

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
НАУЧНЫЙ ЦЕНТР ВОЛОКОННОЙ ОПТИКИ
при Институте общей физики им. А.М.Прохорова

Волоконная оптика

ПРЕПРИНТ № 6

О.И. МЕДВЕДКОВ, И.Г. КОРОЛЕВ, С.А. ВАСИЛЬЕВ

**ЗАПИСЬ ВОЛОКОННЫХ БРЭГГОВСКИХ РЕШЕТОК
В СХЕМЕ С ИНТЕРФЕРОМЕТРОМ ЛЛОЙДА
И МОДЕЛИРОВАНИЕ ИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ СВОЙСТВ**

Москва – 2004

СОДЕРЖАНИЕ

Аннотация	3
1. Введение	4
2. Лабораторная установка для записи волоконных брэгговских решеток в схеме с интерферометром Ллойда	6
3. Спектральные свойства волоконных брэгговских решеток	12
3.1. Теория волоконных брэгговских решеток.....	13
3.2. Численный расчет спектральных свойств брэгговских решеток..	18
3.3. Примеры численного моделирования спектральных свойств брэгговских решеток.....	21
4. Использование численного моделирования в технологии записи брэгговских решеток	27
4.1. Запись брэгговских решеток с заданной длиной волны в световодах с различными волноводными характеристиками	28
4.2. Запись брэгговских решеток с удаленными резонансными длинами волн	32
4.3. Определение контраста в брэгговской решетке и интерференционной картине УФ излучения.....	36
4.4. Расчет спектрального положения резонансов, связанных с возбуждением оболочечных мод на структуре решетки	39
5. Заключение	43
Литература	45

Аннотация

Описана лабораторная установка для записи волоконных брэгговских решеток показателя преломления в схеме с интерферометром Ллойда. Даны основные теоретические соотношения, описывающие спектральные и дисперсионные характеристики брэгговских решеток. Описан реализованный нами алгоритм математического моделирования этих характеристик. Приведены некоторые примеры расчета свойств решеток различных типов. Рассмотрен ряд задач технологического характера, возникающих при изготовлении решеток в указанной схеме записи, которые были решены с привлечением разработанного программного обеспечения.

Abstract

Experimental setup for fabrication of fiber Bragg gratings in the Lloyd interferometer scheme is described. Main theoretical equations describing spectral and dispersion properties of Bragg gratings are presented. Realized algorithm of mathematical modeling grating characteristics and examples of calculations for different grating types are given. Several technological tasks that arise in the mentioned writing scheme have been considered and solved with the help of the developed software.

1. Введение

Волоконные брэгговские решетки в настоящее время являются одним из ключевых элементов в различных устройствах волоконной оптики. Они, в частности, применяются в качестве составных частей мультиплексоров и демультиплексоров в волоконно-оптических линиях связи [1], зеркал волоконных [2] и полупроводниковых лазеров [3, 4], чувствительных элементов волоконно-оптических датчиков физических величин [5] и др.

Брэгговские решетки связывают основную моду волоконного световода с основной модой, имеющей противоположное направление распространения, на резонансной длине волны λ_{Br} , задаваемой соотношением

$$2n_{eff}^{core} \Lambda = \lambda_{Br}, \quad (1)$$

где n_{eff}^{core} – эффективный показатель преломления основной моды, Λ – период решетки).

Запись брэгговских решеток, как правило, производится ультрафиолетовым (УФ) излучением. В результате облучения световода через его боковую поверхность в облученных местах фоточувствительной сердцевины происходит изменение показателя преломления [6]. Формирование распределенной вдоль оси световода периодической структуры решетки осуществляется соответствующим выбором пространственного распределения интенсивности УФ излучения. В силу малого периода брэгговских решеток ($\Lambda \leq 1$ мкм) их запись чаще всего производится в интерференционной картине УФ излучения. Формирование качественной интерференционной картины требует высокой пространственной и временной когерентности излучения, что накладывает жесткие требования на используемые для записи решетки источники излучения. Процесс записи может длиться несколько десятков

минут, что возможно лишь при высокой временной стабильности интерференционной картины.

В настоящее время реализовано большое число схем интерферометров, которые в зависимости от параметров используемого УФ источника используются для записи брэгговских решеток [7]. Одной из распространенных является схема с использованием интерферометра Ллойда, отличающаяся высокой механической стабильностью и гибкостью при выборе таких параметров решеток, как период и длина. Вместе с тем, такая схема требует высокой пространственной когерентности излучения, поэтому, главным образом, применяется в установках, использующих излучение второй гармоники аргонового лазера ($\lambda = 244$ нм).

Вместе с тем, широкое распространение для записи брэгговских решеток получили эксимерные лазерные источники, которые, как правило, применяются с использованием схем записи через фазовую маску [8]. В этом методе используется интерференция плюс первого и минус первого порядков дифракции излучения, прошедшего через кварцевую фазовую маску. Рельеф маски выполнен таким образом, чтобы подавить нулевой и другие порядки дифракции и обеспечить, тем самым, высокий контраст интерференционной картины. Использование фазовой маски является удобным для записи решеток с фиксированными параметрами, которые заранее заданы при изготовлении маски. Использование эксимерных лазеров с длинами волн излучения 193 нм (ArF) [9] и 157 нм (F₂) [10] позволило записывать решетки не только в германо-силикатных световодах, но также в световодах, легированных другими элементами.

В настоящей работе подробно представлена экспериментальная установка, разработанная для записи волоконных брэгговских решеток излучением второй гармоники аргонового лазера в схеме с интерферометром Ллойда. Приведены основные характеристики этой установки и полученные результаты.

В работе также приведены основные теоретические соотношения, использующиеся при расчете спектральных свойств решеток, дано описание численного моделирования этих свойств, представлены результаты моделирования. Кроме того, рассмотрено применение расчетных зависимостей для решения некоторых прикладных задач, возникающих при записи решеток в схеме с интерферометром Ллойда.

2. Лабораторная установка для записи волоконных брэгговских решеток в схеме с интерферометром Ллойда

На рис. 1 приведена схема лабораторной установки для записи волоконных брэгговских решеток, разработанной авторами в лаборатории волоконной оптики Научного центра волоконной оптики при ИОФ РАН.

В качестве источника непрерывного ультрафиолетового излучения **1** в установке используется лазерная система производства «Spectra-Physics», состоящая из аргонового ионного лазера (с выходной мощностью 8 Вт на длине волны 488 нм) и блока внутриврезонаторного удвоения частоты на основе кристалла ВВО. Максимальная выходная мощность такой системы составляет около 0.5 Вт на длине волны $\lambda_{UV} = 244$ нм. Выходное лазерное излучение имеет следующие характеристики:

- диаметр пучка ~ 1.5 мм;
- угловая расходимость ~ 1 мрад;
- стабильность выходной мощности – $\pm 2\%$ в течение 1 часа.

Лазерное излучение с помощью системы плоских зеркал **2** и телескопической системы **3** преобразуется в параллельный пучок с диаметром ~ 10 мм, который падает на цилиндрическую линзу **4**. Световод **7** располагается в фокальной плоскости линзы. Интерференционная картина, с помощью

которой в волоконном световоде формируется брэгговская решетка, образуется в интерферометре Ллойда, в котором с помощью диэлектрического зеркала **6** одна половина лазерного пучка сводится с другой половиной под углом α . Угол интерференции α задается с помощью поворотного столика **5**, на котором расположено зеркало **6**.

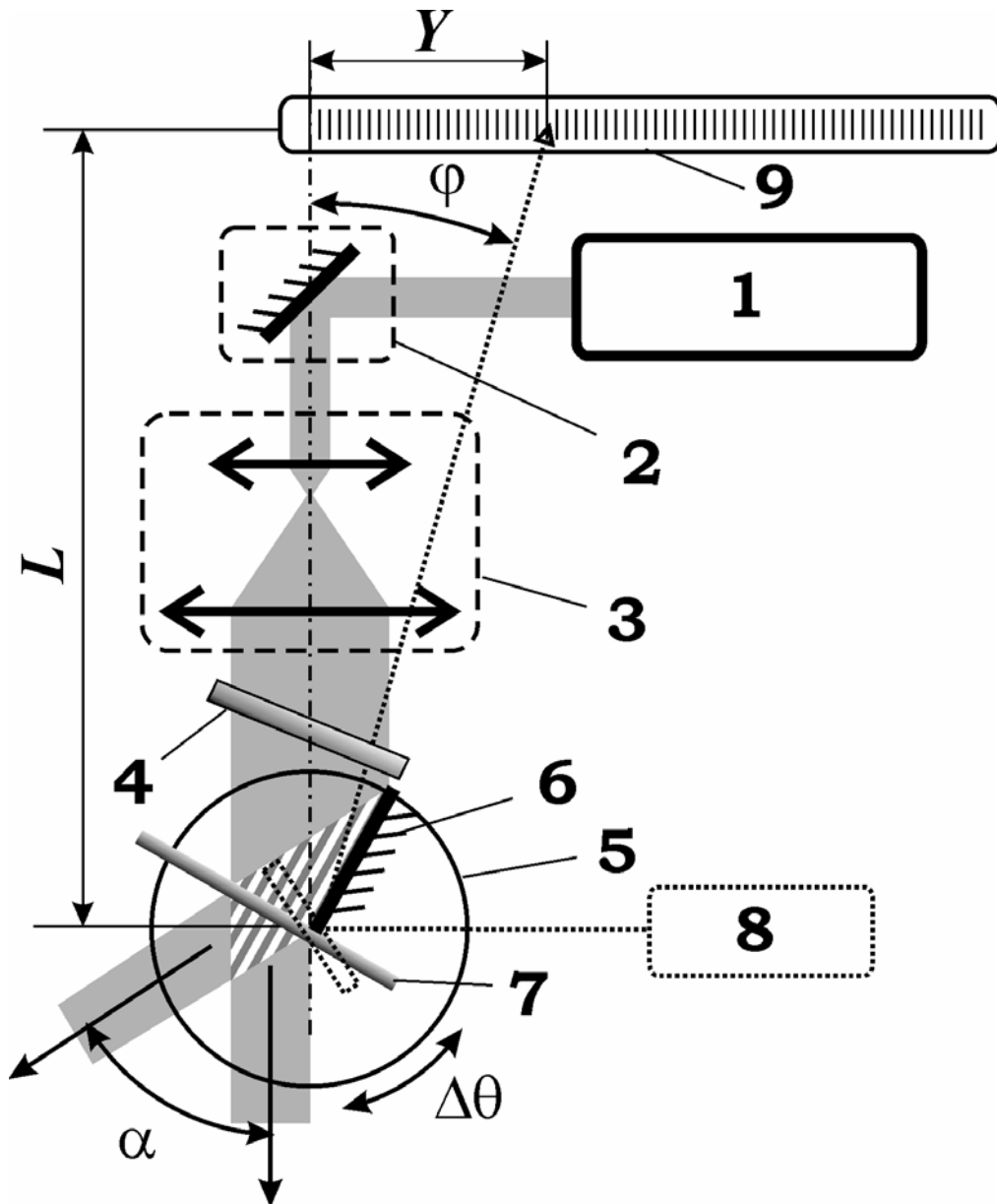


Рис. 1. Оптическая схема лабораторной установки для записи волоконных брэгговских решеток.

Период интерференции Λ (период записываемой решетки) определяется углом α в соответствии с уравнением:

$$\Lambda = \frac{\lambda_{UV}}{2 \sin(\alpha/2)}. \quad (2)$$

Таким образом, резонансная длина волны брэгговской решетки λ_{Br} зависит от угла α в соответствии с (1):

$$\lambda_{Br} = \frac{n_{eff} \lambda_{UV}}{\sin(\alpha/2)}. \quad (3)$$

Для точной перестройки брэгговской длины волны λ_{Br} следует прецизионно измерять угол α . В лабораторной установке это выполняется с использованием излучения гелий-неонового лазера **8**, которое отражается от дополнительного зеркала, расположенного на том же поворотном столике **5**, и попадает на линейную шкалу **9** (гелий-неоновый лазер, путь распространения его излучения и отражающее зеркало изображены на рис. 1 пунктирными линиями). Для точного измерения угла φ отраженного пучка отражающая плоскость зеркала совмещена с осью вращения поворотного столика. Исходя из указанной на схеме геометрии, $\varphi = \arctg(Y/L)$, где L – расстояние от оси вращения до плоскости линейки, Y – координата пучка He-Ne лазера на линейке. Точность измерения Y составляет ~ 1 мм, что с учетом $L \approx 260$ см соответствует точности измерения угла не хуже $\delta Y/L \approx 3.85 \cdot 10^{-4}$ рад $\approx 1.3'$. При расчетах угла интерференции α используется тот факт, что угол поворота $\Delta\theta$ столика **5** связан с углами поворота отраженных лазерных пучков в соответствии со следующей формулой: $\Delta\theta/2 = \Delta\alpha = \Delta\varphi$. Так как изменения углов α и φ при вращении столика равны между собой, то их разность $\phi = \alpha - \varphi$ всегда остается постоянной. Для однократной калибровки угла ϕ в волоконном световоде с известными волноводными характеристиками была записана брэгговская решетка с небольшим коэффициентом отражения и измерены ее резонансная

длина волны λ_{Br} и угол ϕ , при котором производилась запись. Исходя из параметров световода был рассчитан эффективный показатель преломления основной моды на резонансной длине волны $n_{eff}(\lambda_{Br})$, что позволило в соответствии с уравнением (3) вычислить угол α и, соответственно, угол ϕ .

