

Исследование локальных характеристик волоконных брэгговских решеток методом оптической пространственной рефлектометрии

И.Г.Королев, С.А.Васильев, О.И.Медведков, Е.М.Дианов

Приведено подробное описание метода оптической пространственной рефлектометрии, предназначенного для измерения локальных пространственных характеристик волоконных брэгговских решеток показателя преломления. Экспериментально продемонстрировано, что при использовании ИК и УФ источников излучения метод обеспечивает хорошую чувствительность измерения амплитуды модуляции индуцированного показателя преломления в сердцевине волоконного световода ($\sim 10^{-4}$) и высокое пространственное разрешение (~ 100 мкм и менее). Рассмотрены факторы, влияющие на точность измерений, и представлены оптимальные параметры схемы измерения и ограничения метода – как технические, так и методологические. Проведен сравнительный анализ существующих в настоящее время методов исследования пространственных свойств волоконных решеток с указанием областей их применения.

Ключевые слова: волоконный световод, волоконная брэгговская решетка, пространственная рефлектометрия, методы исследования волоконных решеток.

1. Введение

Волоконные брэгговские решетки (ВБР) широко используются в волоконных лазерах и усилителях, в волоконных системах измерения физических величин, в линиях оптической связи и др. Обзоры многочисленных применений решеток приведены, например, в работах [1, 2].

Волоконная решетка показателя преломления (ПП) представляет собой участок световода, в сердцевине которого наведена периодическая структура ПП с определенным пространственным распределением. Основными характеристиками решетки являются распределения амплитуды и периода модуляции ПП, а также среднего значения наведенного ПП вдоль оси световода. Эти параметры задают спектральные и дисперсионные свойства решеток и, таким образом, определяют их использование в различных приложениях волоконной оптики.

Характерный период ВБР составляет ~ 0.5 мкм, поэтому, как правило, решетки записываются с помощью интерференционных методов облучением световода через его боковую поверхность. Обычно для записи решеток используется УФ излучение (излучение эксимерных лазеров, второй гармоники аргонового лазера и т. д.) с длиной волны, на которой линейное поглощение легированного стекла сердцевины достаточно велико (~ 10 – 100 дБ/см). Наиболее часто для записи решеток используют германосиликатные световоды, которые имеют полосы поглощения германиевых кислородно-дефицитных центров [3]. Помимо германосиликатных существуют и другие фоточувствительные стекла (см. ссылки в [4]). Кроме того, для повышения чувствительности стекол к УФ излучению используют специальные процедуры, наиболее

распространенной из которых является насыщение сетки стекла молекулярным водородом [5].

Разнообразие типов решеток, разработанных в настоящее время, объясняется большим количеством их применений. Например, в случае рамановских конвертеров используются решетки как с высоким ($R > 99.9\%$), так и с низким ($R \sim 5\% - 10\%$) коэффициентом отражения [6, 7]. Для компенсации дисперсии волоконных световодов в линиях связи [8] используют ВБР с переменным периодом, обладающие заданными дисперсионными свойствами. Для подавления боковых максимумов в спектре пропускания/отражения решетки, что является важным в системах связи со спектральным уплотнением каналов, применяется специальное профилирование амплитуды модуляции ПП (см. гл. 5 в [1]). При использовании ВБР в качестве узкополосного спектрального фильтра, работающего на пропускание, решетка изготавливается с определенным фазовым сдвигом [9]. Все эти и многие другие применения требуют, чтобы расчетные параметры решеток были реализованы на практике с высокой точностью.

В связи со сказанным измерение характеристик (спектров пропускания/отражения, дисперсии, пространственного распределения индуцированного ПП) записанных в световоде решеток является важным при выборе и оптимизации технологии записи, а также при анализе и коррекции ошибок в записанных структурах.

В настоящей работе приведен сравнительный обзор методов исследования параметров записанных решеток. Подробно рассмотрены теоретические и экспериментальные аспекты одного из наиболее универсальных методов – метода оптической пространственной рефлектометрии (ОПР), к достоинствам которого относятся высокая чувствительность и воспроизводимость измерений, широкий диапазон параметров диагностируемых структур. Использование УФ и ИК излучения позволило значительно упростить реализацию метода и улучшить его характеристики.

И.Г.Королев, С.А.Васильев, О.И.Медведков, Е.М.Дианов. Научный центр волоконной оптики при Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; факс: (095) 135 81 39

2. Методы исследования локальных свойств решеток

Волоконная брэгговская решетка связывает моды сердцевины одномодового световода, распространяющиеся в противоположных направлениях. Для эффективной связи мод необходимо выполнение условия фазового синхронизма

$$2\beta = K, \quad (1)$$

где $\beta = 2\pi n_{\text{eff}}/\lambda$ – постоянная распространения моды; n_{eff} – эффективный ПП моды световода; λ – длина волны в вакууме; $K = 2\pi/\Lambda$ – постоянная решетки; Λ – период решеток. В общем случае решеток с переменными по длине параметрами условие (1) может быть записано в виде

$$\lambda_{\text{Br}}(z) = 2n_{\text{eff}}(z)\Lambda(z), \quad (2)$$

где λ_{Br} – брэгговская длина волны. Функциональные зависимости n_{eff} и $\Lambda(z)$ означают, что соответствующие величины усреднены в некоторой окрестности продольной координаты z . Так как поглощение УФ излучения на расстояниях порядка диаметра сердцевины световода (5–10 мкм), как правило, мало, наведенный ПП по радиусу сердцевины считается постоянным. С учетом этого обстоятельства изменение ПП в сердцевине световода Δn_{ind} связано с изменением эффективного ПП основной моды Δn_{eff} соотношением

$$\Delta n_{\text{eff}} = \eta \Delta n_{\text{ind}}, \quad (3)$$

где

$$\eta = \int_0^a \int_0^{2\pi} EE^* r dr d\varphi \left(\int_0^\infty \int_0^{2\pi} EE^* r dr d\varphi \right)^{-1}$$

– доля мощности, которая распространяется в сердцевине световода радиусом a ; $E(r, \varphi)$ – распределение электрического поля основной моды в цилиндрических координатах r и φ . Для световода со ступенчатым профилем ПП на длине волны отсечки первой высшей моды η составляет ~ 0.8 .

