

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

УНИВЕРСИТЕТ ИТМО

С.В. Варжель

ВОЛОКОННЫЕ БРЭГГОВСКИЕ РЕШЕТКИ

Учебное пособие

 **УНИВЕРСИТЕТ ИТМО**

Санкт-Петербург

2015

В рамках учебного пособия изучены теоретические и технологические основы формирования брэгговских решеток в фоторефрактивных оптических волокнах. Рассмотрены методы записи волоконных решеток Брэгга, проанализированы различные механизмы изменения показателя преломления в германо-силикатных стеклах под действием УФ излучения. Также представлены методики повышения фоторефрактивности оптических волокон. Дан обзор применению брэгговских решеток в системах волоконно-оптической связи и в датчиках физических величин.

Учебное пособие рекомендовано для бакалавров, обучающихся по направлению 210700.62.01 «Оптические системы и сети связи», и магистров, обучающихся по направлению 11.04.02 «Нанотехнологии в волоконной оптике».

Рекомендовано к печати Ученым советом факультета инфокоммуникационных технологий 14 мая 2015 года, протокол № 05/15.



Университет ИТМО – ведущий вуз России в области информационных и фотонных технологий, один из немногих российских вузов, получивших в 2009 году статус национального исследовательского университета. С 2013 года Университет ИТМО – участник программы повышения конкурентоспособности российских университетов среди ведущих мировых научно-образовательных центров, известной как проект «5 в 100». Цель Университета ИТМО – становление исследовательского университета мирового уровня, предпринимательского по типу, ориентированного на интернационализацию всех направлений деятельности.

© Университет ИТМО, 2015

© С.В. Варжель, 2015

Оглавление

Предисловие	5
Глава 1. Волоконные брэгговские решетки. Общие понятия и механизмы их образования	
1.1. Понятие дифракции света	6
1.2. Основные характеристики волоконной брэгговской решетки	6
1.3. Модель фоточувствительности германо-силикатного стекла	8
1.4. Электрострикционная модель формирования волоконных брэгговских решеток	14
1.5. Существующие модели формирования волоконных решеток Брэгга под действием оптического излучения и решетки типа II	15
1.6. Методы повышения фоторефрактивности оптических волокон	16
1.7. Однофотонное и многофотонное поглощение в германо-силикатных стеклах	17
Список использованной литературы (Глава 1)	20
Глава 2. Волоконные брэгговские решетки и методы их записи	
2.1. Методы и технологии записи волоконных брэгговских решеток	23
2.1.1. Запись волоконных брэгговских решеток методом фазовой маски	23
2.1.2. Запись волоконных брэгговских решеток интерферометрическими методами	25
2.1.3. Запись волоконных брэгговских решеток пошаговым методом	26
2.1.4. Специальные методы записи волоконных брэгговских решеток	27
2.2. Одноимпульсная и многоимпульсная запись волоконных брэгговских решеток	28
2.2.1. Волоконные брэгговские решетки типа I и типа II, записанные одиночным импульсом	32
2.2.2. Динамика роста волоконных решеток Брэгга типа I при многоимпульсной экспозиции	36
2.2.3. Наличие у решеток показателя преломления брэгговских резонансов высших порядков	38
2.3. Запись волоконных брэгговских решеток фемтосекундными лазерными импульсами	39
Список использованной литературы (Глава 2)	47

Глава 3. Применение волоконных брэгговских решеток	
3.1. Применение брэгговских решеток в телекоммуникациях	50
3.2. Спектрально-чувствительные датчики на волоконных брэгговских решетках	52
3.3. Интерферометрические датчики на волоконных брэгговских отражателях	55
3.4. Математический метод выделения сигнала от фазового интерферометрического датчика на основе волоконных брэгговских решеток	57
Список использованной литературы (Глава 3)	63
Список сокращений	64

Предисловие

Брэгговские решетки в настоящее время широко используются в оптических волокнах и планарных световодах для уплотнения каналов по длине волны (так называемая DWDM-технология), оптической фильтрации сигналов, как резонаторные зеркала в волоконных и полупроводниковых лазерах, как сглаживающие фильтры в оптических усилителях, для компенсации дисперсии в магистральных каналах связи. Другой областью применения волоконных брэгговских решеток является использование их в различных измерительных системах, контролирующих параметры окружающей среды, такие как: температура, влажность, давление, деформация, содержание химических веществ.

Распределенные по длине световодов решетки Брэгга позволяют создавать акустические системы, выгодно отличающиеся от традиционных комплексов аналогичного назначения стоимостью и технологичностью производства.

Технологии записи распределенных в световоде брэгговских решеток является ключевым звеном в создании нового поколения измерительных комплексов. Разрабатываемые на основе таких оптических волокон гидроакустические антенны, системы охраны протяженных объектов и системы мониторинга состояния магистральных трубопроводов находят все более широкое применение за рубежом. Отличительной особенностью этих систем является большая протяженность контролируемых зон, быстроедействие и уникальные информационные возможности.

Глава 1. Волоконные брэгговские решетки. Общие понятия и механизмы их образования

1.1. Понятие дифракции света

Дифракцией называется совокупность явлений, наблюдаемых при распространении света в среде с резкими неоднородностями и связанных с отклонениями от законов геометрической оптики.

1.2. Основные характеристики волоконной брэгговской решетки

Волоконная брэгговская решетка (ВБР) представляет собой участок оптического волокна (ОВ), в сердцевине которого показатель преломления (ПП) периодически изменяется в продольном направлении (рис. 1.1).

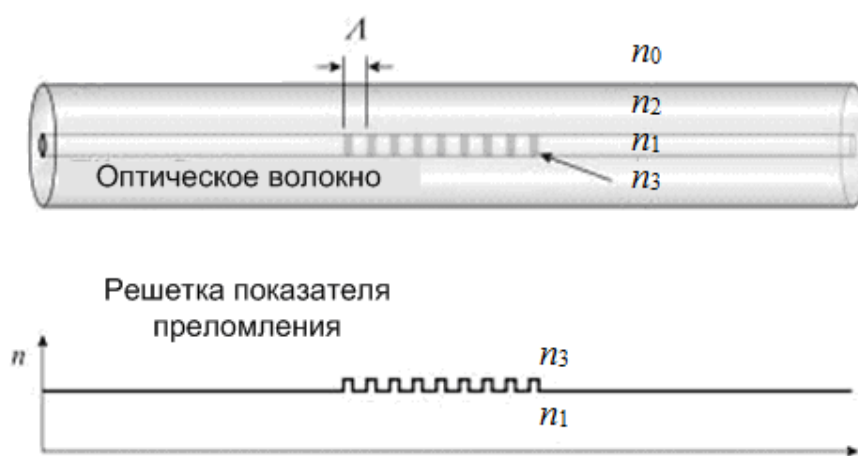


Рис. 1.1. Волоконная брэгговская решётка

Излучение, распространяющееся по ОВ, представляет собой комбинацию собственных мод световода: направляемых и излучательных. Излучательные моды ОВ формируют непрерывную функцию, а направляемые соответствуют дискретному набору постоянных распространения β_i . При отсутствии изменений в ПП, моды распространяются без взаимодействия друг с другом. Поэтому период модуляции ПП выбирается таким образом, чтобы обеспечить необходимое резонансное взаимодействие между выбранными модами световода. Эта модуляция ПП связывает основную моду ОВ с модой, распространяющейся в обратном направлении. В результате, на дискретной длине волны распространяющееся по ОВ излучение отражается от ВБР. Коэффициент отражения зависит от глубины модуляции ПП, а центральная длина волны отражения определяется условием Брэгга [1]:

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda, \quad (1)$$

где λ_B – длина волны брэгговского резонанса, n_{eff} – эффективный ПП сердцевинны волокна для центральной длины волны, Λ – период брэгговской решётки.

Свет, распространяющийся в сердцевине ОВ, рассеивается каждой гранью решетки ПП. Если условия Брэгга не выполняются, то отраженный от

каждой грани решетки свет не попадает в фазу, в конце концов, затухает. Для длин волн, которые удовлетворяют условию Брэгга, вклады отраженного света от каждой грани решетки ПП складываются и распространяются по волокну в обратном направлении [2].

Рассмотрим однородную решетку Брэгга, сформированную в сердцевине одномодового ОВ со средним показателем преломления n_0 . Профиль ПП может быть выражен как [1]:

$$n(z) = n_0 + \Delta n \cos\left(\frac{2\pi x}{\Lambda}\right) \quad (2)$$

где Δn – амплитуда модуляции ПП брэгговской решетки, Λ – период брэгговской решетки, x – расстояние вдоль оси волокна. С помощью теории связанных мод выразим функцию спектра отражения решетки Брэгга [1]:

$$R(\lambda, l) = \frac{\Omega^2 \sinh^2(sl)}{\Delta k^2 \sinh^2(sl) + s^2 \cosh^2(sl)} \quad (3)$$

где $R(\lambda, l)$ – отражение решетки как функция от длины волны λ и длины решетки l , Ω – коэффициент связи, $\Delta k = k - \pi/\lambda$ – волновой вектор расстройки, где $k = 2\pi n_0/\lambda$ – это постоянная распространения и $s^2 = \Omega^2 - \Delta k^2$. Коэффициент связи для синусоидальной функции модуляции ПП выражается:

$$\Omega = \frac{\pi \Delta n \eta(V)}{\lambda} \quad (4)$$

где $\eta(V) \approx 1 - 1/V^2$, ($V \geq 2,4$) – функция, определяющая процент интенсивности основной моды в сердцевине волокна.

Для брэгговской длины волны $\Delta k = 0$, поэтому выражение (3) приобретает вид:

$$R(\lambda, l) = \tanh^2(\Omega l). \quad (5)$$

Рассчитанный спектр отражения решетки как функция длины волны показан на рисунке 1.2.

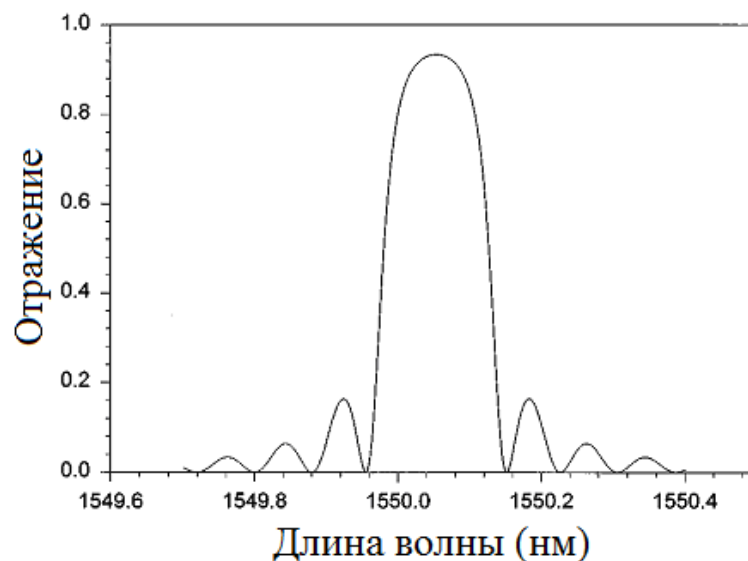


Рис. 1.2. Расчётный спектр отражения ВБР

Коэффициент отражения ВБР тем больше, чем больше глубина модуляции ПП внутри волоконной решетки Брэгга. Из выражения (1) видно, что резонансная длина волны ВБР зависит от эффективного ПП сердцевины световода и периода модуляции ПП.

Одним из важнейших параметров ВБР является величина наведенной модуляции ПП Δn . Для оценки амплитуды наведенной модуляции ПП слабо-отражательной ВБР можно использовать следующую формулу

$$\Delta n = \frac{\lambda_B}{\pi \cdot l} \cdot \tanh^{-1}(\sqrt{r_{\max}}), \quad (6)$$

где r_{\max} – коэффициент отражения на центральной длине волны брэгговского резонанса решетки.

Так, например, для ВБР, имеющей брэгговский резонанс на 1550 нм, с коэффициентом отражения 10% и длиной решетки 15 мм, величина наведенной модуляции ПП Δn в соответствии с формулой (6) составляет примерно $1,077 \times 10^{-5}$.

Основное выражение для расчета ширины спектра отражения ВБР на полувысоте имеет вид [1]:

$$\Delta \lambda = \lambda_B \cdot \alpha \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta n}{2 \cdot n_0}\right)^2 + \left(\frac{1}{N}\right)^2}, \quad (7)$$

где N – число штрихов решетки. Параметр α принимается равным 1 для сильно-отражательных решеток (ВБР с отражением около 100%), в то время как для слабо-отражательных решеток $\alpha \approx 0,5$.

1.3. Модель фоточувствительности германо-силикатного стекла

Явлением фоторефрактивности германо-силикатного стекла называют его способность изменять ПП под действием излучения. Однако в научной литературе для описания происходящих при облучении стекла процессов часто употребляют более широкое понятие - «фоточувствительность», имея в виду то, что при облучении стекла изменяется не только его ПП, но и ряд других материальных свойств [3].

Поглощение германо-силикатных стекол имеет три максимума в УФ диапазоне спектра, расположенных вблизи 185, 242, 325 нм [4].

Германий имеет два стабильных состояния окисления Ge^{+4} и Ge^{+2} , которым соответствуют химические соединения GeO_2 и GeO . Пик поглощения на 185 нм связан с GeO_2 , в свою очередь пики поглощения на 242 и 325 нм связаны с GeO . Однако пик поглощения на 242 нм соответствует синглет-синглетному переходу, в то время как поглощения на 325 нм соответствует триплет-синглетному переходу. Хотя, правило спинового квантового числа диктует, что триплет-синглетный переход запрещен, на самом деле вероятность такого перехода просто намного меньше. Пик поглощения на 242 нм примерно в 1000 раз более интенсивный, чем на 325 нм. Это означает, что поглощение, которое связано с

вероятностью перехода, в 1000 раз больше для полосы на 242 нм по сравнению с полосой на 325 нм; другими словами, синглет-синглетный переход на 3 порядка более «разрешен», чем триплет-синглетный. Таким образом, можно сделать заключение, что полоса поглощения на 325 нм вызвана триплет-синглетным переходом в GeO, в то время как, полоса поглощения на 242 нм вызвана синглет-синглетным переходом в GeO.

Полоса поглощения на 242 нм самая эффективная и наиболее часто используемая для записи решетки ПП в волокно, легированное GeO₂, с помощью УФ излучения. Данная длина волны соответствует энергии в 5 эВ.

Величина поглощения на 5 эВ зависит от ряда условий вытяжки волокна, таких как температура вытяжки, скорость охлаждения, парциальное давление кислорода [5].

Подробное изучение полосы поглощения в районе 5 эВ представлено в работе [6]. Авторами было показано, что поглощение связано с двумя факторами, имеющими два пика на 5,06 и 5,16 эВ, связанные соответственно со структурными неоднородностями в германо-силикатном стекле, а именно, нейтральными кислородными вакансиями (НКВ) (или, дословно, нейтральные кислородные моновакансии – neutral oxygen monovacancies (NOMV)) и двухвалентным состоянием германия Ge²⁺. Первый дефект представлен на рисунке 1.3(а), в его структуре отсутствует атом кислорода, а атом германия соединен с другим атомом германия или кремния. Второй дефект показан на рисунке 1.3(б) и представляет собой Ge²⁺ ион, соединенный с двумя атомами кислорода и имеющий два не спаренных электрона (Ge Lone Pair Center (GLPC) [7]). В литературе данные дефекты, в общем случае, еще называют германиевыми кислородно-дефицитными центрами (ГКДЦ) [3] (germanium-related oxygen-deficient centers (GODC) [8]).

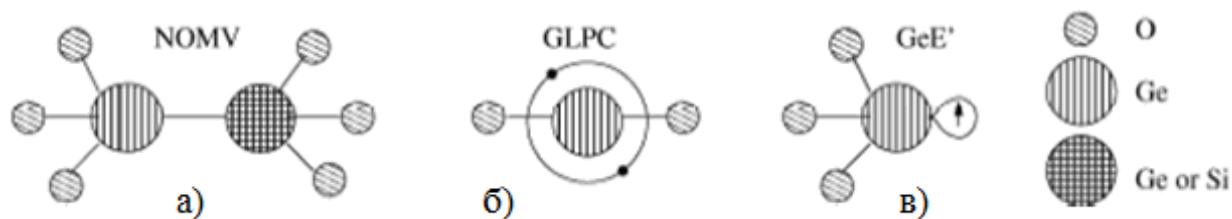


Рис. 1.3. Структуры дефектов

Полоса поглощения на 5,06 эВ имеет полную ширину на полувысоте 0,38 эВ, а полоса поглощения на 5,16 эВ – 0,48 эВ [6].

В таблице 1.1 приведены концентрации нейтральных кислородных вакансий и дивалентных состояний германия Ge²⁺ в GeO₂:SiO₂ и GeO₂ стеклах. Как видно из таблицы, с ростом концентрации GeO₂ отношение нейтральных кислородных вакансий к дивалентным состояниям германия растет, но Ge²⁺ ионы являются основным дефектом, определяющим фоточувствительность волокна, так как количество дивалентных состояний германия примерно на два порядка больше, чем количество нейтральных кислородных вакансий.

Таблица 1.1. Концентрации Ge^{2+} ионов и нейтральных кислородных вакансий в $\text{GeO}_2:\text{SiO}_2$ стекле

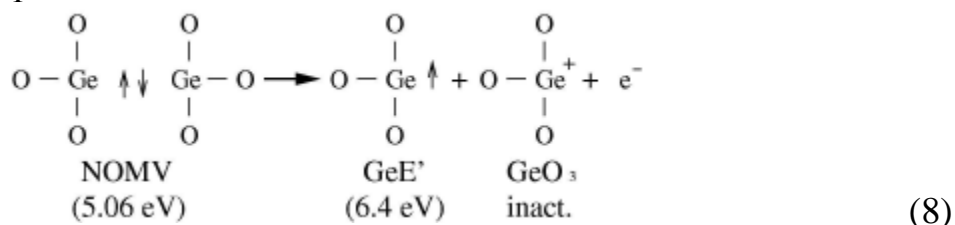
Состав стекла	Концентрация НКВ (см^{-3})	Концентрация Ge^{2+} ионов (см^{-3})	Отношение НКВ к Ge^{2+} ионам
$5\text{GeO}_2:95\text{SiO}_2$	$2,2 \times 10^{16}$	$1,8 \times 10^{18}$	0,012
$10\text{GeO}_2:90\text{SiO}_2$	$6,0 \times 10^{16}$	$1,3 \times 10^{18}$	0,046
GeO_2	$2,2 \times 10^{18}$	$1,3 \times 10^{19}$	0,18

В SiO_2 стекле также есть два аналогичных пика поглощения на 5,02 и 5,15 эВ, связанные с аналогичными дефектами в силикатном стекле. Однако есть существенное различие между SiO_2 и GeO_2 стеклами, заключающееся в концентрации дефектов. В GeO_2 и $\text{GeO}_2:\text{SiO}_2$ стеклах концентрации обоих дефектов порядка $10^{-3}-10^{-4}$ от общего числа Ge ионов. В то время как в SiO_2 стекле концентрации аналогичных дефектов порядка 10^{-9} от общего числа Si ионов. Это объясняется тем, что GeO_2 намного менее стабильное соединение чем SiO_2 и следовательно распад GeO_2 на GeO намного проще, чем распад SiO_2 на SiO .

Более полная модель фоточувствительности германо-силикатного стекла на 5 эВ представлена в работах [7,9].

Как было показано выше, полоса поглощения на 5,06 эВ относится к нейтральным кислородным вакансиям и может быть обесцвечена облучением УФ источниками низкой мощности, например Hg или Xe лампами [10,11].

Реакция (8) демонстрирует процесс образования GeE' центров из нейтральных кислородных вакансий.



На рисунке 1.3(в) также представлен GeE' центр, который представляет собой атом германия, соединенный с тремя атомами кислорода и одним не спаренным электроном, называемый висящей связью. Данный дефект является одним из источников положительного изменения ПП под действием УФ излучения [12].