Измерение спектров отражения или пропускания записываемых решеток осуществляется непосредственно в процессе их записи с помощью системы регистрации, схема которой приведена на рис. 2. Широкополосное излучение источника вводилось непосредственно в одномодовый световод, в котором записана решетка. Для регистрации спектров с высоким спектральным разрешением и большим динамическим диапазоном требуются источники света с высокой спектральной яркостью. В качестве таких источников нами использовались полупроводниковые люминесцентные диоды (центральные длины волн – 0.98 мкм, 1.34 мкм) и волоконные люминесцентные источники – иттербиевый (1.06 мкм) и эрбиевый (1.55 мкм). При регистрации спектров брэгговских решеток в диапазонах длин волн, не покрытых указанными выше источниками, использовалась галогенная вольфрамовая лампа.

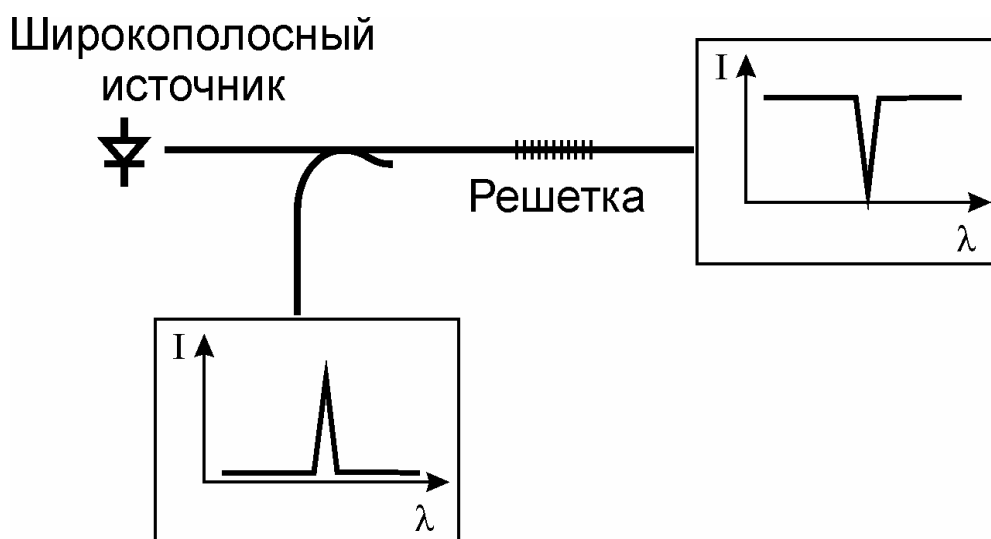


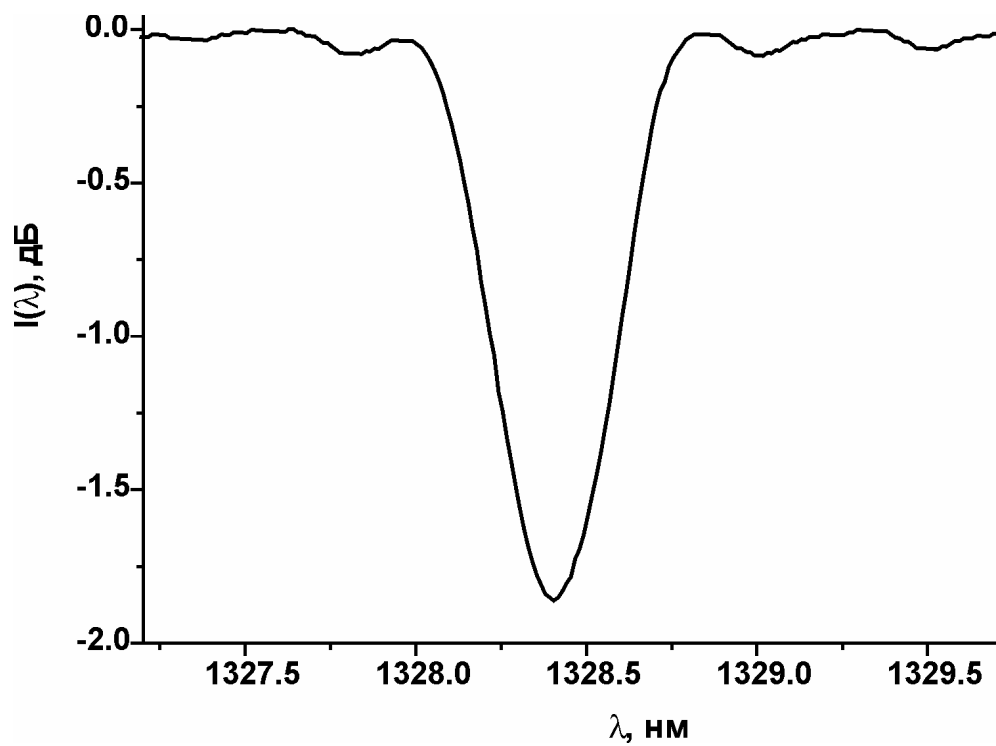
Рис. 2. Схема регистрации спектров отражения и пропускания волоконных решеток.

Спектры решеток регистрировались в соответствующем спектральном диапазоне с помощью спектроанализатора HP-70950B, имеющего минимальное спектральное разрешение 0.1 нм. При регистрации спектров отражения дополнительно использовался спектрально-неселективный волоконный ответвитель (как это показано на рис. 2) или волоконный циркулятор.

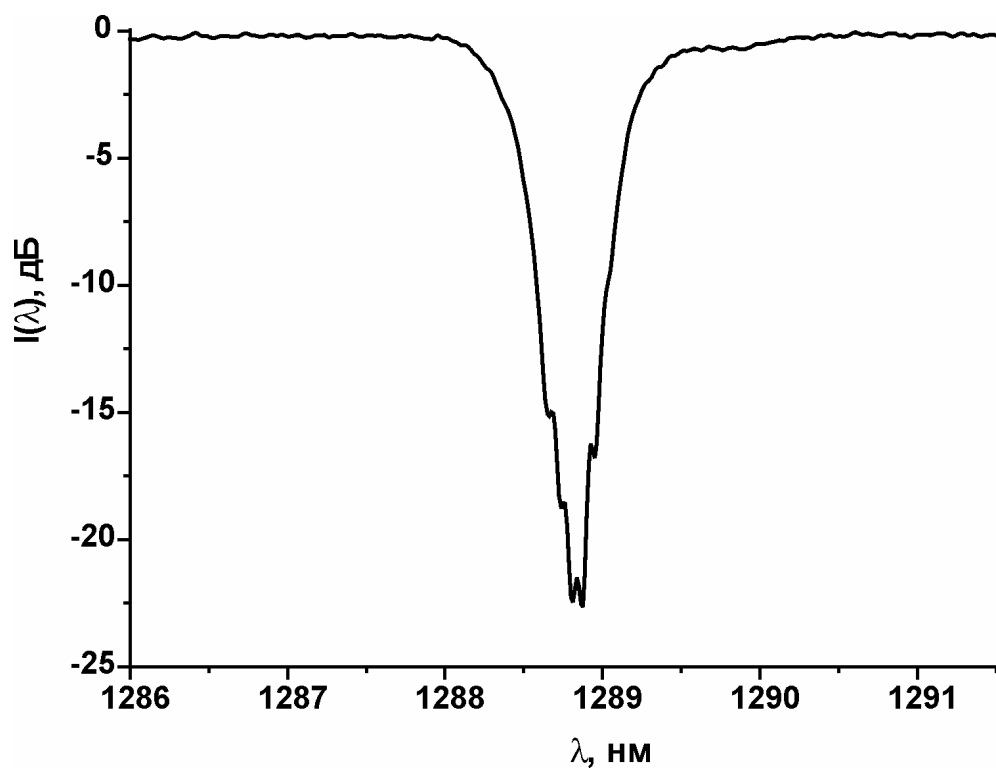
Основные параметры разработанной лабораторной установки для записи волоконных брэгговских решеток приведены в таблице 1.

Таблица 1. Основные параметры установки для записи брэгговских решеток.

плотность мощности УФ излучения на поверхности световода, Вт/см ²	до 150
минимальный поперечный размер сфокусированного пучка в области интерференции, мкм	10
точность задания угла интерференции α , рад	$< 4 \cdot 10^{-4}$
Параметры записываемых брэгговских решеток	
период, мкм	0.3 ÷ 5
длина, мм	0.2 ÷ 6
коэффициент отражения, дБ	0.1 ÷ 30
спектральная ширина, нм	0.1 ÷ 3
Спектроскопическая система для измерения параметров решеток в процессе их изготовления	
спектральный диапазон, нм	600 ÷ 1700
разрешение, нм	0.1
время регистрации, мин	~ 1



a)



б)

Рис. 3. Спектры пропускания типичных брэгговских решеток.

На рис. 3 приведены спектры пропускания типичных брэгговских решеток, записанных с помощью представленной лабораторной установки. На рис. 3а представлен спектр решетки длиной $L \sim 2$ мм, имеющей амплитуду модуляции показателя преломления $\Delta n_{mod} \sim 2 \cdot 10^{-4}$. Решетки такого типа имеют низкий коэффициент отражения (0.1 – 3 дБ) и используются, например, в качестве выходного зеркала волоконных лазеров. На рис. 3б приведен спектр решетки с высоким коэффициентом отражения $r > 22$ дБ, имеющей длину $L \sim 2$ мм и амплитуду модуляции показателя преломления $\Delta n_{mod} \sim 2 \cdot 10^{-3}$. Такие решетки применяются как «глухие» зеркала волоконных лазеров и ВКР-конвертеров.

3. Спектральные свойства волоконных брэгговских решеток

Спектральные свойства являются наиболее важной характеристикой волоконных брэгговских решеток. Основными из них являются спектральное положение резонанса, его ширина и коэффициент отражения в максимуме. В ряде случаев интерес представляют и другие спектральные характеристики: глубина и амплитуда боковых резонансов, селективные коротковолновые потери, обусловленные связью с оболочечными модами, спектральная зависимость дисперсии и др.

Расчет спектральных характеристик брэгговских решеток обычно выполняют с применением теории связанных мод, в рамках которой предполагается, что на заданной длине волны лишь для двух определенных мод выполняется условие фазового синхронизма, и только эти моды могут обмениваться энергией друг с другом [11]. Эта теория позволяет рассчитывать свойства решеток даже со сложным неоднородным профилем наведенного показателя преломления.

В настоящее время существует коммерческое программное обеспечение иностранных фирм, в котором реализовано численное моделирование свойств

волоконных решеток. Вместе с тем разработка собственного программного обеспечения, интегрированного в процессы сбора, анализа и интерпретации экспериментальных данных, а также обеспечивающего обратную связь в вопросах автоматизации научных экспериментов, является важной и, во многих случаях, необходимой научной задачей.

3.1. Теория волоконных брэгговских решеток

Рассмотрим взаимодействие мод волоконного световода на брэгговской решетке. Связь основных мод, распространяющихся в противоположных направлениях, осуществляется на определенной длине волны λ_{Br} , которая определяется уравнением (1). В этом уравнении не учтено изменение эффективного показателя преломления основной моды, возникающее при записи решетки, что в большинстве случаев следует принимать во внимание при точных расчетах. Кроме того, в общем случае параметры решетки зависят от продольной координаты z , поэтому следует ввести локальную резонансную длину волны $\lambda_{Br}(z)$. При этом соотношение (1) запишется в следующем виде:

$$\lambda_{Br}(z) = 2n_{eff}(z)\Lambda(z), \quad (4)$$

где функциональные зависимости $n_{eff}(z)$ и $\Lambda(z)$ обозначают, что соответствующие величины усреднены в некоторой окрестности Δz продольной координаты z , размер которой много больше периода решетки $\Delta z \gg \Lambda(z)$. Так как поглощение УФ излучения на расстояниях порядка диаметра сердцевин световода ($5 \div 10$ мкм), как правило, мало, распределение наведенного показателя преломления по радиусу сердцевин считается постоянным. С учетом этого обстоятельства изменение эффективного показателя преломления основной моды Δn_{eff} связано с изменением показателя преломления сердцевин световода Δn_{ind} соотношением:

$$\Delta n_{eff} = \eta \cdot \Delta n_{ind}, \quad (5)$$

где

$$\eta = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^a EE^* r dr d\varphi}{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty EE^* r dr d\varphi} \quad (6)$$

– доля мощности основной моды, которая распространяется в сердцевине световода (a – радиус сердцевины, $E(r, \varphi)$ – распределение электрического поля основной моды в цилиндрических координатах r и φ). Обычно величина η близка к единице и для световода со ступенчатым профилем показателя преломления на длине волны отсечки первой высшей моды составляет ~ 0.8 .

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

$$\Delta n_{ind}(z) = \Delta n_{avr}(z) + \Delta n_{mod}(z) \frac{[\exp\{-i\theta(z)\} + \text{к.с.}]}{2}, \quad (7)$$

где $\Delta n_{avr}(z)$ и $\Delta n_{mod}(z)$ – среднее значение и амплитуда модуляции наведенного показателя преломления соответственно. Фазу в уравнении (7) 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

$$\lambda_0 = 2(n_{eff} + \eta \cdot \Delta n_{avr}) \Lambda_0, \quad (8)$$

где Δn_{avr} – средний наведенный показатель преломления в решетке. Как следует из уравнения (8), Δn_{avr} обуславливает сдвиг резонансной длины волны решетки. В случае специальных типов решеток с периодом, изменяющимся по определенному закону в зависимости от z (линейному или иному), фазу в соотношении (7) удобно выражать в виде $\theta(z) = 2\pi z / \Lambda(z)$.

