, датчики, компенсаторы волоконной дисперсии и др.

4.1. Теория

Существует два основных метода расчета спектров пропускания ДПВР. Первый из них основан на стандартной теории связанных мод, в которой используются приближение фазового синхронизма и приближение малого возмущения, состоящее в том, что возмущение, вносимое в волокно при формировании решетки, значительно изменяет модовую структуру волокна [3, 34]. При расчете решеток с не синусоидальной, а прямоугольной формой профиля ПП вдоль волокна учитывают только нулевую и первую гармоники и пренебрегают вкладом более высоких гармоник фурье-спектра решетки.

Второй метод — метод матрицы трансформации, который основан на выделении вдоль волокна участков с однородным сечением [35]. Для каждого участка рассчитывается модовая структура и матрица прохождения, связывающая электромагнитное поле на входе и выходе. Перемножая матрицы отдельных участков, получают матрицу, описывающую решетку в целом. Метод матрицы трансформации дает точное решение, которое, однако, удается получить лишь численными методами. Использование этого метода в безотражательном приближении и приближении слабого возмущения модовой структуры [36] дает результаты, отличающиеся от результатов теории связанных мод не более чем на 2 %.

Существует также промежуточный метод, в котором матрица прохождения отдельного однородного участка волокна описывается на основе теории связанных мод, затем общая матрица прохождения находится как произведение матриц отдельных слоев [37]. Таким образом, не используется приближение фазового синхронизма, и учитываются все гармоники фурье-спектра решетки. Сравнение показывает, что отличие спектра пропускания, рассчитанного по данному методу, от спектра, вычисленного на основе теории связанных мод, не превышает 2,5 %.

Распространение и преобразование оболочечных мод в ДПВР можно исследовать численными методами. Например, в [38] на основе метода распространяющегося пучка и метода конечных разностей были рассчитаны спектры пропускания ДПВР с микроизгибами, которые хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Рассмотрим подробнее применение метода связанных мод для расчета ДПВР. Как и в случае ВБР, рассмотрим фотоиндуцированную решетку и предположим, что ПП изменяется лишь в сердцевине волокна и описывается функцией (31). Выражение для коэффициента связи мод в ДПВР имеет тот же вид, что и в ВБР (см. (30)). Наличие радиально симметричного возмущения приводит к связи моды сердцевины с HE_{1m} - и EH_{1m} -модами оболочки. По тем же причинам, что и в случае ВБР, пренебрежем взаимодействием между оболочечными модами. Учтем лишь самовоздействие мод, которое может сдвигать резонансы в спектрах пропускания ДПВР. Тогда уравнения связанных мод при пренебрежении быстроосциллирующими членами записываются в следующем виде [3]:

$$\frac{dA^{\text{co}}}{dz} = i\kappa^{\text{co-co}} A^{\text{co}} + i \sum_n \frac{M}{2} \kappa_n^{\text{co-cl}} A_n^{\text{cl}} \exp(-i2\delta_n^{\text{co-cl}} z), \quad (41)$$

$$\frac{dA_m^{\text{cl}}}{dz} = i\kappa_m^{\text{cl-cl}} A_m^{\text{cl}} + i \frac{M}{2} \kappa_m^{\text{cl-co}} A^{\text{co}} \exp(i2\delta_m^{\text{co-cl}} z),$$

где $\delta_m^{\text{co-cl}} = (\beta^{\text{co}} - \beta_m^{\text{cl}} - 2\pi/\Lambda)/2$. Условие резонанса имеет вид

$$\beta^{\text{co}} + \Delta\beta^{\text{co}} - \beta_m^{\text{cl}} - \Delta\beta_m^{\text{cl}} = \frac{2\pi}{\Lambda}, \quad (42)$$

где $\Delta\beta^{\text{co}} = \kappa^{\text{co-co}}$ и $\Delta\beta_m^{\text{cl}} = \kappa_m^{\text{cl-cl}}$ — поправки к постоянным распространения мод сердцевины и оболочки, возникшие из-за самовоздействия мод на нулевой фурье-компоненте функции ПП решетки.

Как правило, резонансы с оболочечными модами отстоят в спектре достаточно далеко друг от друга, поэтому в уравнениях связанных мод для определенной длины волны можно ограничиться учетом лишь одной оболочечной моды.

Для решетки, связывающей две моды волокна и имеющей однородное распределение индуцированного ПП ($\sigma(z) = \text{const}$), легко получить аналитическое решение системы (41). Будем считать, что расчет мод волокна производился с учетом постоянной составляющей σ , т.е. ПП сердцевины принимался равным $n_{\text{co}}(1 + \sigma)$. В этом случае $\Delta\beta^{\text{co}}$ и $\Delta\beta^{\text{cl}}$ равны нулю и решение (41) записы-

вается в виде

$$\begin{pmatrix} A^{\text{co}}(L) \\ A_m^{\text{cl}}(L) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \exp(-i\delta z) & 0 \\ 0 & \exp(i\delta z) \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} \cos \eta L + i \frac{\delta}{\eta} \sin \eta L & i \frac{\kappa}{\eta} \sin \eta L \\ i \frac{\kappa^*}{\eta} \sin \eta L & \cos \eta L - i \frac{\delta}{\eta} \sin \eta L \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} A^{\text{co}}(0) \\ A_m^{\text{cl}}(0) \end{pmatrix}, \quad (43)$$

где $\eta = \sqrt{\delta^2 + |\kappa|^2}$, $\kappa = \kappa_n^{\text{co-cl}} M/2$; для краткости здесь опущены индексы у параметра отстройки.

Обычные фотоиндуцированные решетки связывают моду сердцевины с азимутально симметричными модами оболочки — HE_{1m} - и EH_{1m} -модами. Воздействие на волокно УФ-излучением изменяет ПП только его сердцевины. При этом зависимость коэффициента связи моды сердцевины с гибридными модами от радиального модового числа имеет вид, приведенный на рис. 5.

В асимметричных решетках мода сердцевины HE_{11} в зависимости от типа решетки может быть связана с модами различных поляризаций, имеющими произвольные азимутальные и радиальные числа. В решетках с микроизгибами индуцируемая решетка обладает антисимметричной структурой в сечении волокна: $\Delta\epsilon(x, y, z) = (x/r_{\text{cl}}) \Delta\epsilon_0 \cos(2\pi z/\Lambda)$, где $\Delta\epsilon_0$ — амплитуда решетки на внешней границе оболочки. При вычислении интегралов перекрытия с модой сердцевины ненулевыми будут интегралы перекрытия с модами TM_{0m} (TE_{0m}) и HE_{2m} . Так как эти моды почти вырождены в параксиальном приближении и соответствуют LP_{1m} -моду, их резонансы накладываются друг на друга и для волокон стандартных радиусов и мод с малыми радиальными числами становятся неразличимыми в спектрах ДПВР.

4.2. Спектры пропускания

Резонансная связь моды сердцевины с другими модами оптического волокна проиллюстрирована на рис. 6, где короткие стрелки, соответствующие ДПВР, имеют длину $k_g = 2\pi/\Lambda$. На больших длинах волн (малые k_0) мода сердцевины связана с излучательными модами, на средних длинах волн (средние k_0) — с оболочечными модами и на малых длинах волн (большие k_0) — с модами сердцевины. Порядок следования мод в резонансном спектре ДПВР является обратным по отношению к таковому в спектре ВБР.

Предположим, что расчет модовой структуры волокна произведен с учетом постоянной вдоль волокна добавки к ПП сердцевины, индуцируемой УФ-излучением (с учетом нулевой фурье-компоненты функции ПП). Тогда поправки $\Delta\beta^{\text{co}}$ и $\Delta\beta^{\text{cl}}$ к постоянным распространения можно приравнять нулю. В этом случае резонансные длины волн определяются из соотношения

$$\lambda = (n_{\text{eff}}^{\text{co}} - n_{\text{eff},m}^{\text{cl}}) \Lambda. \quad (44)$$

Резонансные длины волн удобно находить графически, построив зависимость $\Lambda(\lambda)$. Пересечение горизонтальной линии, соответствующей определенному периоду решетки, с резонансными кривыми мод определяет

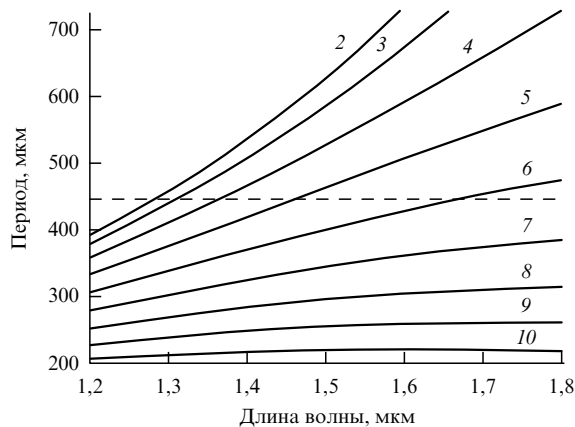


Рис. 9. Зависимость периода решетки от резонансной длины волны оболочечных мод различных порядков. Пересечение кривых с горизонтальной штриховой прямой определяет резонансные длины волн для решетки с заданным периодом.

длины волн, на которых будут наблюдаться оболочечные резонансы (рис. 9).

Весь спектр ДПВР состоит из нескольких провалов, каждый из которых соответствует резонансу с одной из оболочечных мод. Пример такого спектра приведен на рис. 10 [34]. Видно, что глубина провалов растет с увеличением длины волны, что обусловлено большими коэффициентами связи для оболочечных мод более высоких порядков.

Зависимости периода решетки от резонансной длины волны $\Lambda(\lambda)$ для мод высоких порядков имеют меньший наклон и для некоторого модового числа становятся немонотонными функциями длины волны в наблюдаемом диапазоне, т.е. такая кривая может дважды пересечь одну и ту же горизонталь. Такому случаю соответствует кривая 10 на рис. 9. В спектре пропускания решетки будут присутствовать два пика потерь, отвечающие резонансу с одной и той же модой оболочки [39–41]. При этом даже самые незначительные изменения в условиях связи мод приводят к изменению расстояния между двумя пиками потерь.

В работе [40] решетки со значением периода, близким к пику резонансной кривой $\Lambda(\lambda)$, использовались для получения как можно более широкого диапазона длин волн, в котором осуществляется связь мод. Достигнуто

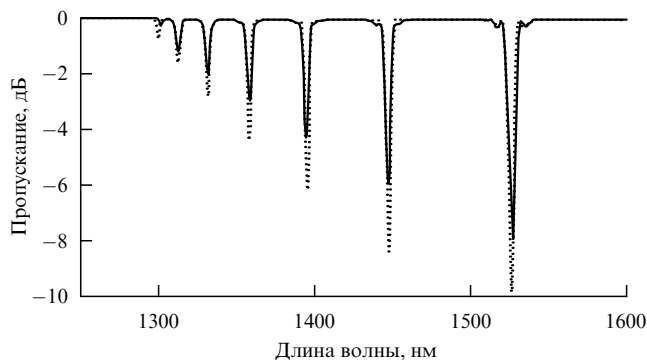


Рис. 10. Экспериментальный (сплошная кривая) и расчетный (пунктирная кривая) спектры пропускания ДПВР с периодом $\Lambda = 198$ нм и модуляцией ПП $\Delta l = 3 \times 10^{-4}$ [34].

преобразование мод на уровне не ниже 99 % в диапазоне 1525–1588 нм. Особым случаем является совпадение периода решетки с вершиной немонотонной кривой (как для кривой 10 в области 1600 нм на рис. 9) [42]. Изменение условий связи мод в этой точке будет выражаться не в сдвиге резонансной длины волны, а в изменении величины потерь.