На рисунке 1.4 представлен спектр изменения поглощения $10\text{GeO}_2-90\text{SiO}_2$ стекла после облучения Hg лампой в течении 230 часов. Из рисунка видно, что полоса поглощения на 5,06 эВ уменьшается, в то время как полоса поглощения на 6,4 эВ растет, что соответствует реакции (8).

Полоса поглощения на 5,16 эВ не может быть обесцвечена УФ источниками низкой интенсивности (Hg или Xe лампы), но именно она ответственна за наблюдаемую люминесценцию на 3,2 эВ и 4,3 эВ. Данное обстоятельство говорит о том, что GLPC не трансформируется в другой дефект под действием УФ излучения низкой интенсивности, а переводится на более высокий энергетический уровень [7].

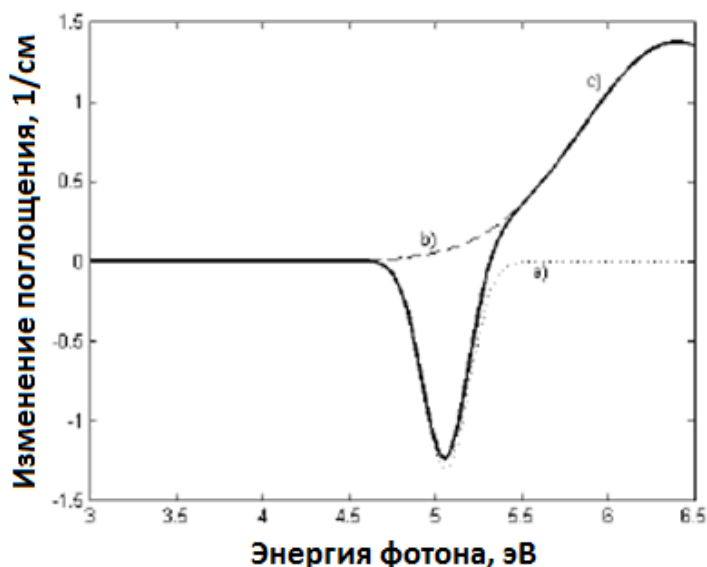


Рис. 1.4. Спектр изменения поглощения $10\text{GeO}_2\text{-}90\text{SiO}_2$ стекла после облучения Hg лампой в течении 230 часов

Схематическая энергетическая диаграмма однофотонного поглощения на 5,06 эВ и 5,16 эВ приведена на рисунке 1.5.

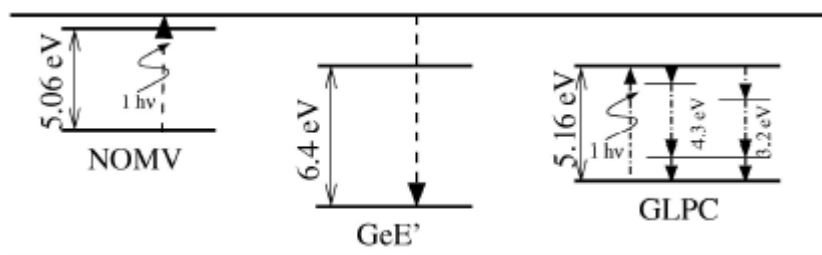
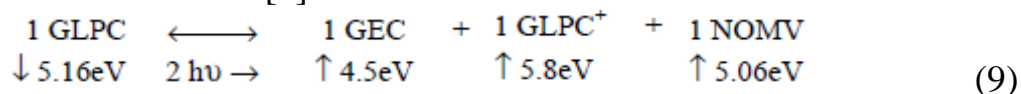


Рис. 1.5. Схематическая энергетическая диаграмма однофотонного поглощения

При однофотонном поглощении НКВ возбуждаются на более высокий уровень внутри запрещенной зоны, однако, данный уровень столь близок к зоне проводимости, что тепловой энергии достаточно, чтобы произвести ионизацию [7].

Полоса поглощения на 5,16 эВ может быть обесцвечена УФ источниками высокой интенсивности, например эксимерными лазерами (ArF, KrF). Так как интенсивность излучения данных лазеров более чем на 7 порядков больше чем у Hg лампы [10], плотности энергии достаточно для двухфотонного поглощения. Таким образом, при обесцвечивании полосы поглощения на 5,16 эВ, связанной с GLPC, реакция (9), образуются новые центры окраски GEC и GLPC^+ [7].



GEC центры образуются в результате захвата электронов на четырехкоординированных атомах германия. Различают GEC типа I и типа II

в зависимости от количества ближайших соседних атомов Ge. Структуры данных центров представлены на рисунке 1.6 [7].

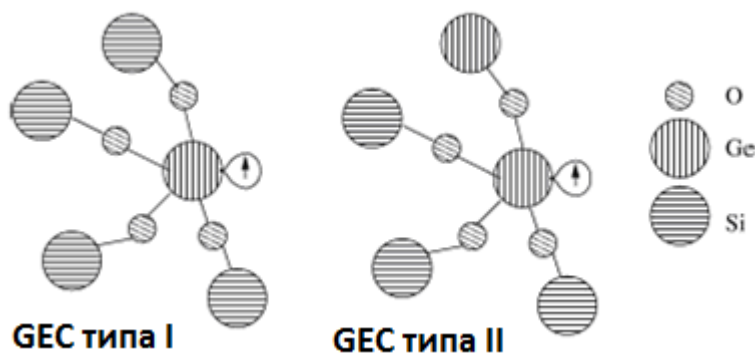


Рис. 1.6. Структуры GEC центров

Донорами электронов для образования GEC центров являются GLPC центры [7], которые, отдав электрон, превращаются в $GLPC^+$ центры.

При обесцвечивании полосы поглощения на 5,16 эВ возникает рост полос поглощения на 4,5 эВ, связанной с ростом концентрации GEC центров и 5,8 эВ, связанной с ростом концентрации $GLPC^+$ центров. Схематическая энергетическая диаграмма для двухфотонного поглощения представлена на рисунке 1.7 [7].

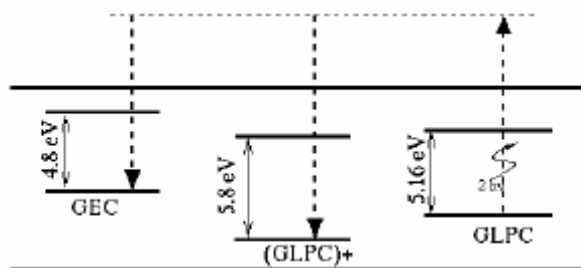


Рис. 1.7. Схематическая энергетическая диаграмма двухфотонного поглощения

В пользу двухфотонного поглощения говорит и то, что полоса на 5,16 эВ обесцвечивается при облучении ХеС1 эксимерным лазером (4,0 эВ) [10], имеющим аналогичную с KrF лазером (5,0 эВ) интенсивность, и не обесцвечивается при облучении Hg лампой (4,9 эВ), имеющей, как уже говорилось выше, на семь порядков меньшую интенсивность излучения [10]. Ширина запрещенной зоны германо-силикатного стекла находится в пределах между 7,1 эВ и 5,63 эВ, что соответствует ширинам запрещенных зон диоксида кремния и диоксида германия [7]. В любом случае, это значение существенно меньше, чем удвоенная энергия фотонов от KrF или ХеС1 эксимерных лазеров.

На рисунке 1.8 представлен спектр изменения поглощения $10GeO_2-90SiO_2$ стекла при облучении KrF эксимерным лазером [7]. Из рисунка видно уменьшение поглощения вблизи 5 эВ и рост на 4,5 эВ и вблизи 6 эВ. Полоса вблизи 6 эВ в спектре поглощения является суперпозицией полос на 5,8 эВ, связанной с GEC центрами, и 6,4 эВ, связанной с GeE' центрами.

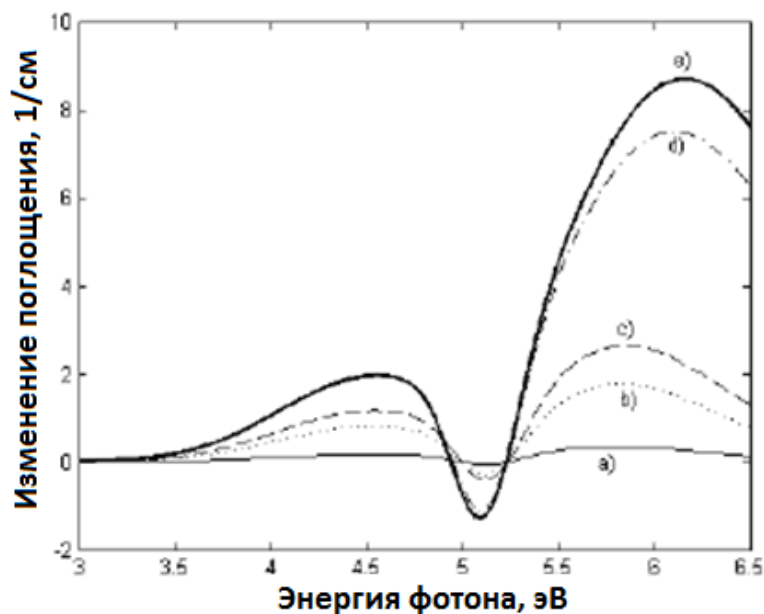
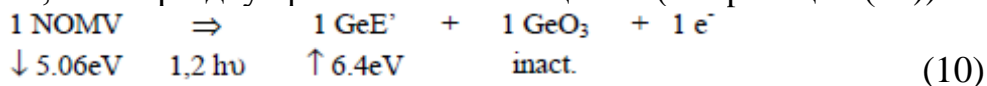


Рис. 1.8. Спектр изменения поглощения $10\text{GeO}_2\text{-}90\text{SiO}_2$ стекла при облучения KrF эксимерным лазером после а) 10 импульсов, б) 60 импульсов, в) 100 импульсов, г) 1000 импульсов, е) 30000 импульсов

Как уже говорилось выше, концентрация НКВ (NOMV) в германо-силикатных стеклах на два порядка меньше, чем GLPC. Однако пропорция между обесцвеченными GLPC и образованными GeE' центрами примерно 1:1 [7]. Для объяснения этого феномена авторы работы [7] предположили, что в ходе реакции (3) помимо GEC и GLPC центров окраски образуются виртуальные НКВ (NOMV).

Кроме того, авторы работ [7,9] показали, что обесцвечивание полосы поглощения на 5,06 эВ, связанной с НКВ (NOMV), исходными или виртуальными (т.е. образованными в ходе реакции (9)) протекает не только при однофотонном, но и при двухфотонном поглощении (см. реакция (10)).



Таким образом, окончательный вид схематической энергетической диаграммы модели фоточувствительности германо-силикатного стекла представлен на рисунке 1.9 [7].

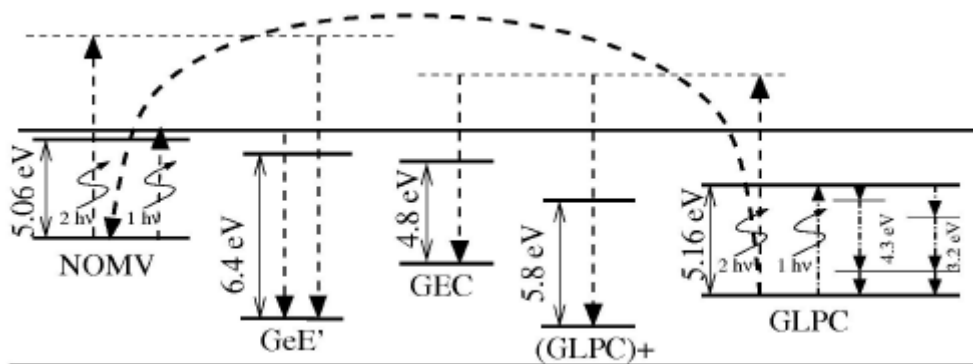


Рис. 1.9. Схематическая энергетическая диаграмма модели фоточувствительности германо-силикатного стекла

1.4. Электрострикционная модель формирования ВБР

В работе [13] предложена электрострикционная модель фоторефрактивного эффекта. Электрострикция обусловлена пространственно-периодической решеткой зарядов, возникающей в процессе облучения германо-силикатного световода УФ интерференционной картиной. По оценке автора [13], вклад электрострикции в образование ВБР сопоставим со вкладом центров окраски и более чем на порядок превышает вклад электрооптического эффекта. Кроме того, электрострикция объясняет образование ВБР типа Па в волоконных световодах с большой концентрацией германия. Автором работы [13] показано, что для создания ВБР с модуляцией ПП $\sim 10^{-4}$ необходим макрперенос менее чем 0,1% фотоэлектронов от имеющихся во время экспозиции.

Электрострикционная модель заключается в следующем. Как было показано в разделе 1.3 фотоионизации ГКДЦ в германо-силикатных световодах создает положительно заряженные центры и свободные электроны. Свободные электроны диффундируют из области с большей интенсивностью в область с меньшей интенсивностью интерференционной картины (рис. 1.10).

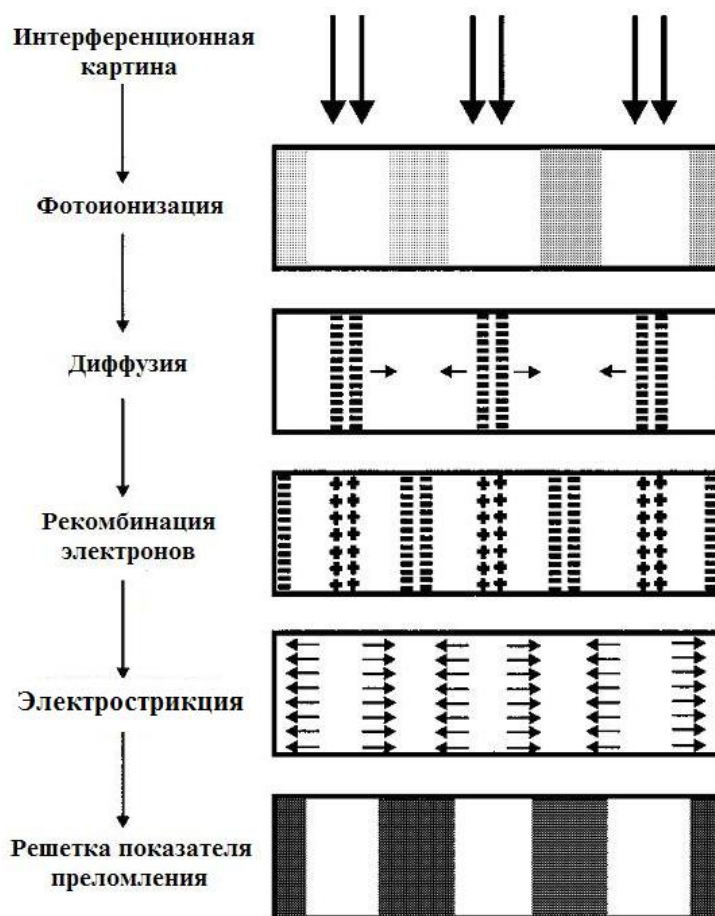


Рис. 1.10. Электрострикционная модель формирования решетки ПП

Для образования стабильной решетки зарядов необходимы стабильные ловушки электронов. Ими являются известные парамагнитные центры Ge(1)

(GEC), образующиеся в результате захвата электронов на четырехкоординированных атомах германия. В процессе рекомбинации часть свободных электронов не возвращается на исходные доноры. После релаксации возбуждения в максимуме интерференционной полосы образуется избыточный положительный заряд. Избыточный отрицательный заряд создает симметричные максимумы на периферии каждой интерференционной полосы. В решетке зарядов возникает электрическое поле U , периодически меняющееся вдоль оси световода. В результате электрострикции максимальное сжатие сердцевинки ОБ будет в области максимального U , тогда как в области $U = 0$ по законам упругости будет растяжение. Таким образом, решетка зарядов создает упругую периодическую деформацию объема сердцевинки ОБ $(V-V_0)/V = \Delta V/V = AU^2$, модуляцию ее плотности и показателя преломления ($\Delta V/V$ – относительное изменение объема, A – коэффициент электрострикции) [13].

Более подробное описание электрострикционной модели образования решетки ПП в германо-силикатных световодах представлено в работе [13].

1.5. Существующие модели формирования ВБР под действием оптического излучения и ВБР типа II

Различная динамика роста решеток, а также существенно различающаяся термостойкость разных типов решеток свидетельствуют о наличии нескольких механизмов, участвующих в изменении индекса ПП под действием оптического излучения [14]. Данные по механизмам образования решеток, приведенные в литературе, часто противоречивы, немногочисленны и иногда относятся к разным типам волокон и используемых лазеров [15].

Помимо рассмотренной выше электрострикционной модели формирования ВБР под действием оптического излучения выделяют модель центров окраски, модель уплотнения и модель сжатия/растяжения [1].

Данные модели могут вносить тот или иной вклад в образование ВБР типа I в германо-силикатных световодах, однако они не могут объяснить образование ВБР типа II.

Решетки типа II, образованные термоупругими напряжениями, записываются при плотности энергии лазерного импульса близкой к порогу разрушения кварцевого стекла ~ 1 Дж/см² [3].

Образование решеток типа II можно объяснить механизмом лазерного повреждения поверхности прозрачных тел [16]. Повреждение прозрачных твердых тел может быть вызвано различными механизмами поглощения энергии лазерного излучения. Среди них отметим механизмы, обусловленные поглощающими включениями в виде ГКДЦ: термоупругий и теплового взрыва и собственный механизм (ударная или многофотонная ионизация) [16].

При этом процесс формирования трещины при лазерном повреждении не зависит от механизма поглощения энергии излучения, а зависит, в первую очередь, от длительности лазерного импульса [17]. Диапазон длительности

лазерных импульсов, в котором реализуется тот или иной характер разрушения, определяется теплофизическими параметрами материалов твердого тела и включений. Для германо-силикатного стекла в области импульсов миллисекундной длительности должен наблюдаться проплав, в области импульсов сверхмалой длительности (фемтосекундный диапазон) – абляция, а в области наносекунд - десятков пикосекунд повреждение идет по механизму образования трещины вследствие локальных термоупругих напряжений [17].

В статье [15] теория образования ВБР термоупругими напряжениями была развита. Авторы предложили механизм формирования решетки ПП в результате зарождения и роста микропор под действием оптического излучения в областях волокна, где локализованы механические напряжения. Авторы показали, что для обычного волокна такими областями являются центральная часть сердцевины и граница раздела между сердцевиной и оболочкой волокна. Для волокон с дополнительными внутренними оболочками (например, двулучепреломляющее ОВ с эллиптической напрягающей оболочкой) такими областями локализации механических напряжений могут служить любые границы раздела двух сред. В результате роста микропор и локализации их на границе раздела двух сред возникают трещины.

Трещины образованные лазерным повреждением на границе раздела двух сред оптического волокна создают вдоль оси распространения света периодические локальные напряжения световедущей части, которые, в свою очередь, создают модуляцию ПП. При этом модуляция ПП для брэгговской решетки типа II достигает $\sim 6 \cdot 10^{-3}$ [18].

В работе [13] автором предполагается другая модель формирования ВБР типа II, основанная на электрострикционной модели. Что при записи ВБР типа I, что при записи ВБР типа II возникает решетка зарядов, с той лишь разницей, что при большей энергии импульса происходит электрический пробой, приводящий к изменению структуры стекла.

1.6. Методы повышения фоторефрактивности оптических волокон

При записи брэгговских решеток в стандартном телекоммуникационном волокне SMF-28, возникает проблема, связанная с тем, что такое волокно с молярной концентрацией германия 3% - 5% имеет слабую фоточувствительность и низкий порог насыщения, недостаточный для эффективной записи решеток ПП [3].

В литературе предложен ряд методов увеличения фоторефрактивности германо-силикатных ОВ. Основной метод заключается в повышении концентрации диоксида германия в сердцевины [8].

Другие методы заключаются в легировании заготовок для вытяжки ОВ такими химическими элементами, как бор, олово, азот, фосфор, сурьма совместно с германием, что приводит к увеличению фоторефрактивности световодов [3].

В ряде работ исследовалась фоточувствительность волоконных световодов, не содержащих германия, а легированных другими элементами: азотом, фосфором, серой, сурьмой [3].