Наведенное при записи решетки изменение ПП в сердцевине световода вдоль его оси может быть описано следующим образом:

$$\Delta n_{\text{ind}}(z) = \Delta n_{\text{avr}}(z) + \Delta n_{\text{mod}}(z) \frac{\exp[-i\theta(z)] + \text{компл. сопр.}}{2}, \quad (4)$$

где $\Delta n_{\text{avr}}(z)$ и $\Delta n_{\text{mod}}(z)$ – среднее значение модуляции наведенного ПП и его амплитуда соответственно. Фазу в уравнении (4) обычно выражают через усредненный период решетки Λ_0 ; $\theta(z) = 2\pi z/\Lambda_0 + \varphi(z)$, где $\varphi(z)$ – относительно небольшие по сравнению с первым слагаемым изменения фазы. Период Λ_0 удобно выбирать соответствующим центральной длине волны λ_0 в спектре отражения решетки, при этом $\lambda_0 = 2\eta(n_0 + \Delta n)\Lambda_0$, где n_0 – ПП невозмущенной сердцевины, Δn – средний наведенный ПП в решетке. В случае решеток с периодом, изменяющимся в зависимости от z по определенному закону, фазу в (4) выражают как $\theta(z) = 2\pi z/\Lambda(z)$.

Взаимодействие мод, распространяющихся в противоположных направлениях, на решетке описывается системой уравнений связанных мод [10]:

$$\begin{aligned} \frac{dA(z)}{dz} &= -i\kappa(z)B(z), \\ \frac{dB(z)}{dz} &= i\kappa^*(z)A(z), \end{aligned} \quad (5)$$

где $A(z)$ и $B(z)$ – медленно меняющиеся на масштабе длины волны амплитуды волн, распространяющихся в прямом и обратном направлениях соответственно; $\kappa(z) = |\kappa(z)| \exp[-i\phi_\kappa(z)]$ – комплексный коэффициент связи решетки.

Модуль коэффициента связи $|\kappa(z)|$ на длине волны λ пропорционален амплитуде модуляции наведенного ПП:

$$|\kappa(z)| = \pi\eta\Delta n_{\text{mod}}(z)/\lambda. \quad (6)$$

Фаза $\phi_\kappa(z)$ определяется интегралом частотной отстройки от фазового синхронизма (1):

$$\phi_\kappa(z) = \int_0^z [2\beta(z') - K(z')] dz'. \quad (7)$$

Если $\Delta\lambda \ll \lambda_0$ и $\delta\Lambda \ll \Lambda_0$, то из (7) следует, что производная фазы связана с параметрами решетки следующим соотношением:

$$\frac{d\phi_\kappa(z)}{dz} \approx 2\pi \left[-\frac{\Delta\lambda}{\Lambda_0\lambda_0} + \frac{2\eta\delta n_{\text{ind}}(z)}{\lambda_0} + \frac{\delta\Lambda(z)}{\Lambda_0^2} \right], \quad (8)$$

где $\Delta\lambda = \lambda_{\text{meas}} - \lambda_0$ – спектральная отстройка длины волны λ_{meas} , на которой измеряются параметры решетки; $\delta n_{\text{ind}}(z) = \Delta n_{\text{avr}}(z) - \overline{\Delta n}$ и $\delta\Lambda(z) = \Lambda(z) - \Lambda_0$ – отклонения локальных значений среднего наведенного ПП и периода соответственно.

В общем виде анализ ВБР сводится к прямой и обратной задачам. Под прямой задачей понимают нахождение по известному $\kappa(z)$ спектральных и дисперсионных характеристик решетки. Обратная задача подразумевает нахождение $\kappa(z)$ по известным спектральным (а в ряде случаев и дисперсионным) характеристикам ВБР.

Прямая задача широко используется для численного моделирования решеток и исследования влияния различных факторов (фазовый сдвиг, продольный профиль ПП и период решетки) на конечные свойства ВБР. При известном $\kappa(z)$ задача получения спектров пропускания и отражения, а также групповых задержек ВБР может быть решена численными методами путем решения системы уравнений (5) даже при сложной пространственной зависимости коэффициента связи [10].

Решение обратной задачи также представляет значительный интерес, однако является намного более сложным и трудоемким. Это объясняется тем, что спектр пропускания/отражения является интегральной характеристикой решетки, из которой в общем случае невозможно восстановить информацию о пространственном распределении $\kappa(z)$.

Методы численного решения обратной задачи в приложении к ВБР были рассмотрены в работах [11–14]. Эти методы подразделяются на три основные группы: фурье-преобразование спектрального отклика [14], решение задачи обратного рассеяния с помощью интегральных (метод Гельфанда – Левитана – Марченко [15]) и дифферен-

циальных (алгоритм послойного удаления (layer-peeling) [13]) уравнений. Алгоритм послойного удаления является наиболее эффективным из указанных методов. Численные методы, как правило, применяются для получения $\kappa(z)$ исходя из желаемых спектрального и дисперсионного откликов решетки. Восстановление коэффициента связи реальных решеток с помощью этих методов затруднено вследствие сложности математического подхода, неоднозначности получаемых решений и наличия шумов в реальных спектрах, что особенно актуально для решеток с большим коэффициентом отражения.