Для определенной длины волны λ взаимодействие мод, распространяющихся в противоположных направлениях, на брэгговской решетке описывается системой уравнений связанных мод [12]:

$$\begin{aligned} \frac{dR(z)}{dz} &= i\sigma(z)R(z) + i\kappa(z)S(z) \\ \frac{dS(z)}{dz} &= -i\sigma(z)S(z) - i\kappa(z)R(z) \end{aligned}, \quad (9)$$

где $R(\lambda, z)$ и $S(\lambda, z)$ – медленно меняющиеся на масштабе длины волны амплитуды волн, распространяющиеся в прямом и обратном направлениях соответственно. Спектральная отстройка от строгого резонанса σ определяется разностью постоянных распространения основной моды $\beta = 2\pi \cdot n_{eff} / \lambda$:

$$\sigma(z) = \beta(z) - \beta_{Br}(z) = \frac{2\pi n_{eff}(z)}{\lambda} - \frac{\pi}{\Lambda(z)}, \quad (10)$$

где локальный эффективный показатель преломления $n_{eff}(z) = n_{eff} + \eta \cdot \Delta n_{avr}(z)$ в соответствии с уравнениями (5) и (7). Коэффициент связи решетки $\kappa(z)$ на длине волны λ пропорционален амплитуде модуляции наведенного показателя преломления $\Delta n_{mod}(z)$:

$$\kappa(z) = \pi\eta\Delta n_{mod}(z)/\lambda. \quad (11)$$

Система линейных однородных дифференциальных уравнений первого порядка (9) в случае *однородных* волоконных брэгговских решеток ($\sigma(z) = \sigma \equiv const$, $\kappa(z) = \kappa \equiv const$) имеет постоянные коэффициенты и может быть решена аналитически. Для заданной длины волны λ общее решение системы (9) запишется в виде:

$$\begin{pmatrix} R(z) \\ S(z) \end{pmatrix} = C_1 \begin{pmatrix} \kappa \\ -i\gamma_B - \sigma \end{pmatrix} \exp(\gamma_B z) + C_2 \begin{pmatrix} \kappa \\ i\gamma_B - \sigma \end{pmatrix} \exp(-\gamma_B z), \quad (12)$$

где $\gamma_B \equiv \sqrt{\kappa^2 - \sigma^2}$, C_1 и C_2 – некоторые константы. Для определения этих констант достаточно задать граничное условие, например, на входе в решетку

$\begin{pmatrix} R(z) \\ S(z) \end{pmatrix}_{z=0} = \begin{pmatrix} R_0 \\ S_0 \end{pmatrix}$. Удобно рассмотреть два ортогональных граничных условия

$\begin{pmatrix} R(z) \\ S(z) \end{pmatrix}_{z=0} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ и $\begin{pmatrix} R(z) \\ S(z) \end{pmatrix}_{z=0} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$. Частными решениями уравнения (12),

соответствующими этим условиям, являются

$$\begin{pmatrix} R(z) \\ S(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \operatorname{ch}(z \cdot \gamma_B) - \frac{i\sigma}{\gamma_B} \operatorname{sh}(z \cdot \gamma_B) \\ \frac{i\kappa}{\gamma_B} \operatorname{sh}(z \cdot \gamma_B) \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad \begin{pmatrix} R(z) \\ S(z) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{i\kappa}{\gamma_B} \operatorname{sh}(z \cdot \gamma_B) \\ \operatorname{ch}(z \cdot \gamma_B) + \frac{i\sigma}{\gamma_B} \operatorname{sh}(z \cdot \gamma_B) \end{pmatrix}$$

соответственно. Линейная комбинация этих решений позволяет записать общее решение (12) в следующем виде:

$$\begin{pmatrix} R(z) \\ S(z) \end{pmatrix} = M(z) \begin{pmatrix} R(0) \\ S(0) \end{pmatrix}, \quad (13)$$

где матрица $M(z)$ определяется соотношением

$$M(z) = \begin{pmatrix} \operatorname{ch}(z \cdot \gamma_B) - \frac{i\sigma}{\gamma_B} \operatorname{sh}(z \cdot \gamma_B) & -\frac{i\kappa}{\gamma_B} \operatorname{sh}(z \cdot \gamma_B) \\ \frac{i\kappa}{\gamma_B} \operatorname{sh}(z \cdot \gamma_B) & \operatorname{ch}(z \cdot \gamma_B) + \frac{i\sigma}{\gamma_B} \operatorname{sh}(z \cdot \gamma_B) \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Соотношение (13) позволяет вычислить амплитудные и фазовые характеристики полей основной моды, в том числе их спектральные зависимости $R(\lambda, L)$ [пропускание] и $S(\lambda, 0)$ [отражение] для брэгговской решетки с длиной L . Для этого ставятся следующие граничные условия: амплитуда основной моды, распространяющейся в прямом направлении, $R(\lambda, 0) = 1$ (падающая на решетку волна единичной интенсивности); амплитуда основной моды, распространяющейся в обратном направлении, $S(\lambda, L) = 0$ (отсутствие излучения, падающего на решетку с противоположной стороны). В частности, с указанными граничными условиями для коэффициента отражения $r = |S(\lambda, 0)|^2$ из (13) имеем:

$$r = \frac{\operatorname{sh}^2(\gamma_B L)}{\operatorname{ch}^2(\gamma_B L) - \sigma^2 / \kappa^2}. \quad (15)$$

Таким образом, коэффициент отражения на резонансной длине волны ($\sigma^2 = 0$) выражается соотношением

$$r = \text{th}^2(\kappa L). \quad (16)$$

Спектральная ширина резонанса на полувысоте (FWHM) брэгговских решеток может быть выражена следующим приближенным соотношением [13]:

$$\Delta\lambda_{FWHM} \approx 2\lambda\alpha \sqrt{\left(\frac{\eta\Delta n_{mod}}{2n_{eff}}\right)^2 + \left(\frac{\Lambda}{L}\right)^2}, \quad (17)$$

где α – параметр порядка единицы для глубоких решеток (с коэффициентом отражения $r \sim 1$) и порядка 0.5 для решеток небольшой глубины. Как видно из (17), спектральная ширина зависит не только от длины решетки и ее периода, но также и от амплитуды модуляции показателя преломления Δn_{mod} . Это обстоятельство проявляется в уширении резонансного пика отражения, когда коэффициент отражения на центральной длине волны приближается к единице.

В случае, когда параметры волоконной решетки не являются постоянными по ее длине, существует два подхода к решению системы уравнений (9). Первый подход состоит в прямом численном интегрировании уравнений связанных мод [12]. В рамках другого подхода волоконная решетка длиной L рассматривается как последовательность N однородных решеток с длиной (L/N) каждая. Несмотря на такое приближение, при выборе достаточно большого количества однородных частей решетки ~ 100 , второй подход позволяет с высокой точностью рассчитать спектральный отклик неоднородной волоконной решетки со скоростью, значительно превышающей прямое интегрирование исходной системы уравнений.

В соответствии с методом разбиения неоднородных решеток на N однородных участков амплитуды полей на определенной длине волны λ до и после неоднородной решетки связаны следующим соотношением:

$$\begin{bmatrix} R(L) \\ S(L) \end{bmatrix} = \overline{M}_N \begin{bmatrix} R(0) \\ S(0) \end{bmatrix}, \quad (18)$$

где $\overline{M}_N = M_N \cdot M_{N-1} \cdot \dots \cdot M_i \cdot \dots \cdot M_1$, M_i – матрица пропускания i -го однородного участка решетки.

Спектральная зависимость интенсивности отраженного (прошедшего) излучения $I(\lambda)$ вычисляется возведением в квадрат зависимости $|S(\lambda, 0)|$ ($|R(\lambda, L)|$).

Групповая задержка τ и отраженного/прошедшего излучения связана с фазой $\Phi(\lambda)$ комплексных значений $S(\lambda, 0)$ и $R(\lambda, L)$ следующим соотношением:

$$\tau(\lambda) = \frac{d\Phi(\lambda)}{d\omega} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \cdot \frac{d\Phi(\lambda)}{d\lambda}. \quad (19)$$

Дисперсия решетки $D(\lambda)$, в свою очередь, определяется следующим выражением:

$$D(\lambda) = \frac{d\tau(\lambda)}{d\lambda} = \frac{2\tau(\lambda)}{\lambda} - \frac{\lambda^2}{2\pi c} \cdot \frac{d^2\Phi(\lambda)}{d\lambda^2}. \quad (20)$$

3.2. Численный расчет спектральных свойств брэгговских решеток

Численное моделирование спектральных и дисперсионных свойств волоконных брэгговских решеток было реализовано в соответствии со следующей последовательностью действий.

Нахождение эффективного показателя преломления мод сердцевины и оболочки производилось путем решения волнового уравнения [11] для случая трехслойной осесимметричной волноводной структуры с заданными радиусами слоев и постоянными показателями преломления в каждом слое: n_1 в сердцевине, n_2 в оболочке, n_3 – показатель преломления окружающей среды. При расчете рассматривался только случай $n_1 > n_2 > n_3$. Зависимость показателя

преломления оболочки из кварцевого стекла от длины волны $n_2(\lambda)$ вычислялась с использованием соотношения Зельмеера [14]:

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2}, \quad (21)$$

где ω_j – резонансная частота среды, B_j – величина j -го резонанса. При суммировании в уравнении (21) использовались три члена со следующими параметрами [15]: $B_1 = 0.6961663$, $B_2 = 0.4079426$, $B_3 = 0.8974794$, $\lambda_1 = 0.0684043$ мкм, $\lambda_2 = 0.1162414$ мкм, $\lambda_3 = 9.896161$ мкм, где $\lambda_j = 2\pi c/\omega_j$, c – скорость света в вакууме.

Показатель преломления сердцевины $n_1(\lambda)$ вычислялся путем сложения $n_2(\lambda)$ с разностью показателей преломления сердцевины и оболочки Δn , которая предполагалась независимой от длины волны. Показатель преломления внешней среды n_3 также предполагался спектрально независимым, и при расчете свойств решеток, находящихся в воздухе, полагался равным единице.

Нахождение эффективного показателя преломления сводилось к решению характеристического уравнения [16]. Результатом решения являлось нахождение с заданной точностью спектральных зависимостей эффективных показателей преломления мод сердцевины и заданных мод оболочки в заданном спектральном диапазоне.

В ряде случаев, когда было необходимо учитывать неоднородное радиальное распределение показателя преломления в сердцевине световода, эффективный показатель преломления основной моды находился путем решения скалярного волнового уравнения [17].

С учетом заданных характеристик световода вычислялись радиальное распределение электромагнитного поля мод сердцевины и оболочки [16] и доля мощности основной моды η (уравнение (6)).

В разработанном нами программном обеспечении использовался матричный метод решения системы уравнений связанных мод, описанный в

разделе 3.1 (уравнение (13)). В качестве основных параметров использовались следующие зависимости, характеризующие пространственное распределение наведенного показателя преломления в решетке (уравнение (7)): средний наведенный в решетке показатель преломления $\Delta n_{avr}(z)$, амплитуда $\Delta n_{mod}(z)$ и фаза модуляции $\theta(z)$. В соответствии с уравнением (11) находился коэффициент связи решетки.

Для вычислений в случае неоднородных брэгговских решеток использовался метод разбиения рассматриваемых структур на N однородных частей (18). При этом сначала вычислялась полная матрица пропускания неоднородной решетки $\overline{M}_N = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix}$. В этом случае в соответствии с граничными условиями, наложенными на амплитуды полей основных мод, распространяющихся в прямом и обратном направлениях ($R(0) = 1$ и $S(L) = 0$), вычислялись амплитуды поля моды в пропускании $R(L) = 1 / M_{11}$ и в отражении $S(0) = M_{21} / M_{11}$. При вычислении полной матрицы пропускания для неоднородных решеток в большинстве случаев оказалось достаточно разбиения на $N \sim 100$ однородных частей, так как увеличение этого числа не приводило к заметным изменениям в результатах расчетов.

Для вычисления спектральной зависимости пропускания/отражения для заданной брэгговской решетки матрица пропускания, а затем и амплитуды полей R и S вычислялись для каждой длины волны из дискретного набора длин волн в заданном спектральном диапазоне, включающем резонансную длину волны.

Отметим ограничения, которые накладывались при проведении численного моделирования спектральных свойств брэгговских решеток:

- свойства световода и полей мод предполагались аксиально симметричными;

- штрихи решетки предполагались строго перпендикулярными оси световода;
- оптические потери на длине решетки считались пренебрежимо малыми.

Следует отметить, что в настоящее время на рынке программного обеспечения доступно большое количество прикладных математических пакетов (например, такие известные пакеты, как MATLAB и Mathcad), которые успешно применяются для математических расчетов с помощью современных персональных компьютеров. Однако эти пакеты являются слишком универсальными и громоздкими, поэтому их трудно использовать в задачах разработки и изготовления волоконных решеток. Нами был выбран альтернативный подход, предполагающий разработку пакета прикладных программ, самостоятельно выполняющихся в операционной системе, имеющих собственный интерфейс и решающих определенные частные задачи расчета спектральных свойств волоконных решеток, анализа экспериментальной информации, автоматизации эксперимента и др.