Для еще больших модовых чисел наклон кривых меняет знак. Это приводит к тому, что в процессе записи решеток соответствующие провалы ДПВР в результате увеличения среднего ПП сердцевин сдвигаются в коротковолновую область спектра, т.е. в сторону, противоположную направлению сдвига резонансов оболочечных мод с малыми модовыми числами [43].

При измерении спектра пропускания начальным условием является равенство нулю амплитуды оболочечной моды. Тогда коэффициент прохождения ДПВР для одной оболочечной моды имеет вид

$$T = 1 - \frac{\kappa^2}{\eta^2} \sin^2 \eta L. \quad (45)$$

Приведенная функция описывает провал с затухающими осцилляциями по обе стороны провала (рис. 11). Глубина провала в центре ($\delta = 0$) равна $\sin^2 \kappa L$, и минимум пропускания достигается при $\kappa L = \pi/2$. Нормированная спектральная ширина провала приближенно определяется следующим выражением [3]:

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\lambda}{\Delta n_{\text{eff}} L} \sqrt{1 + \frac{4\kappa L}{\pi}}, \quad (46)$$

где $\Delta n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}^{\text{co}} - n_{\text{eff},m}^{\text{cl}}$. При наличии потерь для моды оболочки, что всегда имеет место на практике, форма резонансной кривой изменяется. Провал несколько уширяется, и боковые максимумы сглаживаются [44], что делает более удобным применение ДПВР в качестве датчиков и выравнивателей спектров. В экспериментальных спектрах часто отсутствует симметрия относительно центра резонанса. В работе [45] такая асимметрия объясняется неоднородностью решетки и результирующей неоднородностью $\Delta \beta^{\text{co}}$ вдоль решетки.

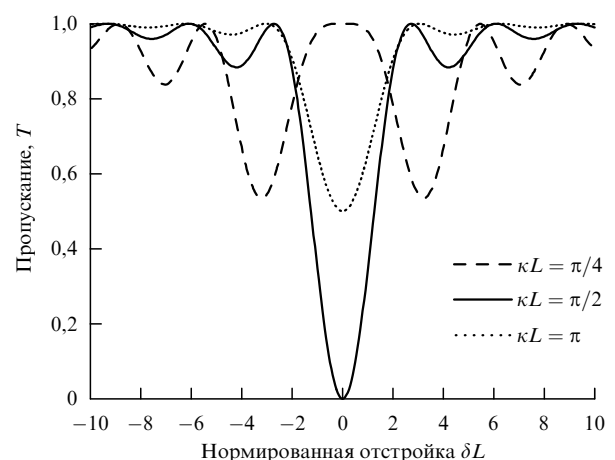


Рис. 11. Пропускание ДПВР в зависимости от нормированной отстройки от резонанса для различных значений произведения коэффициента связи на длину решетки.

С увеличением длины волны ширина провалов и расстояние между ними увеличивается вследствие уменьшения разности ЭПП мод сердцевины и оболочки Δn_{eff} и увеличения самой длины волны. При возрастании амплитуды решетки или ее длины глубины провалов в спектре пропускания, соответствующих модам оболочки высокого порядка, могут уменьшаться в силу синусоидальной зависимости $\sin^2 \kappa L$, входящей в коэффициент пропускания решетки. Такой режим ($\kappa L > \pi/2$) из-за уменьшения силы основного резонанса и увеличения побочных максимумов в устройствах на основе ДПВР не используется.

При возмущении волокна, в котором создана ДПВР, происходит изменение спектра пропускания решетки. В первую очередь смещаются резонансы. Величина смещения $\Delta \lambda$ может быть найдена из соотношения (42), включающего в себя постоянные распространения двух связанных мод и период решетки [46]:

$$\Delta \lambda = - \frac{\Delta \beta^{\text{co}} - \Delta \beta_n^{\text{cl}} + 2\pi \Delta \lambda / \Lambda}{d\beta^{\text{co}}/d\lambda - d\beta_n^{\text{cl}}/d\lambda}. \quad (47)$$

В длиннопериодной волоконной решетке может быть получен значительно больший сдвиг по длине волны по сравнению со сдвигом в ВБР при аналогичных величинах возмущений постоянных распространения за счет очень малого знаменателя в (47), содержащего разность $d\beta^{\text{co}}/d\lambda - d\beta_n^{\text{cl}}/d\lambda$. Исключением являются ситуации, когда идентичные возмущения создаются как в сердцевине, так и в оболочке волокна (например при растяжении или нагреве) и тем самым $\Delta \beta^{\text{co}}$ и $\Delta \beta_n^{\text{cl}}$ практически полностью взаимно уничтожаются. Наблюдаемые значения сдвига при этом могут быть как больше, так и меньше соответствующего сдвига в ВБР [47].

Эффективные показатели преломления оболочечных мод сильно зависят от внешнего радиуса оболочки волокна. Поэтому, изменяя радиус оболочки, можно значительно смещать положение резонансов [48, 49]. Наиболее простым способом изменения радиуса волокна является химическое травление. Однако при этом уменьшается механическая прочность волокна и оказывается невозможным динамическое управление положением резонансов.

Положением резонансов можно управлять также с помощью легирования оболочки фтором, Ba_2O_3 [50] или ионами хрома Cr^{3+} . Использование этих методов позволяет получать спектры ДПВР с одиночным резонансом в широком диапазоне длин волн. Выдерживание германиевых волокон в атмосфере водорода для увеличения фоточувствительности также влияет на положение резонансов ДПВР вследствие диффундирования водорода через оболочку и изменения ПП кварца.

4.3. Методы изготовления

В связи с тем, что период ДПВР значительно больше периода ВБР, длиннопериодные волоконные решетки достаточно просты в изготовлении, и для этого существуют разнообразные способы. Суть всех этих способов состоит в том, чтобы создать периодическое возмущение параметров волокна вдоль его длины (рис. 12).

Исторически первым способом создания ДПВР можно считать формирование микроизгибов волокна [5, 51]. Для получения решетки таким способом волокно зажимается между двумя гофрированными поверхностями, выступы которых смещены на половину периода

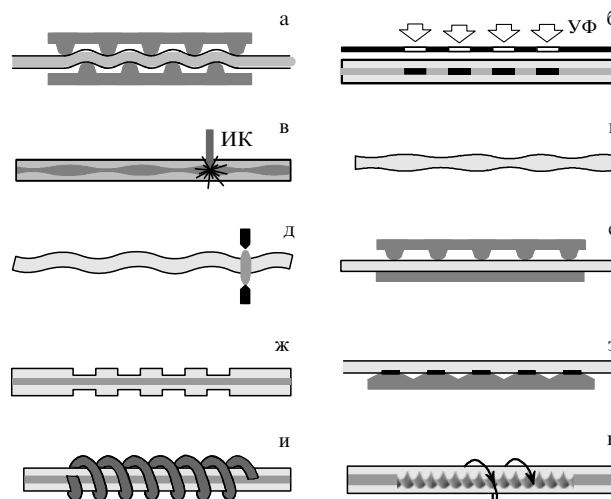


Рис. 12. Методы создания ДПВР: микроизгибами (а), фотоиндуцированием (б), ИК-облучением (в), вытягиванием (г), изгибом в электрической дуге (д), сдавливанием (е), травлением (ж), приклеиванием к подложке (з), обмоткой (и), скруткой (к).

относительно друг друга (рис. 12а). Решетки с микроизгибами связывают моду сердцевины с антисимметричными модами оболочки LP_{1m} . Первоначально исследовалась зависимость пропускания волокна от периода микроизгибов при фиксированной длине волны, и были обнаружены резонансные потери энергии при определенных значениях периода решетки. Затем уже на решетке с фиксированным периодом измерялись спектры пропускания, в которых наблюдались пики резонансных потерь.

Наиболее широко используемый метод создания ДПВР основан на фотоиндуцировании германо-силикатных волокон импульсами УФ-лазеров в диапазоне длин волн 193–266 нм. Неравномерное облучение увеличивает ПП засвеченных участков сердцевины волокна, создавая связь моды сердцевины с симметричными модами оболочки. Для улучшения фоточувствительности волокна так же, как и при записи ВБР, волокно выдерживают в атмосфере водорода. Решетки могут записываться поточно [52–54], через амплитудные маски (рис. 12б) [55, 56], голограммы, микролинзы [57] или с использованием отражающих амплитудных масок [58]. Поточечная запись позволяет получать решетки с произвольной структурой вдоль волокна. Фотоиндуцированные ДПВР обладают слабым двулучепреломлением, проявляющимся в некотором расщеплении резонансов. Амплитуда и положение пиков поглощения в ДПВР могут изменяться со временем после записи решеток, что создает проблему получения решеток с заданными параметрами. Для подгонки положения пиков поглощения с помощью травления уменьшают диаметр оболочки волокна [48, 49, 59]. Для уменьшения величины сдвига пиков по длине волны при фотоиндуцировании решеток на оптическое волокно предварительно воздействуют УФ-излучением [60].

Длиннопериодные волоконные решетки создаются облучением волокна как в УФ-диапазоне (на длине волны F₂-лазера 157 нм [61], на длинах волн ArF-лазера 193 нм [62] и 264 нм [63]), так и на других длинах волн: на утроенной частоте неодимового лазера или частоте Ar⁺-лазера (355 нм), второй гармонике Ti:сапфирового

лазера (400 нм) [64], в ближнем ИК-диапазоне (800 нм) [65], на длине волны CO₂-лазера 10,6 мкм [66–68]. Преимущество записи на длине волны ~ 355 нм по сравнению с записью на длине волны 248 нм состоит в том, что решетки можно записывать, не удаляя полимерное покрытие с волокна, т.е. не уменьшая его механическую прочность [69]. Решетки, созданные с помощью ИК-излучения, отличаются большей устойчивостью к высоким температурам. Вместе с тем таким решеткам присущи потери, связанные с микродеформациями волокна, и недостаточная однородность [70]. Периодический лазерный нагрев волокна может использоваться для диффузии легирующей примеси из сердцевинки в оболочку (рис. 12в) [71] или для формирования микроутопщений (рис. 12г) [72, 73]. В работе [74] микроутопщения волокна создавались лазерной абляцией волокна и последующим отжигом.

Нагревая волокно в электрической дуге, можно периодически создавать в нем микроизгибы (рис. 12д) [75] и снимать напряжения, что формирует в волокне ДПВР [76, 77]. Решетка периодического сдавливания образуется при сжатии волокна между гофрированной и плоской поверхностями (рис. 12е) [78, 79]. Удаляя участки волокна химическим травлением, получают скорректированную ДПВР (рис. 12ж) [46, 80–83]. При приложении растягивающей нагрузки к такой решетке упругие деформации в протравленных секциях оказываются больше деформаций в непротравленных секциях. Такая модуляция деформации посредством фотоупругого эффекта трансформируется в модуляцию ПП. Аналогичные механизмы реализуются при кручении и изгибе скорректированной структуры. Длиннопериодная волоконная решетка образуется также в оптическом волокне, приклеенном к периодически вытравленной кремниевой подложке, за счет напряжений, возникающих при затвердевании полиамидного клея (рис. 12з) [84]. Описано создание ДПВР с помощью имплантации протонов [85] и ионов гелия [86].

Геликоидальная деформация в волокне, образующаяся в результате намотки провода вокруг волокна, также представляет собой ДПВР (рис. 12и) [87, 88]. Деформация такого вида связывает фундаментальную моду с комбинацией четырех LP₁₁-мод, имеющих различные поляризации и ориентации профилей. Акустооптическая связь мод сердцевинки и оболочки реализуется при возбуждении акустической волны в волокне. Для этого пьезопреобразователь прикрепляется к волокну и возбуждает микроизгибные волны, что создает в волокне ДПВР антисимметричного типа [89]. Дополнительным свободным параметром, позволяющим управлять спектром ДПВР такого типа, является радиус оболочки волокна, который можно уменьшать, вытягивая волокно [90, 91].