Для преодоления указанных трудностей было предложено несколько методов полного или частичного восстановления $\kappa(z)$ реальных решеток с использованием дополнительных принципов получения экспериментальной информации об их структуре. К сожалению, ни один из этих методов не является универсальным (пригодным для всех типов решеток), и это приходится учитывать при выборе способа диагностики ВБР. Предложенные экспериментальные методы диагностики решеток построены на нескольких основных принципах, которые сводятся к регистрации следующих характеристик:

- интенсивности дифрагированного на решетке излучения при ее боковом облучении;
- изменения спектральных характеристик при некотором локальном воздействии на решетку;
- интенсивности некогерентного рэлеевского рассеяния излучения, распространяющегося по световоду;
- спектрально-временного отклика решеток.

Дифракционные методы исследования ВБР описаны в работах [16–18]. В этих методах используется то обстоятельство, что излучение, падающее на решетку через боковую поверхность световода, испытывает дифракцию на ее штрихах; при этом интенсивность дифрагированного излучения однозначно связана с модуляцией ПП в сердцевине световода. Дифракционные методы позволяют измерять амплитуду модуляции ПП с высокой точностью ($\Delta n_{\text{mod}} < 10^{-4}$) и высоким пространственным разрешением (~ 10 мкм). С помощью дополнительного анализа интерференции нулевого и первого порядков дифракции [18] с использованием дифракционного метода удалось получить пространственное распределение периода тестируемой решетки. Дифракционная методика относительно проста в реализации и не требует сложного экспериментального оборудования, поэтому часто используется для анализа структуры ВБР. Основными ее недостатками являются высокие требования к чистоте поверхности световода и механической стабильности элементов системы измерения, а также сложность получения абсолютного значения $\Delta n_{\text{mod}}(z)$.

К методам, с использованием которых регистрируется изменение спектрального отклика ВБР при контролируемом локальном фазовом воздействии на структуру решетки, относятся метод теплового сканирования и метод ОПР. В методе теплового сканирования [19, 20] для диагностики решеток применяется нагрев локального отрезка ВБР, приводящий вследствие теплового расширения световода и термооптического эффекта к сдвигу локальной резонансной длины волны в длинноволновую часть спектра. Метод можно использовать для измерения либо локального периода решеток с переменным периодом, либо пространственного распределения модуляции ПП в решетках со слабо изменяющимся периодом (в пределах 0.1 %). Несмотря на относительную про-

стоту, метод теплового сканирования имеет малое пространственное разрешение (около 0.5 мм) и невысокую точность измерений. Метод ОПР также основан на наведении локального фазового возмущения, но, в отличие от метода теплового сканирования, локальное воздействие в нем модулировано, что позволяет качественно улучшить характеристики метода.

Описанные методы позволяют исследовать решетки с любым (в том числе высоким) коэффициентом отражения, в то время как общим недостатком методов, рассмотренных ниже, является ограничение сверху на коэффициент отражения ВБР. Это объясняется тем, что при высоких коэффициентах отражения излучение на длинах волн вблизи резонансной длины волны не проникает на всю глубину решетки.

Методы измерения интенсивности бокового рэлеевского рассеяния были использованы для нахождения распределения интенсивности резонансного излучения внутри решетки [21], а в случае дополнительного спектрального анализа рассеянного излучения – также и локального периода тестируемой решетки [22]. Основные их недостатки – невысокая чувствительность и относительно низкое пространственное разрешение (около 1 мм).

Регистрация спектрально-временного отклика решетки используется в группе методов, наиболее интересные из которых построены на основе интерферометра Майкельсона. В работе [23] для измерений применялся широкополосный источник излучения, а в [24] – перестраиваемый лазер. В первом случае для получения зависимости $\kappa(z)$ использовалось изменение оптической длины опорного плеча, во втором – сканирование длины волны тестирующего излучения. Эти методы позволяют достичь высокого пространственного разрешения (0.1 мм и менее) и большой чувствительности ($\Delta n_{\text{mod}} \sim 10^{-5}$). Их применение затруднено в случае решеток с резкими изменениями наведенного ПП.

В работе [25] был предложен частотно-временной анализ импульсного отклика от решетки с использованием распределения Вигнера – Вилля. Однако этот метод позволяет восстанавливать только распределение периода решетки и требует применения сложной аппаратуры для генерации стабильных импульсов и качественного детектирования отклика.

3. Метод оптической пространственной рефлектометрии

Метод ОПР впервые был предложен в работе [26] для измерения амплитуды и фазы коэффициента связи ВБР. В его основе лежит то обстоятельство, что локальное фазовое возмущение в некоторой точке ВБР z_{meas} приводит к изменению спектра решетки, причем величина этого изменения определяется коэффициентом $\kappa(z_{\text{meas}})$. Таким образом, коэффициент пропускания T (или коэффициент отражения R) является функцией не только длины волны, но и наведенной фазы Φ , а также координаты воздействия z_{meas} . Измеряемой величиной (ОПР-сигналом) является изменение пропускания $T(\lambda, z, \Phi)$ (либо отражения $R(\lambda, z, \Phi)$) на фиксированной длине волны λ_{meas} , связанное с локальным фазовым возмущением Φ :

$$S(\lambda, z) = \frac{\partial T(\lambda, z, \Phi)}{\partial \Phi} \Phi = - \frac{\partial R(\lambda, z, \Phi)}{\partial \Phi} \Phi.$$

Пространственное распределение ОНР-сигнала находится в результате сканирования фазового возмущения вдоль тестируемой решетки.