3.3. Примеры численного моделирования спектральных свойств брэгговских решеток

Приведем примеры численного моделирования спектральных свойств брэгговских решеток различных типов. На рис. 4 представлены спектры отражения $r(\lambda)$ и групповые задержки $\tau(\lambda)$ для брэгговских решеток наиболее распространенных типов длиной $L = 5$ мм. На врезках рисунков схематично изображены профили наведенного показателя преломления $\Delta n(z)$ для каждого типа решетки. Период решеток был выбран таким образом, чтобы для невозмущенной сердцевины резонансная длины волны λ_{Br} соответствовала 1500 нм (см. уравнение (1)). Как видно из представленных графиков, λ_{Br} смещена относительно $\lambda = 1500$ нм в длинноволновую область. Это обусловлено отличным от нуля средним наведенным показателем преломления

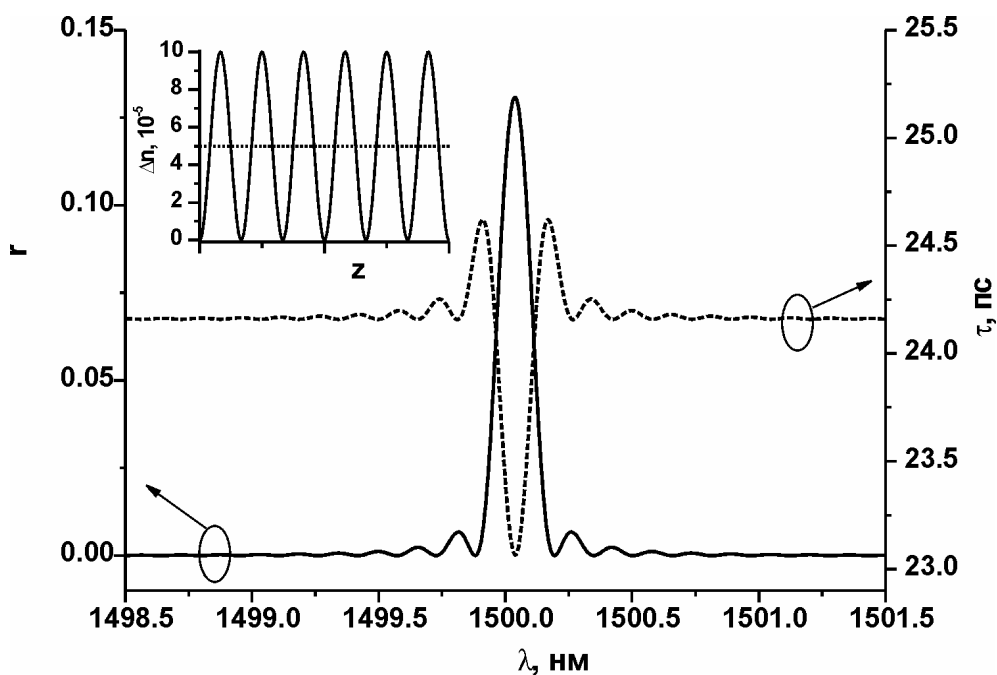
в решетках Δn_{avr} (см. (8)), обозначенным на врезках пунктирной кривой. Для представленных на рис. 4 решеточных структур $\Delta n_{avr}(z) = \Delta n_{mod}(z)$ (см. (7)), что соответствует 100%-ному контрасту модуляции наведенного показателя преломления.

Спектральные характеристики однородных решеток с низким ($r_{max} \approx 13.1\%$) и высоким ($r_{max} \approx 99.997\%$) коэффициентами отражения приведены на рис. 4а и б. Амплитуда модуляции показателя преломления была $\Delta n_{mod} = 5 \cdot 10^{-5}$ и $7.5 \cdot 10^{-4}$, при этом сдвиг резонансной длины волны относительно $\lambda = 1500$ нм составил $\Delta \lambda \approx 0.037$ нм и 0.58 нм соответственно. Спектральная ширина основного пика отражения на полувысоте для случая решетки с высоким коэффициентом отражения (см. рис. 4б) составила $\Delta \lambda_{FWHM} \approx 0.64$ нм, что, как и следует из формулы (17), существенно больше спектральной ширины решетки с низким коэффициентом отражения $\Delta \lambda_{FWHM} \approx 0.15$ нм.

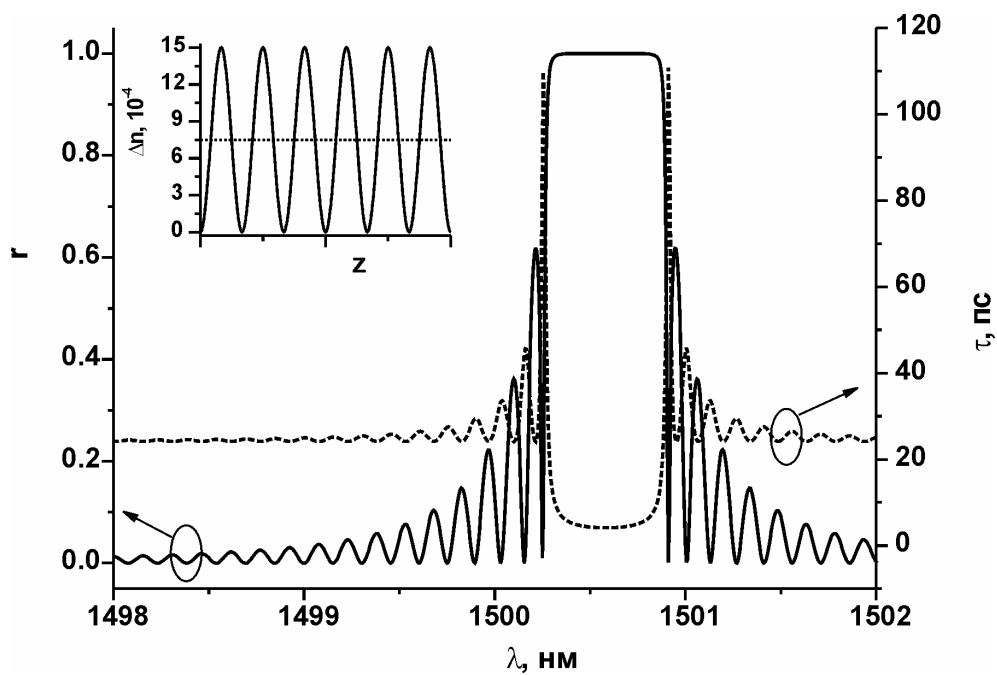
В спектре однородной брэгговской решетки с высоким коэффициентом отражения присутствует интенсивные боковые максимумы, наличие которых нежелательно в ряде практических применений. Для подавления этих максимумов обычно применяют специальное профилирование наведенного показателя преломления по длине решетки (apodization) [12]. Как видно из рис. 4в, использование гауссовой огибающей профиля наведенного показателя преломления в решетке позволяет подавить боковые максимумы с длинноволновой стороны от основного резонанса. Наличие нескольких боковых максимумов с коротковолновой стороны вызвано изменением среднего наведенного показателя преломления $\Delta n_{avr}(z)$ вдоль решетки (см. врезку к рис. 4в), что в соответствии с (4) приводит к изменению резонансной длины волны $\lambda_{Br}(z)$ и интерференции излучения, отраженного от различных частей решетки. При расчете спектральных свойств решетки с гауссовой огибающей профиля использовалась следующая функция:

$$\Delta n_{avr}(z) = \Delta n_{mod}(z) = \Delta n_{MAX} \cdot \exp\left(-2 \cdot \left[\frac{z - L/2}{L/2}\right]^2\right), \quad (22)$$

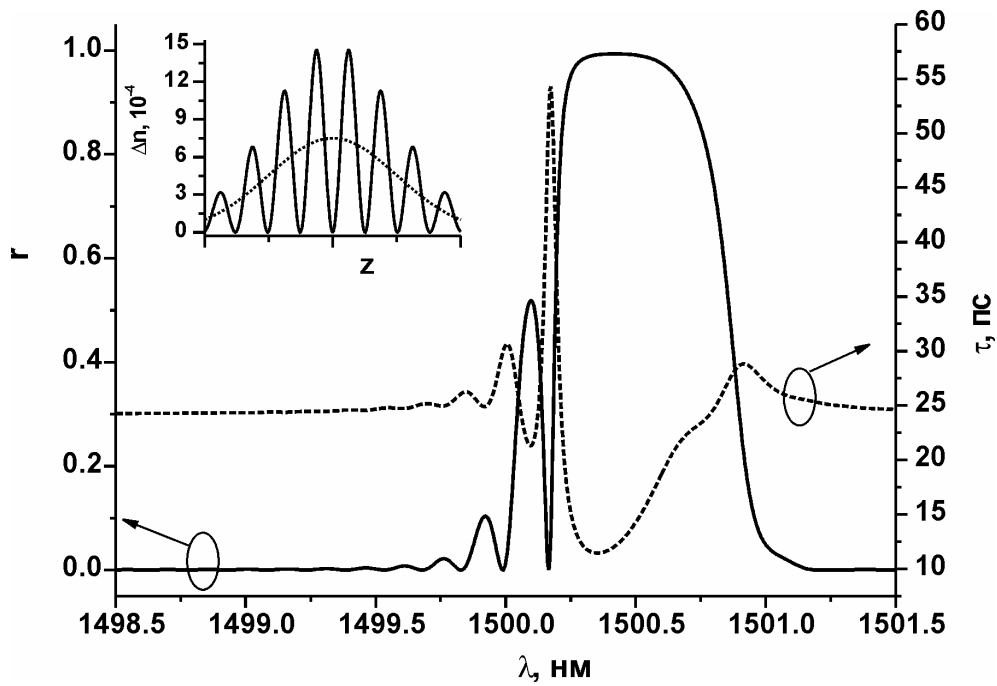
где $0 < z < L$. Параметр Δn_{MAX} в данном случае составил $7.5 \cdot 10^{-4}$.



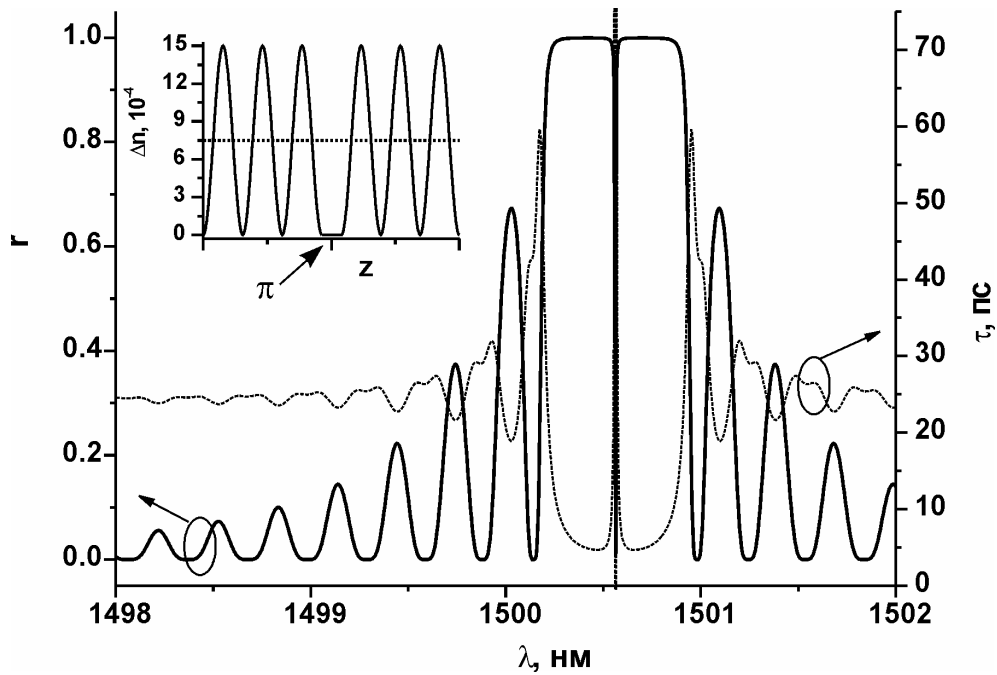
а)



б)



В)



Г)

Рис. 4. Спектр отражения $r(\lambda)$ [сплошная кривая] и групповая задержка $\tau(\lambda)$ [штриховая кривая] для различных типов брэгговских решеток: однородная с низким (а) и высоким (б) коэффициентами отражения, с гауссовой огибающей

*профиля показателя преломления (v), с фазовым π -сдвигом
(z). На врезках: схематический профиль показателя
преломления, наведенного в решетках.*

Важным типом брэгговских решеток являются решетки с фазовыми сдвигами в их структуре [18, 19], которые позволяют формировать области узкополосного пропускания. В частности, фазовый сдвиг, равный π , в середине однородной решетки, приведенной на рис. 4б, приводит к появлению на резонансной длине волны узкополосного пропускания с шириной на полувысоте $\Delta\lambda_{FWHM,1} \approx 0.0033$ нм (рис. 4г).

Групповая задержка $\tau(\lambda)$, вычисленная в соответствии с уравнением (19), вдали от резонансной длины волны решетки равна времени распространения излучения по длине решетки L :

$$\tau_0 = \frac{L}{(c/n_{eff})}. \quad (23)$$

В случае рассмотренных на рис. 4 решеток эта задержка составила $\tau_0 = 24.15$ пс. В области резонансного пика отражения и его боковых максимумов возникают отклонения групповой задержки от значения τ_0 , величина и спектральное распределение которых сильно зависят от структуры решетки (рис. 4).