Изготовленные выше указанными способами волоконные световоды имеют материальные и волноводные характеристики, отличные от стандартных, что приводит к дополнительным потерям на стыковку и увеличению линейного затухания оптического сигнала.

В связи с указанными недостатками, представляет интерес увеличение фоточувствительности световодов без значительного изменения его волноводных характеристик. Например, способ насыщения стекла водородом в пламени горелки, способно на порядок увеличить наведенный ПП стандартных световодов [19]. Вместе с тем это ведет к росту концентрации ОН групп в структуре кварцевого стекла, обладающих полосами поглощения в области 1.4 мкм, вносящих дополнительные оптические потери и приводящие к уменьшению механической прочности световода.

Другой способ заключается в насыщении стекла молекулярным водородом при низких температурах и высоком давлении. В таком случае водород находится в стекле в физически растворенном состоянии. Световод, подвергнутый такой обработке, имеет повышенную фоточувствительность до тех пор, пока водород находится в структуре стекла. В ходе обратной диффузии водорода в окружающую среду фоточувствительность уменьшается, возвращаясь к своему исходному значению, поэтому световод, подвергнутый водородной обработке, следует хранить при пониженной температуре [3].

Таким образом, легирование и водородная обработка повышают фоточувствительность световода и позволяют осуществить запись брэгговской дифракционной структуры в оптическом волокне с коэффициентом отражения до 40% для ВБР типа I [20] и до 100% для ВБР типа II [20] одиночным УФ лазерным импульсом наносекундной длительности.

1.7. Однофотонное и многофотонное поглощение в германо-силикатных стеклах

Способ записи решеток Брэгга типа II KrF эксимерными лазерами связан с эффектом разрушения УФ излучением силикатного стекла (особенно легированного германием), который широко исследуется с 1970-х годов с целью производства оптических устройств (например, оптические фильтры на основе брэгговских решеток) в волокнах и тонких пленках. Однако, разрушение стекла лазером видимого и ИК излучения получило мало внимания вследствие низкой энергии фотонов на этих длинах волн. Но благодаря развитию лазеров, способных создавать импульсы фемтосекундной длительности, а, следовательно, с высокой плотностью энергии, побудило ученых исследовать лазеры с энергией фотонов, соответствующей видимому и ИК излучению, для индуцирования

мультифотонных фото-химических реакций и, вследствие этого, оптических устройств в стекле [21].

За последнее время увеличилось число публикаций, например работы [22-28], посвященных записи решеток ПП с помощью лазерных импульсов фемтосекундной длительности. В силу очень высокой интенсивности излучения в импульсе малой длительности поглощение излучения в этом случае происходит в результате многофотонного процесса. Упрощенная схема фото-ионизации через однофотонное и многофотонное поглощение в германо-силикатном стекле представлена на рисунке 1.11. Электрон может перейти из валентной зоны на дефектный уровень, соответствующий германиевым кислородно-дефицитным центрам, как за счет поглощения кванта энергии примерно в 5 эВ, так при одновременном поглощении нескольких фотонов с меньшей энергией. При многофотонном поглощении, длина волны может не попадать в полосу поглощения, но при этом, энергия возбуждения может оказаться больше энергии требуемой для перехода электрона на дефектный уровень [29]. Однако, вероятность такого поглощения мала при сравнительно малых интенсивностях излучения 10-100 МВт/см², которая достигается в импульсах наносекундной длительности и быстро возрастает при переходе к интенсивностям порядка 10-100 и более ГВт/см², которую легко достигнуть в импульсах фемтосекундной длительности. Более подробно о механизмах фотоионизации, возникающих при облучении германо-силикатных ОВ импульсами фемтосекундной длительности рассказано во 2-ой главе данного пособия.

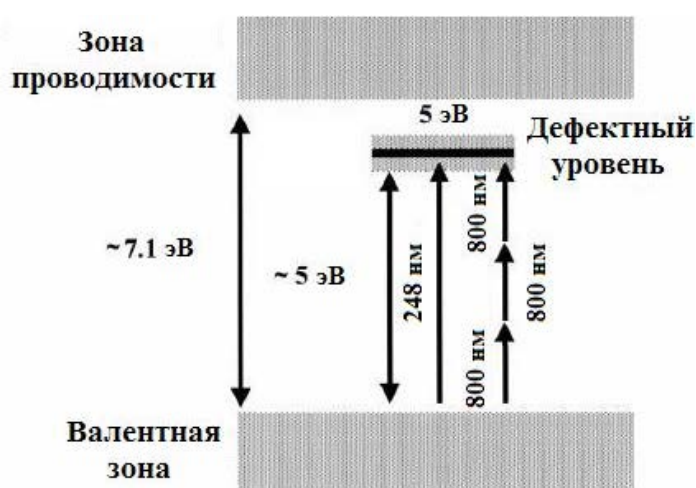


Рис. 1.11. Упрощенная схема фото-ионизации через однофотонное и многофотонное поглощение в германо-силикатном стекле

Также следует подчеркнуть, что фемтосекундными импульсами можно облучать волоконные световоды, без их повреждения или пробоя, излучением с интенсивностью на несколько порядков выше, чем при использовании наносекундных импульсов эксимерных лазеров [30]. Кроме того, использование ИК излучения совместно с фемтосекундными лазерами позволяет производить прямую запись ВБР через стандартное покрытие ОВ.

Данный метод не требует фазовой маски в случае пошагового способа записи ВБР и пригоден для использования стандартных коммерческих волокон без каких-либо дополнительных процедур. Сниженные требования для процесса производства, меньшее время изготовления и большая механическая стойкость решеток являются основными преимуществами, предлагаемыми данным методом.

Список использованной литературы (Глава 1)

1. **Othonos, A.** Fiber Bragg gratings / A. Othonos // *Rev. Sci. Instrum.* – 1997. – V. 68. – № 12. – P. 4309-4341.
2. **Kashyap, R.** Fiber Bragg Gratings / R. Kashyap. – San Diego, CA: Academic Press. – 1999. – 478 p.
3. **Васильев, С. А.** Волоконные решетки показателя преломления и их применение / С. А. Васильев, О. И. Медведков, И. Г. Королев, А. С. Божков, А. С. Курков, Е. М. Дианов // *Квантовая электроника.* – 2005. – Т. 35. – № 12. – С. 1085-1103.
4. **Yuen, M. J.** Ultraviolet absorption studies of germanium silicate glasses / M. J. Yuen // *Appl. Opt.* – 1982. – V. 21. – № 1. – P. 136-140.
5. **Jackson, J. M.** Preparation effects on the UV optical properties of GeO₂ glasses / J. M. Jackson, M. E. Wells, G. Kordas, D. L. Kinser, R. A. Weeks, R. H. Magruder // *J. Appl. Phys.* – 1985. – V. 58. – № 6. – P. 2308-2311.
6. **Hosono, H.** Nature and origin of the 5-eV band in SiO₂:GeO₂ glasses / H. Hosono, Y. Abe, D. L. Kinser, R. A. Weeks, K. Muta, H. Kawazoe // *Phys. Rev. B.* – 1992. – V. 46. – № 18. – P. 11445-11451.
7. **Janer, C.** Ge-doped silica fibers: modelling of photosensitivity / C. Janer, L. M. Rivas, R. M. Rubio, J. L. Galo, L. Navarro, A. Carballar // *Proc. of SPIE.* – 2005. – V. 5971, 59710L-1.
8. **Dong, L.** Ultraviolet absorption in modified chemical vapor deposition performs / L. Dong, J. Pinkstone, P. St. J. Russell, D. N. Payne // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 1994. – V. 11. – № 10. – P. 2106-2111.
9. **Rivas, L. M.** Growth of Second-Order Fiber Gratings based on a New Photosensitivity Model / L. M. Rivas, A. Carballar, C. Janer // *Proc. of SPIE.* – 2005. – V. 5970, 597009-1.
10. **Nishii, J.** Ultraviolet-radiation-induced chemical reactions through one and two-photon absorption processes in GeO₂-SiO₂ glasses / J. Nishii, N. Kitamura, H. Yamanaka, H. Hosono, H. Kawazoe // *Opt. Lett.* – 1995. – V. 20. – № 10. – P. 1184-1186.
11. **Nishii, J.** Photochemical reactions in GeO₂-SiO₂ glasses induced by ultraviolet irradiation: Comparison between Hg lamp and excimer laser / J. Nishii, K. Fukumi, H. Yamanaka, K. Kawamura, H. Hosono, H. Kawazoe // *Phys. Rev. B.* – 1995. – V. 52. – № 3. – P. 1661-1665.
12. **Nishii, J.** Pair generation of Ge electron centers and self-trapped hole centers in GeO₂-SiO₂ glasses by KrF excimer-laser irradiation / J. Nishii, K. Kintaka, H. Hosono, H. Kawazoe, M. Kato, K. Muta // *Phys. Rev. B.* – 1999. – V. 60. – № 10. – P. 7166-7169.
13. **Неуструев, В. Б.** Электрострикционный механизм образования брэгговской решетки в германосиликатных световодах / В. Б. Неуструев // *Квантовая электроника.* – 2001. – Т. 31. – № 11. – С. 1003-1006.

14. **Hill, K. O.** Photosensitivity in optical fibers / K. O. Hill, B. Malo, F. Bilodeau, D. C. Johnson // *Annu. Rev. Mater. Sci.* – 1993. – V. 23. – P. 125-157.
15. **Кукушкин, С. А.** Образование микропор в оптическом волокне под воздействием импульсного УФ света высокой интенсивности / С. А. Кукушкин, А. В. Осипов, М. Г. Шлягин // *Журнал технической физики.* – 2006. – Т. 76. – № 8. – С. 73–84.
16. **Колдунов, М. Ф.** Термоупругий и абляционный механизмы лазерного повреждения поверхности прозрачных твердых тел / М. Ф. Колдунов, А. А. Маненков, И. Л. Покотило // *Квантовая электроника.* – 1998. – Т. 25. – № 3. – С. 277-281.
17. **Колдунов, М. Ф.** Формулировка критерия термоупругого лазерного разрушения прозрачных диэлектриков и зависимость порога разрушения от длительности импульса / М. Ф. Колдунов, А. А. Маненков, И. Л. Покотило // *Квантовая электроника.* – 1997. – Т. 24. – № 10. – С. 944-948.
18. **Reekie, L.** 100% reflectivity fibre gratings produced by a single excimer laser pulse / L. Reekie, J.-L. Archambault, P. St. J. Russell // *OSA/OFC.* – 1993. – paper PD14. – P. 327-330.
19. **Bilodeau, F.** Photosensitization of optical fiber and silica-on-silicon/silica waveguides / F. Bilodeau, B. Malo, A. Albert, D. C. Johnson, K. O. Hill, Y. Hibino, M. Abe, M. Kawachi // *Opt. Lett.* – 1993. – V. 18. – № 12. – P. 953-955.
20. **Chojetzki, C.** High-reflectivity draw-tower fiber Bragg gratings—arrays and single gratings of type II / C. Chojetzki, M. Rothhardt, J. Ommer, S. Unger, K. Schuster, H.-R. Mueller // *Opt. Eng. Lett.* – 2005. – V. 44. – № 6. – P. 060503-1.
21. **Davis, K. M.** Writing waveguides in glass with a femtosecond laser / K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, K. Hirao // *Opt. Lett.* – 1996. – V. 21. – № 21. – P. 1729-1731.
22. **Mihailov, S. J.** Fiber Bragg gratings made with a phase mask and 800-nm femtosecond radiation / S. J. Mihailov, C. W. Smelser, P. Lu, R. B. Walker, D. Grobncic, H. Ding, G. Henderson, J. Unruh // *Opt. Lett.* – 2003. – V. 28. – № 12. – P. 995-997.
23. **Dragomir, A.** Inscription of fiber Bragg gratings by ultraviolet femtosecond radiation / A. Dragomir, D. N. Nikogosyan, K. A. Zagorulko, P. G. Kryukov, E. M. Dianov // *Opt. Lett.* – 2003. – V. 28. – № 22. – P. 2171-2173.
24. **Bernier, M.** Ultrabroadband fiber Bragg gratings written with a highly chirped phase mask and Infrared femtosecond pulses / M. Bernier, Y. Sheng, R. Vallée // *Optics Express.* – 2009. – V. 17. – № 5. – P. 3285-3290.
25. **Becker, M.** Fiber Bragg grating inscription combining DUV sub-picosecond laser pulses and two-beam interferometry / M. Becker, J. Bergmann, S. Brückner, M. Franke, E. Lindner, M. Rothhardt, H. Bartelt // *Optics Express.* – 2008. – V. 16. – № 23. – P. 19169-19178.

26. **Fang, X.** A new method for sampled fiber Bragg grating fabrication by use of both femtosecond laser and CO₂ laser / X. Fang, X. Y. He, C. R. Liao, M. Yang, D. N. Wang, Y. Wang // *Optics Express*. – 2010. – V. 18. – № 3. – P. 2646-2654.
27. **Mihailov, S. J.** Bragg grating writing through the polyimide coating of high NA optical fibres with femtosecond IR radiation / S. J. Mihailov, D. Grobnic, R. B. Walker, C. W. Smelser, G. Cuglietta, T. Graver, A. Mendes // *Optics Communications*. – 2008. – V. 281. – P. 5344-5348.
28. **Kelleher, P.** Inscription of narrow-band fibre Bragg gratings with 264 nm femtosecond pulses / P. Kelleher, D. N. Nikogosyan // *Optical Fiber Technology*. – 2010. – V. 16. – P. 212-216.
29. **Варжель, С. В.** Анализ механизмов фотоиндуцирования фемтосекундными лазерными импульсами Брэгговских дифракционных структур в оптическом волокне / С. В. Варжель, А. В. Куликов, В. Е. Стригалева // Сборник трудов конференции «Фундаментальные проблемы оптики 2010» – СПб.: СПбГУ ИТМО. – 2010. – С. 15-17.
30. **Загорюлько, К. А.** Запись брэгговских решеток в одномодовых волоконных световодах с помощью УФ фемтосекундного излучения / К. А. Загорюлько, П. Г. Крюков, Е. М. Дианов, А. Драгомир, Д. Н. Никогосян // *Квантовая электроника*. – 2003. – Т. 33. – № 8. – С. 728-730.

Глава 2. Волоконные брэгговские решетки и методы их записи

2.1. Методы и технологии записи волоконных брэгговских решеток

Запись волоконных решеток Брэгга, представленная в литературе, может быть классифицирована по типу используемого для записи лазера, длине волны излучения, методу записи, облучаемому материалу и типу решетки [1].

Лазеры, используемые для записи ВБР, могут быть как непрерывными, так и импульсными, с длиной волны излучения от инфракрасного (ИК) до ультрафиолетового (УФ) диапазона спектра. Данные различия определяют пространственную и временную когерентность используемых для записи источников оптического излучения, что, в свою очередь, определяет выбор соответствующего метода записи ВБР. Среди основных методов записи ВБР выделяют пошаговый метод, метод фазовой маски (ФМ) и интерферометрический метод.

Перечисленные выше методы записи решеток ПП широко представлены в современной литературе. Однако впервые образование постоянной во времени решетки ПП в сердцевине ОВ было продемонстрировано в 1978 году в Канадском исследовательском центре связи (Communications Research Centre, Canada) [2, 3]. Волокна, использованные в том опыте, были на основе двуокиси кремния SiO_2 с добавлением двуокиси германия GeO_2 в сердцевину в качестве легирующей примеси. Модуляция ПП была индуцирована стоячей волной в сердцевине волокна, образованной вследствие интерференции двух лучей от аргон-ионного лазера (488 нм), распространяющихся во встречных направлениях: световой волны, отраженной от торца волокна на границе раздела двух сред, и световой волны, распространяющейся в прямом направлении.

Полученная таким способом пространственная модуляция ПП в световедущей части волокна работает как резонансный отражатель той же длины волны, что использовалась при записи, в соответствии с условием Брэгга [3].

Только в 1989 году авторы работы [4] продемонстрировали возможность формирования решеток ПП путем облучения волокна через боковую поверхность интерференционной картиной, создаваемой двумя пересекающимися лучами УФ света.

С этого момента началось активное исследование волоконных решеток Брэгга, и на сегодняшний день широко применяемые методы записи ВБР позволяют изготавливать брэгговские решетки с эффективностью 0,1–99,9% и шириной полосы отражения 0,01–10 нм.

2.1.1. Запись волоконных брэгговских решеток методом фазовой маски

Индуктирование решеток Брэгга в ОВ одиночным импульсом эксимерного лазера методом ФМ является наиболее простым и эффективным, так как позволяет исключить из схемы записи дорогостоящие

виброизолирующие столы, развязанные фундаменты и основания, необходимые при многоимпульсной записи, и при этом получать решетки с требуемыми характеристиками. Принципиальная схема записи ВБР методом фазовой маски представлена на рисунке 2.1.

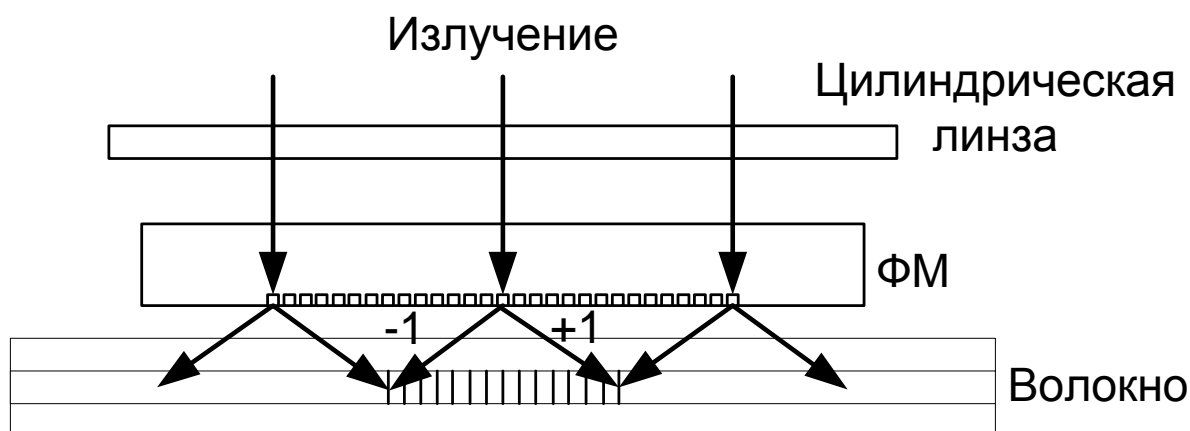


Рис. 2.1. Принципиальная схема записи ВБР методом фазовой маски

Цилиндрическая линза фокусирует излучение по одной из осей для достижения требуемой плотности энергии. Излучение, проходя через фазовую маску, дифрагирует на $+1$ и -1 порядки. Интерференционная картина $+1$ и -1 порядков осуществляет запись решетки ПП в сердцевине ОВ, закрепленного на расстоянии нескольких микрон от ФМ.

С другой стороны, такой метод не позволяет менять длину волны отражения ВБР, вследствие фиксированного значения периода ФМ. Также данный метод не позволяет производить запись решеток Брэгга в процессе вытяжки волокна, так как последнее требует отсутствия оптических элементов вблизи движущегося световода [5].

Кроме того, при использовании УФ света нужно производить процедуру снятия защитной полимерной оболочки волокна перед записью решетки. Эта процедура необходима, так как стандартные полимеры, используемые в качестве оболочки волокна, непрозрачны для УФ света. Снятие оболочки приводит к удлинению процесса изготовления волокна с записанной в нем дифракционной структурой и снижает прочность ОВ.

Хотя и существуют некоторые методы для записи решеток ПП с помощью УФ излучения через полимерное покрытие, но они имеют существенные недостатки. Один основан на факте, что стандартное полимерное покрытие более прозрачно в ближнем УФ диапазоне (300-364 нм), чем в традиционном для записи диапазоне (244-248 нм). Однако это требует увеличения дополнительного легирования такого волокна, чтобы компенсировать слабую фоточувствительность стекла на этих длинах волн. Другой способ основан на использовании специального покрытия, прозрачного для нужного диапазона УФ излучения, однако такой способ менее эффективный с точки зрения требуемых затрат на производство.