В [26] было показано, что пространственная производная ОНР-сигнала в явном виде содержит информацию об амплитуде и фазе комплексного коэффициента связи решетки:

$$\frac{\partial S(\lambda_{\text{meas}}, z)}{\partial z} = 2|r(\lambda_{\text{meas}})|\Phi|\kappa(z)|\cos[\phi_{\kappa}(z) + \phi_0(\lambda_{\text{meas}})], \quad (9)$$

где $r(\lambda_{\text{meas}})$ – амплитудный коэффициент отражения решетки на длине волны измерения λ_{meas} , причем $|r(\lambda)|^2 = R(\lambda)$; $\phi_0(\lambda_{\text{meas}})$ – константа, зависящая, главным образом, от аргумента комплексного коэффициента отражения $r(\lambda_{\text{meas}})$.

Соотношение (9) получено в предположении малости коэффициента отражения на длине волны λ_{meas} (вклад многократных переотражений при распространении излучения внутри решетки считается пренебрежимо малым) и достаточно большой отстройки λ_{meas} от λ_0 (т. е. измерение идет вне основного пика отражения, [27]). Тогда $2\pi L n_{\text{eff}} \Delta\lambda / \lambda_0^2 > [\pi^2 + (|\kappa|L)^2]^{1/2}$, где L – длина решетки. С практической точки зрения эти условия означают, что λ_{meas} следует выбирать на одном из боковых максимумов в спектре решетки. Отметим, что производная ОНР-сигнала пропорциональна именно амплитудному коэффициенту отражения $r(\lambda_{\text{meas}})$, который для боковых максимумов может быть в несколько раз больше коэффициента отражения $R(\lambda_{\text{meas}})$, обычно измеряемого в эксперименте. То обстоятельство, что при диагностике решетки регистрируется изменение отражения вне резонансной длины волны, является одним из наиболее важных достоинств метода ОНР. Это позволяет исследовать решетки с высокими коэффициентами отражения, в то время как другие теоретические и экспериментальные методы в данном случае имеют серьезные ограничения.

В качестве примера использования метода ОНР рассмотрим две однородные брэгговские решетки 1 и 2 с существенно различными коэффициентами отражения, зависимости $r(\lambda)$ которых представлены на рис.1. Решетки имеют постоянные по длине параметры Δn_{mod} , Δn_{avr} , L , длину $L = 4$ мм и резонансную длину волны $\lambda_0 = 1500$ нм, на которой $\eta \approx 0.72$ для выбранного в расчетах световода. Амплитуда модуляции наведенного ПП для решеток 1 и 2 $\Delta n_{\text{mod}} = 3 \times 10^{-4}$ ($R = 50\%$) и 14×10^{-4} ($R = 99.9\%$) соответственно.

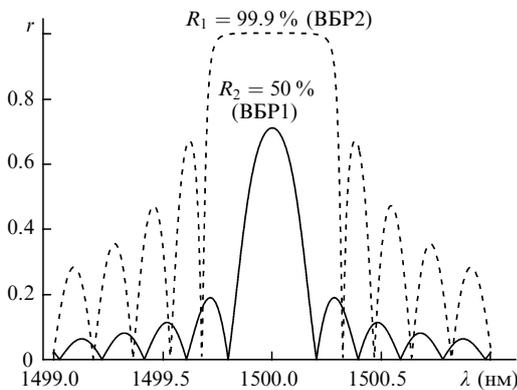


Рис.1. Спектры амплитудного коэффициента отражения r брэгговских решеток 1 и 2 с коэффициентами отражения $R_1 = 50\%$ и $R_2 = 99.9\%$ соответственно.

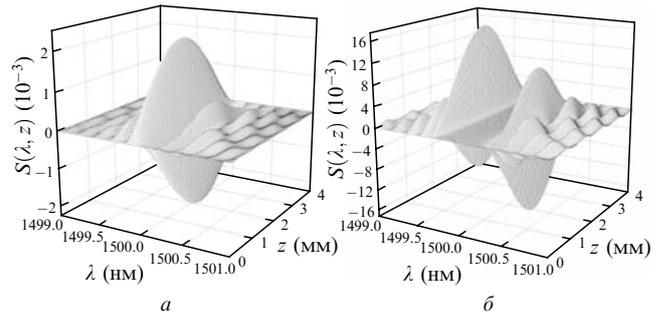


Рис.2. Зависимость ОНР-сигнала $S(\lambda, z)$ для ВБР1 (а) и ВБР2 (б).

На рис.2,а,б приведены расчетные зависимости пространственного распределения ОНР-сигнала от длины волны для решеток 1 и 2 соответственно при наведенной фазе $\Phi = 10^{-2}$. Распределение ОНР-сигнала представляет собой периодическую функцию координаты z , причем амплитуда пространственных осцилляций на определенной длине волны в основном воспроизводит зависимость $r(\lambda)$. В случае глубокой решетки область длин волн с высоким коэффициентом отражения в ОНР-сигнале не проявляется ($S \approx 0$, рис.2,б), т. к. введение относительно небольшого фазового возмущения Φ практически не меняет отражение в этой области. Следует отметить важные характерные зависимости приведенных на рис.2 осцилляций ОНР-сигнала от спектральной отстройки от λ_{Br} . При увеличении спектральной отстройки $|\Delta\lambda|$ частота пространственных осцилляций возрастает, что улучшает расчетную точность измерений и пространственное разрешение. Однако одновременно с этим уменьшается амплитуда осцилляций и соответственно ухудшается отношение сигнал/шум. Поэтому в каждом отдельном случае следует подбирать оптимальное значение спектральной отстройки, что может быть технически реализовано с использованием перестраиваемого лазера.