В работе [92] показано, что травление позволяет также управлять положением пиков микроизгибных решеток. В этой работе микроизгибные решетки создавались с помощью скорректированного стержня, к которому прикладывалось волокно и поверх наматывалась струна, вжимающая его в паз стержня. Сила резонансов контролировалась изменением натяжения струны.

В работе [93] описана ДПВР, индуцируемая в волокне с капилляром, проходящим через его центр и заполненным жидким кристаллом. Вдоль волокна периодически распределяются электроды, задающие направление ди-

ректора жидкого кристалла. В отсутствие приложенного поля директор направлен вдоль капилляра. При приложении поля директор в секциях между электродами выстраивается вдоль направления электрического поля.

Недавно был предложен новый способ создания периодичности в волокне, который отличается селективностью по отношению к модам с различными циркулярными поляризациями [94]. Волокно с прямоугольной сердцевинкой скручивалось с большой величиной закрутки в минипечи. В результате получалась структура с шагом порядка 100 мкм, имеющая симметрию двойного геликоида (рис. 12к). Структура может быть правой и левозакрученной. Каждая из этих решеток взаимодействует только с модами соответствующей циркулярной поляризации и свободно пропускает моду ортогональной поляризации. Шаг закрутки определяет оптические свойства решетки, так как входит в условие резонанса, при выполнении которого мода сердцевинки с соответствующей поляризацией преобразуется в моду оболочки либо, когда шаг закрутки мал, в излучательную моду. Структуры подобного вида используются в качестве поляризаторов, пропускающих одну поляризацию и рассеивающих другую.

4.4. Наклонные решетки

Наклонные ДПВР связывают фундаментальную моду сердцевинки с однонаправленными модами оболочки, имеющими различные радиальные и азимутальные числа. Условие резонанса определяется соотношением $\beta^{co} + \Delta\beta^{co} - \beta_m^{cl} - \Delta\beta_m^{cl} = 2\pi \cos \theta / \Lambda$, где θ — угол наклона решетки. Анализ показывает, что коэффициенты связи мод для р- и s-решеток близки по величине [16]. Влияние наклона решетки для ДПВР обнаруживается лишь при значениях угла, приближающихся к 90°. При этом коэффициент связи HE_{1m}-мод с $m < 17$ значительно превышает коэффициент связи соответствующих EH_{1m}-мод. Наиболее сильная связь имеет место для определенного радиального модового числа, зависящего от угла решетки, например, $m = 8$ при $\theta = 88^\circ$ (расчет был выполнен при тех же параметрах волокна, что указаны в разделе 3.3). Для мод с азимутальным числом 2 ситуация обратная — коэффициент связи EH_{2m}-мод значительно превышает коэффициент связи HE_{2m}-мод. Причем его максимальное значение примерно в 1,5 раза меньше максимального значения коэффициента связи HE_{1m}-мод. Максимальное значение коэффициента связи HE_{3m}-мод в 5 раз меньше максимального значения коэффициента связи HE_{1m}-мод. Моды с большими азимутальными числами имеют пренебрежимо малые коэффициенты связи.

Коэффициенты связи с HE_{1m}-модами остаются практически постоянными вплоть до значения угла решетки $\sim 87^\circ$, а затем резко спадают до нуля при $\theta = 90^\circ$ [16]. Напротив, для мод с более высокими азимутальными числами ($v \geq 2$) коэффициенты связи оказываются существенно отличными от нуля только при углах решетки больших 80°. Максимальная связь достигается при углах решетки близких к 88°. Таким образом, эффективная связь с модами оболочки высоких порядков реализуется при $\theta = 88^\circ$. Точное значение угла, при котором достигается максимум, зависит от радиального модового числа. Следует отметить, что решетки такого типа уже нельзя, строго говоря, считать длиннопериодными, так как $\cos \theta$ становится очень малой величиной, например,

продольный период решетки 400 мкм соответствует ее номинальному периоду 14 мкм при $\theta = 88^\circ$ и 7 мкм при $\theta = 89^\circ$.

Наклонные ДПВР могут также использоваться для преобразования мод сердцевин маломодовых оптических волокон [17, 79]. При вращении волокна в процессе записи наклонной решетки образуется решетка со спиральной структурой [95]. Резонанс такой решетки расщепляется на два резонанса, причем расстояние между ними возрастает с уменьшением шага закрутки.

4.5. Длиннопериодные решетки в микроструктурированных волокнах

Как и ВБР, ДПВР могут быть созданы в МС-волокнах. Несколько применений решеток такого типа было продемонстрировано в недавнее время: перестраиваемые в широком диапазоне ДПВР-фильтры [32], ДПВР с тонкопленочными нагревательными элементами [96], ДПВР, нечувствительные к внешнему ПП [29, 97].

Подробное исследование ДПВР в МС-волокнах проведено в работах [14, 29]. Длиннопериодные волоконные решетки записывались в МС-волокнах через амплитудные маски сканированием вдоль маски с использованием УФ-излучения на длине волны 248 нм. Для того чтобы сделать волокно фоточувствительным, в нем создавалась небольшая сердцевина радиусом ~ 1 мкм, легированная германием, с $\Delta = 5 \times 10^{-4}$. В микроструктурированных волокнах различных типов записывались ДПВР и измерялись спектры пропускания. Период решеток подбирался таким образом, чтобы выбранный резонанс попадал в область длин волн около 1550 нм. В волокне ФК-типа была записана ДПВР с периодом 155 мкм. В ее спектре наблюдалось два резонанса на длинах волн ~ 1050 нм и ~ 1600 нм. Второй из этих пиков соответствовал резонансу с четвертой модой оболочки, пик которой на спектре ВБР (рис. 8а) обозначен как 04. При погружении волокна в иммерсионную жидкость спектр пропускания практически не изменялся, что указывает на то, что оболочечная мода направляется отверстиями ФК-волокна и ее амплитуда на внешней границе оболочки пренебрежимо мала. Длиннопериодные решетки в МС-волокнах в отличие от ДПВР в обычных волокнах не обладают свойством чувствительности к ПП внешней среды [3, 7].

Малый эффективный диаметр внутренней оболочки грейпфрутового волокна может быть использован для разработки перестраиваемых ДПВР-фильтров, центральная длина волны которых может смещаться в гораздо более широком диапазоне по сравнению с диапазоном, характерным для ДПВР-фильтров в обычных волокнах. Увеличение диапазона перестройки резонансной длины волны обеспечивается большим расстоянием между пиками оболочечных мод, которое обратно пропорционально диаметру оболочки, а также заполнением отверстий МС-волокна полимером с ПП, сильно зависящим от температуры. В экспериментах подобного рода акриловый полимер с ПП, близким к ПП кварцевого стекла, вводился в воздушные отверстия грейпфрутового волокна [32] и затем полимер подвергался отверждению под воздействием УФ-излучения. Через амплитудную маску в волокне индуцировалась ДПВР с периодом 550 мкм, которая обеспечивала оболочечный резонанс на длине волны ~ 1550 нм для моды, обозначенной как 02 на рис. 8б. Диапазон перестройки для этой

решетки превышает 150 нм, что существенно больше диапазона перестройки обычных ДПВР.

Измерения спектров ДПВР в волокне типа "воздушное кольцо" в воздухе и в иммерсионной жидкости показывают, что такие ДПВР практически не чувствительны к ПП окружающей среды [97]. При заполнении воздушных отверстий полимером эти ДПВР также могут перестраиваться с помощью нагрева в большем диапазоне, чем ДПВР в обычных волокнах [96].

Наличие фоточувствительной сердцевин не является обязательным условием для создания ДПВР в МС-волокнах. Получение ДПВР в волокнах без легированной сердцевин основано на периодическом сжатии МС-волокна [98, 99], воздействии акустической микроизгибной волной [100], схлопывании отверстий при нагреве волокна излучением CO_2 -лазера [101, 102] или в электрической дуге [103]. Следует отметить, что в [98] применялось полимерное ФК-волокно. Индуцирование решеток с помощью микросжатий и микроизгибов дает возможность управлять как амплитудой решетки (изменяя давление или амплитуду акустической волны), так и резонансной длиной волны (изменяя период решетки посредством изменения угла между волокном и выступами пластины или частоты акустической волны). В работе [99] было отмечено необычное поведение ДПВР в ФК-волокнах, заключающееся в сдвиге резонансной длины волны в коротковолновую часть спектра при увеличении периода решетки, тогда как в обычных волокнах сдвиг происходит в область больших длин волн.

Длиннопериодные волоконные решетки, полученные с помощью электрической дуги, схлопывающей отверстия ФК-волокна, отличаются очень высокой температурной стабильностью вплоть до температуры 1200°C . Наблюдаемый сдвиг резонансной длины волны при нагреве этих решеток в шесть раз меньше сдвига в обычной ДПВР. С помощью CO_2 -лазера в ФК-волокне была создана ультракороткая ДПВР, содержащая всего 8 периодов общей длиной 2,8 мм [102]. При схлопывании отверстий диаметр волокна уменьшался до 101 нм. Полученная решетка имела пик поглощения величиной 31 дБ, однако потери в широкой окрестности резонанса превышали 10–15 дБ, что делает эту решетку малоприменимой для практического применения.

Интересный способ управления резонансами ДПВР в МС-волокне грейпфрутового типа был предложен в [104]. Микроструктурированное волокно, в котором записана ДПВР, частично заполняется двумя жидкостями с ПП, большим и меньшим ПП кварцевой оболочки, и впаивается между двумя обычными одномодовыми волокнами. При создании разницы температур между концами МС-волокна под действием давления воздуха жидкости смещаются относительно ДПВР. Таким образом, оболочечная мода распространяется через волокно, одна часть которого заполнена жидкостью с ПП, большим ПП кварца, а другая часть — жидкостью с ПП, меньшим, чем у кварца. Существенное различие типов распространения оболочечных мод позволяет перестраивать спектр пропускания ДПВР.

4.6. Нелинейные эффекты в длиннопериодных решетках

Высокоскоростные оптоволоконные линии связи будущего требуют создания простых, компактных приборов на основе полностью оптической (all-optical) обработки

сигналов, т.е. устройств, в которых управление светом осуществляется также с помощью света. Для этого необходимы нелинейные оптические элементы. Наиболее значимыми являются нелинейности второго и третьего порядков. Нелинейность второго порядка, например, такого материала, как калия дигидрофосфат (КДФ), успешно применяется в системах с объемными кристаллами для обработки сигналов, компрессии импульсов и поддержки солитонов. Однако стандартные оптические волокна симметричны относительно пространственной инверсии, что исключает нелинейные квадратичные эффекты. Поэтому исследования в волоконной оптике сосредоточены на более слабых явлениях нелинейности третьего порядка [105], состоящих в зависимости ПП от интенсивности световой волны:

$$n = n_0 + n_2 I, \quad (48)$$

где n_0 — линейный ПП, I — интенсивность световой волны, n_2 — нелинейный ПП (равный для кварца $2,6 \times 10^{-16} \text{ см}^2 \text{ Вт}^{-1}$ на длине волны 1500 нм).

Особенный интерес представляют нелинейные эффекты в периодических волоконных структурах, таких как брэгговские и длиннопериодные решетки. Впервые нелинейные эффекты в ДПВР наблюдались в двулучепреломляющих волокнах с периодически качающейся осью анизотропии (rocking filters) [106]. В структуре подобного типа мода одной поляризации преобразуется в моду ортогональной поляризации. Для резонансной связи мод период качания оси анизотропии должен совпадать с длиной биений. При увеличении интенсивности света, распространяющегося через волокно, нелинейное изменение ПП волокна изменяет длину биений и приводит к зависимости эффективности преобразования одной моды в другую от интенсивности света.