2.1.2. Запись волоконных брэгговских решеток интерферометрическим методом

В свою очередь, метод записи решеток Брэгга в интерферометре Тальбота, показанный на рисунке 2.2, позволяет производить запись решеток Брэгга в процессе вытяжки ОВ, вследствие отсутствия оптических элементов вблизи движущегося световода.

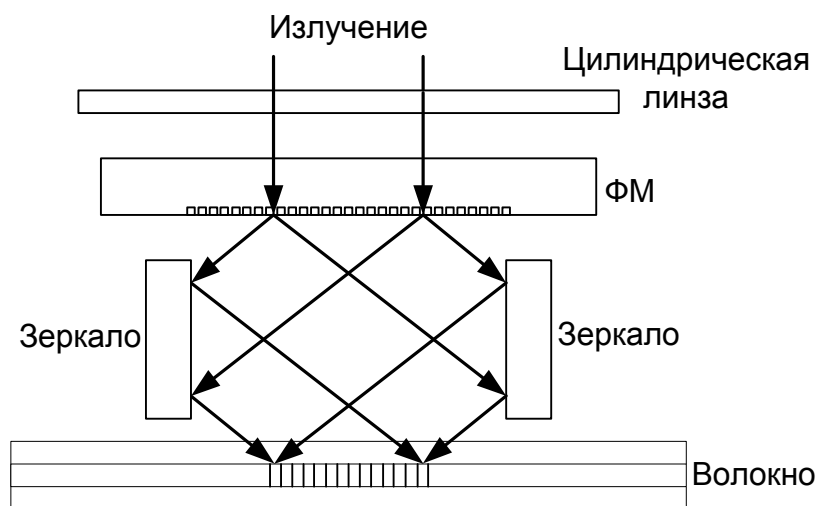


Рис. 2.2. Запись ВБР в схеме с интерферометром Тальбота

Кроме того, путем изменения угла между лучами в данной схеме может быть подстроен период интерференционной картины, а, следовательно, и период решетки ПП, отражающей излучение в соответствии с условием Брэгга. Таким образом, данным способом решетки могут быть записаны на отражение любой длины волны в очень широком диапазоне. Также данный метод позволяет полностью убрать нулевой порядок дифракции от фазовой маски, за счет использования поглощающего экрана и не имеет зависимости видности интерференционной картины от распределения пространственной когерентности в пучке лазера, вследствие интерференции лучей света, вышедших из одной точки пучка.

Таким образом, интерферометр Тальбота реализует амплитудное разделение оптического излучения, которое может быть выполнено или ФМ, как в данной схеме (рис. 2.2), или светоделительной пластиной (кубиком). Существует также интерферометрическая схема записи ВБР с пространственным разделением пучка света, которая реализуется с помощью интерферометра Ллойда, представленная на рисунке 2.3.

Такой интерферометр (рис. 2.3) может быть создан, например, с использованием диэлектрического зеркала, которое делит фронт пучка на две равные части [6]. Как и в предыдущей схеме, здесь возможна перестройка угла между лучами путем поворота зеркала вместе с закрепленным на нем ОВ. Вследствие меньшего числа оптических элементов по сравнению с интерферометрическими схемами записи решеток ПП с амплитудным разделением оптического излучения данная схема обладает лучшей стабильностью.

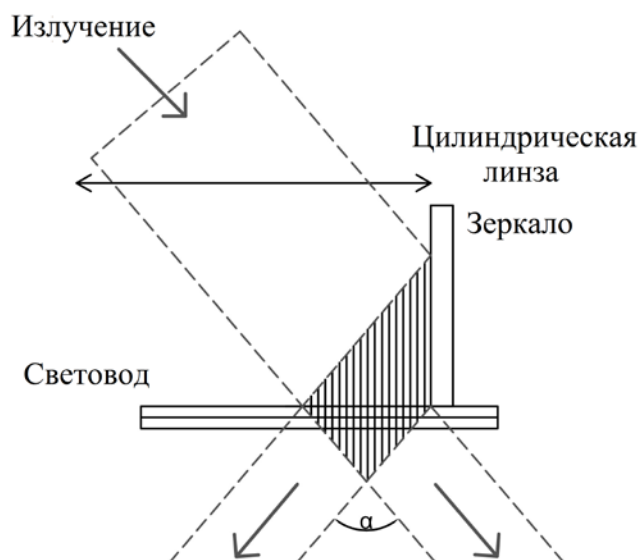


Рис. 2.3. Запись ВБР в схеме с интерферометром Ллойда

Недостатком данной схемы являются высокие требования к пространственной когерентности оптического излучения, так как интерферируют лучи, вышедшие из разных точек пучка света.

2.1.3. Запись волоконных брэгговских решеток пошаговым методом

Еще один применяющийся на сегодняшний день метод записи – это пошаговый метод. Привлекательность данного метода в том, что он устраняет необходимость использования фазовой маски и позволяет записывать решетки с брэгговским резонансом на любой длине волны [7]. Кроме того данный метод позволяет формировать произвольные профили отдельного штриха решетки и всего распределения амплитуды наведенного ПП в целом, а также изменять период по длине решетки [6], то есть создавать чирпированные ВБР без использования ФМ с переменным по длине периодом. Принципиальная схема записи ВБР пошаговым методом продемонстрирована на рисунке 2.4.

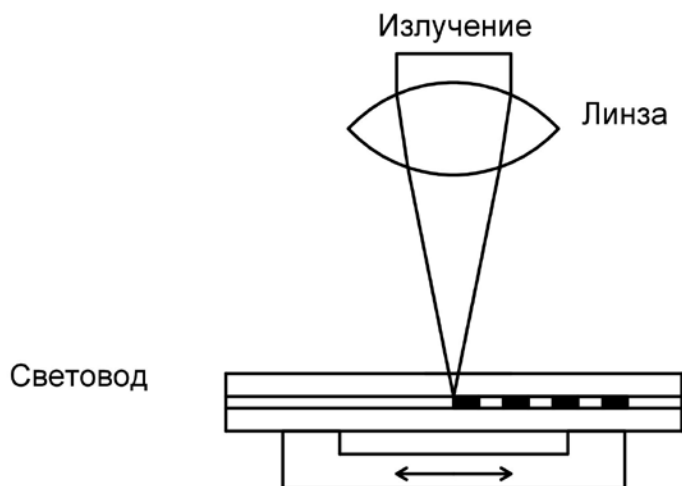


Рис. 2.4. Принципиальная схема записи ВБР пошаговым методом

Однако данный метод имеет и ряд существенных недостатков: это и необходимость прецизионной механической трансляции ОВ вдоль сфокусированного излучения, и невозможность записи решетки ПП одиночным импульсом.

2.1.4. Специальные методы записи волоконных брэгговских решеток

В спектрах однородных ВБР обычно наблюдаются боковые максимумы (рис. 1.2), положение которых определяется длиной решетки [6]. Аподизация решеток Брэгга может существенно подавить боковые максимумы, что допускает более близкое спектральное расположение оптических каналов в DWDM системах вследствие значительного уменьшения перекрестной помехи между ними [6]. Под аподизацией решеток подразумевается плавное изменение амплитуды модуляции наведенного ПП в решетке по ее длине [8]. Таким образом, применение гауссовой огибающей профиля наведенного ПП ВБР позволяет устранить боковые максимумы с длинноволновой стороны от основного резонанса. Наличие боковых максимумов с коротковолновой стороны вызвано изменением среднего наведенного ПП в решетке; их можно устранить, если обеспечить постоянство этой величины по всей длине решетки [6].

Для компенсации временной дисперсии световых импульсов в современных волоконно-оптических линиях связи значительный интерес представляют решетки, резонансная длина волны которых заданным образом меняется вдоль их длины непрерывно или ступенчато. Такие chirпированные решетки имеют широкий спектр отражения/пропускания (свыше 100 нм) или большую дисперсию (более 1000 пс/нм). Запись решеток этого типа производится при изменении периода модуляции наведенного ПП или эффективного ПП основной моды по длине решетки [6].

Также в литературе выделяют несколько специальных структур ВБР. К наиболее важным из них следует отнести [6]:

- Решетки с фазовыми сдвигами в структуре (phase-shifted Bragg grating). Внесение фазового сдвига приводит к появлению внутри полосы отражения узкой области пропускания, ширина которой обычно составляет несколько десятков мегагерц. Фазовый сдвиг в решетке может быть сформирован как на стадии записи всей структуры, так и путем отдельного его наведения в предварительно записанной решетке. При увеличении фазового сдвига (обычно это реализуется путем записи двух пространственно разнесенных решеток с одинаковой λ_{BG}) число областей пропускания в полосе отражения увеличивается, и такая структура по аналогии с объемной оптикой обычно называется интерферометром (или фильтром) Фабри - Перо.

- Суперструктура на основе ВБР (superstructured/sampled Bragg grating). Если параметры ВБР периодически изменяются по длине с периодом, много большим собственного периода решетки (обычно 0.1-10 мм), то в ее спектре возникают несколько узкополосных пиков, заполняющих определенный спектральный интервал. Такую суперструктуру, как правило, изготавливают

путем последовательной записи отдельных периодически расположенных ВБР.

- Суперпозиция нескольких ВБР (superimposed Bragg grating). При высокой фоточувствительности волоконного световода в одном и том же месте сердцевины может быть записано несколько последовательно наложенных друг на друга решеток с различными периодами. Наложение каждой следующей решетки приводит к уменьшению коэффициента отражения предыдущих, тем не менее, была продемонстрирована запись суперпозиции семи ВБР с коэффициентами отражения 50 % - 60 %.

- Брэгговские решетки с наклонными штрихами (tilted/blazed Bragg grating). Наклон плоскости штриха ВБР по отношению к оси ОВ позволяет увеличить связь основной моды волоконного световода с модами оболочки или излучательными модами. На основе таких решеток удастся реализовать волоконные неотражающие фильтры различной ширины, которые могут быть также использованы для модификации спектров усиления и люминесценции широкополосных источников оптического излучения.

2.2. Одноимпульсная и многоимпульсная запись волоконных брэгговских решеток

Хотя современные методы записи ВБР при длительной экспозиции позволяют создавать дифракционные структуры с практически любыми параметрами, многоимпульсное индуцирование решеток не позволяет создавать массивы ВБР в процессе вытяжки ОВ, где используется одноимпульсная запись.

Примеры одноимпульсного и многоимпульсного индуцирования ВБР продемонстрируем на схемах записи решеток методом фазовой маски (рис. 2.5) и интерферометрическим методом (рис. 2.6).

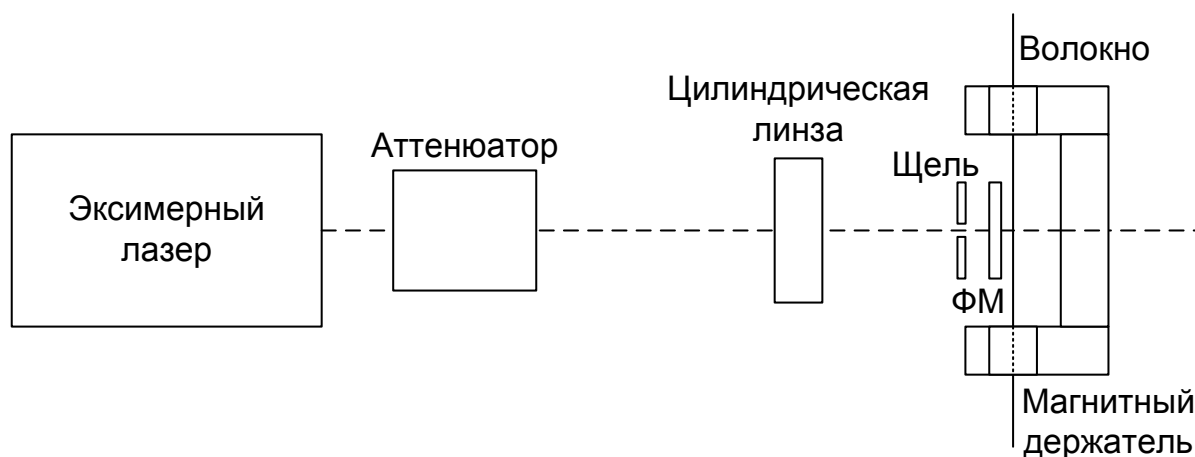


Рис. 2.5. Схема записи ВБР методом ФМ

Экцимерный лазер (рис. 2.5) Coherent Complex 102 (газовая смесь KrF) генерирует 20 нс импульсы на длине волны 248 нм с частотой 1 Гц. Атенюатор со встроенным затвором позволяет выделить одиночный импульс из их последовательности, когда лазер уже выведен в стационарный

режим работы. Цилиндрическая линза фокусирует лазерный пучок по одной из осей для достижения требуемой плотности энергии. Щель позволяет менять размер облучаемой области волокна, тем самым, позволяя варьировать длину ВБР, а, следовательно, и ее спектральные характеристики.

В схеме на рисунке 2.6 используется интерферометр Тальбота и эксимерный лазер Coherent Compex 150 T (у данной лазерной системы по сравнению с Compex 102 улучшены характеристики лазерного пучка, стабильность энергии от импульса к импульсу, также увеличены длины пространственной и временной когерентности [9]).

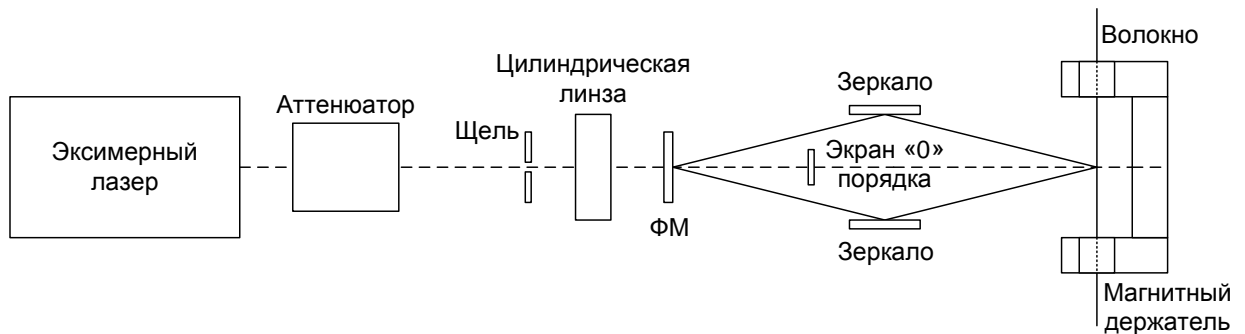


Рис. 2.6. Схема записи ВБР интерферометрическим методом

Для записи решеток Брэгга применялось двулучепреломляющее ОВ с эллиптической напрягающей оболочкой, полученное по технологии [10, 11]. Конструкция двулучепреломляющего ОВ с эллиптической напрягающей оболочкой представлена на рисунке 2.7.

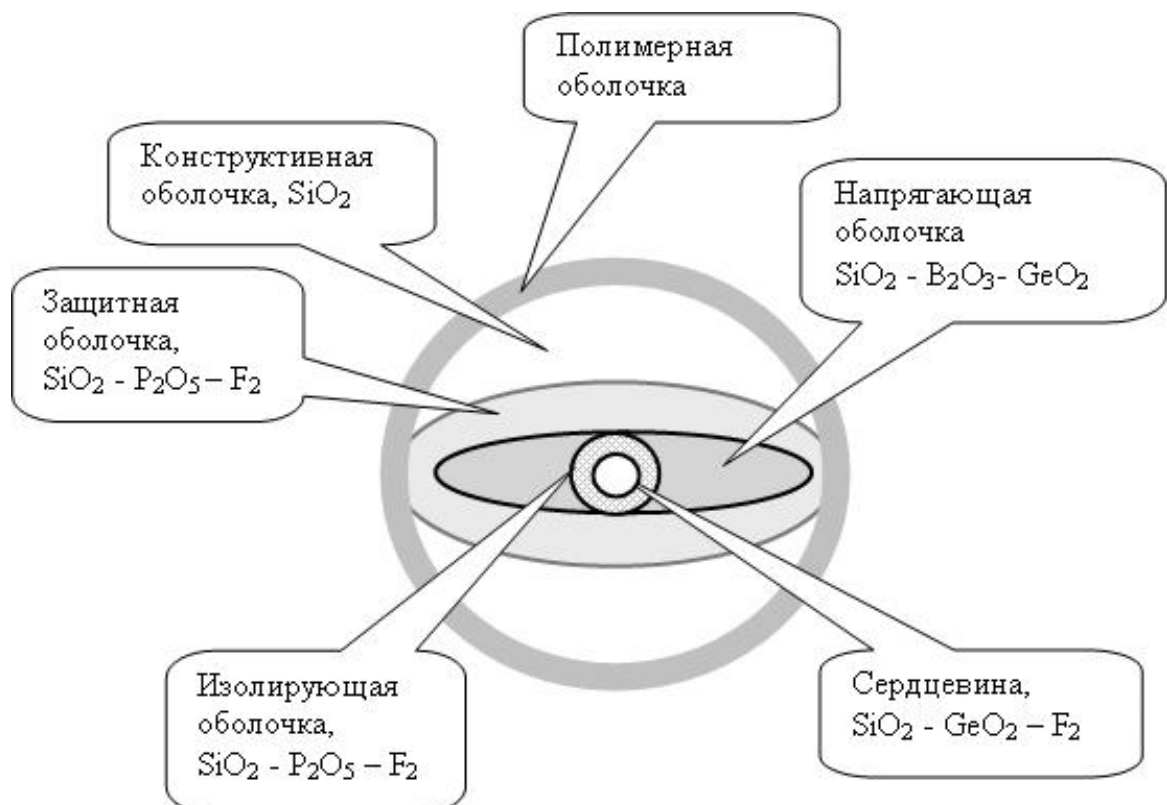


Рис. 2.7. Конструкция двулучепреломляющего ОВ с эллиптической напрягающей оболочкой

Для повышения фоторефрактивности волокна концентрация GeO_2 в его сердцевине была увеличена до 12, 16 и 18 мол. % для различных образцов анизотропных волокон. Метод легирования заготовок для вытяжки оптического волокна диоксидом германия (GeO_2) является наиболее простым, эффективным и дающим неизменяемый во времени коэффициент приращения фоточувствительности. Кроме того, увеличение фоторефрактивности на стадии формирования заготовок в перспективе позволяет осуществлять запись массивов ВБР в процессе вытяжки оптического волокна. К недостаткам выбранного метода относится увеличение линейных оптических потерь световода. Например, для используемого в работе двулучепреломляющего ОВ с напрягающей эллиптической оболочкой с содержанием GeO_2 16 мол. % потери составляют около 18 дБ/км на длине волны 1550 нм. Притом, что потери в двулучепреломляющем ОВ с эллиптической напрягающей оболочкой с содержанием GeO_2 4 мол. %, изготовленном по той же технологии [10, 11], не превышают 1 дБ/км на длине волны 1550 нм.

На рисунке 2.8 представлен спектр отражения ВБР типа I, записанной одиночным импульсом KrF эксимерного лазера методом фазовой маски (рис. 2.5). Решетка записана в двулучепреломляющем ОВ с эллиптической напрягающей оболочкой с содержанием GeO_2 18 мол. %. Коэффициент отражения составляет ~ 2%, ширина пика отражения на полувысоте составляет около 0,1 нм. Представленная ВБР была записана при плотности энергии 20 нс импульса эксимерного лазера на волокне ~ 400 мДж/см².

Наличие двух пиков отражения на рис. 2.8 обусловлено тем, что решетка индуцирована в двулучепреломляющее ОВ. Так как эффективный ПП для каждой из выделенных осей анизотропного волокна различный, то и длина волны брэгговского резонанса будет отличаться для света распространяющегося по быстрой и медленной оси двулучепреломляющего световода.