Следует отметить, что возможности метода ОНР ограничены при использовании специальных ВБР с сильно изменяющимся по длине периодом, т. к. в этом случае интенсивность ОНР-сигнала может оказаться слишком малой при сканировании частей решетки, имеющих значительно удаленную от λ_{meas} резонансную длину волны. Кроме того, сложности могут возникнуть при диагностике решеток, в которых интенсивность боковых максимумов значительно снижена вследствие создания специального пространственного распределения наведенного ПП.

В работе [26] для наведения локального фазового возмущения в сердцевине использовалось излучение гелий-неонового лазера. Из-за малого поглощения этого излучения кварцевым стеклом отрезок световода с тестируемой решеткой приходилось предварительно покрывать специальным поглощающим слоем. Кроме того, диффузия тепла вдоль оси световода ограничивала пространственное разрешение метода. В работе [28] было предложено для наведения локального фазового возмущения непосредственно в сердцевине световода использовать ИК излучение СО-лазера или УФ излучение второй гармоники аргонового лазера. Это позволило отказаться от нанесения на световод дополнительного поглощающего покрытия, улучшить пространственное разрешение (~ 100 мкм) и однородность возмущения по радиусу сердцевины, а также повысить чувствительность метода за счет большей амплитуды фазового возмущения Φ .

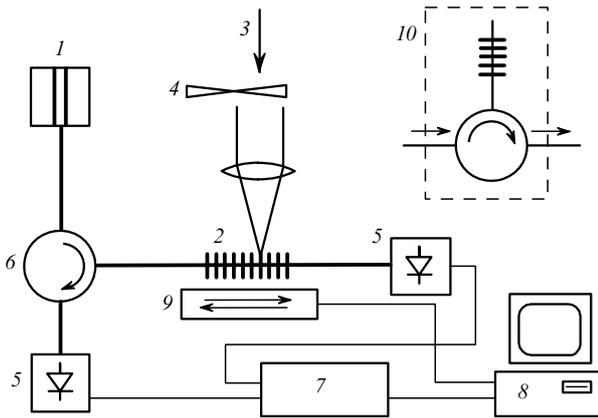


Рис.3. Схема ОНР-установки:

1 – полупроводниковый лазер; 2 – тестируемая ВБР; 3 – фазоиндуцирующее лазерное излучение; 4 – модулятор фазоиндуцирующего излучения; 5 – фотоприемник; 6 – волоконный циркулятор; 7 – синхронный усилитель; 8 – компьютер; 9 – механический транслятор; 10 – модуль для спектральной фильтрации сигнала.

Схема ОНР-установки, использовавшейся в наших экспериментах, приведена на рис.3. Излучение полупроводникового лазера 1 на длине волны λ_{meas} , выбранной исходя из обсуждавшихся выше принципов, вводилось в волоконный световод с тестируемой решеткой 2. Лазерное излучение 3, модулированное на частоте f , наводило локальное фазовое возмущение в решетке. Изменения спектра пропускания или отражения решетки регистрировались фотоприемником 5. При измерениях на отражение, являющихся более предпочтительными, поскольку они позволяют исключить интенсивную постоянную составляющую, использовался волоконно-оптический циркулятор 6. Измерение ОНР-сигнала проводилось на частоте модуляции f с помощью синхронного усилителя 7, при этом световод с решеткой перемещался с постоянной скоростью (~ 1 мм/мин) с помощью механического транслятора 9, управляемого компьютером 8.

Синхронное детектирование сигнала увеличивает чувствительность измерений, что позволяет во время исследования решеток использовать относительно низкие плотности мощности УФ и ИК излучения, не приводящие к значительным необратимым изменениям в структуре решеток.

В качестве источников фазового возмущения (3 на рис.3) использовались излучение СО-лазера ($\lambda \approx 5$ мкм) и излучение второй гармоники аргонового лазера ($\lambda = 244$ нм). Оба эти излучения способны навести достаточно большое фазовое возмущение, что, как следует из соотношения (9), увеличивает чувствительность рассматриваемого метода.

ИК излучение СО-лазера проникает в кварцевое стекло на глубину 100–200 мкм, сравнимую с диаметром оболочки световода (125 мкм), что позволяет достаточно однородно нагреть световод по сечению и, таким образом, благодаря термооптическому эффекту индуцировать дополнительный ПП. Излучение СО-лазера фокусировалось на световод с помощью флюоритовой линзы в пятно диаметром около 150 мкм. Характерное время остывания световода составляет ~ 0.1 с, что ограничивает возможность повышения частоты модуляции f , в связи с чем она выбиралась исходя из максимального отношения сигнал/шум ОНР-сигнала и равнялась 230 Гц. При

этом постоянная составляющая наведенного фазового возмущения была ~ 0.14 рад, в то время как модуляционная – примерно на порядок ниже. Фазовый сдвиг в решетке с учетом длины облучаемого участка позволяет оценить нагрев световода в месте облучения. В нашем случае увеличение температуры составило ~ 30 К, что много меньше температуры деградации фотоиндуцированного ПП.