Двумя однонаправленными модами волокна могут являться также моды сердцевин и оболочки. Нелинейность в ДПВР приводит моды в резонанс или выводит их из него в результате изменения ПП, зависящего от интенсивности. Для управления резонансом в ДПВР требуются значительно меньшие интенсивности, чем в брэгговских решетках [107–109]. Причина, как уже отмечалось в разделе 4.2, состоит в том, что даже незначительные изменения ПП приводят к существенному сдвигу резонансной длины волны ДПВР. Кроме того, в отличие от случая брэгговских решеток влияние материальной дисперсии в ДПВР пренебрежимо мало благодаря незначительной разнице между ЭПП оболочки и сердцевин. Как и в линейном случае, для нелинейного распространения импульса в ДПВР могут быть получены уравнения связанных мод [110], которые в общем случае можно решить лишь численно:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A^{\text{co}}}{\partial z} + \beta^{\text{co}'} \frac{\partial A^{\text{co}}}{\partial t} = i \kappa^{\text{co-co}} A^{\text{co}} + i \frac{M}{2} k_m^{\text{co-cl}} \exp(-i2\delta z) + \\ + i \left(\Gamma^{\text{co-co}} |A^{\text{co}}|^2 + 2 \Gamma_m^{\text{co-cl}} |A_m^{\text{cl}}|^2 \right) A^{\text{co}}, \end{aligned} \quad (49)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_m^{\text{cl}}}{\partial z} + \beta_m^{\text{cl}'} \frac{\partial A_m^{\text{cl}}}{\partial t} = i \kappa_m^{\text{cl-cl}} A^{\text{cl}} + i \frac{M}{2} \kappa_m^{\text{cl-co}} A^{\text{co}} \exp(i2\delta z) + \\ + i \left(2 \Gamma_m^{\text{co-cl}} |A^{\text{co}}|^2 + \Gamma_m^{\text{cl-cl}} |A_m^{\text{cl}}|^2 \right) A_m^{\text{cl}}, \end{aligned}$$

где $\Gamma_{pq} = 3/16 \omega \epsilon_0 \chi^{(3)} \int |\mathbf{E}_p|^2 |\mathbf{E}_q|^2 dS$ — нелинейные коэффициенты связи, $\beta_p' = \partial \beta_p / \partial \omega$ — обратные групповые скорости, индексы p и q соответствуют либо моде сердцевин, либо m -й моде оболочки, $\chi^{(3)}$ — нелинейная восприимчивость третьего порядка.

Численный анализ уравнений (49) был проведен на примере ДПВР длиной 50 мм при гауссовом импульсе длительностью 70 пс, вводимом в моду сердцевин [108]. Амплитуда модуляции ПП в ДПВР выбиралась такой, чтобы в линейном режиме в центре резонанса наблюдалось полное преобразование моды сердцевин в моду оболочки. На рисунке 13 показана эволюция форм импульсов в сердцевине (рис. 13а, в, д) и оболочке (рис. 13б, г, е) оптического волокна при отстройке, соответствующей первому боковому максимуму спектра ДПВР ($\delta = 150 \text{ м}^{-1}$) и начальной интенсивности $I_0 = 20 \text{ ГВт см}^{-2}$ (рис. 13а, б), $\delta = 150 \text{ м}^{-1}$ и $I_0 = 25 \text{ ГВт см}^{-2}$ (рис. 13в, г) и центру спектра ДПВР ($\delta = 0$) и $I_0 = 12 \text{ ГВт см}^{-2}$ (рис. 13д, е). Из рисунка 13а, б видно, что крылья импульса, обладающие малой интенсивностью, отстроены от резонанса и слабо взаимодействуют с модой оболочки, тогда как пик импульса находится в резонансе с модой оболочки и эффективно перекачивает энергию в нее, формируя в оболочке импульс с одним пиком. При увеличении интенсивности импульса сдвиг становится больше отстройки, поэтому пик выходит из резонанса. Этот случай показан на рис. 13в, г, где пик импульса слабо связан с модой оболочки. На промежуточных уровнях интенсивности нелинейность такова, что моды оболочки и сердцевин снова находятся в резонансе и импульс в оболочке приобретает форму с двумя пиками. Таким образом, начальная интенсивность импульса определяет форму импульса на выходе ДПВР. На рисунке 13д, е представлен случай, когда отстройка равна нулю и крылья импульса, имеющие малую интенсивность, находятся в резонансе, а пик импульса отстроен от резонанса вследствие нелинейности. Этот эффект создает двойной пик в форме импульса, распространяющегося в оболочке, т.е. возможно расщепление импульса на несколько более коротких импульсов. Сравнение результатов численного расчета и эксперимента показало их хорошее согласие [108]. Величина отстройки от резонанса варьировалась нагревом волокна, что сдвигало центр спектра ДПВР.

Альтернативный теоретический анализ нелинейного распространения импульсов в ДПВР представлен в [109], где использовалась дискретная теория связанных мод и рассматривался более общий случай связи со многими модами оболочки при несинусоидальном распределении ПП вдоль волокна. Продемонстрирована возможность компрессии импульсов.

Нелинейные эффекты, описанные выше, наблюдаются при значениях интенсивности порядка 10 ГВт см^{-2} , что неприемлемо для применения в телекоммуникационных линиях связи. Необходимость больших интенсивностей связана с тем, что длина, на которой взаимодействуют моды, имеет порядок лишь нескольких сантиметров. В связи с этим в [111] предложена на основе каскадной ДПВР новая схема решетки большей длины, для которой требуются интенсивности на два порядка меньшие, чем в схеме с обычной ДПВР. Идея состоит в увеличении расстояния, на которое распространяются взаимодействующие моды. Для этого в решетку длиной L вста-

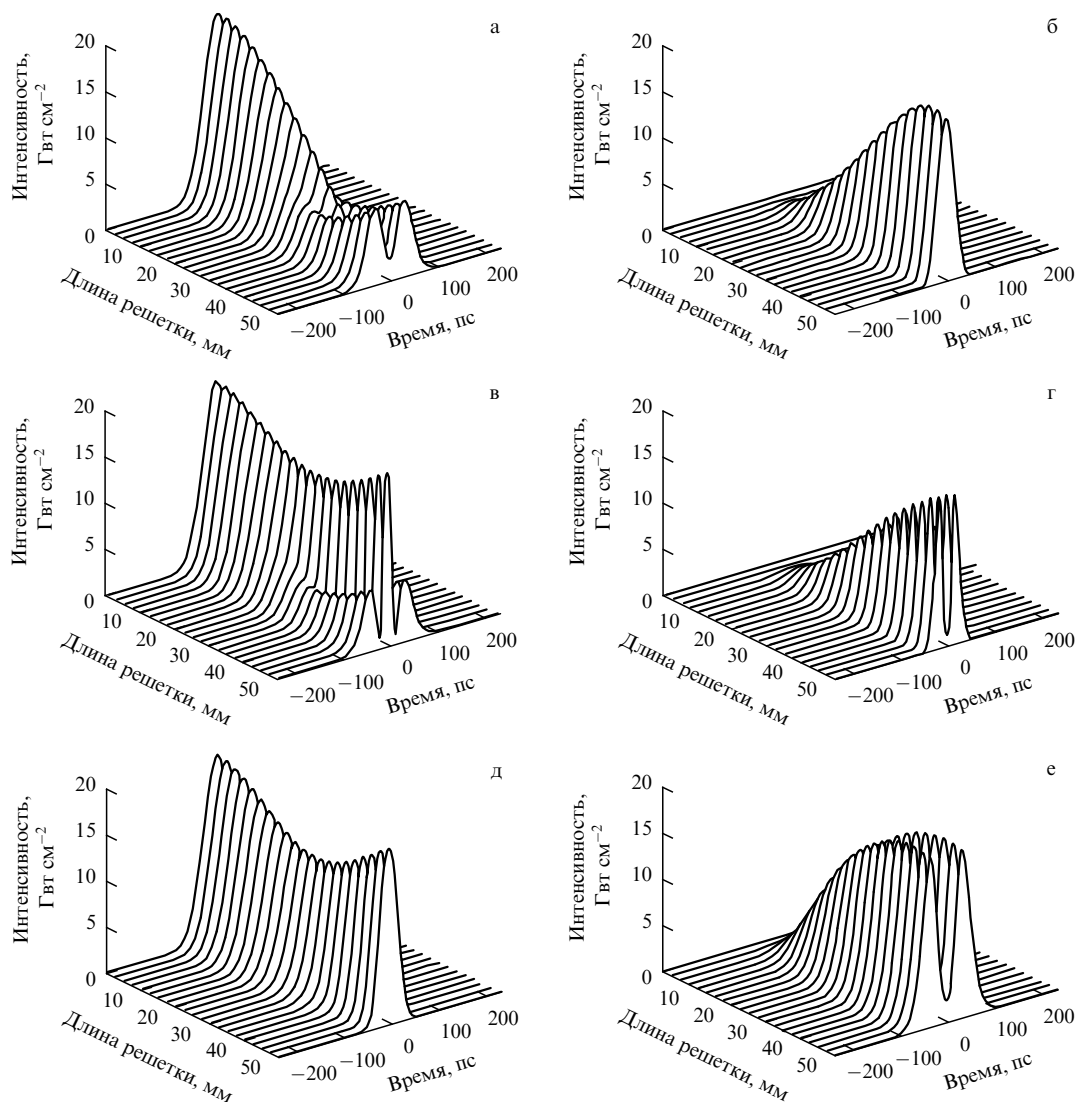


Рис. 13. Эволюция формы импульса, проходящего ДПВР, в сердцевине (а, в, д) и оболочке (б, г, е) при отстройке $\delta = 150 \text{ м}^{-1}$ и интенсивности $I_0 = 20 \text{ ГВт см}^{-2}$ (а, б), $\delta = 150 \text{ м}^{-1}$ и $I_0 = 25 \text{ ГВт см}^{-2}$ (в, г) и $\delta = 0$ и $I_0 = 12 \text{ ГВт см}^{-2}$ (д, е) [108].

влияют отрезок обычного волокна длиной D , получая таким образом каскадную решетку, состоящую из двух частей с длинами αL и $(1 - \alpha)L$, находящимися на расстоянии D друг от друга. Распространяясь по волокну между решетками, импульс накопит достаточный нелинейный набег фазы. Однако при этом импульсы, распространяющиеся по сердцевине и оболочке, имеют разные скорости и придут к концу решетки в разные моменты времени. Для компенсации этого эффекта на расстоянии $2D$ от конца первой структуры помещают зеркально симметричную каскадную решетку, состоящую из отрезков с длинами $(1 - \alpha)L$ и αL . Результирующая длина решетки составляет $4D + 2L$.

Схема с каскадной ДПВР была использована также для измерения оптической нелинейности волокон, легированных ионами эрбия и алюминия [112]. Было показано, что нелинейный ПП на длине волны сигнальной моды ($\lambda = 1550 \text{ нм}$) зависит от величины накачки на длине волны 976 нм и составляет $7,5 \times 10^{-15} \text{ м}^2 \text{ Вт}^{-1}$. Изменение ПП, в соответствии с соотношениями Крамера – Кронига, обусловлено уменьшением поглощения

ионами иттербия при накачке. Эта нелинейность была использована для экспериментальной демонстрации полностью оптического переключения в каскадной ДПВР [113, 114] в частотном диапазоне $1\text{--}250 \text{ Гц}$ с коэффициентом экстинкции $\sim 18 \text{ дБ}$ при мощности накачки 35 мВт . Сигнальная мода пропускается или не пропускается через каскадную ДПВР в зависимости от интенсивности накачки. Аналогичный принцип позволяет реализовать переключение сигнала между двумя каналами-волоконками [115]. Однако в данном случае все богатство нелинейных явлений отсутствует в связи с тем, что изменение ПП наблюдается на длине волны, не совпадающей с длиной волны накачки.