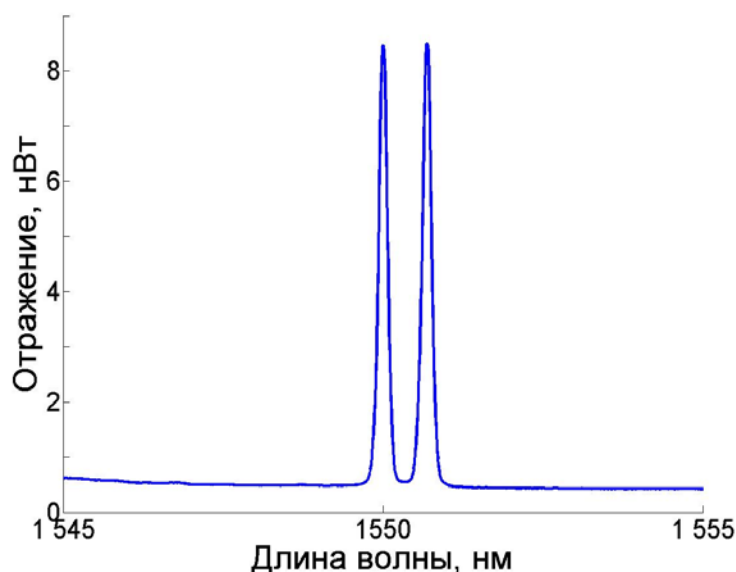


Рис. 2.8. Спектр отражения ВБР типа I, записанной одиночным импульсом

На рисунке 2.9 представлен спектр отражения ВБР типа I, записанной при длительной экспозиции интерферометрическим методом (рис. 2.6) KrF эксимерным лазером. Решетка записана в двулучепреломляющее ОВ с эллиптической напрягающей оболочкой с содержанием GeO₂ 12 мол. %. Время экспозиции – 1 час. Коэффициент отражения составляет ~ 42%, ширина пика отражения на полувысоте составляет около 0,5 нм.

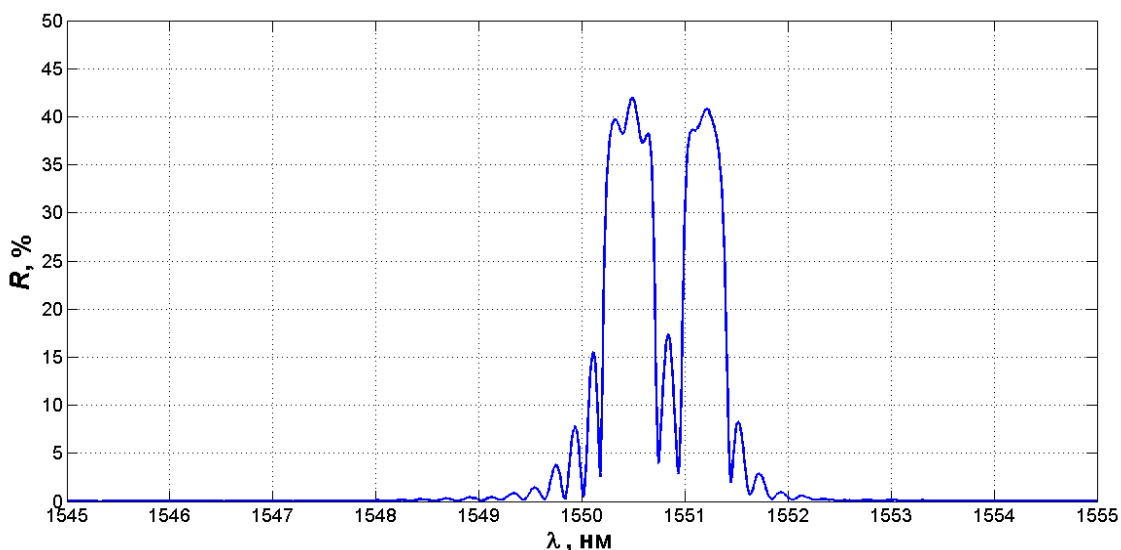


Рис. 2.9. Спектр отражения ВБР типа I, записанной при длительной экспозиции (линейная шкала)

На рисунке 2.10 представлен спектр отражения той же ВБР только в логарифмической шкале.

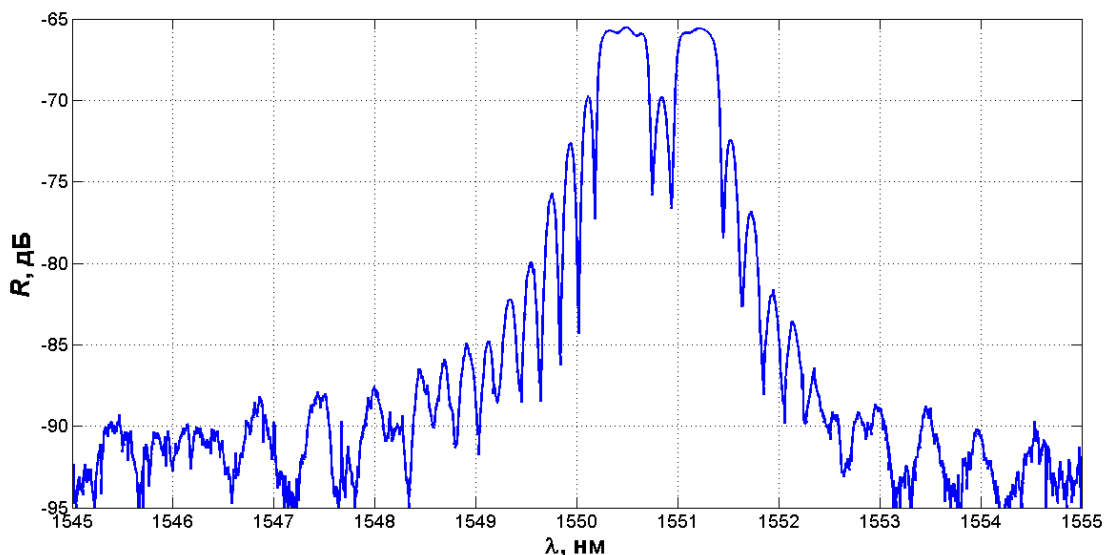


Рис. 2.10. Спектр отражения ВБР типа I, записанной при длительной экспозиции (логарифмическая шкала)

2.2.1. Волоконные брэгговские решетки типа I и типа II, записанные одиночным импульсом

На рисунке 2.11 представлен спектр отражения ВБР, записанной одиночным импульсом KrF эксимерного лазера в двулучепреломляющее ОВ

с эллиптической напрягающей оболочкой с 16 мол. % GeO_2 . Представленная ВБР была записана с энергией 75,9 мДж на выходе аттенюатора (рис. 2.5). Данная ВБР это решетка типа I.

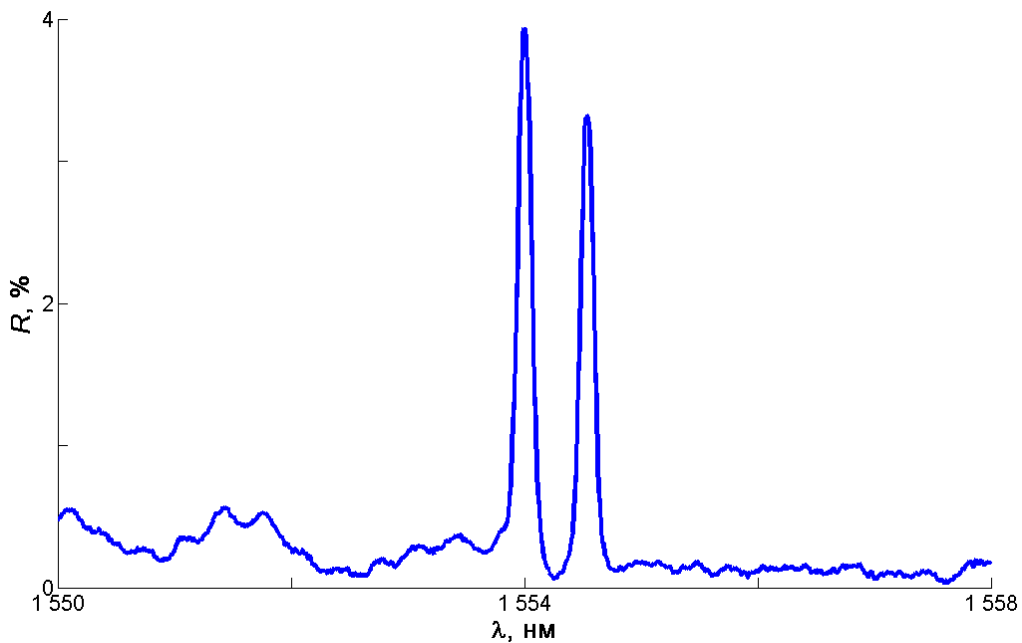


Рис. 2.11. Спектр ВБР типа I

При небольшом увеличении энергии на выходе аттенюатора (рис. 2.5) до 79,3 мДж, так что плотность энергии на ОВ близка к 1 Дж/см^2 , решетка типа II [б] была записана в тоже волокно одиночным импульсом эксимерного лазера. На рисунке 2.12 представлены спектры ВБР типа II: отражения (а), пропускания (б).

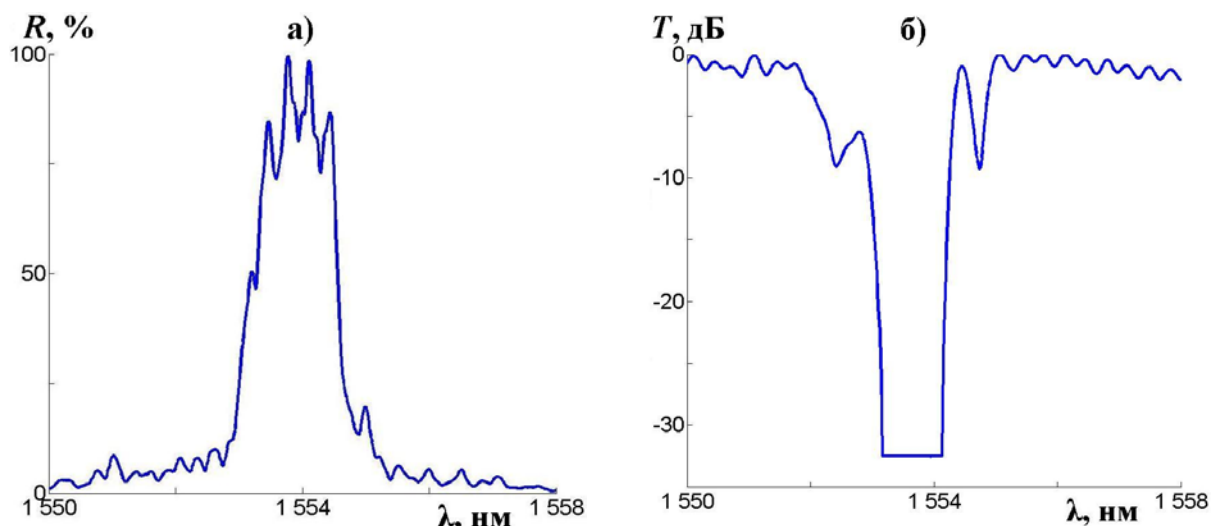


Рис. 2.12. Спектры ВБР типа II: а) отражения; б) пропускания

ВБР типа II имеют отражение до 100% и ширину спектра на полувысоте более 1 нм. Вследствие уширения спектров, произошло слияние пиков отражения двух ортогональных поляризаций.

Исследование термического воздействия на ВБР [12] и их визуализация [13] подтверждает, что это решетки типа II, которые могут выдерживать высокие температуры (до 1000 °С) по сравнению с ВБР типа I, которые могут быть полностью стерты из ОВ при 300 °С [6]. Как показано авторами в работе [12], отжиг ВБР типа II начинается только при температуре 900 °С, что соответствует данным представленным в работах [14, 15].

Также представленная зависимость типа индуцируемой решетки от энергии в импульсе соответствует экспериментальным данным, представленным в [15, 16].

На рис. 2.13 представлено изображение ВБР в двулучепреломляющем ОВ с содержанием GeO₂ 16 мол. %, полученное методом дифференциального интерференционного контраста (ДИК) с лазером 405 нм [17]. Изображения решеток получены на конфокальном сканирующем люминесцентном микроскопе Zeiss LSM-710 на основе прямого оптического микроскопа Axio Imager.Z1. Примечательно, что образующая ВБР система микропор в ОВ столь сильно рассеивает свет, что хорошо видна на изображениях, полученных методами как ДИК и темного поля, так и традиционной микроскопией светлого поля.

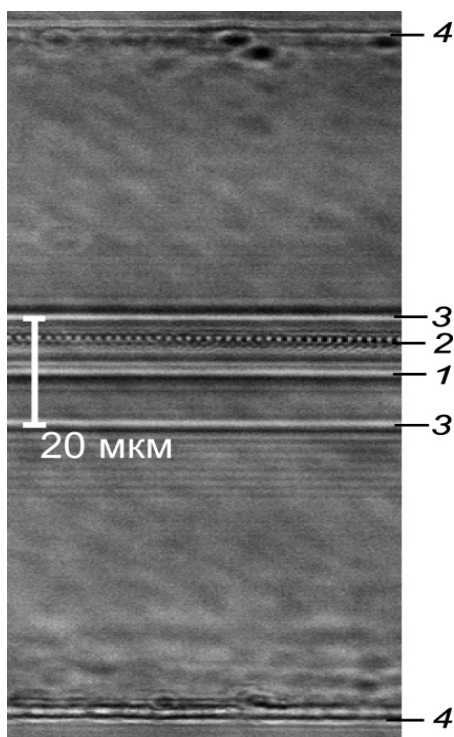


Рис. 2.13. Изображение ВБР в двулучепреломляющем ОВ с содержанием GeO₂ 16 мол. %, полученное методом ДИК с лазером 405 нм, где: 1 – сердцевина, 2 – неоднородная периодическая структура, 3 – граница между изолирующей и напрягающей оболочками, 4 – внешняя граница оптического волокна

Микропоры, образованием которых обусловлены решетки типа II, локализуются в области границ между сердцевиной и изолирующей оболочкой, а так же между изолирующей и напрягающей оболочками.

Одноимпульсная запись ВБР типа II создает в ОВ с эллиптической напрягающей оболочкой неоднородную периодическую структуру, пространственный период которой равен периоду ФМ ($\Lambda_{\text{ФМ}} = 1065,3 \text{ нм}$). Измеренный период ВБР (рис. 2.13) составляет 1,06 мкм. Хотя период интерференционной картины, создаваемой +1/-1 порядками дифракции ФМ, равен половине ее периода $\Lambda_{\text{ФМ}}/2$, решетки с таким периодом на снимках не наблюдаются. Однако отсутствие на фотографических изображениях решеток с периодом $\Lambda_{\text{ФМ}}/2$ может быть вызвано работой на пределе разрешающей способности оптического микроскопа.

Вследствие наличия 0-го и более высоких порядков дифракции и сложного пространственного распределения интерференционной картины максимумы интенсивности имеют период $\Lambda_{\text{ФМ}}$, что с учетом порогового механизма записи ВБР типа II создает в волокне периодическую структуру с пространственным периодом $\Lambda_{\text{ФМ}}$.

Индукирование ВБР одиночным импульсом позволяет проводить их запись в процессе вытяжки ОВ. Башня вытяжки с установленным на ней интерферометром Тальбота представлена на рисунке 2.14.

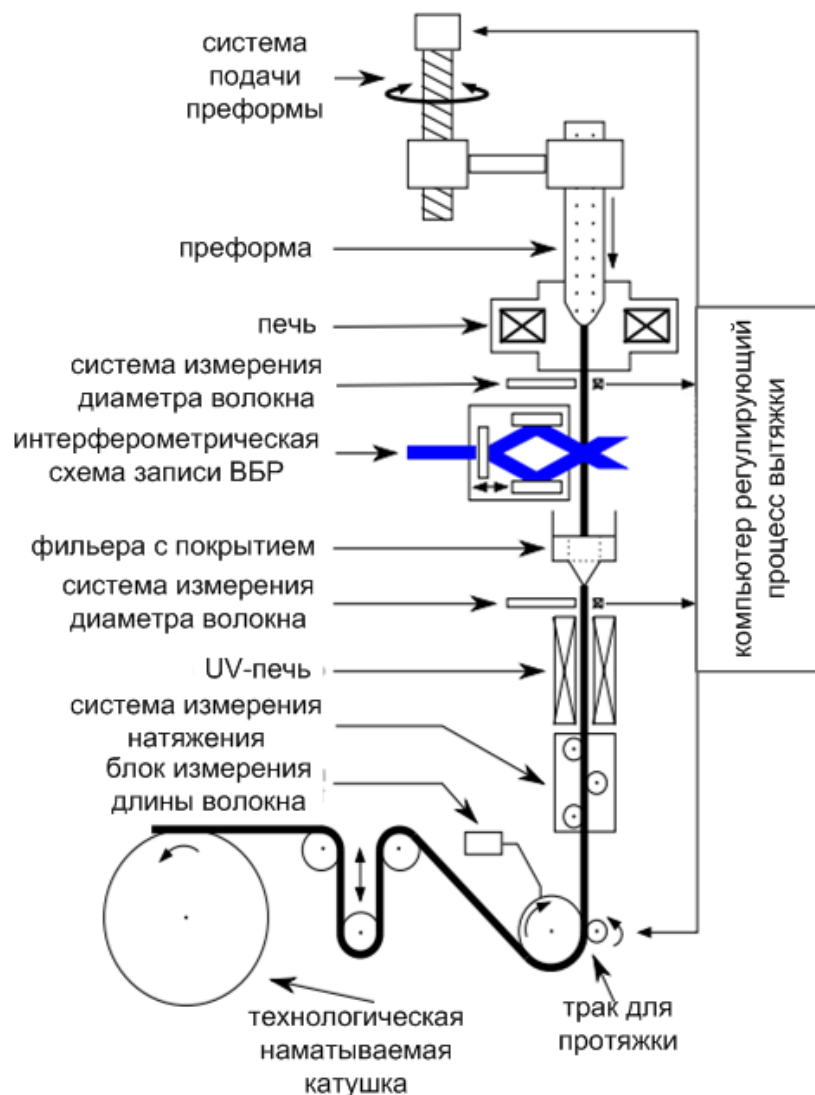


Рис. 2.14. Технология записи брэгговских решеток в процессе вытяжки оптического волокна

В работе [9] авторы продемонстрировали результаты записи ВБР и массивов ВБР на башне вытяжки. Авторам удалось записать массивы ВБР в процессе вытяжки волокна. Достигнут коэффициент отражения решеток до 40% для ВБР типа I и около 100% для ВБР типа II. На рисунке 2.15 продемонстрирован спектр массива ВБР типа I, полученного в процессе вытяжки волокна. Подобные массивы можно использовать для построения распределенных датчиков температуры с мультиплексированием по длинам волн.

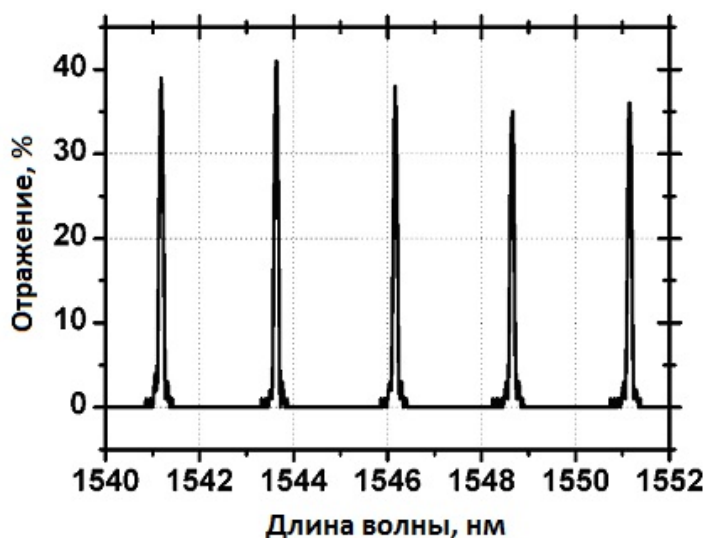


Рис. 2.15. Спектр отражения массива из 5 ВБР

Спектр отражения массива из 2 ВБР типа II представлен на рисунке 2.16.