УФ излучение может вызывать как необратимые, так и обратимые изменения ПП в сердцевине легированного германием волоконного световода [29]. Основными механизмами обратимых изменений являются возбуждение германиевых кислородно-дефицитных центров, сопровождающееся изменением поляризуемости стекла, и нагрев стекла сердцевины за счет безызлучательной релаксации возбужденных центров. Постоянная составляющая локального фазового возмущения во время тестирования решеток, как и в случае использования СО-лазера, была равна ~ 0.1 рад. УФ излучение фокусировалось в пятно диаметром около 50 мкм, при этом плотность мощности составляла ~ 30 Вт/см², что с учетом скорости перемещения соответствовало суммарной дозе облучения ~ 500 Дж/см² за один проход. Эта доза соответствует наведенному необратимому изменению ПП $\Delta n \sim 10^{-5}$ в световоде SMF-28, что много меньше среднего ПП $\Delta n \sim 10^{-3}$, наведенного при изготовлении тестируемых ВБР. Тем не менее указанное необратимое изменение ПП при УФ облучении световода делает применение ИК излучения СО-лазера более предпочтительным.

Отметим также, что при УФ облучении участка световода измерения затрудняются из-за возбуждения фотолюминесценции с максимумом на длине волны ~ 400 нм, которая имеет ту же частоту модуляции и может регистрироваться широкополосным фотоприемником. В нашем случае эта проблема решалась введением в схему (рис.3) непосредственно перед фотоприемником 5 (при измерениях как на пропускание, так и на отражение) дополнительной ВБР, отражающей на длине волны λ_{meas} , вместе с волоконно-оптическим циркулятором 10.

В экспериментах тестировались ВБР с высоким коэффициентом отражения, которые записывались в стандартном одномодовом волоконном световоде SMF-28, насыщенном молекулярным водородом. Решетки были записаны второй гармоникой аргонового лазера (244 нм) в интерферометре Ллойда (см. п. 3.1.6 в [1]) и имели длину ~ 5 мм.

4. Результаты и их обсуждение

На рис.4 приведены пространственные распределения ОНР-сигнала для одной из тестируемых ВБР, измеренные при двух различных спектральных отстройках λ_{meas} от $\lambda_{\text{ВР}}$. Видно, что решетка расположена на отрезке длиной ~ 5 мм, на котором имеют место осцилляции ОНР-сигнала ($1 \text{ мм} < z < 6 \text{ мм}$). С увеличением отстройки амплитуда осцилляций уменьшается, а их число растет, что соответствует указанной выше закономерности (см. рис. 2).

Распределение коэффициента связи решетки $\kappa(z)$ находилось с помощью уравнения (9) после дифференцирования $S(\lambda_{\text{meas}}, z)$ по z . При вычислениях использовалось то обстоятельство, что комплексное представление функции может быть восстановлено исходя из распределения ее действительной части (правая часть уравнения (9)),

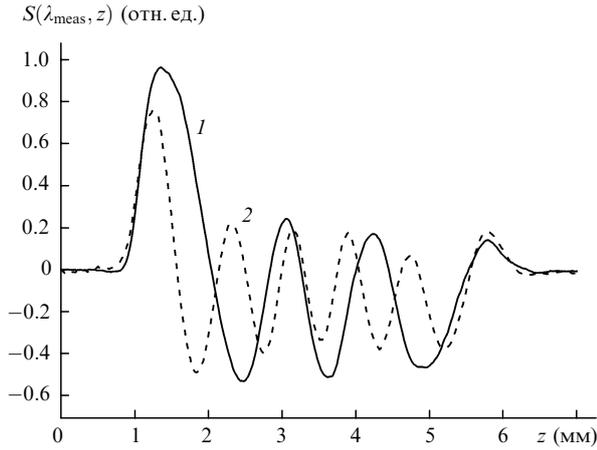


Рис.4. Пространственные распределения ОПР-сигнала, измеренные при спектральных отстройках 0.9 (1) и 1.5 нм (2).

в предположении, что амплитуда и частота медленно меняются за период колебаний. Для этого достаточно приравнять нулю значения в области отрицательных частот в спектре функции, полученной в результате прямого преобразования Фурье, после чего выполнить обратное преобразование Фурье-преобразование.

В результате описанной операции с функцией $\partial S(\lambda_{\text{meas}}, z)/\partial z$ пространственные распределения $|\kappa(z)|$ и $\phi_{\kappa}(z)$ получались в явном виде. На рис.5 показаны функции $|\kappa(z)|$ и $d\phi_{\kappa}(z)/dz$, полученные после обработки экспериментальных данных, представленных на рис.4 (кривая 2). Абсолютные значения модуля коэффициента связи были получены в результате сопоставления измеренного спектра пропускания решетки и рассчитанного с учетом полученного $\kappa(z)$.

На рис.6 приведено распределение $\Delta n_{\text{mod}}(z)$ для одной из тестируемых ВБР, измеренное с помощью ОПР-метода с использованием ИК (кривая 1) и УФ (кривая 2) источников излучения. Кроме того, приведено распределение, измеренное с помощью метода боковой дифракции [16] (кривая 3). Совпадение (с погрешностью 10% – 15%) между приведенными кривыми свидетельствует о надежности результатов и дает оценку точности измере-

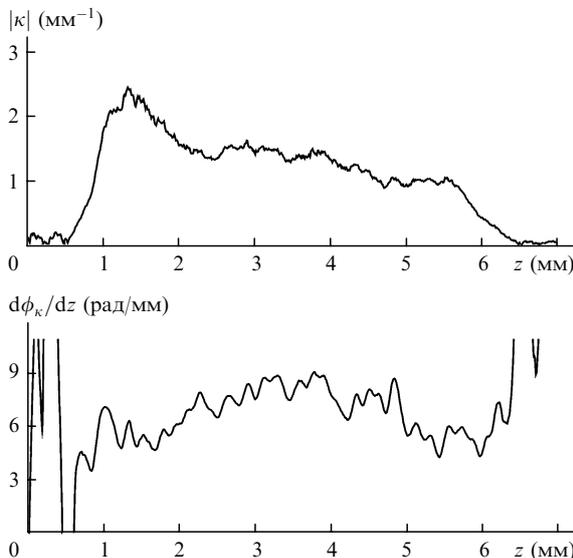


Рис.5. Амплитуда и производная фазы комплексного коэффициента связи решетки.