Для компенсации дисперсии в современных волоконно-оптических линиях связи значительный интерес представляют решетки, резонансная длина волны которых заданным образом меняется вдоль их длины (chirped grating) [20]. Такие решетки могут быть созданы путем изменения периода [21] или эффективного показателя преломления основной моды [22] (см. уравнение (4)). На рис. 5 представлены расчетные спектральные характеристики брэгговской решетки с переменным периодом, соответствующим линейному изменению резонансной длины волны 1 нм/см, с гауссовым профилем (22) огибающей амплитуды модуляции показателя преломления $\Delta n_{mod}(z)$ с постоянным Δn_{avr} .

Величина Δn_{MAX} в гауссовом профиле составляла $5 \cdot 10^{-4}$, длина решетки – $L = 20$ мм. На врезках к рис. 5 приведены схематический профиль наведенного показателя преломления в решетке $\Delta n_{ind}(z)$ и спектр отражения $r(z)$. Благодаря постоянному значению среднего показателя преломления Δn_{avr} боковые максимумы отсутствуют и с коротковолновой стороны от основного резонанса в отличие от рис. 4в. Спектральная ширина на полувысоте пика отражения составила $\Delta \lambda_{FWHM} \approx 1.44$ нм.

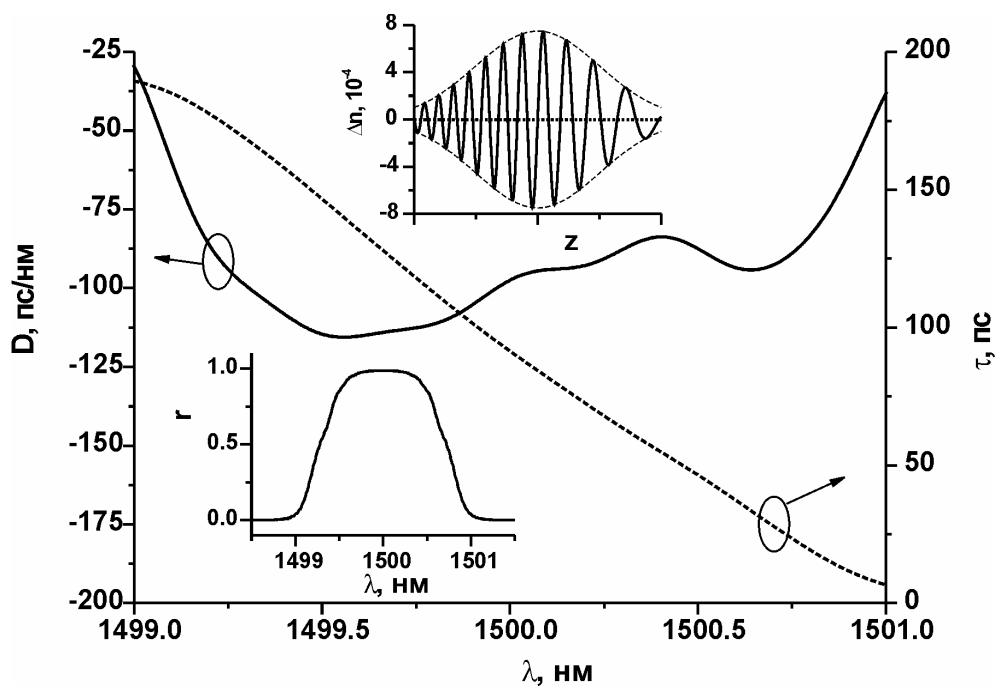


Рис. 5. Дисперсия $D(\lambda)$ [сплошная кривая] и групповая задержка $\tau(\lambda)$ [штриховая кривая] брэгговской решетки с гауссовой огибающей профиля показателя преломления и с переменным периодом. На врезках: спектр отражения решетки $r(\lambda)$ и схематический профиль наведенного показателя преломления $\Delta n(z)$.

Спектральная зависимость групповой задержки $\tau(\lambda)$, представленная на рис. 5, вычислялась с учетом распространения исходного излучения со стороны

меньшего периода брэгговской решетки. Как видно из графика, применение переменного периода позволило привести зависимость $\tau(\lambda)$ в вид, близкий к линейному, поэтому дисперсия решетки $D(\lambda)$, определяемая в соответствии с уравнением (20) производной от групповой задержки, в спектральном диапазоне ~ 1 нм вблизи резонансной длины волны примерно постоянна и составляет ~ -100 пс/нм. Отметим, что при распространении излучения в противоположную сторону дисперсия решетки меняет знак.

4. Использование численного моделирования в технологии записи брэгговских решеток

Численное моделирование спектральных свойств брэгговских решеток с учетом параметров используемого волоконного световода позволяет в значительной степени упростить изготовление решеток с заданными спектральными характеристиками, а также является важным фактором для обеспечения гибкости методик записи и коррекции спектральных свойств волоконных решеток.

Применение описанных в разделе 3.2 и других разработанных программ для вычисления спектральных свойств брэгговских решеток позволило успешно решить ряд задач технологического характера, облегчить процесс изготовления специальных решеток, прогнозировать их спектральные характеристики. В частности, были решены важные задачи, связанные с техникой записи брэгговских решеток в схеме с интерферометром Ллойда, описанной в разделе 2.

В процессе работы было исследовано значительное количество волоконных световодов, имеющих различные характеристики. Однако для большей цельности и простоты излагаемого материала из всех образцов были выбраны 4 световода, на основе которых построен экспериментальный и

расчетный материал, приведенный ниже. Основные параметры этих световодов представлены в таблице 2.

Таблица 2. Основные параметры волоконных световодов, использовавшихся в экспериментах (Δn – разность показателей преломления сердцевины и оболочки, λ_c – длина волны отсечки первой высшей моды, C_{dop} – концентрации легирующих примесей в сердцевине).

Тип световода	SMF-28	Flexcor-1060	SM 905	SM 921
Δn	0.0045	0.00585	0.02	0.031
λ_c , мкм	1.25	0.87	1.0	0.9
C_{dop}	GeO ₂ : 3 мол.%	GeO ₂ : 5 мол.%	GeO ₂ : 10 мол.%, P ₂ O ₅ : 5 мол.%	GeO ₂ : 24 мол.%

Световоды SMF-28 и Flexcor-1060 (FC-1060) являются стандартными световодами производства компании Corning. Заготовки волоконных световодов SM 905 и SM 921 были изготовлены методом MCVD в Институте химии высокочистых веществ РАН в г. Нижний Новгород, а их вытяжка производилась в лаборатории технологии волоконных световодов Научного центра волоконной оптики при ИОФ РАН.

4.1. Запись брэгговских решеток с заданной длиной волны в световодах с различными волноводными характеристиками

На рис. 6 представлены теоретические и экспериментальные зависимости координаты пятна лазерного излучения гелий-неонового лазера на линейке (см. схему на рис. 1) от резонансной длины волны $Y(\lambda_{Br})$. Штриховой линией

приведена расчетная зависимость, полученная для стандартного волоконного световода типа SMF-28. Точками даны зависимости, полученные экспериментально.

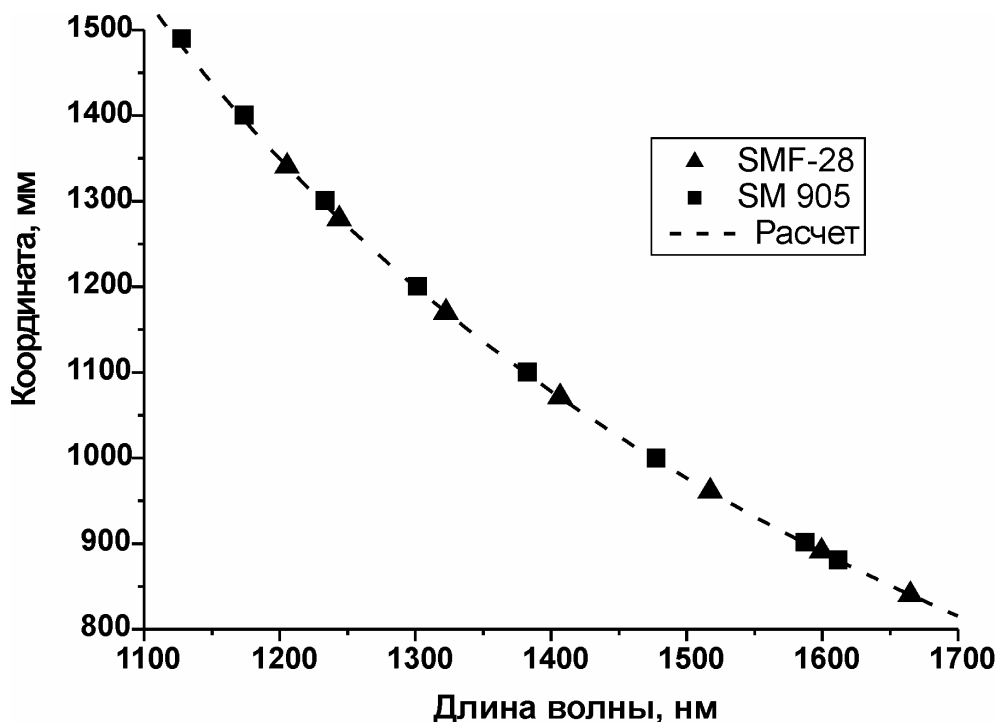


Рис. 6. Зависимость координаты лазерного пятна на линейке Y от резонансной длины волны брэгговской решетки λ_{Br} .

В указанном масштабе перестройки координаты Y от 800 до 1500 мм экспериментальные данные для двух световодов SMF-28 и SM 905 хорошо совпадают с расчетной кривой. Для более детального анализа этих зависимостей следует рассмотреть относительные изменения координаты, которые возникают при переходе от одного световода к другому. На рис. 7 представлены спектральные зависимости значений $Y - Y_{SMF28}$, полученные путем вычитания из значений Y расчетных значений этой величины для световода SMF-28, обозначенной на рис. 6 штриховой линией. Соответствующая световоду SMF-28 кривая на рис. 7 обозначена штриховой линией ($y = 0$). На рисунке также даны экспериментальные зависимости, измеренные для

световодов SMF-28 и SM 905, причем погрешность измерения координаты составила ± 1 мм. Эта погрешность вызвана, прежде всего, неточностью определения абсолютной координаты Y отраженного пучка гелий-неонового лазера при значительной перестройке угла φ (рис. 1). Помимо этого, существуют погрешности, связанные с механическими люфтами в поворотном столике, с отклонениями отражающих плоскостей зеркал от оси поворота, а также с угловым отклонением УФ пучка при юстировке резонатора аргонового лазера.

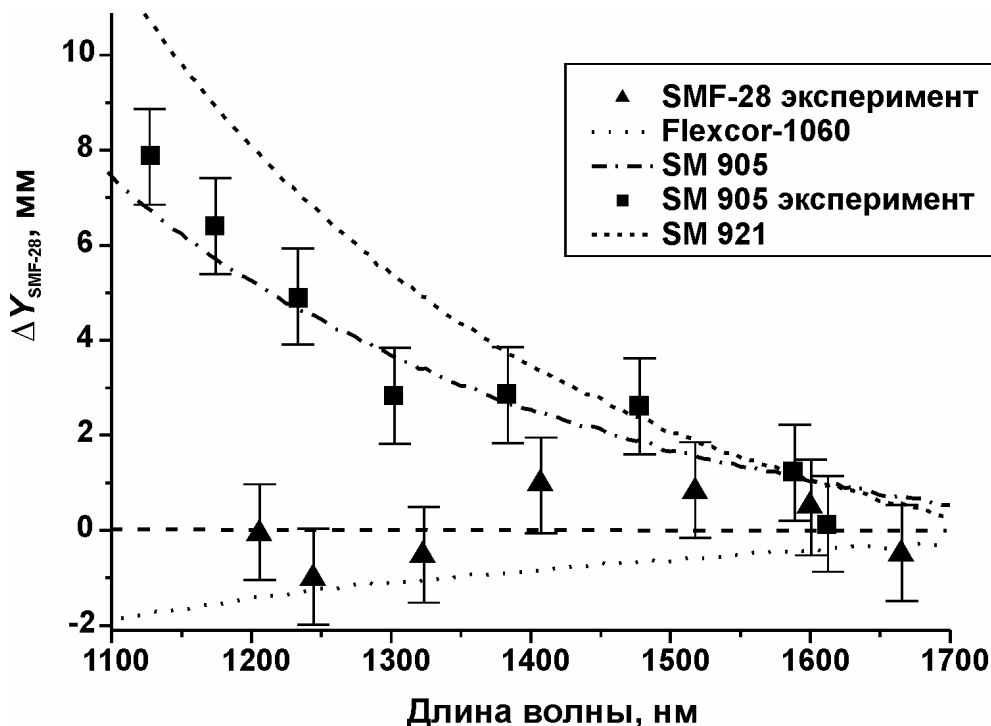


Рис. 7. Отклонение координаты лазерного пятна от расчетной для световода SMF-28 зависимости.

Следует отметить хорошее совпадение расчетных и экспериментальных зависимостей, позволяющее эффективно использовать приведенную методику расчета координаты пучка He-Ne лазера для точного позиционирования резонансной длины волны в световодах с различными волноводными характеристиками.

При записи волоконных брэгговских решеток обычно требуется спектральное позиционирование резонансной длины волны с точностью лучше 0.5 нм в диапазоне 1.0 – 1.7 мкм, а в случае изготовления совмещенных по длине волны пар решеток – с точностью ~ 0.1 нм. Как следует из рис. 7, при значительной перестройке резонансной длины волны интерферометра (100 нм и более) описанный выше метод не обеспечивает необходимой точности. В этом случае весьма удобным оказывается использование дополнительного приближения, которое заключается в следующем: выставляется координата гелий-неонового пучка в соответствии с расчетной зависимостью $Y(\lambda_{Br})$, записывается брэгговская решетка с малым коэффициентом отражения, измеряется ее резонансная длина волны, после чего производится точная коррекция угла интерференции α в соответствии с производной $dY(\lambda) / d\lambda$.