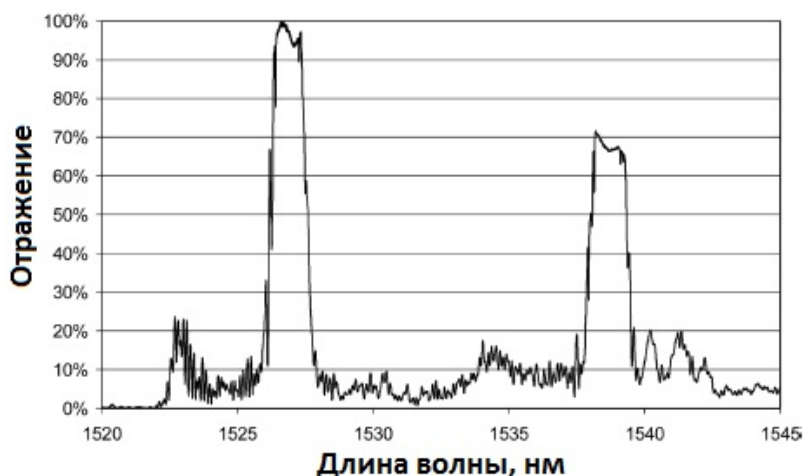


Рис. 2.16 Спектр отражения массива из 2 ВБР типа II

2.2.2. Динамика роста волоконных решеток Брэгга типа I при многоимпульсной экспозиции

При многоимпульсной записи ВБР интересно наблюдать динамику изменения коэффициента отражения, ширины спектра на полувысоте и длины волны брэгговского резонанса решетке. На рисунках 2.17-2.19 представлена

такая динамика для решетки, представленной на рисунке 2.9, записанная интерферометрическим методом (рис. 2.6).

На рисунке 2.17 представлена зависимость отношения коэффициента отражения ВБР типа I к коэффициенту френелевского отражения (взятого за опорный уровень) в децибелах от длительности экспозиции.

Из рисунка видно, что основной рост отражения решетки наблюдается в первые минуты записи ВБР, который постепенно приходит в насыщение.

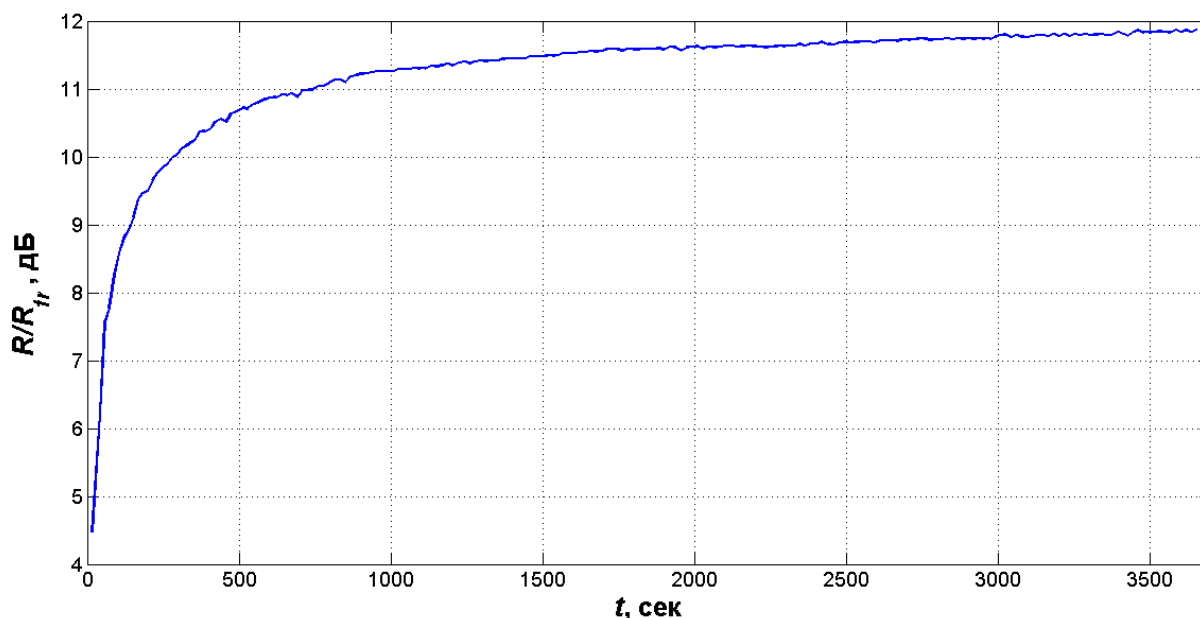


Рис. 2.17. Зависимость отношения коэффициента отражения ВБР типа I к коэффициенту френелевского отражения (взятого за опорный уровень) в децибелах от длительности экспозиции

На рисунке 2.18 представлена зависимость ширины спектра отражения ВБР типа I на полувысоте от длительности экспозиции.

Из рисунка видно, что ширина на полувысоте спектра отражения решетки в ходе экспозиции постепенно увеличивается, приходя в насыщение.

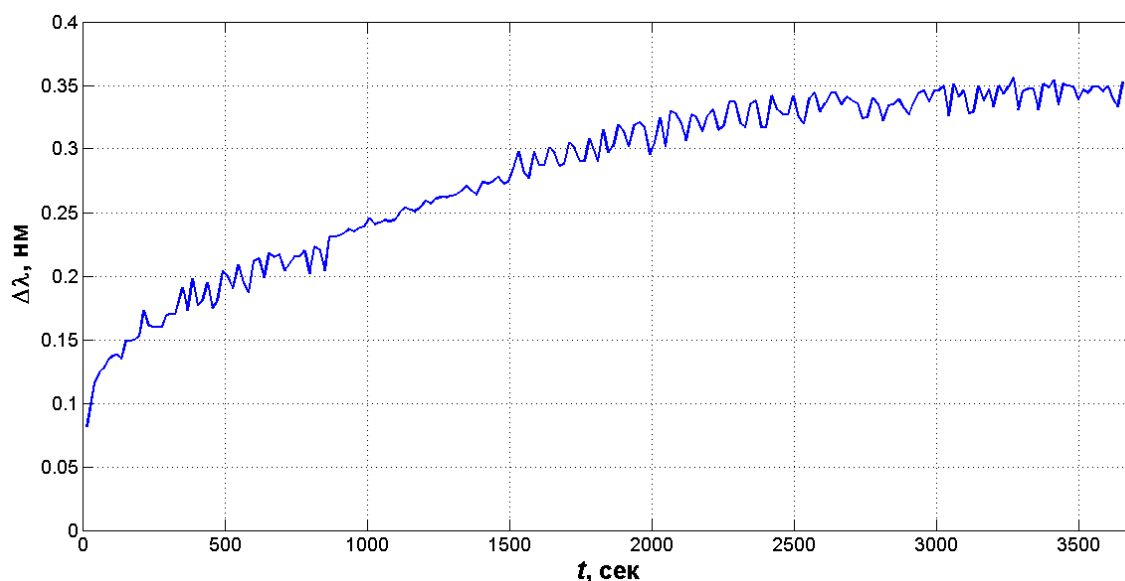


Рис. 2.18. Зависимость ширины спектра отражения ВБР на полувысоте от длительности экспозиции

На рисунке 2.19 представлена зависимость длины волны брэгговского резонанса ВБР типа I от длительности экспозиции.

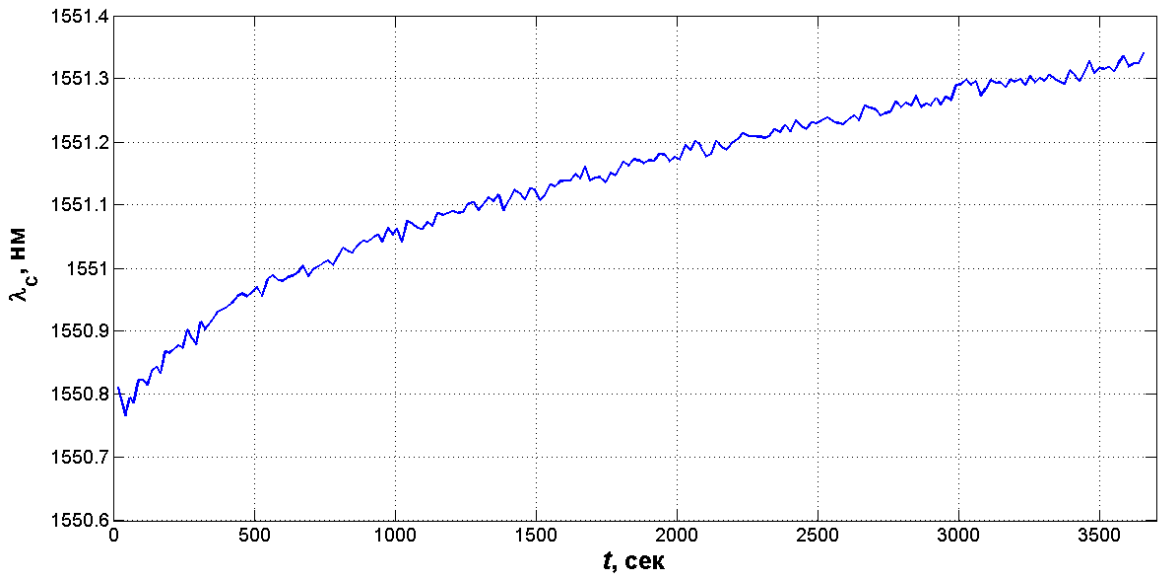


Рис. 2.19. Зависимость длины волны брэгговского резонанса ВБР от длительности экспозиции

Как видно из рисунка 2.19 при многоимпульсной записи решетки ее резонансная длина волны смещается в длинноволновую область, что обусловлено увеличением среднего ПП при УФ облучении световода. Этот сдвиг зависит от контраста интерференционной картины и, как правило, при записи не превышает 1 нм [6].

2.2.3. Наличие у решеток показателя преломления брэгговских резонансов высших порядков

При длительных временах экспозиции, а также у ВБР типа II, индуцированных одиночным лазерным импульсом с плотностью энергии близкой к порогу разрушения германо-силикатного стекла, наведенная модуляция ПП приходит в насыщение, вследствие чего профиль периодических возмущения ПП приобретает прямоугольную форму [18].

Такая модуляция ПП прямоугольной формы образует гармонические компоненты. Как показано на рисунке 2.20 можно разложить модуляцию ПП прямоугольной формы в Фурье последовательность периодических составляющих [18]. Такое разложение дает возможность оценить влияние всех периодических компонент решетки ПП.

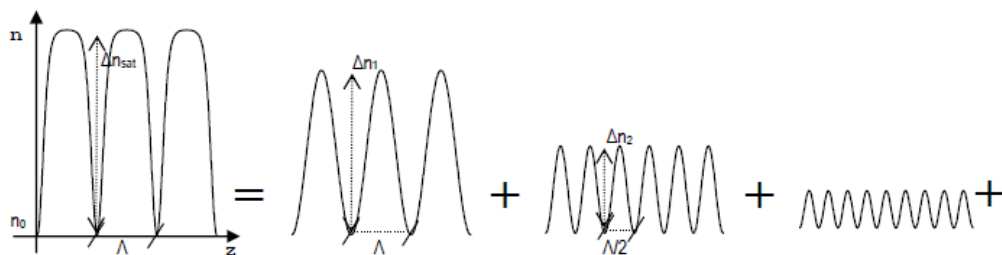


Рис. 2.20. Разложение модуляции ПП прямоугольной формы в Фурье последовательность

В соответствии с условием Брэгга каждая из данных компонент дает брэгговский резонанс в спектральной характеристике ВБР. Длины волн отражения брэгговских резонансов можно определить следующим образом

$$\lambda_{\text{Брэгга},i} = 2 \cdot n_{\text{эфф}} \cdot \frac{\Lambda}{i}; i = 1, 2, 3, \dots, \quad (11)$$

где $\lambda_{\text{Брэгга},i}$ – длина волны брэгговского резонанса i -го порядка; Λ – период ВБР [18].

Брэгговские резонансы высших порядков наблюдаются не только у ВБР, записанных при длительной экспозиции, а также у ВБР типа II, индуцированных одиночным лазерным импульсом с плотностью энергии близкой к порогу разрушения германо-силикатного стекла [16].

В разделе 2.2.1 были продемонстрированы фотографические изображения ВБР типа II. Период решетки ПП составил 1,06 мкм, следовательно, наблюдаемая нами длина волны отражения на 1550 нм соответствует брэгговскому резонансу 2-ого порядка, 1-ый порядок должен давать длину волны отражения около 3100 нм.

В статье [16] авторы наблюдали брэгговские резонансы для ВБР типа II с периодом 1,06 мкм на 1535, 1030, 770 и 620 нм, соответствующих 2, 3, 4 и 5 порядку. 1-ый порядок соответствующий 3070 нм наблюдать невозможно вследствие очень высокого поглощения германо-силикатного стекла на данных длинах волн.

Интересно, что решетки с периодом, соответствующим периоду ФМ, а не интерференционной картины наблюдаются также при записи ИК фемтосекундными импульсами при длительной экспозиции [19]. Данный факт можно объяснить наличием 0-го порядка дифракции на ФМ и сложным пространственным распределением интерференционной картины на ОВ [20-22].

2.3. Запись волоконных брэгговских решеток фемтосекундными лазерными импульсами

Как уже было сказано в первой главе, вероятность многофотонного поглощения намного выше в случае импульсов фемтосекундной длительности по сравнению с импульсами наносекундной длительности, вследствие большей на несколько порядков интенсивности излучения.

Несмотря на малую концентрацию дефектов стандартных волоконных световодов, высокая интенсивность фемтосекундных импульсов задействует собственные механизмы разрушения материала волоконного световода (ударная и многофотонная ионизация). Именно многофотонное поглощение дает возможность записи брэгговских дифракционных структур в ОВ без увеличения их фоторефрактивности.

Кроме того, образовавшиеся дефекты рекомбинируют в течение 10-30 нс [23], поэтому не получается создать большого числа стойких дефектов наносекундными лазерными импульсами в случае низкой концентрации

первичных дефектов, а, соответственно, и достаточную модуляцию ПП, так как необходимо, чтобы за время лазерного импульса появилось 3-5 смежных дефектов, чтобы расстояние между крайними было достаточно большим ($> 30 \text{ \AA}$) и они не могли рекомбинировать, что как раз достигается с помощью фемтосекундных лазерных импульсов [23]. Соревнование между образованием дефектов во время лазерного импульса и их последующей рекомбинацией можно наблюдать на рисунке 2.21 [23].

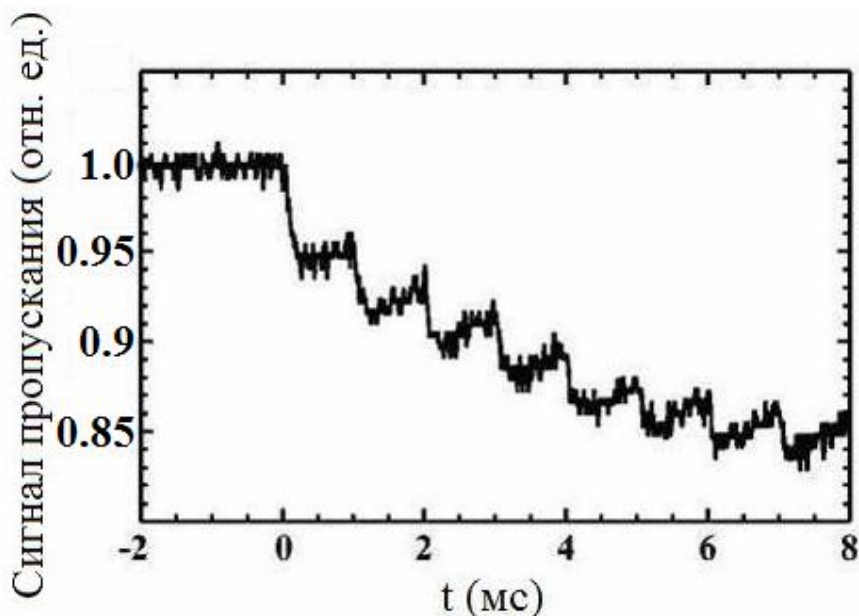


Рис. 2.21. Соревнование между образованием дефектов во время лазерного импульса и их последующей рекомбинацией

Данный рисунок демонстрирует сигнал пропускания от времени облучения лазерными импульсами с частотой 1 кГц. Каждая ступенька на данном рисунке соответствует лазерному импульсу. Подъем же данной ступеньки до следующего импульса соответствует рекомбинации дефектов. Таким образом, происходит соревнование между образованием дефектов во время лазерного импульса и последующей рекомбинацией данных дефектов. Из рисунка также видно, что с каждым импульсом рекомбинация увеличивается, в то время как высота ступеньки уменьшается. При продолжительном облучении сигнал пропускания приходит в насыщение. И без увеличения энергии в импульсе или уменьшения его длительности новообразованные дефекты будут полностью рекомбинировать.

Вследствие задействования собственных механизмов разрушения материала волоконного световода суммарная доза облучения необходимая для индуцирования аналогичных изменений ПП в случае фемтосекундных импульсов много меньше, чем в случае наносекундных.

На рисунке 2.22 продемонстрирована зависимость наведенного ПП от дозы облучения для волокна Nufern GF1, дополнительно легированного германием для увеличения фоточувствительности для случаев записи наносекундными и фемтосекундными импульсами [24].

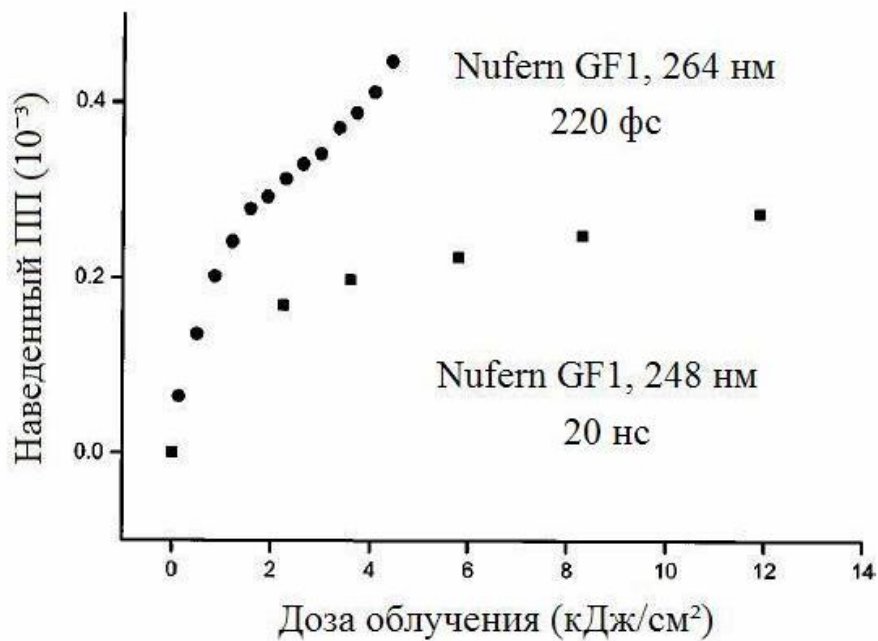


Рис. 2.22. Зависимость наведенного показателя преломления от дозы облучения для волокна Nufern GF1

На рисунке 2.23 продемонстрирована зависимость наведенного ПП от дозы облучения для волокна Fibercore PS1250/1500, дополнительно легированного германием совместно с бором для увеличения фоточувствительности для случаев записи наносекундными и фемтосекундными импульсами [25].