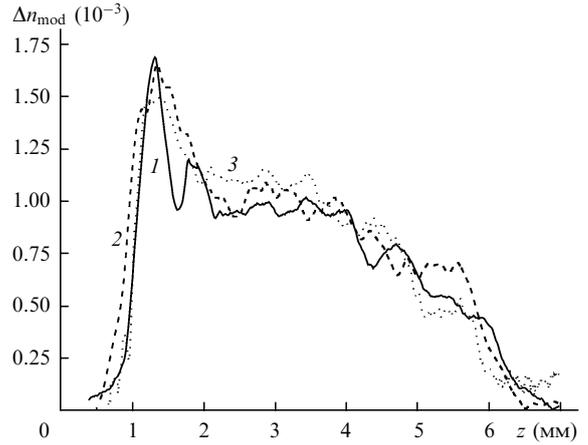


Рис.6. Распределения амплитуды модуляции ПП, рассчитанные из данных, измеренных с использованием УФ – ОПР-метода (1), ИК – ОПР-метода (2) и метода боковой дифракции (3).

ния $\Delta n_{\text{mod}}(z) \sim 10^{-4}$. Несимметричная форма полученного распределения с относительно резким ростом в области $z = 1$ мм и плавным спадом с другой стороны решетки объясняется распределением интенсивности УФ излучения при записи решетки.

Рассмотрим фазовую информацию, которая содержится в коэффициенте связи в соответствии с уравнением (8). Первое слагаемое в правой части (8) определяется отстройкой длины волны измерений от резонансной длины волны решетки. Оно не зависит от координаты z и представляет собой некоторое среднее значение производной фазы. Величина этого слагаемого для данных, приведенных на рис.5, составляет около 6 рад/мм, что хорошо соответствует одному периоду колебаний (2π) ОПР-сигнала на длине 1 мм (см. рис.4, кривая 2). Пространственные вариации производной фазы определяются двумя другими слагаемыми в уравнении (8): вариациями наведенного ПП $\delta n_{\text{ind}}(z)$ и периода решетки $\delta A(z)$. Для того чтобы разделить вклады этих параметров, необходимо ввести дополнительные предположения, например о контрасте штрихов исследуемой решетки (отношение $\Delta n_{\text{mod}}/\Delta n_{\text{avT}}$), или провести измерения на нескольких решетках, записанных разными дозами УФ излучения. В последнем случае следует воспользоваться тем обстоятельством, что, в отличие от $\delta n_{\text{ind}}(z)$, при записи решеток период не зависит от дозы облучения.

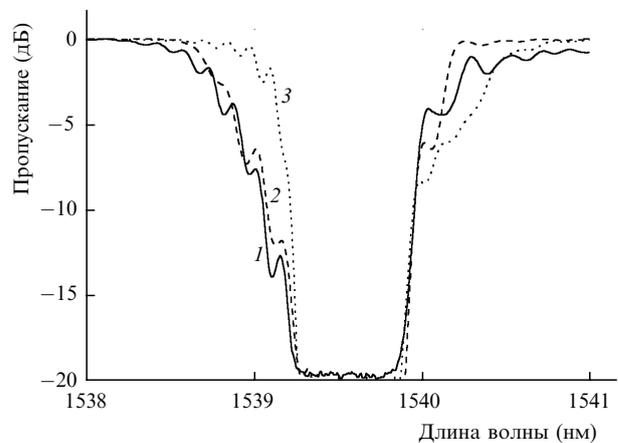


Рис.7. Измеренный спектр пропускания протестированной брэгговской решетки (1) в сравнении со спектрами, рассчитанными с учетом амплитуды и фазы коэффициента связи (2) и только амплитуды (3).

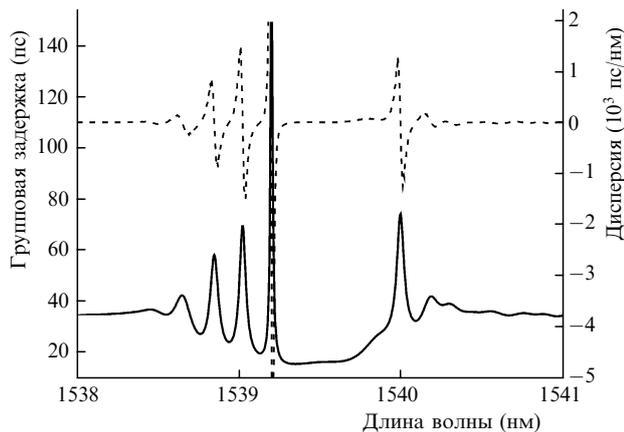


Рис.8. Групповая задержка (сплошная кривая) и дисперсия (штриховая кривая) протестированной решетки.

С использованием измеренного $\kappa(z)$ были рассчитаны спектры пропускания исследованной решетки, которые затем были сопоставлены со спектром, измеренным с помощью спектроанализатора HP-70950B (рис.7). Сравнение проведено в пределах динамического диапазона измерений с учетом спектральной ширины аппаратной функции спектроанализатора ($\Delta\lambda \sim 0.08$ нм), при которой измерялся спектр пропускания решетки. Видно, что расчет спектральной зависимости с использованием измеренного распределения амплитуды модуляции ПП $\Delta\epsilon_{\text{mod}}(z)$ без привлечения информации о фазе коэффициента связи $\phi_{\kappa}(z)$ приводит к недостаточно хорошему совпадению рассчитанного (кривая 3) и измеренного (кривая 1) спектров, тогда как учет фазы обеспечивает значительно лучшее их согласие (кривые 1 и 2).