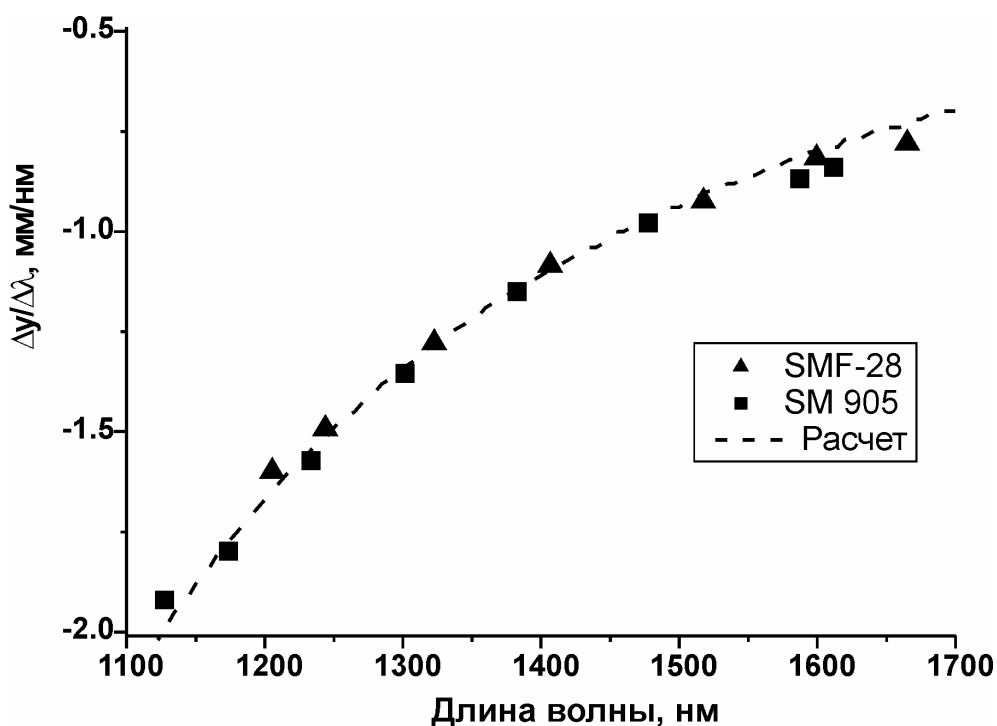


Рис. 8. Производная координатной зависимости $dY(\lambda) / d\lambda$.

Спектральная зависимость производной $dY(\lambda) / d\lambda$ была получена численным путем и оказалась с высокой степенью точности (превышающей

требуемую экспериментальную точность) одинаковой для всех волоконных световодов в широком диапазоне параметров Δn и λ_c . Таким образом, эта зависимость является универсальной в технологии записи брэгговских решеток в схеме с интерферометром Ллойда. На рис. 8 представлены расчетная спектральная зависимость указанной производной, а также значения, полученные дифференцированием экспериментальных данных, приведенных на рис. 7. Видно, что приведенные на рис. 8 зависимости совпадают с высокой точностью.

Процедура прямого позиционирования и последовательного приближения резонансных длин волн была неоднократно проверена на практике и позволяет с использованием в рамках описанной экспериментальной установки достичь точности измерения угла интерференции $\sim 4 \cdot 10^{-5}$ рад ($\sim 8''$), что соответствует точности спектрального позиционирования резонансной длины волны ~ 0.1 нм. Как отмечалось выше, этого значения достаточно для большинства практических применений.

4.2. Запись брэгговских решеток с удаленными резонансными длинами волн

В последние годы существует устойчивая тенденция расширения спектрального диапазона, охватываемого устройствами волоконной оптики. В этой связи особенно стоит отметить широкие исследования, связанные с разработкой волоконных лазеров и ВКР-конвертеров, излучение которых лежит вблизи длины волны 2 мкм. Дело в том, что оптические потери в этом спектральном диапазоне еще не слишком велики даже в волоконных световодах из кварцевого стекла, что позволяет использовать их в качестве активной среды лазеров не слишком большой длины (несколько метров). Отметим, например, работу [23], в которой резонатор лазера был сформирован

решетками, записанными в активном световоде, сердцевина которого была легирована ионами гольмия.

Естественно, что запись волоконных решеток с контролируемыми характеристиками в этом спектральном диапазоне приобретает первостепенное значение для создания таких устройств. Однако детектирование спектров пропускания и отражения решеток в этом спектральном диапазоне в значительной степени затруднены отсутствием чувствительных и малозумящих приемников оптического излучения. В этой связи в настоящее время приходится записывать решетки «вслепую» (без контроля их спектральных характеристик в процессе записи).

Вместе с тем, разработанное программное обеспечение позволяет реализовать косвенный метод контроля резонансной длины волны решеток спектрального диапазона 2 мкм при их записи.

Дело в том, что при записи брэгговских решеток профиль наведенного показателя преломления в каждом штрихе отличается от синусоидального вследствие нелинейной зависимости наведенного показателя преломления от дозы УФ облучения. При этом в разложении формы штриха решетки с периодом Λ в ряд Фурье появляются ненулевые члены, соответствующие второму и более высоким порядкам (с периодами Λ/n , где n – порядок разложения). В частности, спектральный диапазон детектирования брэгговских решеток, имеющих резонансные длины волн в области 2 мкм, во втором порядке ($\Lambda_{2nd} = \Lambda/2$) в соответствии с резонансным уравнением (1), расположен в области 1 мкм. Резонансы в этой спектральной области относительно легко детектируются стандартными схемами спектральных измерений и могут служить основой для определения спектрального положения резонанса в первом порядке дифракции решетки. Однако для точного определения резонансной длины волны в первом порядке дифракции следует

учесть спектральную зависимость эффективного показателя преломления основной моды.

Перепишем резонансное уравнение (1) для отражения от брэгговской решетки во втором порядке:

$$\lambda_{Br,2} = 2n_{eff}(\lambda_{Br,2}) \cdot \frac{\Lambda}{2}. \quad (24)$$

Из уравнений (1) и (24) следует, что

$$\lambda_{Br,2}(\lambda_{Br}) = \frac{\lambda_{Br}}{2} \cdot \frac{n_{eff}(\lambda_{Br,2})}{n_{eff}(\lambda_{Br})} \approx \frac{\lambda_{Br}}{2} \cdot \frac{n_{eff}(\lambda_{Br}/2)}{n_{eff}(\lambda_{Br})}. \quad (25)$$

Указанное в уравнении (25) приближение упрощает вычисление зависимости $\lambda_{Br,2}(\lambda_{Br})$ и является оправданным в тех приложениях, где требуется точность позиционирования резонансной длины волны ~ 1 нм. В тех случаях, когда требуется более высокая точность ~ 0.1 нм, следует ввести поправку $\Delta\lambda_{Br,2}$, которая учитывает разницу между $n_{eff}(\lambda_{Br,2})$ и $n_{eff}(\lambda_{Br}/2)$ следующим образом:

$$\Delta\lambda_{Br,2} = \lambda_{Br,2} \cdot \frac{dn_{eff}(\lambda_{Br,2})}{d\lambda} \cdot (\lambda_{Br,2} - \lambda_{Br}/2), \quad (26)$$

при этом в качестве $\lambda_{Br,2}$ используется распределение, вычисленное с помощью уравнения (25).

На рис. 9 представлены расчетные зависимости $\lambda_{Br,2} - \lambda_{Br}/2$ для четырех рассматриваемых световодов, а также экспериментальные данные, полученные для трех световодов: FC-1060, SM 905 и SM 921. По нижней оси абсцисс на графике отложена резонансная длина волны брэгговских решеток в первом порядке λ_{Br} , на верхней – $\lambda_{Br}/2$. Экспериментальные данные были получены лишь для относительно небольшого спектрального диапазона ($\lambda_{Br} = 1.6 - 1.7$ мкм) детектированием спектров пропускания тестовых брэгговских решеток в первом и втором порядках. При этом спектральный диапазон измерений был ограничен сверху предельной длиной волны спектроанализатора 1.7 мкм (решетки в первом порядке), что соответствовало решеткам во втором порядке

с длиной волны ~ 0.86 мкм. Ограничение снизу для решеток во втором порядке возникало из-за низкой спектральной яркости использовавшегося источника излучения (вольфрамовой лампы) и составило ~ 0.8 мкм.

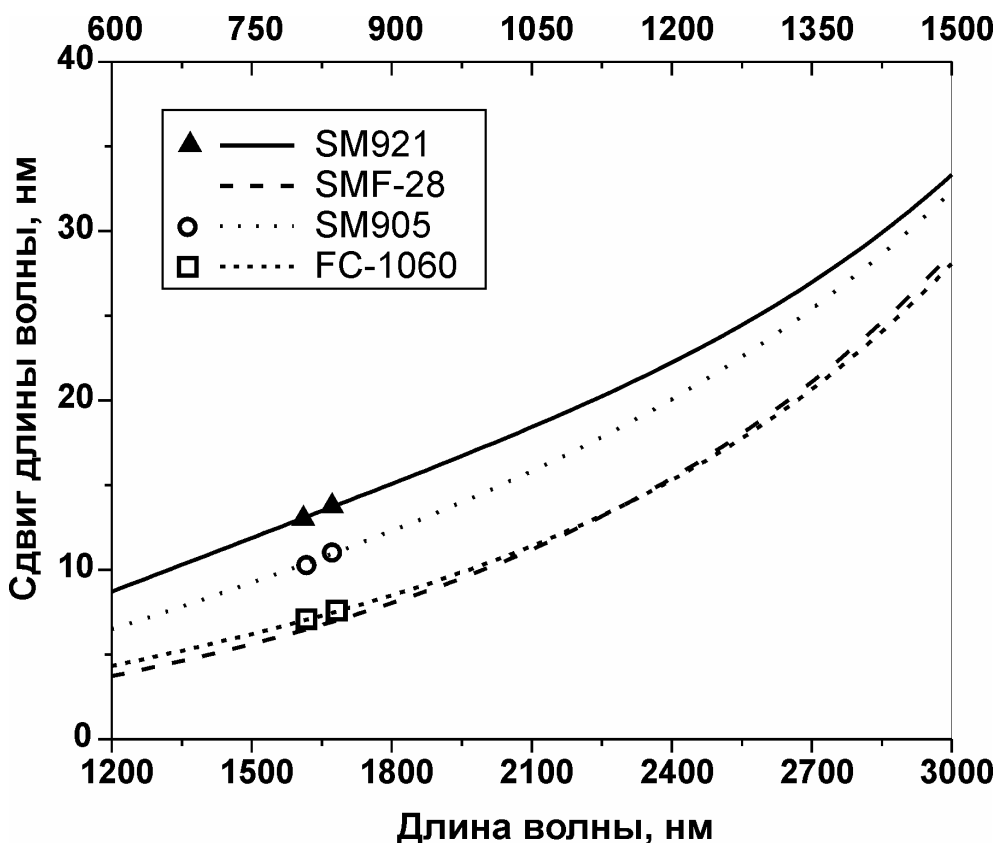


Рис. 9. Сдвиг резонансной длины волны брэгговской решетки во втором порядке.

Приведенные на рисунке расчетные зависимости хорошо согласуются с приведенными экспериментальными данными с точностью лучше 1 нм. Это позволяет утверждать, что в рамках предложенного метода погрешность определения резонансной длины волны в диапазоне 1.7 – 2 мкм не превышает 1 нм. В частности, этот метод был использован для изготовления брэгговской решетки для гольмиевого волоконного лазера [23]. Измеренная с помощью монохроматора и инфракрасного фотоприемника PbS длина волны генерации

лазера ($\lambda \approx 2001$ нм) в пределах указанной погрешности совпала с длиной волны, рассчитанной по второму порядку дифракции решетки.

4.3. Определение контраста в брэгговской решетке и интерференционной картине УФ излучения

Рассмотрим спектральную динамику записи волоконной брэгговской решетки. В соответствии с уравнениями (4) – (7) относительное смещение резонансной длины волны связано со средним наведенным показателем преломления Δn_{avr} следующим образом:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta n_{eff}}{n_{eff}} = \frac{\eta \cdot \Delta n_{avr}}{n_{eff}}. \quad (27)$$

Увеличение коэффициента отражения на резонансной длине волны в соответствии с уравнением (16) связано с изменением параметра решетки (κL), в котором изменяемым параметром при записи решетки является амплитуда модуляции наведенного показателя преломления Δn_{mod} в первом порядке.

Определим контраст периодического распределения наведенного показателя преломления в первом порядке решетки:

$$C_{BG} = \frac{\Delta n_{mod}}{\Delta n_{avr}}. \quad (28)$$

В случае линейной зависимости наведенного показателя преломления от дозы УФ облучения контраст C_{BG} будет равен контрасту интерференционной картины $C_{UV} = (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min})$, где I_{max} и I_{min} – интенсивности излучения в максимуме и минимуме соответственно. Однако измерение фоточувствительности для разных световодов показывает, что указанная зависимость не является линейной, что искажает синусоидальную форму штриха брэгговской решетки и также вносит вклад в изменение контраста в решетке C_{BG} .