Метод связанных мод применялся в [116, 117] для изучения условий формирования и распространения солитонных импульсов в оптических волокнах с ДПВР. Уравнения связанных мод сводились к уравнениям для парциальных импульсов с эффективными параметрами дисперсии и нелинейности. На их основе исследовалась модуляционная нестабильность волнового пакета, распространяющегося в ДПВР [117]. Показано, что модуля-

ционная нестабильность может существовать в области нормальной материальной дисперсии волокна.

Анализ нелинейных свойств ДПВР может проводиться не только на основе стандартной теории связанных мод, но и с помощью метода матрицы трансформации [118]. Применение последнего метода показало, что в случае прямоугольных импульсов нелинейное пропускание через ДПВР эквивалентно линейному пропусканию через chirпированную решетку.

Нелинейное взаимодействие моды сердцевинки с модой оболочки может использоваться для пассивной синхронизации мод в волоконном лазере [119]. Для этого в волокне записывается ДПВР, которая при малой интенсивности проходящего сигнала создает резонансную связь с одной из мод оболочки. При большой интенсивности условие резонанса нарушается. В результате при пропускании импульса через решетку крылья импульса, имеющие малую интенсивность, будут преобразовываться в моду оболочки, а центр импульса, отстроенный от резонанса, продолжит свое распространение по волокну в виде моды сердцевинки.

4.7. Поляризационные эффекты в длиннопериодных решетках

Изменение ПП, индуцируемое в сердцевинке волокна, легированного германием, под действием УФ-излучения, как и изменение ПП в механически индуцируемой ДПВР и других типах решеток, в общем случае асимметрично относительно оси волокна [120, 121]. Эта асимметрия проявляется в двулучепреломлении волоконных мод, т.е. в зависимости ЭПП мод от направления их поляризации, и может оказаться полезной при создании поляризационных волоконно-оптических элементов. В то же время двулучепреломление может быть вредным фактором, влияние которого необходимо уменьшить. В любом случае поляризационные эффекты в ДПВР требуют изучения, поскольку они существенно влияют на характеристики решеток.

Для усиления поляризационных явлений в ДПВР эффективным методом является использование для записи сильно двулучепреломляющих волокон [122–125]. Спектры пропускания ДПВР в двулучепреломляющих волокнах содержат расщепленные надвое пики поглощения. Расщепление связано с различными условиями синхронизма для мод, имеющих взаимно перпендикулярные поляризации, что, в свою очередь, обусловлено различными постоянными распространения этих мод в сильно двулучепреломляющем волокне. В случае волокон с нарушенной симметрией оболочки поляризационное расщепление может быть следствием поляризационных свойств оболочечных мод [123].

Кроме того, максимальные амплитуды модуляции ПП различны для разных состояний поляризации. Изменение в амплитуде модуляции приводит к различным коэффициентам связи мод с разной поляризацией и различным коэффициентам пропускания. Таким образом, моды каждой поляризации имеют свои собственные резонансные длины волн и амплитуды резонансов [126].

При пропускании излучения, поляризованного вдоль одной из осей двулучепреломления, в спектре наблюдается тот или иной пик оболочечного резонанса. Таким образом, ДПВР с большим расщеплением резонансов могут использоваться как поляризационные фильтры

[125]. Величина расщепления резонансов изменяется от нескольких нанометров до 40 нм в волокнах с асимметричной оболочкой.

Явление зависимости потерь от направления поляризации использовалось для точного локального измерения двулучепреломления оптических волокон [127]. Точность определения величины двулучепреломления составила $\sim 10^{-8}$, что на два порядка лучше, чем точность других методов. Создан волоконный эрбиевый лазер с линейной поляризацией излучения и степенью поляризации до 98 %, в котором в качестве поляризационного фильтра используется ДПВР [128]. Исследованы поляризационные эффекты в ДПВР при кручении волокна и при воздействии магнитного поля [129, 4].

Важной задачей является устранение зависимости потерь от направления поляризации в тех элементах оптоволоконных систем, характеристики которых должны как можно меньше зависеть от состояния поляризации излучения [71, 130, 121].

4.8. Применение длиннопериодных волоконных решеток

Длиннопериодные волоконные решетки находят применение в различных волоконно-оптических устройствах. В частности, ДПВР используются в источниках излучения для выравнивания их спектров, в элементах с перестраиваемыми спектральными характеристиками, для управления дисперсией и компенсации дисперсии групповой скорости. На основе ДПВР создаются волоконные интерферометры и многоволновые лазеры.

Усилители на основе волокна, легированного эрбием (ВЛЭ), широко используются в системах связи с МДВ. Однако эти усилители имеют неоднородный профиль усиления по длине волны. Поэтому для выравнивания спектра усиления используются фильтры на основе ДПВР, достоинствами которых являются компактность, простота изготовления, малые вносимые потери и очень малая интенсивность отраженного сигнала [131–136]. Для выравнивания спектра усилителя на основе ВЛЭ необходимо использовать фильтр, имеющий спектр поглощения, инвертированный по отношению к пику усиления в области длины волны 1530 нм и таким образом срезающий его (рис. 14).

В связи с тем, что ДПВР применяются в качестве выравнивателей спектра, важной практической проблемой является разработка ДПВР с заданным спектром пропускания. Для этого требуется решить обратную задачу. Разработаны методы построения распределения ПП вдоль волокна в решетке по спектру пропускания на основе решения интегральных уравнений Гельфанда–Левитана–Марченко [137]. Главный недостаток этих методов состоит в трудности решения интегральных уравнений в общем случае. Итерационные методы, основанные на решении уравнений Гельфанда–Левитана–Марченко, медленно сходятся и обладают низкой алгоритмической эффективностью, так как требуют $O(N^3)$ операций, где N — число отрезков в решетке.

Существуют методы, основанные на оптимизационных алгоритмах, минимизирующих невязку между исходным спектром и спектром расчетной решетки. В литературе описаны вариационные оптимизации и генетические алгоритмы. Однако эти методы в еще большей степени страдают медленной сходимостью.

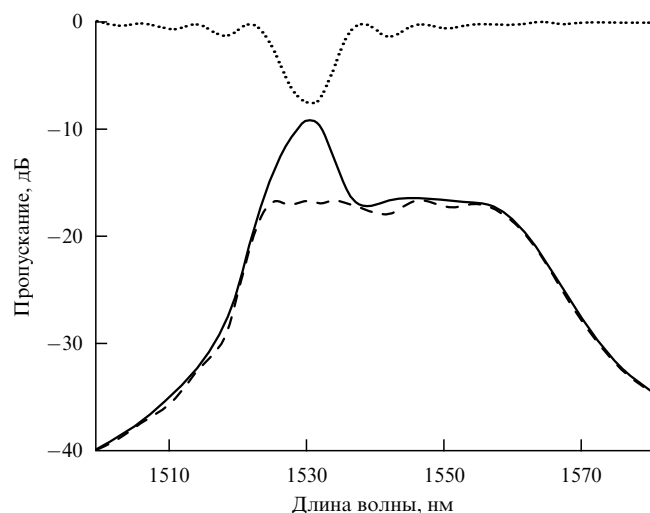


Рис. 14. Начальный спектр излучения усилителя на основе ВЛЭ (сплошная кривая), спектр ДПВР (пунктирная кривая) и конечный спектр усилителя после выравнивания (штриховая кривая) [133].

Наиболее эффективными являются дифференциальные методы, которые в полной мере используют свойство слоистости структуры решетки, в которой распространяется волна. Эти методы, основанные на принципе причинности, восстанавливают параметры среды слой за слоем. Алгоритмическая эффективность данных методов определяется тем, что число операций в них квадратично зависит от числа отрезков в структуре, $O(N^2)$. Первым был разработан дифференциальный алгоритм для восстановления профиля коэффициента связи в ВБР и связи противоположно направленных мод [138], названный методом послойного пилинга (layer peeling), который затем был обобщен и распространен на случай связи однонаправленных мод в ДПВР [139].

Важной проблемой при внедрении оптоэлектронных устройств в волоконно-оптические системы является ввод излучения в одномодовое волокно и вывод излучения из него. Эффективным способом уменьшения потерь при этом является использование оболочечных мод вместо моды сердцевин, имеющей больший угол расходимости [140–143]. Применение оболочечных мод для ввода и вывода излучения существенно увеличивает допустимые отклонения геометрии структуры от идеальной.

Предложены следующие схемы ввода-вывода излучения с помощью ДПВР: система волокно–волокно, в которой в обоих волокнах записывается ДПВР (рис. 15а) [140]; система волокно–волокно (рис. 15б), в которой передающее волокно излучает в пространство моду сердцевин, а принимающее волокно имеет линзовый наконечник, преобразующий пространственный пучок в моду оболочки, которая превращается с помощью ДПВР в моду сердцевины принимающего волокна; система диод–волокно (рис. 15в) [142, 143]; система волокно–свободное пространство (рис. 15г) [141]. Ввод-вывод для оптического волокна может быть реализован на основе поверхностной связи мод, распространяющихся в соприкасающихся параллельных волноводах (рис. 15д) [144–147].

Как уже отмечалось ранее, ДПВР чувствительны к различным факторам, оказывающим воздействие на оптическое волокно, в котором сформирована ДПВР.

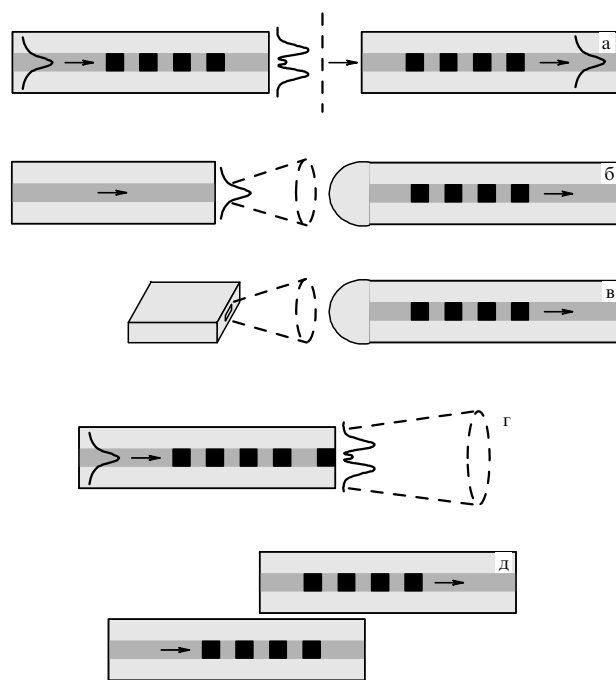


Рис. 15. Схемы ввода и вывода излучения в оптическое волокно с использованием оболочечных мод и ДПВР.

Это позволяет создавать, во-первых, устройства на основе ДПВР, допускающие возможность перестройки их спектральных характеристик, а во-вторых, датчики различных физических величин.

Изменение температуры ДПВР приводит к сдвигу ее резонансной длины волны [148–151]. Величина сдвига зависит от номера моды, длины волны, периода решетки и может быть как положительной, так и отрицательной [47, 55]. На рисунке 16 показаны зависимости сдвига центров четырех оболочечных резонансов фотоиндуцированной ДПВР (сплошные кривые), их линейные аппроксимации (штриховые прямые) и для сравнения приведен аналогичный сдвиг пика брэгговской решетки (штрихпунктирная прямая).