Помимо спектра пропускания/отражения, полученные данные об амплитуде и фазе коэффициента связи ВБР позволяют вычислить групповую задержку и дисперсию решеток [10]. На рис.8 представлены указанные характеристики для решетки, коэффициент связи которой приведен на рис.5. Такая возможность оценки дисперсионных характеристик решеток представляется весьма полезной, поскольку их измерение является самостоятельной и не очень простой технической задачей.

Отметим, что вычисление спектральных и дисперсионных характеристик решеток по данным, полученным ОПР-методом, позволяет в ряде случаев уточнить эти характеристики, если они не могут быть точно измерены из-за экспериментальных ограничений, таких как недостаточное спектральное разрешение или динамический диапазон измерений.

5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе дан сравнительный анализ основных методов измерения пространственных характеристик волоконных брэгговских решеток, а также подробно описан метод оптической пространственной рефлектометрии, использующийся для измерения пространственного распределения комплексного коэффициента связи решеток. Эксперименты с использованием ИК (СО-лазер) или УФ (вторая гармоника Ar-ла-

зера) источников излучения показали, что метод обеспечивает хорошую чувствительность измерения индуцированного показателя преломления в сердцевине волоконного световода ($\sim 10^{-4}$) и высокое пространственное разрешение (~ 100 мкм и менее). Продемонстрировано, что в ряде случаев указанный метод позволяет обойти ограничения, накладываемые при измерениях используемыми спектральными приборами (разрешение, динамический диапазон), а также рассчитать дисперсионные характеристики решеток.

Авторы признательны сотрудникам технического университета Гамбурга (E.Brinkmeyer, F.Knappe, H.Renner) за плодотворное обсуждение полученных результатов, а также сотруднику ИЦВО при ИОФ РАН М.В.Грекову за помощь в проведении экспериментов.

Работа частично поддержана РФФИ (грант № 00-15-96650).

1. Kashyap R. *Fiber Bragg Gratings* (San Diego, Cal.: Academic, 1999).
2. Othonos A., Kalli K. *Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing* (Norwood, Mass.: Artech House, 1999).
3. Neustruev V.B. *J. Phys. Condens. Matter*, **6**, 6901 (1994).
4. Vasiliev S.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **4357**, 1 (2001).
5. Lemaire P., Atkins R.M., Mizrahi V., Reed W.A. *Electron. Lett.*, **29**, 1191 (1993).
6. Dianov E.M., Prokhorov A.M. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, **6**, 1022 (2000).
7. Archambault J.-L., Grubb S.G. *J. Lightwave Technol.*, **15**, 1378 (1997).
8. Litchinitser N.M., Patterson D.B. *J. Lightwave Technol.*, **15**, 1323 (1997).
9. Canning J., Sceats M.G. *Electron. Lett.*, **30**, 1244 (1994).
10. Erdogan T. *J. Lightwave Technol.*, **15**, 1277 (1997).
11. Roman J.E., Winick K.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **29**, 975 (1993).
12. Brinkmeyer E. *Opt. Lett.*, **20**, 810 (1995).
13. Feded R., Zervas M.N., Muriel M.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35**, 1105 (1999).
14. Froggatt M. *Appl. Opt.*, **35**, 5162 (1996).
15. Song G.H., Shin S.Y. *J. Opt. Soc. Am. A*, **2**, 1905 (1985).
16. Krug P.A., Stolte R., Ulrich R. *Opt. Lett.*, **20**, 1767 (1995).
17. Ramecourt D., Bernage P., Niay P., Douay M., Riant I. *Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides. OSA Tech. Dig.* (Washington, DC: OSA, 2001, paper BThC8).
18. El-Diasty F., Heaney A., Erdogan T. *Appl. Opt.*, **40**, 890 (2001).
19. Sandgren S., Sahlgren B., Asseh A., Margulis W., Laurell F., Stubbe R., Lidgard A. *Electron. Lett.*, **31**, 665 (1995).
20. Roussel N., Magne S., Martinez C., Ferdinand P. *Opt. Fiber Technol.*, **5**, 119 (1999).
21. Canning J., Psaila D.C., Brodzeli Z., Higley A., Janos M. *Appl. Opt.*, **36**, 9378 (1997).
22. Canning J., Janos M., Stepanov D.Yu., Sceats M.G. *Electron. Lett.*, **32**, 1608 (1996).
23. Lambelet P., Fonjallaz P.Y., Limberger H.G., Salathe R.P., Zimmer C., Gilgen H.H. *IEEE Photon. Tech. Lett.*, **5**, 565 (1993).
24. Huang D., Yang C. *Appl. Opt.*, **38**, 4494 (1999).
25. Azana J., Muriel M.A. *J. Opt. Soc. Am. A*, **17**, 2496 (2000).
26. Brinkmeyer E., Stolze G., Johlen D. *Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Fibers and Waveguides: Applications and Fundamentals. OSA Tech. Dig.* (Washington, DC: OSA, 1997, vol.17, pp. 33–35).
27. Kashyap R. *Opt. Fib. Technol.*, **1**, 17 (1994).
28. Korolev I.G., Vasiliev S.A., Medvedkov O.I., Dianov E.M., Knappe F., Knothe Ch., Renner H., Brinkmeyer E. *Bragg Gratings, Photosensitivity, and Poling in Glass Waveguides. OSA Tech. Dig.* (Washington, DC: OSA, 2001, paper BWA2).
29. Danailov M.B., Gasmil T., Apai P. *Electron. Lett.*, **32**, 482 (1996).