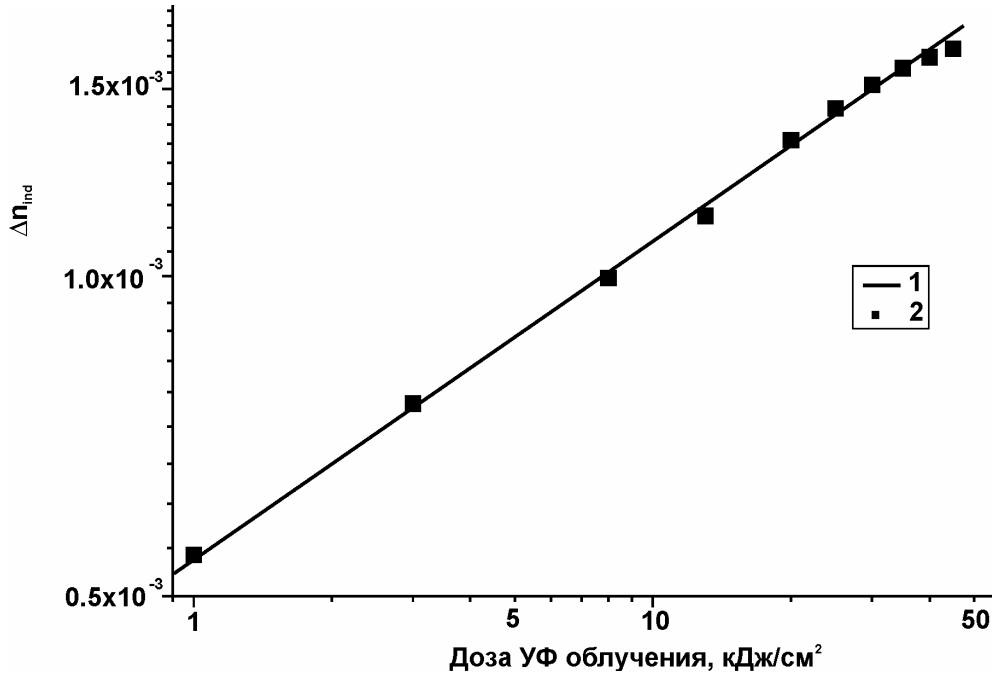


Рис. 10. Зависимость наведенного показателя преломления от дозы УФ облучения для волоконного световода SM 921: 1 – расчетная кривая, 2 – экспериментальные данные.

На рис. 10 представлена зависимость наведенного показателя преломления от дозы УФ облучения для волоконного световода SM 921, измеренная с помощью внутриволоконного интерферометра Маха-Цандера [24]. Из графика видно, что экспериментальные точки хорошо аппроксимируются степенной функцией

$$\Delta n_{ind}(D) = a \cdot D^b, \quad (29)$$

где для приведенной на рис. 10 зависимости коэффициент пропорциональности $a = (5.5 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$, показатель степени $b = 0.29 \pm 0.01$. Доза УФ облучения D вдоль осевой координаты световода z пропорциональна интенсивности излучения $I(z)$, которая представляет собой периодическую функцию с периодом решетки Λ . В соответствии с контрастом интерференционной картины C_{UV} эта функция задается соотношением:

$$D(z) = D_{avr} \cdot (1 + C_{UV} \cdot \cos[2\pi z / \Lambda]), \quad (30)$$

где D_{avr} – доза УФ облучения, усредненная по периоду решетки, которая может быть экспериментально определена путем умножения усредненной интенсивности на время облучения.

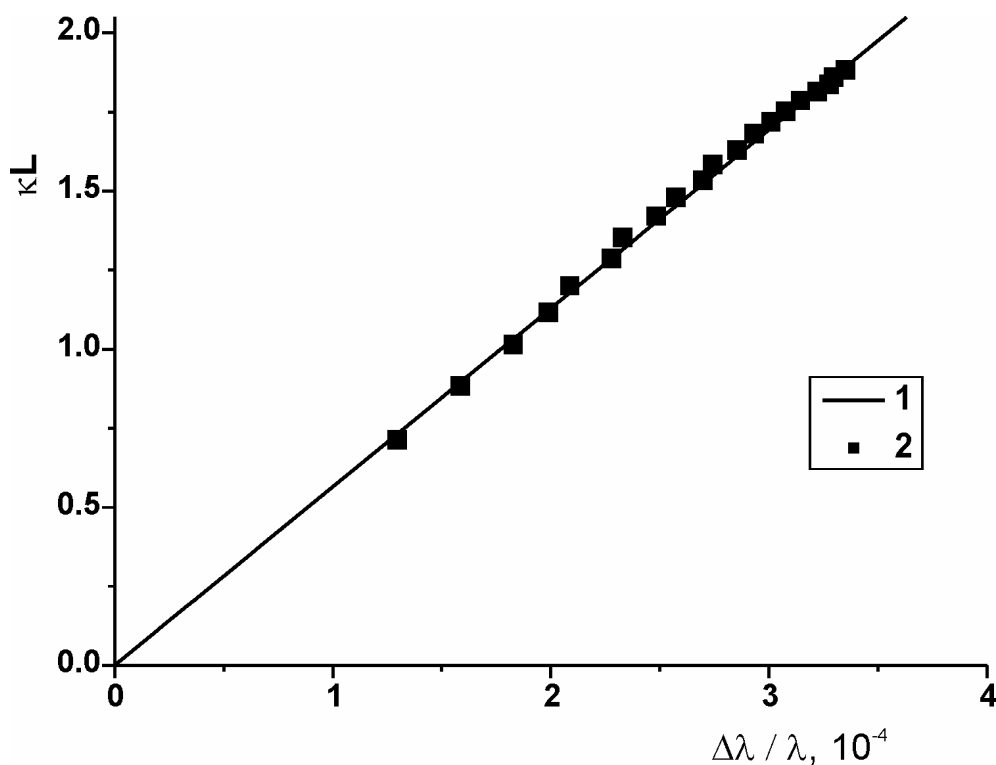


Рис. 11. Изменение параметров решетки при записи: 1 – расчетная кривая для контраста $C_{BG} = 0.41$; 2 – экспериментальные данные.

На рис. 11 представлена динамика записи брэгговской решетки в волоконном световоде SM 921. Экспериментальные значения параметра решетки κL в соответствии с (16) вычислялись по измеренному коэффициенту отражения на резонансной длине волны, относительный сдвиг которой отложен по горизонтальной оси представленного графика.

Исходя из формул (11), (27) и (28), динамика записи решетки в указанных координатах должна удовлетворять следующему соотношению:

$$\frac{\kappa L}{\Delta\lambda/\lambda} = \frac{\pi n_{eff} L}{\lambda} \cdot C_{BG}, \quad (31)$$

то есть представлять собой линейную функцию, производная которой пропорциональна контрасту решетки C_{BG} . Представленная на рис. 11 расчетная кривая соответствует $C_{BG} = 0.41$.

Важной характеристикой схемы записи брэгговских решеток является величина контраста интерференционной картины УФ излучения и стабильность этой картины в процессе записи решетки. Усредненное по времени записи значение контраста C_{UV} может быть вычислено таким образом, чтобы с учетом соотношений (29) и (30) получить указанную величину C_{BG} . Значение C_{BG} вычисляется по формуле (28), в которой Δn_{mod} равен первому члену в разложении зависимости $\Delta n_{ind}(z)$ в ряд Фурье, а $\Delta n_{avr} = \frac{1}{\Lambda} \int_0^{\Lambda} \Delta n_{ind}(z) dz$. Величина контраста интерференционной картины C_{UV} , полученная в соответствии с описанной процедурой, составила 98%. Этот показатель свидетельствует, с одной стороны, о хорошем совпадении интенсивностей интерферирующих пучков, а с другой, о высокой механической стабильности схемы записи с применением интерферометра Ллойда.

4.4. Расчет спектрального положения резонансов, связанных с возбуждением оболочечных мод на структуре решетки

На рис. 12 приведены распределения эффективного показателя преломления в небольшом спектральном диапазоне вблизи 1.3 мкм для основных мод $n_{eff}^{core}(\lambda)$ четырех световодов (горизонтальные прерывистые кривые) и первых десяти оболочечных мод (сплошные кривые). Поскольку в случае оболочечных мод лишь малая часть мощности распространяется в области сердцевины волоконного световода (< 10%), а материал и геометрия оболочки для указанных световодов одинаковы, различия параметров сердцевины незначительно влияют на распределения эффективных показателей

преломления мод оболочки. Помимо указанных кривых, на графике приведены наклонные секущие для каждого световода, имеющие функциональную зависимость $y(\lambda) = \lambda / \Lambda - n_{eff}^{core}(\lambda)$ для периода решетки $\Lambda = 450$ нм. Пересечения одинаковых типов кривых, обозначенные на рис. 12 черными кружками, обозначают выполнение резонансного условия (1) для соответствующих типов волоконных световодов.

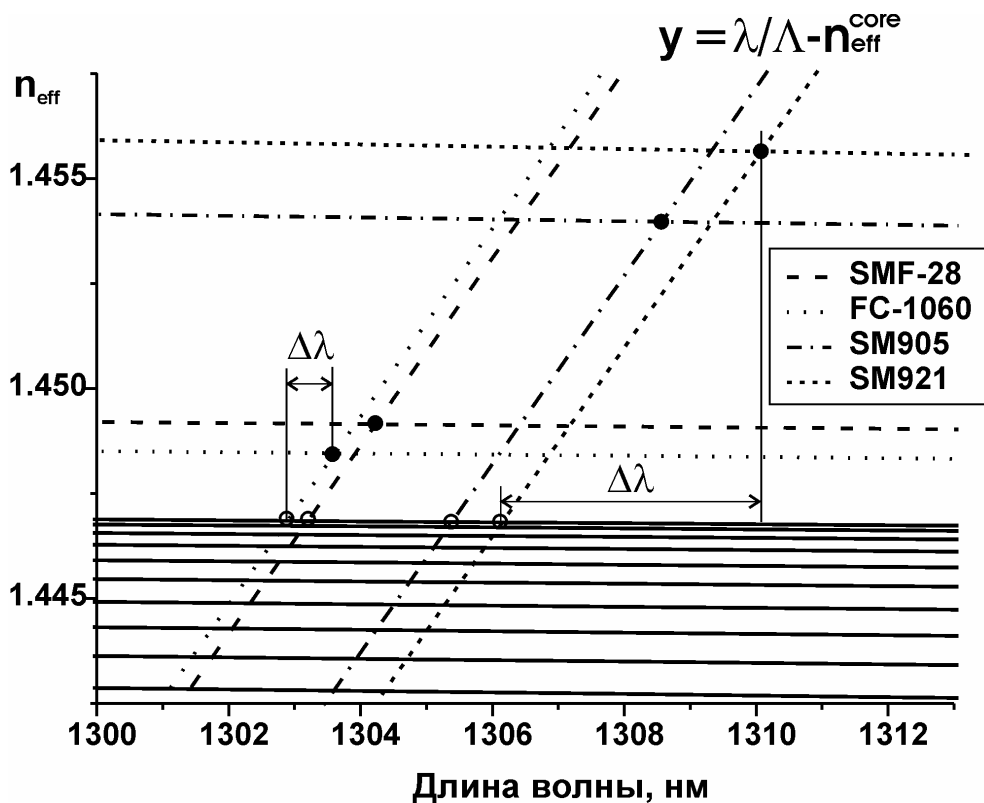


Рис. 12. Резонансная связь мод сердцевины и оболочки на брэгговской решетке с периодом 450 нм для разных волоконных световодов.

Помимо распределений основных мод, секущие пересекают и распределения, соответствующие оболочечным модам. При этом выполняется резонансное условие связи основной моды с оболочечными модами противоположного направления распространения. Энергия, перешедшая из основной моды в соответствующую оболочечную моду, рассеивается на

границе оболочки с полимерным покрытием, и в спектре пропускания брэгговской решетки с коротковолновой стороны от основного резонанса появляются пики поглощения. Граница серии пиков поглощения определяется пересечением секущей с первой оболочечной модой (на рис. 12 обозначено пустыми кружками для всех четырех типов световодов). Спектральные отстройки указанной границы от основных резонансов для двух световодов обозначены на графике как $\Delta\lambda$.

Поскольку эффективные показатели преломления мод сердцевины и оболочки можно считать постоянными в указанном спектральном диапазоне, спектральная отстройка $\Delta\lambda$ определяется следующим соотношением:

$$\Delta\lambda \approx \left(n_{eff}^{core} - n_{eff}^{clad} \right) / \frac{dy}{d\lambda} \approx \left(n_{eff}^{core} - n_{eff}^{clad} \right) \Lambda = \frac{\lambda}{2n_{eff}^{core}} \left(n_{eff}^{core} - n_{eff}^{clad} \right), \quad (32)$$

где n_{eff}^{clad} – эффективный показатель преломления первой оболочечной моды.