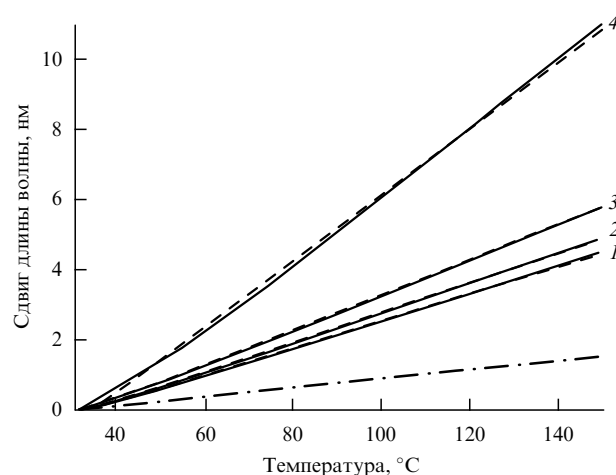


Рис. 16. Сдвиг резонансных длин волн оболочечных мод при изменении температуры ДПВР: экспериментальные данные — сплошные кривые, линейная аппроксимация — штриховые прямые, соответствующий сдвиг резонанса брэгговской решетки — штрихпунктирная прямая [47].

Растяжение волокна так же, как и изменение температуры, приводит к сдвигу резонансной длины волны ДПВР [47, 55, 91]. Величина сдвига в обычных волокнах составляет до $2 \text{ нм } \mu\epsilon^{-1}$ ($\mu\epsilon$ — микрострейн, безразмерная величина, характеризующая относительную деформацию, $1 \mu\epsilon = 10^{-6} \text{ см } \text{см}^{-1}$). В скорректированных решетках продольное растяжение не сдвигает пики резонансов, а изменяет только их высоту [80–82]. Под действием поперечной нагрузки на ДПВР волокно становится двулучепреломляющим, что приводит к расщеплению каждого оболочечного резонанса на два резонанса, соответствующих двум ортогональным состояниям поляризации [152]. При скручивании также наблюдается сдвиг [46, 67, 153–155], но его величина квадратично зависит от угла закрутки. Пример такой зависимости показан на рис. 17, где символами обозначены экспериментальные значения, а кривыми — подгоночные параболы. При изгибе ДПВР наблюдаются три вида отклика: во-первых, сдвиг центральной длины волны, во-вторых, изменение амплитуды резонанса и, в-третьих, расщепление резонансной полосы.

Созданные с помощью микроизгибов ДПВР по своей природе являются перестраиваемыми: сила решетки определяется амплитудой микроизгибов, период решетки может варьироваться при изменении угла между волокном и выступами пластин, между которыми сжимается волокно [153].

Вследствие того, что оболочечные моды направляются внешней оболочкой волокна, соприкасающейся с окружающей средой, распространение оболочечных мод зависит от параметров окружающей среды, таких как показатель преломления и коэффициент поглощения [149, 157, 158]. Зависимость амплитуды и фазы волны при отражении на границе оболочки — внешняя среда от параметров внешней среды приводит к изменению ЭПП оболочечных мод и величины их потерь. Это, в свою очередь, модифицирует условие резонанса и сдвигает резонансную длину волны [47, 73] или изменяет высоту пика потерь [149] (рис. 18).

В спектрах ДПВР присутствуют несколько пиков поглощения. При наличии внешнего воздействия на ДПВР форма и положение каждого из пиков изменяется. То, каким образом изменяется пик, зависит от

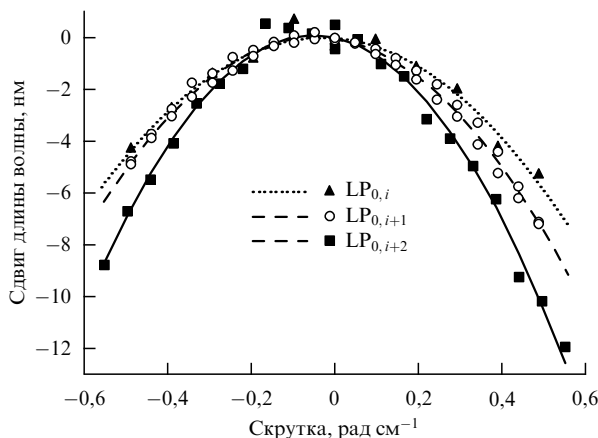


Рис. 17. Сдвиг резонансных длин волн оболочечных мод при скручивании ДПВР: экспериментальные результаты — символы, аппроксимация параболой — кривые [46].

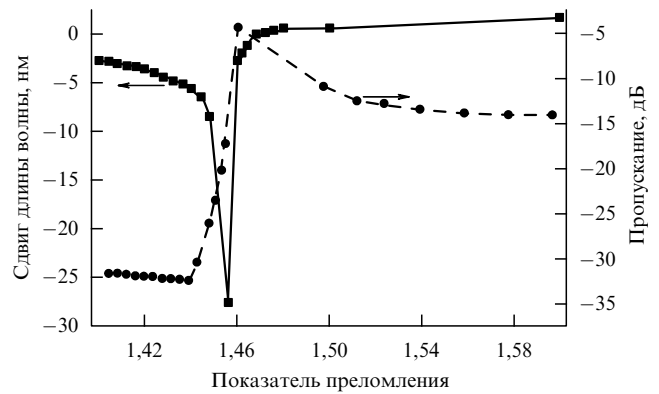


Рис. 18. Сдвиг резонансной длины волны оболочечной моды и изменение глубины пика в спектре пропускания при изменении ПП внешней среды [149].

типа воздействия (изменения температуры, натяжения, ПП внешней среды и др.). Предварительно измерив отклик ДПВР при изменении некоторых из параметров по отдельности, можно решить обратную задачу и по измеренным изменениям спектра вычислить искомые параметры. Таким образом можно создавать многопараметрические датчики для одновременного измерения нескольких параметров [159].

Достаточно подробный список литературы, посвященной датчикам на основе ДПВР, можно найти в обзоре [160].

4.9. Каскадные решетки

Волоконно-оптический интерферометр на основе двух последовательных ДПВР впервые был предложен в [161, 162]. Принцип действия интерферометра состоит в следующем. На первой решетке мода сердцевинки отдает половину своей мощности моде оболочки. Далее обе моды распространяются по волокну с несколько различающимися скоростями до второй ДПВР (рис. 19а). Вторая ДПВР снова связывает эти две моды.

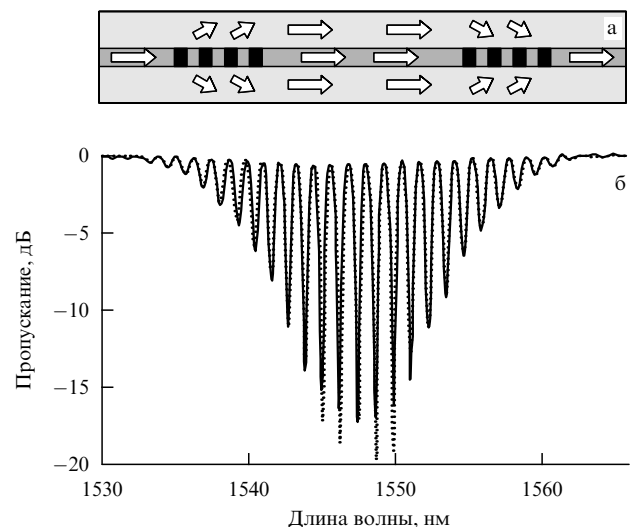


Рис. 19. Схема распространения излучения в каскадной ДПВР (а) и ее спектр пропускания (б) [164]. Сплошная кривая — экспериментальные результаты, пунктирная кривая — результаты расчета.

Спектр каскадной ДПВР имеет вид гребня и содержит множественные пики с огибающей, совпадающей со спектром пропускания отдельной ДПВР (рис. 196). Расстояние по длине волны между пиками определяется расстоянием между двумя ДПВР в каскаде и составляет величину порядка одного или нескольких нанометров.

Наличие узких пиков в спектре каскадной ДПВР делает такую структуру весьма чувствительной к различным факторам [124, 163]. Так, каскадные ДПВР использовались для измерения фотоиндуцированного изменения ПП волокна под воздействием УФ-облучения [162] и импульсов CO_2 -лазера [165]. Изменение ПП с хорошей точностью устанавливается по сдвигу интерференционных полос. Каскадные ДПВР применялись так же, как датчики температуры [166], продольной [167] и поперечной нагрузок [169, 170], изгиба [168, 169], показателя преломления внешней среды [169, 170, 172].

Недавно каскадные ДПВР с микроизгибами были созданы в ФК-волокнах [99]. В спектрах пропускания таких ДПВР обнаруживаются интерференционные полосы, как и в случае каскадной решетки в стандартном волокне, однако с несколько менее регулярной структурой. На основе каскадной решетки был предложен полосовой фильтр [173]. Поляризационная зависимость потерь в каскадных решетках может быть существенно сильнее из-за значительно меньшей ширины резонансных пиков [174, 175].

Каскадные ДПВР применяются для исследования оптической нелинейности волокна и полностью оптического переключения. Между двумя ДПВР вставляется отрезок ВЛЭ. Под воздействием излучения на длине волны 976 нм спектр пропускания каскадной решетки смещается вследствие зависимости ПП от интенсивности световой волны [112, 176]. Смещение интерференционного спектра на половину периода приводит к переключению с режима пропускания на соответствующей длине волны на режим непропускания [113].

Благодаря наличию в спектре каскадных ДПВР серии полос, эти решетки находят применение в многоволновых источниках излучения, которые востребованы в системах с МДВ [177–180].

Другой пример структуры с несколькими однородными ДПВР — это структура, в которой ДПВР следуют друг за другом со сдвигом по фазе [133, 181–185]. Сдвиг по фазе создают, помещая между двумя решетками однородный отрезок, не засвеченный УФ-излучением, длиной в несколько долей периода ДПВР.

Кроме описанных выше решеток исследованы комбинированные структуры, содержащие ДПВР и зеркало, каскадную ДПВР с блокиратором мод сердцевин, длинно- и короткопериодную решетки, множественные ДПВР, две ВБР, chirпированные ДПВР, модулированные ДПВР с модулирующей амплитудой, периода решетки, параметров волокна и микроизгибной модуляцией.

5. Заключение

В настоящем обзоре рассмотрены различные вопросы, связанные с существованием в волоконных световодах мод, распространяющихся в оболочке.

Представлены точные и приближенные методы расчета профилей распределения оболочечных мод. Точное решение основано на матричном методе, в котором волокно разбивается на однородные коаксиальные

слои, каждый из которых описывается соответствующей матрицей размерностью 4×4 . Матрица всей структуры находится как произведение матриц отдельных слоев. Решение задачи сводится к нахождению собственных значений и собственных векторов матрицы всей структуры.

В параксиальном приближении решение для оболочечных мод с малыми модовыми числами может быть получено также для градиентных световодов. Несмотря на незначительное возмущение показателя преломления в сердцевине волокна, она существенно влияет на профиль распределения мод оболочки.

В случае, когда на оболочку волокна нанесено покрытие с показателем преломления, превышающим показатель преломления кварца, оболочечные моды становятся вытекающими. Потери такой моды при распространении в волокне можно описать с помощью мнимой части постоянной распространения. Эта задача может также решаться на основе расчета излучательных мод волокна.

В спектрах пропускания ВБР присутствует не только брэгговский пик, но и отстоящая от него на некоторое расстояние серия пиков в коротковолновой области, связанных с отражением в оболочечные моды. В случае, когда на оболочку нанесено покрытие с большим показателем преломления, резонансные пики оболочечных мод сглаживаются, исчезая полностью при выравнивании показателей преломления оболочки и внешней среды.

Для фотоиндуцированных ВБР и ДПВР коэффициенты связи моды сердцевин и НЕ-мод оболочки существенно превышают коэффициенты связи соответствующих ЕН-мод с радиальными модовыми числами меньшими 10, что связано с малой амплитудой поля последних мод вблизи сердцевины волокна, в которой и записывается решетка. Наклонные ВБР и ДПВР связывают моду сердцевин с оболочечными модами, имеющими произвольные азимутальные модовые числа, а не только $v = 1$, как в случае ненаклонных решеток. Для получения высоких значений коэффициентов отражения в оболочечные моды малых порядков угол наклона брэгговской решетки не должен превышать нескольких градусов.