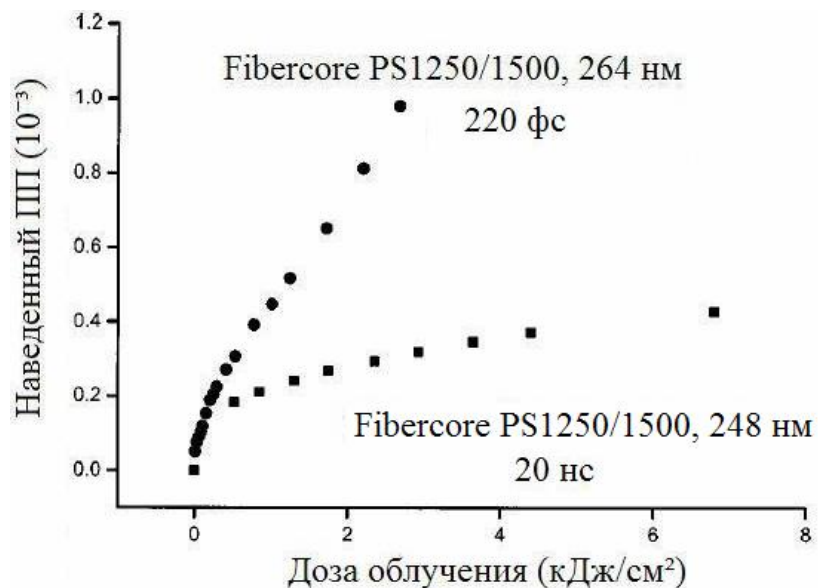


Рис. 2.23. Зависимость наведенного показателя преломления от дозы облучения для волокна Fibercore PS1250/1500

На рисунке 2.24 продемонстрирована зависимость наведенного ПП от дозы облучения для волокна Corning SMF-28, подвергнутого водородной обработки для увеличения фоточувствительности для случаев записи наносекундными и фемтосекундными импульсами [26].

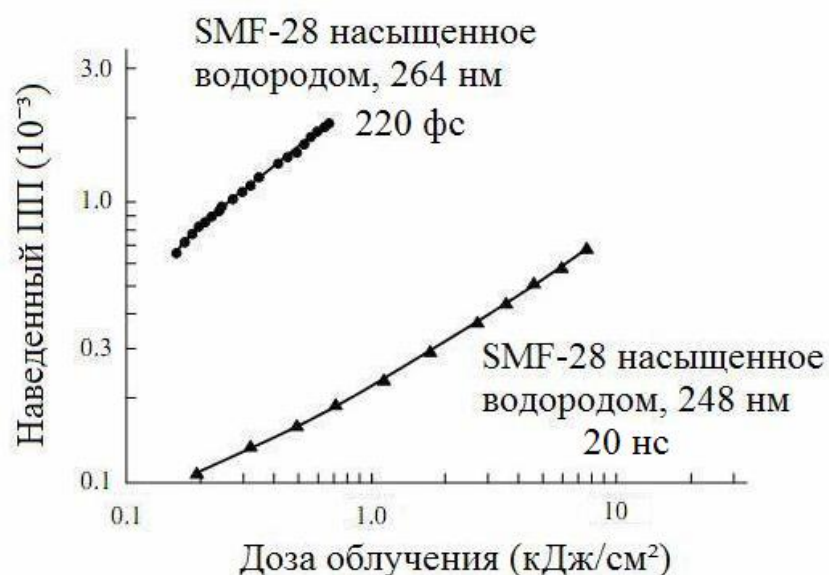


Рис. 2.24. Зависимость наведенного показателя преломления от дозы облучения для волокна Corning SMF-28

В таблице 2.1 приведены данные для различных волокон, в которых были записаны аналогичные по силе решетки и с помощью фемтосекундных импульсов, и с помощью наносекундных импульсов. Из таблицы видно, что для всех случаев, запись при бóльшей интенсивности ведет к тому, что для достижения аналогичных результатов требуется намного меньшая (в 6 – 80 раз) суммарная доза облучения.

Таблица 2.1. Сравнение суммарной дозы облучения, требуемой для индуцирования аналогичных по силе ВБР для фемтосекундных и наносекундных импульсов

Волокно	Длина волны излучения [нм]	Интенсивность излучения [ГВт/см ²]	Пик потерь в спектре пропускания [дБ]	Суммарная доза облучения [кДж/см ²]	Отношение E ₂₄₈ /E ₂₆₄
Fibercore PS1250/1500	248	0.025	9.95	4.4	5.7
	264	205	10.65	0.775	
Nufern GF1	248	0.025	6.92	11.9	7.6
	264	180	7.02	1.573	
Nufern GF1 насыщенное водородом	248	0.025	10.17	0.7	18.4
	264	231	10.19	0.038	
Corning SMF-28 насыщенное водородом	248	0.025	10.31	14.7	85.5
	264	167	10.34	0.172	
			Наведенный ГПП		
Corning SMF-28 насыщенное водородом	248	0.02	6.5×10^{-4}	7.0	43.8

Таким образом, при использовании фемтосекундных лазеров в силу очень высокой интенсивности излучения в импульсе возрастает вероятность многофотонного поглощения. Также можно облучать волоконные световоды без их повреждения или пробоя излучением с интенсивностями на несколько порядков выше, чем при использовании наносекундных импульсов. Аналогичные изменения ПП по сравнению с импульсами наносекундной длительности могут быть достигнуты при существенно меньшей суммарной дозе облучения. Кроме того, при использовании инфракрасного излучения запись можно производить через полимерное покрытие световода. Последнее решает один из недостатков технологии записи брэгговских дифракционных структур в волокно УФ светом – это необходимость снятия защитной полимерной оболочки волокна перед записью решетки. Эта процедура необходима, так как стандартные полимеры, используемые в качестве оболочки волокна, непрозрачны для УФ света. Снятие оболочки приводит к удлинению процесса изготовления волокна с записанной в нем дифракционной структурой и снижает прочность волокна.

Данный метод применялся в работе [27], в которой энергия импульса, используемая для записи решетки через защитное покрытие составляет около 1 мкДж, что примерно в два раза больше энергии, требуемой для записи подобной решетки в волокно со снятой оболочкой, так как необходимо компенсировать потери энергии в полимерном покрытии.

При пошаговой записи решетки в волокно использовался лазер, работающий на длине волны 800 нм, генерирующий импульсы длительностью 150 фс, при частоте следования импульсов 1 кГц. Геометрия фокусировки проиллюстрирована на рисунке 2.25. Луч фокусировался на сердцевину волокна 100 кратным микроскопным объективом с числовой апертурой $NA = 0,55$.

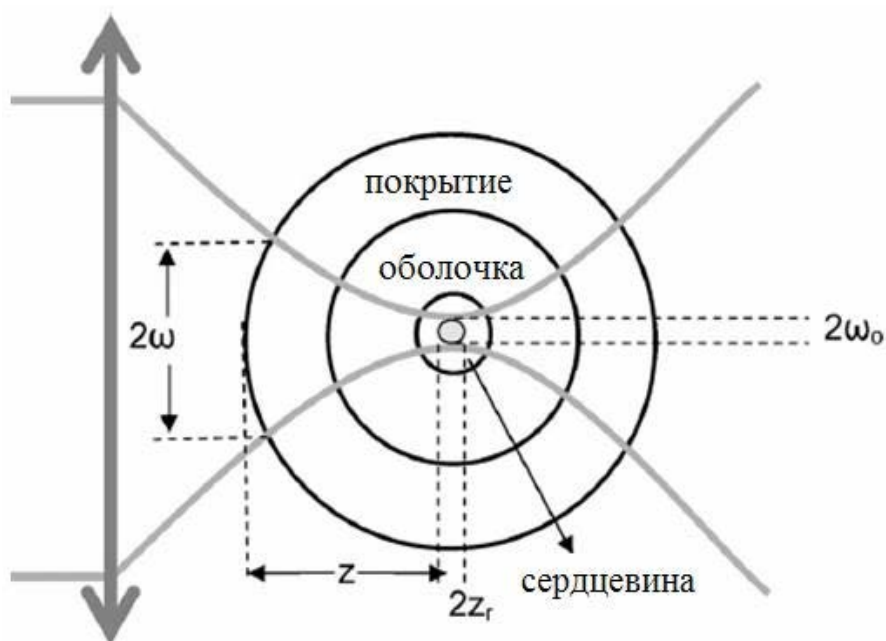


Рис. 2.25. Геометрия фокусировки

Короткофокусный объектив (рис. 2.25) позволял получить размер пучка лазера на поверхности ОВ достаточно большим (2ω) по сравнению с размером фокальной перетяжки ($2\omega_0$) в области сердцевины волоконного световода на расстоянии (z) от его поверхности, что давало возможность добиться максимальной плотности мощности только в сердцевине волокна ($2z_r$, где z_r – радиус ОВ), при этом не повреждая внешнее защитное акрилатное покрытие световода.

Радиус пучка на покрытии ω составил примерно 30 мкм, в то время как размеры фокального пятна в сердцевине волокна, измеренные с помощью микроскопа, составили 0,5 мкм \times 1 мкм. В результате, интенсивность на защитном покрытии более чем в 1000 раз слабее, чем интенсивность излучения в фокусе, что предотвращает разрушение покрытия вследствие относительно малого порога разрушения полимерного покрытия.

На рисунке 2.26 продемонстрированы спектры отражения и пропускания решетки Брэгга длиной 4 мм, записанной через оболочку в стандартное одномодовое волокно.

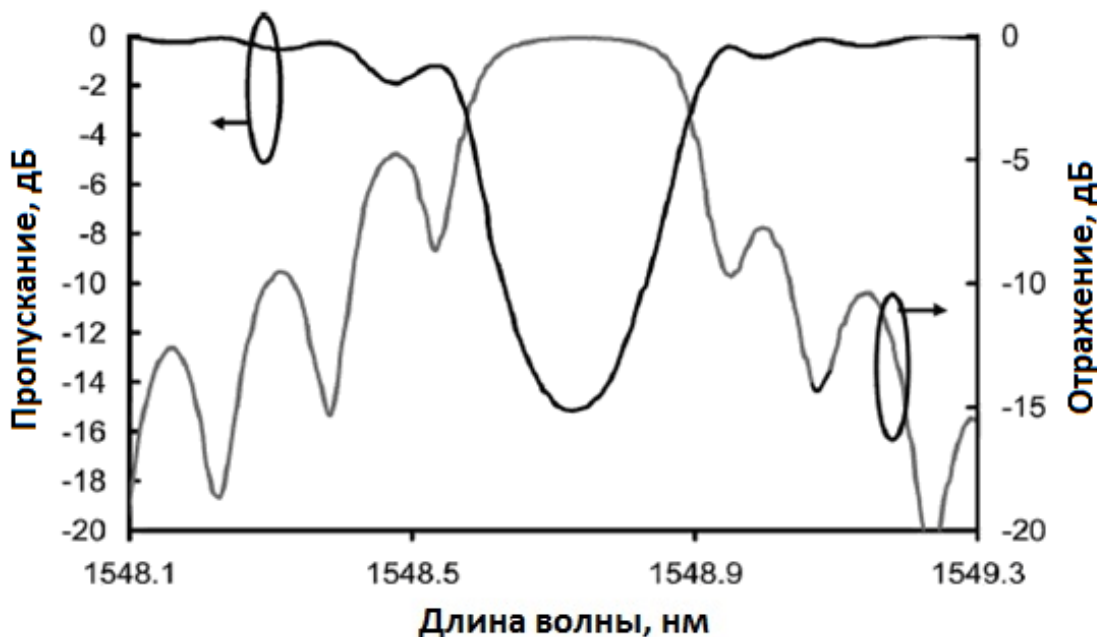


Рис. 2.26. Спектры отражения и пропускания решетки Брэгга длиной 4 мм, записанной через оболочку в стандартное одномодовое волокно

Путем увеличения длины решетки можно увеличивать ее коэффициент отражения. Если учесть, что скорость записи решетки составляет примерно 1,07 мм/с, соответствующая резонансному отражению второго порядка на 1550 нм (1,07 мкм период решетки), то время записи варьируется от 4 до 26 секунд, для решеток от 4 до 26 мм.

Спектр пропускания решетки длиной 26 мм, записанной через оболочку в стандартное волокно показан на рисунке 2.27, демонстрирующем потери на пропускание порядка -50 дБ на резонансной длине волны.

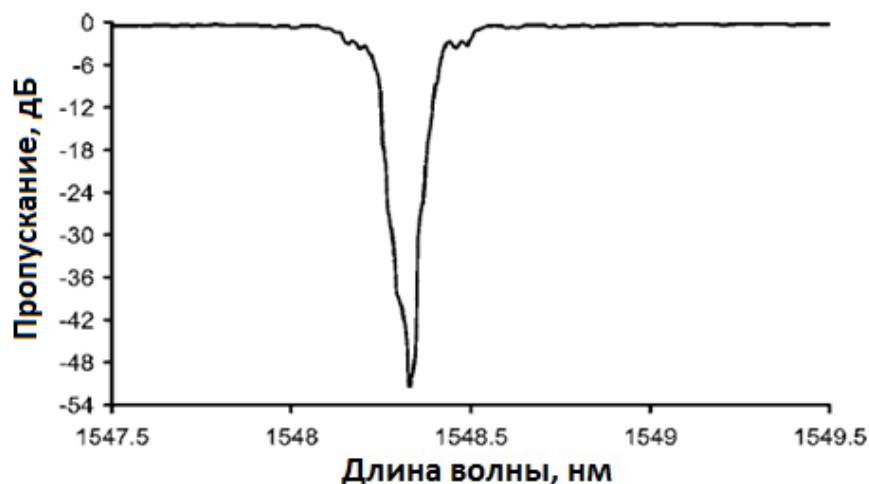


Рис. 2.27. Спектр пропускания решетки длиной 26 мм, записанной через оболочку в стандартное волокно

Как уже было сказано выше, решетки, записанные через оболочку, демонстрируют большую механическую прочность. Для определения данной характеристики были сравнены две аналогичные решетки: одна, записанная в непокрытом волокне, другая – в покрытом, напрямую через оболочку. Решетки растягивались до их повреждения, в то время как спектры решеток отслеживались. Сдвиг длины волны, индуцированный возрастающим растяжением для решетки, в (а) непокрытом волокне, (б) покрытом волокне продемонстрирован на рисунке 2.28.

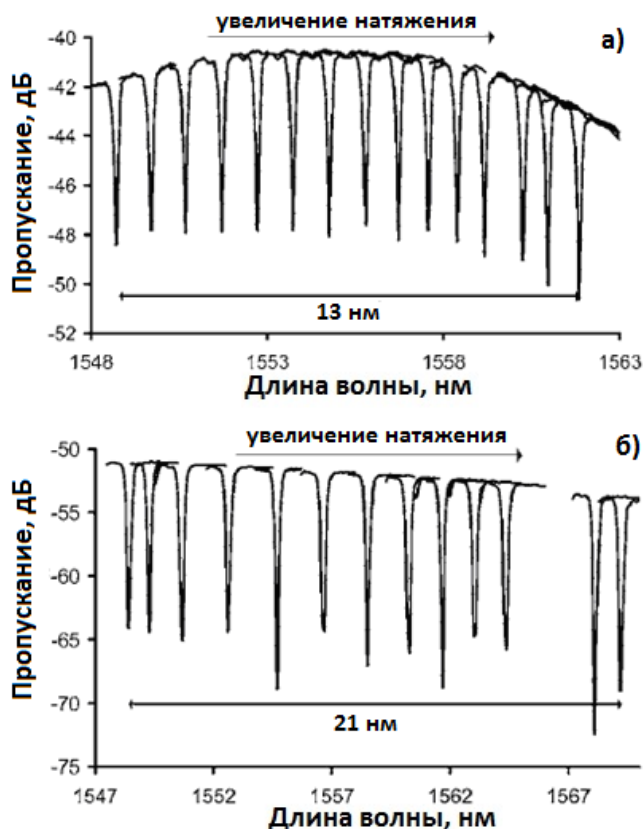


Рис. 2.28. Сдвиг длины волны, индуцированный возрастающим растяжением для решетки, в (а) непокрытом волокне, (б) покрытом волокне

Как видно из рисунка сдвиг длины волны до повреждения находится в диапазоне 9-13 нм для непокрытого волокна и 21-22 нм для покрытого волокна. Это демонстрирует, что решетки, записанные в покрытое волокно, более прочные, чем непокрытые решетки и могут выдерживать большее растяжение до выхода из строя.

В итоге, можно сделать вывод, что запись брэгговских дифракционных структур ИК фс излучением через оболочку является очень привлекательным методом индуцирования таких структур в волокно.

В работе [28] авторы продемонстрировали возможность записи ВБР в стандартное ОВ SMF-28, не подвергнутое никаким процедурам увеличения его фоточувствительности, через его защитную акрилатную оболочку ИК фемтосекундными импульсами методом ФМ. Схема записи, использованная авторами, представлена на рисунке 2.29.

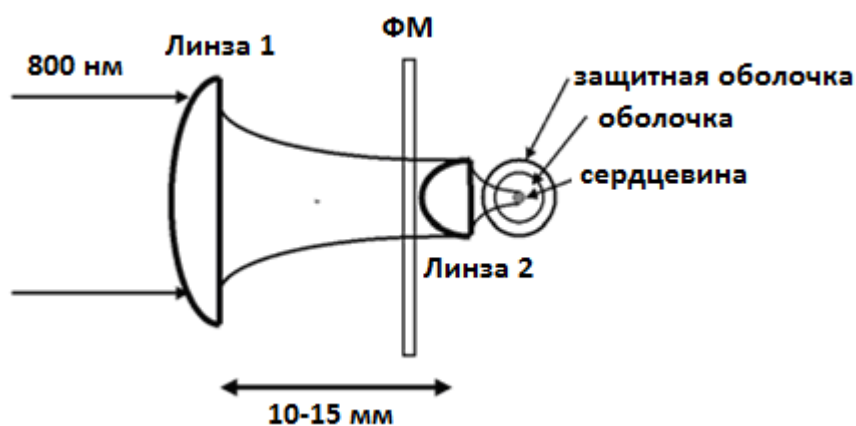


Рис. 2.29. Схема записи ВБР через защитную оболочку методом ФМ

Как и в случае пошаговой записи ВБР без снятия с ОВ защитного полимерного покрытия, в данном варианте также сохраняются все преимущества данного метода. Кроме того здесь снимается необходимость прецизионной механической трансляции ОВ вдоль сфокусированного излучения.

В работах [29-31] по индуцированию решеток Брэгга в ОВ, также как и в вышеуказанных, помимо всех прочих преимуществ, есть одно – самое важное: это возможность записи ВБР в ОВ без процедур увеличения их фоторефрактивности, вследствие задействования внутренних механизмов фоточувствительности в фемтосекундном диапазоне длительности лазерного импульса [32]. Однако, существенным недостатком данных работ является невозможность записи достаточно сильных решеток одиночным лазерным импульсом фемтосекундной длительности, вследствие относительно малой энергии такого одиночного импульса по сравнению с импульсами УФ эксимерных лазеров.

Список использованной литературы (Глава 2)

1. **Becker, M.** Fiber Bragg Grating Inscription with UV Femtosecond Exposure and Two Beam Interference for Fiber Laser Applications / M. Becker, S. Bruckner, E. Lindner, M. Rothhardt, S. Unger, J. Kobelke, K. Schuster, H. Bartelt // *Proc. of SPIE.* – 2010. – V. 7750, 775015-1.
2. **Hill, K. O.** Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication / K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, B. S. Kawasaki // *Appl. Phys. Lett.* – 1978. – V. 32. – № 10. – P. 647-649.
3. **Kawasaki, B. S.** Narrow-band Bragg reflectors in optical fibers / B. S. Kawasaki, K. O. Hill, D. C. Johnson, Y. Fujii // *Opt. Lett.* – 1978. – V. 3. – № 2. – P. 66-68.
4. **Meltz, G.** Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method / G. Meltz, W. W. Morey, W. H. Glenn // *Opt. Lett.* – 1989. – V. 14. – № 15. – P. 823-825.
5. **Варжель, С. В.** Запись узкополосных волоконных брэгговских отражателей одиночным импульсом эксимерного лазера методом фазовой маски / С. В. Варжель, А. В. Куликов, В. А. Асеев, В. С. Брунов, В. Г. Калько, В. А. Артеев // *Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО.* – 2011. – Т. 75. – № 5. – С. 27-30.
6. **Васильев, С. А.** Волоконные решетки показателя преломления и их применение / С. А. Васильев, О. И. Медведков, И. Г. Королев, А. С. Божков, А. С. Курков, Е. М. Дианов // *Квантовая электроника.* – 2005. – Т. 35. – № 12. – С. 1085-1103.
7. **Lai, Y.** Point-by-point inscription of sub-micrometer period fiber Bragg gratings / Y. Lai, K. Zhou, K. Sugden, I. Bennon // *OSA/CLEO/QELS.* – 2008. – paper CTuU2.
8. **Fröhlich, H.-G.** Two methods of apodisation of fibre-Bragg-gratings / H.-G. Fröhlich, R. Kashyap // *Optics Communications.* – 1998. – V. 157. – P. 273-281.
9. **Chojetzki, C.** High-reflectivity draw-tower fiber Bragg gratings—arrays and single gratings of type II / C. Chojetzki, M. Rothhardt, J. Ommer, S. Unger, K. Schuster, H.-R. Mueller // *Opt. Eng. Lett.* – 2005. – V. 44. – № 6. – P. 060503-1.
10. **Ероньян, М. А.** Способ изготовления волоконных световодов, сохраняющих поляризацию излучения // Патент Российской Федерации № 2 155 359 (2000).
11. **Ероньян, М. А.** Тонкие анизотропные одномодовые волоконные световоды с эллиптической напрягающей оболочкой / М. А. Ероньян, А. В. Комаров, Ю. Н. Кондратьев, Е. И. Ромашова, М. М. Серков, А. В. Хохлов // *Оптический журнал.* – 2000. – Т. 67. – № 10. – С. 104-105.
12. **Varzhel', S. V.** Single excimer pulse writing of Bragg gratings in birefringent optical fiber with an elliptical stress cladding: visualization and thermal annealing of the gratings / S. V. Varzhel', A. V. Kulikov, K. A.