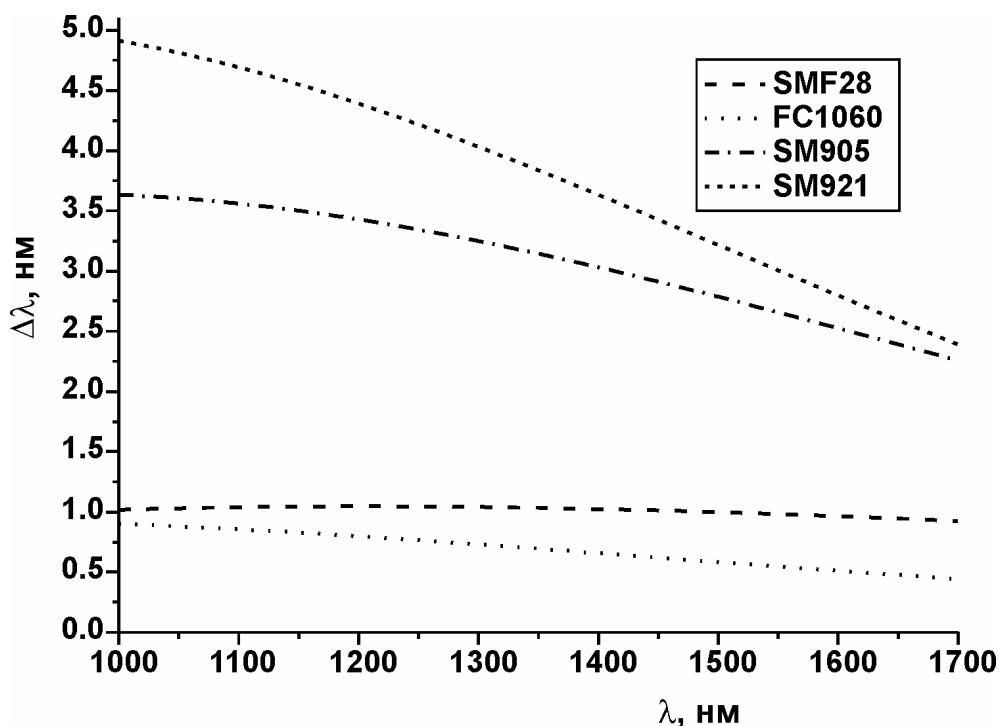


Рис. 13. Спектральная зависимость отстройки границы оболочечных потерь от резонансной длины волны.

На рис. 13 приведены спектральные зависимости отстройки $\Delta\lambda$, рассчитанные для рассматриваемых световодов в соответствии с формулой (32). Отметим, что абсолютное значение отстройки $\Delta\lambda$ для световода SMF-28 близко к величине 1 нм во всем указанном диапазоне.

При записи решеток эффективный показатель преломления основной моды меняется в соответствии с уравнением (5), в то время как значения эффективных показателей преломления мод оболочки изменяются незначительно. Таким образом, с учетом среднего наведенного в решетке показателя преломления Δn_{avr} спектральная отстройка в соответствии с уравнением (32) выражается следующим образом:

$$\Delta\lambda_f \approx \frac{\lambda}{2n_{eff}^{core}} \left[\left(n_{eff}^{core} + \eta\Delta n_{avr} \right) - n_{eff}^{clad} \right]. \quad (33)$$

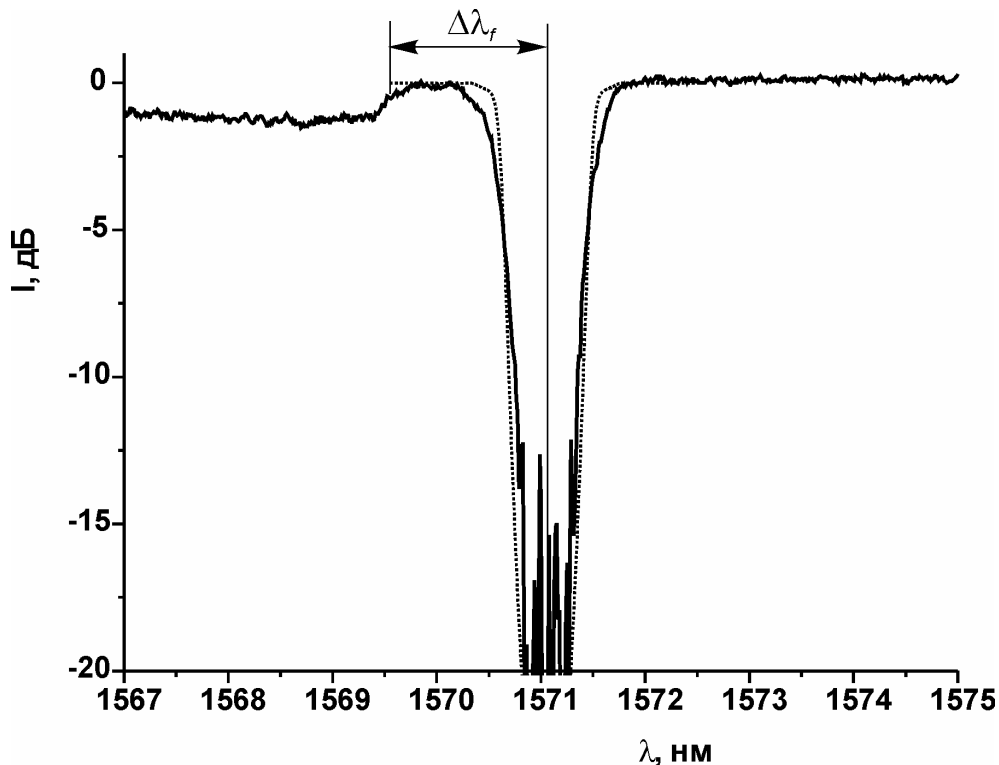


Рис. 14. Спектр пропускания брэгговской решетки, записанной в световоде SMF-28.

В качестве примера рассмотрим спектр пропускания брэгговской решетки (см. рис. 14), записанной в волоконном световоде SMF-28, с резонансной длиной волны 1571 нм. Для невозмущенной сердцевины расчетная отстройка границы оболочечных потерь на этой длине волны составила $\Delta\lambda = 0.97$ нм (см. рис. 13). Средний наведенный показатель преломления в решетке, который был получен исходя из расчетного спектра решетки (пунктирная линия на рис. 14), известных дозой зависимости наведенного показателя преломления (см. формулу (29)) и величины контраста интерференционной картины C_{UV} (раздел 4.3), составил $\Delta n_{avr} \approx 1.5 \cdot 10^{-3}$. При этом отстройка границы потерь, связанных с возбуждением оболочечных мод, от резонансной длины волны, полученная по формуле (33), составила $\Delta\lambda_f \approx 1.55$ нм, что хорошо согласуется с экспериментальной величиной $\Delta\lambda_f \approx 1.5$ нм (см. рис. 14).

Таким образом, представленный метод расчета может быть использован для анализа спектрального положения потерь, связанных с возбуждением оболочечных мод, в световодах различных типов при записи в них брэгговских решеток.

5. Заключение

В настоящей работе подробно описана лабораторная установка для записи волоконных брэгговских решеток в схеме с интерферометром Ллойда, разработанная в лаборатории волоконной оптики Научного центра волоконной оптики при ИОФ РАН.

Приведены основные теоретические соотношения, позволяющие вычислять спектральные свойства волоконных брэгговских решеток. Описаны матричные методы решения уравнений связанных мод, в том числе для решеток с произвольным профилем наведенного показателя преломления вдоль оси решетки.

На основе приведенной теории брэгговских решеток разработано программное обеспечение, позволяющее проводить расчеты спектральных и дисперсионных свойств решеток разных типов, а также решать ряд задач технологического характера, возникающих при записи решеток в схеме с интерферометром Ллойда. В частности:

- реализован метод прецизионного измерения угла интерференции с точностью $\sim 4 \cdot 10^{-5}$ рад ($\sim 8''$), что позволило с учетом свойств используемого волоконного световода обеспечить позиционирование резонансной длины волны ~ 0.1 нм;

- на основе детектирования решеток во втором порядке, предложен и реализован метод контроля резонансной длины волны записи брэгговских решеток в спектральном диапазоне > 1.7 мкм с точностью лучше 1 нм;

- на основе сравнения измеренной динамики роста брэгговской решетки с динамикой, рассчитанной исходя из дозной зависимости наведенного показателя преломления, показано, что контраст интерференционной картины УФ излучения в схеме записи решеток с интерферометром Ллойда близок к 100%;

- с привлечением расчетных спектральных зависимостей эффективных показателей преломления основной и оболочечных мод для световодов с различными параметрами рассчитана спектральная отстройка границы оптических потерь, обусловленных резонансной связью с модами оболочки.

Благодарности

Авторы выражают глубокую признательность директору Научного центра волоконной оптики при ИОФ РАН им. А.М. Прохорова академику Дианову Евгению Михайловичу за постоянную поддержку проведенных работ, а также Протопопову Владимиру Николаевичу и Грекову Михаилу Владимировичу за полезное обсуждение результатов работы.

Литература

1. F. Bilodeau, D.C. Johnson, S. Theriault, B. Malo, J. Albert, K.O. Hill, "An all-fiber dense-wavelength multiplexer/demultiplexer using photoimprinted Bragg gratings", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol.7, No.4, 388-390, 1995.
2. E.M. Dianov, M.V. Grekov, I.A. Bufetov, S.A. Vasiliev, O.I. Medvedkov, V.G. Plotnichenko, V.V. Koltashev, A.V. Belov, M.M. Bubnov, S.L. Semjonov, A.M. Prokhorov, "CW high power 1.24 μm and 1.48 μm Raman lasers based on low loss phosphosilicate fibre", *Electronics Letters*, Vol.33, No.18, 1542-1544, 1997.
3. D.M. Bird, J.R. Armitage, R. Kashyap, R.M.A. Fatah, K.H. Cameron, "Narrow line semiconductor laser using fibre grating", *Electronics Letters*, Vol.27, 1115-1116, 1991.
4. J.-L. Archambault, S.G. Grubb, "Fiber Gratings in lasers and amplifiers", *J. Lightwave Technol.*, Vol.15, No.8, 1378-1390, 1997.
5. A.D. Kersey, M.A. Davis, H.J. Patrick, M. LeBlanc, K.P. Koo, C.G. Askins, M.A. Putnam, E.J. Friebele, "Fiber grating sensors", *J. Lightwave Technol.*, Vol.15, No.8, 1442-1463, 1997.
6. G.Meltz, W.W.Morey, W.H.Glenn, "Formation of Bragg gratings in optical fibres by transverse holographic method", *Opt. Lett.*, Vol.14, No.15, 823-825, 1989.
7. R. Kashyap, "Fiber Bragg Gratings", Academic Press, 1999.
8. K.O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D.C. Johnson, J. Albert, "Bragg grating fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask", *Appl. Phys. Lett.*, Vol.62, No.10, 1035-1037, 1993.
9. J.Albert, B.Malo, F.Bilodeau, D.C.Johnson, K.O.Hill, Y.Hibino, M.Kawachi, "Photosensitivity in Ge-doped silica optical waveguides and fibers with 193 nm light from an ArF excimer laser", *Opt. Lett.*, Vol.19, No.6, 387-389, 1994.
10. P.R.Herman, K.Beckley, S.Ness, "157-nm photosensitivity in germanosilicate waveguides", *OSA Techn. Dig. Series*, Vol.17, BME4, 159-161, 1997.
11. H. Kogelnik, "Theory of optical waveguides", in *Guided-Wave Optoelectronics* by T. Tamir, пер. изд-ва «Мир», Москва, 1991.

-
12. T. Erdogan, "Fiber grating spectra", *J. Lightwave Techn.*, Vol.15, No.8, 1277-1294, 1997.
 13. A. Othonos, "Fiber Bragg gratings", *Rev. Sci. Instrum.*, Vol.68, No.12, 4309-4341, 1997.
 14. D. Marcuse, *Light Transmission Optics*, van Nostrand Reinhold, New York, Ch.8, 12, 1982.
 15. Г. Агравал, «Нелинейная волоконная оптика», М., «Мир», 1996, стр.323.
 16. Х.-Г. Унгер, «Планарные и волоконные оптические волноводы», М., «Мир», 1980, с.656.
 17. М. Адамс, «Введение в теорию оптических волноводов», М., «Мир», 1984, стр.512.
 18. R. Kashyap, P.F. McKee, D. Arnes, "UV written reflection grating structures in photosensitive optical fibres using phase-shifted phase masks", *Electronics Letters*, vol.30, 1977-1978, 1994.
 19. J. Canning, M.G. Sceats, "Pi-phase-shifted periodic distributed structures in optical fibres by UV post-processing", *Electronics Letters*, vol.30, 1344-1345, 1994.
 20. J.A.R. Williams, I. Bennion, K. Sugden, N.J. Doran, "Fiber dispersion compensation using a chirped fiber Bragg gratings", *Electronics Letters*, vol.30, 985-987, 1994.
 21. K. Sugden, I. Bennion, A. Molony, N.J. Copner, "Chirped gratings produced in photosensitive optical fibres by fibre deformation during exposure", *Electronics Letters*, vol.30, 440-442, 1994.
 22. K.O. Hill et al., "Chirped in-fiber Bragg grating for compensating optical-fiber dispersion", *Optics Letters*, vol.19, 1314-1316, 1994.
 23. A.S. Kurkov, E.M. Dianov, O.I. Medvedkov, G.A. Ivanov, V.M. Paramonov, S.A. Vasiliev, E.V. Pershina, "Efficient silica-based Ho^{3+} -fiber laser for 2 μm spectral range pumped at 1.15 μm ", *Electronics Letters*, 36, (12), 1015-1016, 2000.
 24. E.M. Dianov, S.A. Vasiliev, A.S. Kurkov, O.I. Medvedkov, V.N. Protopopov: "In-fiber Mach-Zehnder interferometer based on a pair of long-period gratings", *Proc. of 22nd Europ. Conf. on Optical Communication, ECOC'96*, 1, paper MoB3.6, 65-68, 1996.