Важной задачей является подавление оболочечных резонансов в брэгговских решетках. Для этого подбирают такие профили показателя преломления, при которых интегралы перекрытия мод сердцевин и оболочки минимальны, а также варьируют профиль фоточувствительности — расширяют его, распространяя в оболочку, где амплитуда моды сердцевин спадает экспоненциально.

Наиболее широко оболочечные моды используются в ДПВР, возбуждающих однонаправленные моды. В спектрах пропускания таких решеток содержатся широкие провалы (шириной до нескольких десятков нанометров), связанные с перекачкой энергии из моды сердцевин в моды оболочки. Предложено около десяти различных способов изготовления ДПВР, заключающихся в периодическом возмущении оптического волокна. Длиннопериодные решетки, как и брэгговские, могут быть наклонными, однако для того, чтобы эффект наклона был замечен, угол наклона решетки должен не более чем на несколько градусов отличаться от 90° .

Резонансы оболочечных мод обнаруживаются при записи брэгговских и длиннопериодных решеток в МС-волокнах. Предложены способы реализации длиннопериодных решеток в МС-волокнах, позволяющие получать новые эффекты, невозможные в стандартных волокнах.

В длиннопериодных решетках наблюдаются нелинейные эффекты третьего порядка, приводящие к изменению форм импульсов, проходящих через решетку, в частности к компрессии импульсов. Продемонстрирована возможность полностью оптического переключения в каскадной ДПВР. Поляризационные эффекты в ДПВР приводят к расщеплению оболочечных резонансов, что может быть использовано для создания поляризационных фильтров и для точного измерения двулучепреломления оптических волокон.

Для применения ДПВР в качестве выравнивателей спектра волоконных источников света разработаны методы решения обратной задачи построения распределения показателя преломления вдоль волокна в решетке по заданному спектру пропускания. Одним из наиболее эффективных методов является метод послойного пилинга.

Моды оболочки при выходе из волокна в свободное пространство расходятся значительно слабее моды сердцевинны одномодового волокна, поэтому могут использоваться для ввода и вывода излучения.

Оболочечные моды в отличие от мод сердцевинны чувствительны к показателю преломления окружающей среды, что позволяет создавать датчики показателя преломления с использованием оболочечных мод. Предложены также датчики температуры, продольного натяжения, поперечного давления, изгиба, кручения, микроизгибов и других физических величин. На основе измерения нескольких оболочечных пиков или нескольких параметров спектра разработаны многопараметрические датчики.

С использованием ДПВР создаются сложные каскадные структуры, содержащие несколько решеток. Спектр потерь каскадной решетки из двух ДПВР состоит из множественных близкорасположенных пиков, расстояние между которыми определяется длиной отрезка волокна между решетками. В связи с этим каскадные ДПВР могут применяться при создании многоволновых источников излучения.

Приведенные результаты исследований оболочечных мод и компонентов, принцип действия которых основан на существовании оболочечных мод в оптических волокнах, свидетельствуют о широких возможностях их использования в волоконно-оптических устройствах для управления излучением, а также в различных датчиках.

Список сокращений

ВБР — волоконная брэгговская решетка,
ДПВР — длиннопериодная волоконная решетка,
ПП — показатель преломления,
ЭПП — эффективный показатель преломления,
МС — микроструктурированный,
МДВ — мультиплексирование по длине волны,
ФК — фотоннокристаллический,
ВЛЭ — волокно, легированное эрбием.

Список литературы

1. Tsao C *Optical Fibre Waveguide Analysis* (Oxford: Oxford Univ. Press, 1992)
2. Калитеевский М. А., Николаев В. В., Abram R. A. *Оптика и спектроскоп.* **88** 871 (2000)
3. Erdogan T J. *Opt. Soc. Am. A* **14** 1760 (1997); "Errata" *J. Opt. Soc. Am. A* **17** 2113 (2000)
4. Ivanov O V J. *Opt. Soc. Am. A* **22** 716 (2005)
5. Bjarklev A J. *Lightwave Technol.* **4** 341 (1986)
6. Васильев С. А. и др. *Квантовая электрон.* **26** 65 (1999)
7. Erdogan T J. *Lightwave Technol.* **15** 1277 (1997)
8. Hou R et al. *Meas. Sci. Technol.* **12** 1709 (2001)
9. Duhem O et al. *Appl. Opt.* **37** 7223 (1998)
10. Koyamada Y J. *Lightwave Technol.* **18** 1220 (2000)
11. Stegall D B, Erdogan T. *Photon. Technol. Lett.* **11** 343 (1999)
12. Dong L, Reekie L, Cruz J L. *Electron. Lett.* **33** 1897 (1997)
13. Poladian L, Issa N, Monro T. *Opt. Express* **10** 449 (2002)
14. Eggleton B J et al. *J. Lightwave Technol.* **18** 1084 (2000)
15. Kerbage C et al. *Opt. Express* **7** 113 (2000)
16. Lee K S, Erdogan T. *Appl. Opt.* **39** 1394 (2000)
17. Lee K S, Erdogan T J. *Opt. Soc. Am. A* **18** 1176 (2001)
18. Dong L, Ortega B, Reekie L. *Appl. Opt.* **37** 5099 (1998)
19. Laffont G, Ferdinand P. *Meas. Sci. Technol.* **12** 765 (2001)
20. Baek S, Jeong Y, Lee B. *Appl. Opt.* **41** 631 (2002)
21. Haggans C W et al. *Photon. Technol. Lett.* **10** 690 (1998)
22. Dong L et al. *Photon. Technol. Lett.* **9** 64 (1997)
23. Zhang L et al. *Opt. Lett.* **23** 1665 (1998)
24. Dong L et al. *J. Lightwave Technol.* **18** 1583 (2000)
25. Parker R, de Sterke C M J. *Lightwave Technol.* **18** 2133 (2000)
26. Haggans C W et al. *J. Lightwave Technol.* **16** 902 (1998)
27. Kim J M et al. *Photon. Technol. Lett.* **12** 1504 (2000)
28. Eggleton B J et al. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **7** 409 (2001)
29. Eggleton B J et al. *Opt. Lett.* **24** 1460 (1999)
30. Желтиков А. М. *Оптика микроструктурированных волокон* (М.: Наука, 2004)
31. Желтиков А. М. *УФН* **170** 1203 (2000)
32. Westbrook P S et al. *Photon. Technol. Lett.* **12** 495 (2000)
33. Васильев С. А. и др. *Квантовая электрон.* **24** 151 (1997)
34. Zhao Y, Palais J C J. *Lightwave Technol.* **16** 554 (1998)
35. Yamada M, Sakuda K. *Appl. Opt.* **26** 3474 (1987)
36. Chern G W, Wang L A J. *Opt. Soc. Am. A* **16** 2675 (1999)
37. Ke H, Peng J, Fan C. *Photon. Technol. Lett.* **13** 1194 (2001)
38. Murtaza G et al. *Fiber Integr. Opt.* **20** 53 (2001)
39. Shu X, Huang D. *Opt. Commun.* **171** 65 (1999)
40. Ramachandran S, Wang Zh, Yan M. *Opt. Lett.* **27** 698 (2002)
41. Han Y-G et al. *Photon. Technol. Lett.* **13** 699 (2001)
42. Grubsky V, Feinberg J. *Opt. Lett.* **25** 203 (2000)
43. MacDougall T W et al. *Photon. Technol. Lett.* **10** 1449 (1998)
44. Daxhelet X, Kulishov M. *Opt. Lett.* **28** 686 (2003)
45. Eom T-J et al. *IEICE Trans. Commun. E Ser. B* **E-84B** 1241 (2001)
46. Ivanov O V, Wang L A. *Appl. Opt.* **42** 2264 (2003)
47. Bhatia V. *Opt. Express* **4** 457 (1999)
48. Vasiliev S A et al. *Opt. Lett.* **21** 1830 (1996)
49. Zhou K, Liu H, Hu X. *Opt. Commun.* **197** 295 (2001); "Erratum" *Opt. Commun.* **208** 433 (2002)
50. Oh K, Song G H, Paek U C, in *CLEO/Pacific Rim'99: the Pacific Rim Conf. on Lasers and Electro-Optics, August 30–September 3, 1999, Seoul, Korea, Technical Digest* (Piscataway, NJ: IEEE, 1999) paper ThB6, p. 601
51. Marcuse D. *Appl. Opt.* **23** 1082 (1984)
52. Dianov E M et al. *Opt. Lett.* **22** 221 (1997)
53. Дианов Е. М. и др. *Квантовая электрон.* **24** 160 (1997)
54. Hill K O et al. *Electron. Lett.* **26** 1270 (1990)
55. Vengsarkar A M et al. *J. Lightwave Technol.* **14** 58 (1996)
56. Bhatia V, Vengsarkar A M. *Opt. Lett.* **21** 692 (1996)
57. Liu S Y, Tan H Y, Demokan M S. *Electron. Lett.* **35** 79 (1999)
58. Patrick H J et al. *Electron. Lett.* **33** 1167 (1997)
59. Kim S et al. *Appl. Opt.* **39** 2038 (2000)
60. Kawano H et al. *J. Lightwave Technol.* **19** 1221 (2001)
61. Chen K P et al. *Opt. Lett.* **26** 771 (2001)
62. Guan B-O et al. *Meas. Sci. Technol.* **12** 818 (2001)
63. Kryukov P G et al. *Microelectron. Eng.* **69** 248 (2003)

64. Загорюлько К А и др. *Квантовая электрон.* **31** 999 (2001)
65. Kondo Y et al. *Opt. Lett.* **24** 646 (1999)
66. Rao Y J et al. *Opt. Commun.* **229** 209 (2004)
67. Rao Y-J et al. *J. Lightwave Technol.* **21** 1320 (2003)
68. Kim B H et al. *Opt. Lett.* **26** 1657 (2001)
69. Starodubov D S, Grubsky V, Feinberg J *Proc. SPIE* **3848** 178 (1999)
70. Vasiliev S A, Medvedkov O I *Proc. SPIE* **4083** 212 (2000)
71. Dianov E M et al., in *ECOC'97: 23rd European Conf. on Optical Communication, September 22–25, 1997, Edinburg, UK* Vol. 2 (IEE Conf. Publ., No. 448) (Piscataway, NJ: IEEE, 1997) p. 53
72. Kakarantzas G et al. *Opt. Lett.* **26** 1137 (2001)
73. Chong J H et al. *Opt. Commun.* **229** 65 (2004)
74. Poole C D, Presby H M, Meester J P *Electron. Lett.* **30** 1437 (1994)
75. Hwang I K, Yun S H, Kim B Y *Opt. Lett.* **24** 1263 (1999)
76. Rego G et al. *J. Lightwave Technol.* **19** 1574 (2001)
77. Kosinski S G, Vengsarkar A M, in *OFC'98: Optical Fiber Communication Conf. and Exhibit: Technical Digest: February 22–27, 1998, San Jose, Calif., USA* (OSA Technical Digest Ser., Vol. 2) (Washington, DC: Optical Society of America, 1998) p. 278
78. Cho J Y, Lee K S *Opt. Commun.* **213** 281 (2002)
79. Lee K S, Cho J Y *J. Opt. Soc. Am. A* **19** 1621 (2002)
80. Vaziri M, Chen C-L *J. Lightwave Technol.* **15** 474 (1997)
81. Vaziri M, Chen C-L *J. Lightwave Technol.* **10** 836 (1992)
82. Lin C-Y, Wang L A, Chern G-W *J. Lightwave Technol.* **19** 1159 (2001)
83. Lin C-Y, Chern G-W, Wang L A *J. Lightwave Technol.* **19** 1212 (2001)
84. Jiang Y et al. *Photon. Technol. Lett.* **14** 941 (2002)
85. Fujimaki M et al. *Opt. Lett.* **25** 88 (2000)
86. von Bibra M L, Roberts A, Canning J *Opt. Lett.* **26** 765 (2001)
87. Poole C, Townsend C, Nelson K *J. Lightwave Technol.* **9** 598 (1991)
88. Berthold J W *J. Lightwave Technol.* **13** 1193 (1995)
89. Kim H S et al. *Photon. Technol. Lett.* **10** 790 (1998)
90. Fedec R et al. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **5** 1278 (1999)
91. Diez A et al. *Electron. Lett.* **36** 1187 (2000)
92. Rego G et al. *Opt. Commun.* **220** 111 (2003)
93. Jeong Y et al. *Photon. Technol. Lett.* **12** 519 (2000)
94. Kopp V I et al. *Science* **305** 74 (2004)
95. Lee K S *Opt. Commun.* **198** 317 (2001)
96. Abramov A A et al. *Photon. Technol. Lett.* **11** 445 (1999)
97. Espindola R P et al. *Electron. Lett.* **35** 327 (1999)
98. van Eijkelenborg M A, Padden W, Besley J A *Opt. Commun.* **236** 75 (2004)
99. Lim J H et al. *Opt. Lett.* **29** 331 (2004)
100. Diez A et al. *Opt. Lett.* **25** 1499 (2000)
101. Kakarantzas G, Birks T A, Russell P St J *Opt. Lett.* **27** 1013 (2002)
102. Zhu Y et al. *Opt. Lett.* **28** 2467 (2003)
103. Humbert G et al. *Opt. Lett.* **29** 38 (2004)
104. Mach P et al. *Appl. Phys. Lett.* **80** 4294 (2002)
105. Кившарь Ю С, Агравал Г П *Оптические солитоны. От волоконных световодов к фотонным кристаллам* (М.: Физматлит, 2005)
106. Trillo S et al. *Appl. Phys. Lett.* **53** 837 (1988)
107. Eggleton B J et al. *Opt. Lett.* **22** 883 (1997)
108. Kutz J N et al. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **3** 1232 (1997)
109. Jeong Y, Lee B *IEEE J. Quantum Electron.* **35** 1284 (1999)
110. Sipe J E, DeSterke C M, Eggleton B J *J. Mod. Opt.* **49** 1437 (2002)
111. Perlman V E, Winful H G *J. Lightwave Technol.* **18** 329 (2000)
112. Kim Y H et al. *Opt. Lett.* **27** 580 (2002)
113. Kim Y et al. *Opt. Express* **12** 651 (2004)
114. Kim Y H, Paek U-C, Han W-T *J. Lightwave Technol.* **23** 543 (2005)
115. Kim Y H, Paek U-C, Han W-T *Appl. Opt.* **44** 3051 (2005)
116. Золотовский И О, Семенцов Д И *Оптика и спектроск.* **92** 306 (2002)
117. Золотовский И О, Семенцов Д И *Квантовая электрон.* **31** 50 (2001)
118. Chern G-W, Chang J-F, Wang L A *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 1497 (2002)
119. Intrachat K, Kutz J N *IEEE J. Quantum Electron.* **39** 1572 (2003)
120. Bachim B L, Gaylord T K *Appl. Opt.* **42** 6816 (2003)
121. Oh S et al. *Opt. Express* **11** 3087 (2003)
122. Lin C-H, Li Q, Lee H P *Opt. Lett.* **28** 998 (2003)
123. Kurkov A S et al. *Electron. Lett.* **33** 616 (1997)
124. Zhang L et al. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **5** 1373 (1999)
125. Ortega B et al. *Photon. Technol. Lett.* **9** 1370 (1997)
126. Ryu H S et al. *Opt. Lett.* **28** 155 (2003)
127. Ishii Y et al., in *OFC 2002: Optical Fiber Communication Conf. and Exhibit, March 17–22, 2002, Anaheim, CA, USA* (OSA Trends in Optics and Photonics, Vol. 70) (Washington, DC: Optical Society of America, 2002) p. 686
128. Курков А С и др. *Квантовая электрон.* **31** 421 (2001)
129. Arce-Diego J L, Pereda-Cubian D, Muriel M A *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **6** S45 (2004)
130. Kim S Y et al., in *Conf. on Lasers and Electro-Optics (CLEO 2000): May 7–12, 2000, San Francisco, CA, USA* (Trends in Optics and Photonics Ser., Vol. 39) (Washington, DC: Optical Society of America, 2000) p. 576
131. Vengsarkar A M et al. *Opt. Lett.* **21** 336 (1996)
132. Guan B-O et al. *Photon. Technol. Lett.* **14** 657 (2002)
133. Liu Y et al. *Opt. Commun.* **164** 27 (1999)
134. Harumoto M, Shigehara M, Suganuma H *J. Lightwave Technol.* **20** 1027 (2002)
135. Su C D, Wang L A *J. Lightwave Technol.* **17** 1896 (1999)
136. Ramachandran S et al. *Photon. Technol. Lett.* **15** 1561 (2003)
137. Chern G-W, Wang L A *J. Opt. Soc. Am. A* **19** 772 (2002)
138. Fedec R, Zervas M N, Muriel M A *IEEE J. Quantum Electron.* **35** 1105 (1999)
139. Fedec R, Zervas M N *J. Opt. Soc. Am. A* **17** 1573 (2000)
140. Li Y, Erdogan T *Opt. Commun.* **183** 377 (2000)
141. Erdogan T et al., in *OFC/IOOC'99: Optical Fiber Communication Conf. and the Intern. Conf. on Integrated Optics and Optical Fiber Communication, February 21–26, 1999, San Diego, CA, USA* (OSA Technical Digest Ser.) (Washington, DC: Optical Society of America, 1999) paper FK4
142. Su W-Y, Chern G-W, Wang L A *Appl. Opt.* **41** 6576 (2002)
143. Chen W T, Wang L A *Appl. Opt.* **39** 4490 (2000)
144. Chiang K S et al. *Electron. Lett.* **36** 1408 (2000)
145. Chiang K S, Chan F Y M, Ng M N *J. Lightwave Technol.* **22** 1358 (2004)
146. Zhu Y et al. *Opt. Commun.* **208** 337 (2002)
147. Grubsky V, Starodubov D S, Feinberg J, in *Optical Fiber Communication Conf., March 7–10, 2000, Baltimore, Maryland, USA* (OSA Trends in Optics and Photonics, Vol. 37) (Washington, DC: Optical Society of America, 2000) paper FB5
148. Ivanov O V *Opt. Commun.* **239** 311 (2004)
149. Khaliq S, James S W, Tatam R P *Meas. Sci. Technol.* **13** 792 (2002)
150. Shu X et al. *Photon. Technol. Lett.* **13** 818 (2001)
151. Jang J-N et al. *Electron. Lett.* **35** 2134 (1999)
152. Liu Y, Zhang L, Bennion I *Electron. Lett.* **35** 661 (1999)
153. Ivanov O V *Opt. Commun.* **232** 159 (2004)
154. Gonzalez D A, in *Proc. of Second European Workshop on Optical Fiber Sensors, Santander, Spain, June 9–11, 2004* (Proc. SPIE, Vol. 5502) (Bellingham, WA: SPIE, 2004)
155. Wang L A, Lin C Y, Chern G W *Meas. Sci. Technol.* **12** 793 (2001)
156. Liu Y, Williams J A R, Bennion I *Photon. Technol. Lett.* **12** 531 (2000)
157. Chung K-W, Yin S *Opt. Lett.* **29** 812 (2004)
158. Wang Z, Ramachandran S *Opt. Lett.* **28** 2458 (2003)
159. Patrick H J et al. *Photon. Technol. Lett.* **8** 1223 (1996)
160. James S W, Tatam R P *Meas. Sci. Technol.* **14** R49 (2003)
161. Dianov E M et al., in *22nd European Conf. on Optical Communication, ECOC'96, Oslo, Norway, September 15–19, 1996* (Piscataway, NJ: IEEE, 1996) MoB.3.6, p. 65
162. Дианов Е М и др. *Квантовая электрон.* **24** 805 (1997)
163. Das M, Thyagarajan K *Opt. Commun.* **197** 67 (2001)
164. Lee B H, Nishii J *Appl. Opt.* **38** 3450 (1999)
165. Kim B H et al. *Appl. Opt.* **41** 3809 (2002)
166. Kim Y-J, Paek U-C, Lee B H *Opt. Lett.* **27** 1297 (2002)
167. Han Y-G et al. *Opt. Express* **11** 476 (2003)
168. Lee B H, Nishii J *Opt. Lett.* **23** 1624 (1998)
169. Han Y-G et al. *Meas. Sci. Technol.* **12** 778 (2001)
170. Duhem O, Henninot J F, Douay M *Opt. Commun.* **180** 255 (2000)
171. Lee B H et al. *Fiber Integr. Opt.* **20** 443 (2001)

172. Lee S et al., in *Proc. of the OECC/IOOC 2001, 1–5 July 2001, Sydney, Australia*, p. 112
173. Ramachandran S et al. *Opt. Lett.* **27** 1678 (2002)
174. Lee B H, Cheong J, Paek U-C *Opt. Lett.* **27** 1096 (2002)
175. Lee Y W, Jung J, Lee B *Photon. Technol. Lett.* **14** 1312 (2002)
176. Jeong Y, Baek S, Lee B *Photon. Technol. Lett.* **12** 1216 (2000)
177. Han Y-G et al. *Photon. Technol. Lett.* **15** 383 (2003)
178. Gu X J *Opt. Lett.* **23** 509 (1998)
179. Lee J H et al., in *OECC 2002, 7th Optoelectronics and Communications Conf. Yokohama, Japan, July 2002*, 10P-46, p. 278
180. Lee J H et al., in *Proc. of COIN 2002: Intern. Conf. on Optical Internet, Korea, July 2002* WeE1, p. 300
181. Deparis O et al. *Opt. Lett.* **26** 1239 (2001)
182. Chen L R *Opt. Commun.* **200** 187 (2001)
183. Chen L R *Opt. Commun.* **205** 271 (2002)
184. Ke H, Chiang K S, Peng J H *Photon. Technol. Lett.* **10** 1596 (1998)
185. Ishii Y et al., in *ECOC'01, 27th European Conf. on Optical Communication: September 30–October 4, 2001, Amsterdam, The Netherlands* (Piscataway, NJ: IEEE, 2001) Mo.B.3.4. p. 82

Cladding modes of optical fibers: properties and applications

O.V. Ivanov

*Ulyanovsk Branch of Institute of Radioengineering and Electronics, Russian Academy of Sciences,
ul. Goncharova 48, 432011 Ulyanovsk, Russian Federation
Tel. (7-8422) 442 974*

E-mail: olegivvit@yandex.ru

S.A. Nikitov, Yu.V. Gulyaev

*Institute of Radioengineering and Electronics, Russian Academy of Sciences,
ul. Mokhovaya 11, korp. 7, 101999 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-495) 203-97 88, (7-495) 203-60 78*

E-mail: nikitov@cplire.ru

One new fiber optics method is to use fiber cladding modes to control the propagation of radiation in optical fibers. In this paper, results on the propagation, generation, and interaction of optical fiber cladding modes are reviewed. The excitation of the core-cladding mode resonance using fiber Bragg gratings, in particular tilted ones, is analyzed and the propagation of cladding modes in microstructured fibers is studied. The most common method for exciting cladding modes, based on the use of long-period fiber gratings, is described. Examples of the application of long-period fiber gratings as sensors, gain-flattening filters for fiber amplifiers, and in coupling of light into and out of an optical fiber are discussed.

PACS numbers: **42.25.** – p, **42.79.**Gn, **42.81.** – i

Bibliography — 185 references

Received 11 May 2005, revised 19 October 2005

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **176** (2) 175–202 (2006)

Physics–Uspekhi **49** (2) (2006)