- Konnov, A. I. Gribaev // Materials of the V international research and practice conference. – 2013. – V. I. – Munich, October 3rd-4th. – P. 305-310.
13. **Varzhel', S. V.** Visualization of Type II Fiber Bragg Gratings Induced in a Birefringent Fiber with an Elliptical Stress Cladding / S. V. Varzhel', V. V. Zakharov, G. N. Vinogradova, A. V. Veniaminov, V. E. Strigalev // Optics and Spectroscopy. – 2013. – V. 114. – № 1. – P. 116-119.
 14. **Bartelt, H.** Single-pulse fiber Bragg gratings and specific coatings for use at elevated temperatures / H. Bartelt, K. Schuster, S. Unger, C. Chojetzki, M. Rothhardt, I. Latka // Applied Optics. – 2007. – V. 46. – № 17. – P. 3417-3424.
 15. **Reekie, L.** 100% reflectivity fibre gratings produced by a single excimer laser pulse / L. Reekie, J.-L. Archambault, P. St. J. Russell // OSA/OFC. – 1993. – paper PD14. – P. 327-330.
 16. **Malo, B.** Single-excimer-pulse writing of fiber gratings by use of a zero-order nulled phase mask: grating spectral response and visualization of index perturbations / B. Malo, D. C. Johnson, F. Bilodeau, J. Albert, K. O. Hill // Opt. Lett. – 1993. – V. 18. – № 15. – P. 1277-1279.
 17. **Meshkovskiy, I. K.** Bragg Gratings Induced in Birefringent Optical Fiber with an Elliptical Stress Cladding / I. K. Meshkovskiy, V. E. Strigalev, A. V. Kulikov, S. V. Varzhel' // Journal of Photonics. – 2013. – V. 2013. – Article ID 936036. – 4 pages. – doi:10.1155/2013/936036.
 18. **Rivas, L. M.** Growth of Second-Order Fiber Gratings based on a New Photosensitivity Model / L. M. Rivas, A. Carballar, C. Janer // Proc. of SPIE. – 2005. – V. 5970, 597009-1.
 19. **Mihailov, S. J.** Fiber Bragg gratings made with a phase mask and 800-nm femtosecond radiation / S. J. Mihailov, C. W. Smelser, P. Lu, R. B. Walker, D. Grobncic, H. Ding, G. Henderson, J. Unruh // Opt. Lett. – 2003. – V. 28. – № 12. – P. 995-997.
 20. **Florea, C.** Direct-write gratings in chalcogenide bulk glasses and fibers using a femtosecond laser / C. Florea, J. S. Sanghera, I. D. Aggarwal // Opt. Mat. – 2008. – V. 30. – P. 1603-1606.
 21. **Mills, J. D.** Imaging of free-space interference patterns used to manufacture fiber Bragg gratings / J. D. Mills, W. J. Hillman, B. H. Blott, W. S. Brocklesby // Applied Optics. – 2000. – V. 39. – № 33. – P. 6128-6135.
 22. **Kouskousis, B. P.** Quantitative investigation of the refractive-index modulation within the core of a fiber Bragg grating / B. P. Kouskousis, C. M. Rollinson, D. J. Kitcher, S. F. Collins, G. W. Baxter, S. A. Wade, N. M. Dragomir, A. Roberts // Optics Express. – 2006. – V. 14. – № 22. – P. 10332-10338.
 23. **Lonzaga, J. B.** Color center formation in soda-lime glass with femtosecond laser pulses / J. B. Lonzaga, S. M. Avanesyan, S. C. Langford, J. T. Dickinson // J. Appl. Phys. – 2003. – V. 94. – № 7. – P. 4332-4340.
 24. **Варжель, С. В.** Анализ механизмов фотоиндуцирования фемтосекундными лазерными импульсами Брэгговских

- дифракционных структур в оптическом волокне / С. В. Варжель, А. В. Куликов, В. Е. Стригалева // Сборник трудов конференции «Фундаментальные проблемы оптики 2010» – СПб.: СПбГУ ИТМО. – 2010. – С. 15-17.
25. **Slattery, S. A.** Fiber Bragg grating inscription by high-intensity femtosecond UV laser light: comparison with other existing methods of fabrication / S. A. Slattery, D. N. Nikogosyan, G. Brambilla // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2005. – V. 22. – № 2. – P. 354-361.
 26. **Kelleher, P.** Inscription of narrow-band fibre Bragg gratings with 264 nm femtosecond pulses / P. Kelleher, D. N. Nikogosyan // *Optical Fiber Technology.* – 2010. – V. 16. – P. 212-216.
 27. **Martinez, A.** Direct inscription of Bragg gratings in coated fibers by an infrared femtosecond laser / A. Martinez, I. Y. Khrushchev, I. Bennion // *Opt. Lett.* – 2006. – V. 31. – № 11. – P. 1603-1605.
 28. **Smelser, C. W.** Novel phase mask Apparatus for ‘Through the Jacket’ inscription of FBG’s in unloaded SMF-28 fiber / C. W. Smelser, F. Bilodeau, B. Malo, D. Grobnic, S. J. Mihailov // *OSA/BGPP.* – 2010. – paper BThD3.
 29. **Becker, M.** Fiber Bragg Grating Inscription with DUV Femtosecond Exposure and Two Beam Interference / M. Becker, J. Bergmann, S. Bruckner, E. Lindner, M. Rothhardt, K. Schuster, J. Kobelke, S. Unger, H. Bartelt, L. A. Fernandes, P. V. S. Marques // *Proc. of SPIE.* – 2009. – V. 7386, 73862Y-1.
 30. **Fang, X.** A new method for sampled fiber Bragg grating fabrication by use of both femtosecond laser and CO₂ laser / X. Fang, X. Y. He, C. R. Liao, M. Yang, D. N. Wang, Y. Wang // *Opt. Express.* – 2010. – V. 18. – № 3. – P. 2646-2654.
 31. **Mihailov, S. J.** Bragg grating inscription in various optical fibers with femtosecond infrared lasers and a phase mask / S. J. Mihailov, D. Grobnic, C. W. Smelser, P. Lu, R. B. Walker, H. Ding // *Optical Materials Express.* – 2011. – V. 1. – № 4. – P. 754-765.
 32. **Nolte, S.** Femtosecond Laser Induced Fiber Bragg Gratings – Status and Prospects / S. Nolte, J. Thomas, C. Voigtlander, R. Becker, D. Richter, A. Tunnermann // *OSA/BGPP.* – 2010. – paper BWA2

Глава 3. Применение волоконных брэгговских решеток

3.1. Применение брэгговских решеток в телекоммуникациях

Необходимость увеличения скорости передачи информации, связанная с развитием средств телекоммуникаций, увеличением информационных потоков, ростом глобальных информационных систем и баз данных, расширением числа пользователей, привела к тому, что волоконно-оптические линии связи стали разрабатываться с применением спектрального мультиплексирования оптических каналов (WDM). В настоящее время уже разработаны соответствующие стандарты линий связи, устанавливающие интервал между соседними каналами 50 ГГц (около 0,4 нм в спектральном диапазоне вблизи 1,5 мкм). В экспериментальных линиях связи скорость передачи по одному каналу составляет 20 Гбит/с, в то время как общее их число достигает 200. Общая скорость передачи информации в такой линии связи составляет 8 Тбит/с, что является чрезвычайно большой величиной. Достаточно сказать, что все содержимое жесткого диска емкостью 100 Гбайт при такой скорости передачи информации будет передано всего за 100 миллисекунд. Естественно, что такой значительный прогресс основывается на постоянном совершенствовании систем волоконной оптики и их элементной базы. В частности, успешно осваиваются высокоскоростные системы передачи и приема информации, расширяются полосы пропускания световодов и спектральные диапазоны работы оптических усилителей. В связи с этим отметим наиболее важные приложения волоконных решеток ПП в работе описанных систем [1].

Для успешной работы таких линий связи требуются устройства ввода/вывода отдельных спектральных каналов, которые могут быть успешно реализованы на основе ВБР. Одна из возможных схем такого селектора оптического канала с длиной волны λ_N , построенная на основе брэгговской решетки с высоким коэффициентом отражения и двух оптических циркуляторов, приведена на рис. 3.1 [1].

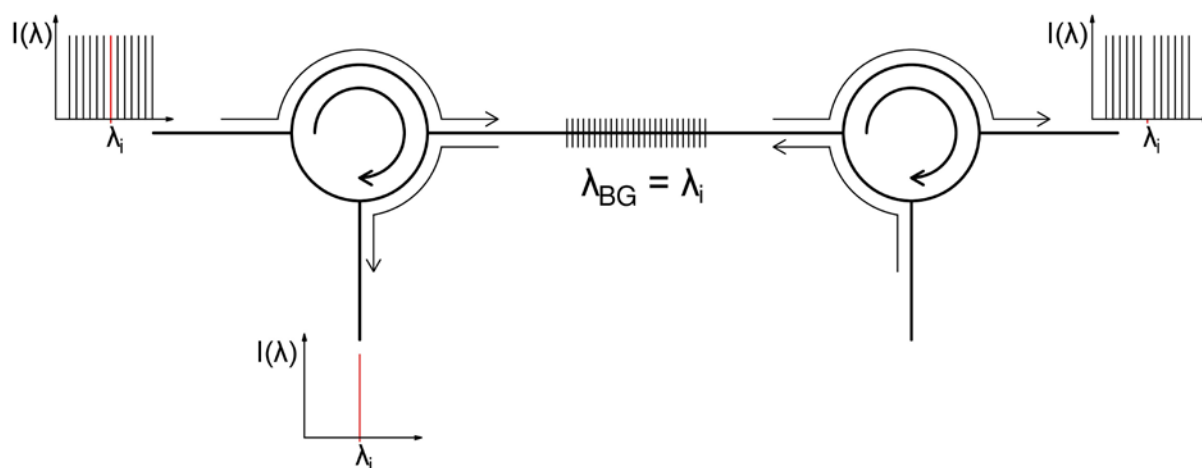


Рис. 3.1. Оптическая схема устройства для ввода/вывода заданного спектрального канала в волоконно-оптической линии связи

Существуют и ограничивающие применение волоконных брэгговских решеток факторы, коими являются боковые максимумы в спектре решетки, а также оптические потери, вызванные возбуждением мод оболочки на структуре решетки. Для подавления боковых резонансов ВБР было предложено изменять амплитуду модуляции ПП в решетке по ее длине. Наилучшие спектральные характеристики имеют решетки со сглаженным по определенному закону профилем модуляции наведенного ПП при постоянном его среднем значении по длине решетки. Для подавления возбуждения оболочечных мод на ВБР был также предложен ряд подходов [1].

Еще одним фактором, ограничивающим скорость передачи информации в современных линиях связи, является хроматическая дисперсия волоконных световодов. Дело в том, что при распространении в диспергирующей среде лазерные импульсы, несущие информацию, уширяются и начинают перекрываться друг с другом. Таким образом, расстояние, на которое можно передать информацию ограничивается не только затуханием, но и дисперсией. Для того чтобы увеличить это расстояние необходимо компенсировать дисперсию волоконных световодов [1].

Это может быть сделано с использованием компактного волоконного элемента, каким является ВБР с переменным периодом (рис. 3.2). Такая решетка способна вносить определенную временную задержку между спектральными компонентами импульса и таким образом восстанавливать его исходную форму. Как правило, для компенсации дисперсии требуются решетки большой длины, которые записываются через фазовую маску. В настоящее время уже получены качественные решетки с длиной более 1 метра. Достигнутая величина дисперсии в решетках с переменным периодом более 1000 пс/нм позволяет компенсировать дисперсию 50-км отрезка стандартной волоконно-оптической линии на длине волны 1,55 мкм [1].

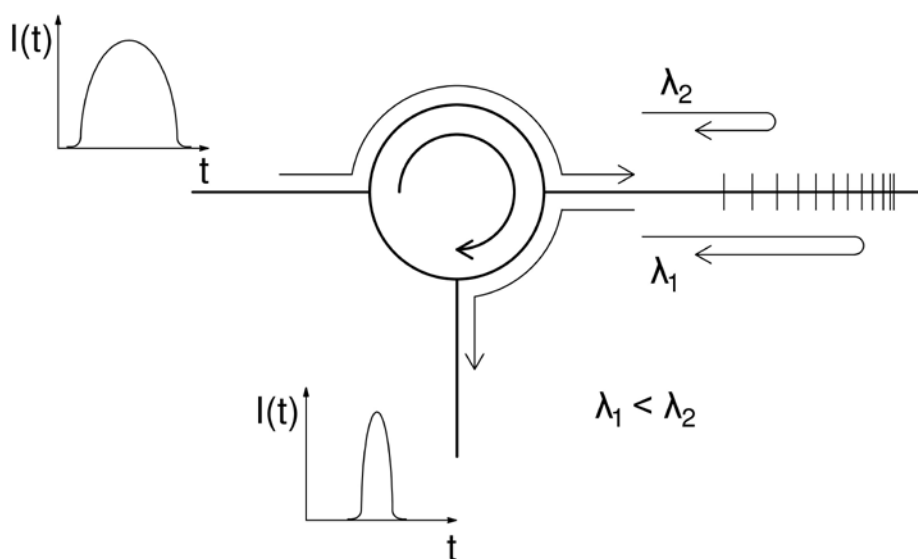


Рис. 3.2. Оптическая схема компенсатора дисперсии, построенного на основе волоконной брэгговской решетки с переменным периодом

Кроме того, при передачи информации на большие расстояния помимо компенсации дисперсионного уширения импульсов нужно время от времени усиливать оптический сигнал, который ослабляется несмотря на то, что современные волоконные световоды имеют весьма низкие оптические потери (~0,2 – 0,3 дБ/км). Как правило, через каждые 50 - 100 км линии связи для усиления сигнала используются эрбиевые волоконные усилители (для линий в диапазоне 1,55 мкм). Ясно, что для одновременного усиления нескольких оптических каналов усилитель должен иметь не слишком большие вариации коэффициента усиления по длине волны, то есть иметь близкий к постоянному коэффициенту усиления в используемом спектральном диапазоне (как правило, вариации этой величины не должны превышать нескольких десятых децибела). К сожалению, эрбиевые усилители имеют значительные спектральные вариации коэффициента усиления, которые, вообще говоря, зависят от многих факторов, таких как концентрация ионов эрбия и его локальное окружение, длина волны и интенсивность оптической накачки, длина самого световода и др. Использование волоконных решеток позволяет модифицировать спектр усиления, сделав его более гладким, или исправить нежелательные спектральные искажения, возникшие после усиления сигналов. Отметим, что для выравнивания спектра усиления могут использоваться ВБР с перпендикулярными либо наклонными по отношению к оси световода штрихами, а также длиннопериодные волоконные решетки [1].

3.2. Спектрально-чувствительные датчики на волоконных брэгговских решетках

Резонансная длина волны волоконной брэгговской решетки зависит от эффективного ПП сердцевинки световода и периода модуляции ПП. В свою очередь эти два параметра зависят от внешних деформирующих напряжений и температуры. Используя выражение (1) смещение центральной длины волны отражения под действием деформации и температуры можно записать так [2]:

$$\Delta \lambda_B = 2 \left(\Lambda \frac{\partial n}{\partial l} + n \frac{\partial \Lambda}{\partial l} \right) \Delta l + 2 \left(\Lambda \frac{\partial n}{\partial T} + n \frac{\partial \Lambda}{\partial T} \right) \Delta T. \quad (12)$$

Первое слагаемое в выражении (12) показывает воздействие деформации на волокно. Физический смысл его в изменении периода решетки и ПП, вызванного упругооптическим эффектом. Этот эффект можно описать следующим выражением:

$$\Delta \lambda_B = \lambda_{B0} (1 - p_e) \varepsilon(z) \quad (13)$$

где p_e – эффективная упругооптическая постоянная, определяется как:

$$p_e = \frac{n^2}{2} [p_{12} - \nu(p_{11} + p_{12})] \quad (14)$$

где p_{11} и p_{12} – компоненты упругооптического тензора, n – ПП сердцевинки, а ν – коэффициент Пуассона. Для стандартного одномодового ОВ с параметрами $p_{11} = 0,113$, $p_{12} = 0,252$, $\nu = 0,16$ и $n = 1,482$ при длине волны

отражения ВБР $\lambda_{B0} \approx 1550$ нм расчётная чувствительность к деформации составляет 1,2 пм при относительном удлинении $\varepsilon(z) = 10^{-6}$. Экспериментальные результаты исследования смещения брэгговской длины волны отражения от деформации (растяжение/сжатие) представлены на рисунке 3.3 [2].

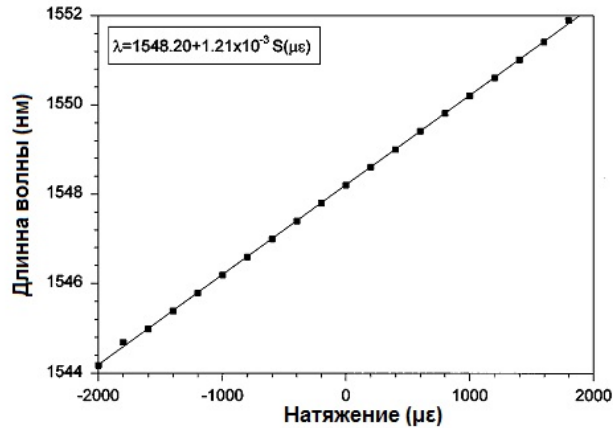


Рис. 3.3. Зависимость смещения брэгговской длины волны от приложенной деформации

Второе слагаемое в выражении (12) показывает температурное воздействие на брэгговскую решетку. Смещение брэгговской длины волны происходит из-за температурного расширения кварца, вызывающего изменение периода решётки, а также изменения ПП волокна. Подобное смещение λ_B при изменении температуры ΔT может быть записано как:

$$\Delta\lambda_B = \lambda_B(\alpha + \xi)\Delta T \quad (15)$$

где $\alpha = (1/\Lambda)(\delta\Lambda/\delta T)$ - коэффициент термического расширения (для кварца $\alpha = 0,55 \times 10^{-6}$), $\xi = (1/n)(\delta n/\delta T)$ - термооптический коэффициент (для волокон с добавками германия примерно равный $8,6 \times 10^{-6}$). Видно, что изменение ПП является доминирующим эффектом. Из уравнения (15) можно рассчитать, что температурный сдвиг решетки Брэгга в одномодовом оптическом волокне составляет $\sim 13,7$ пм/°С. На рисунке 3.4 показана температурная зависимость резонансной длины волны волоконной брэгговской решетки [2].

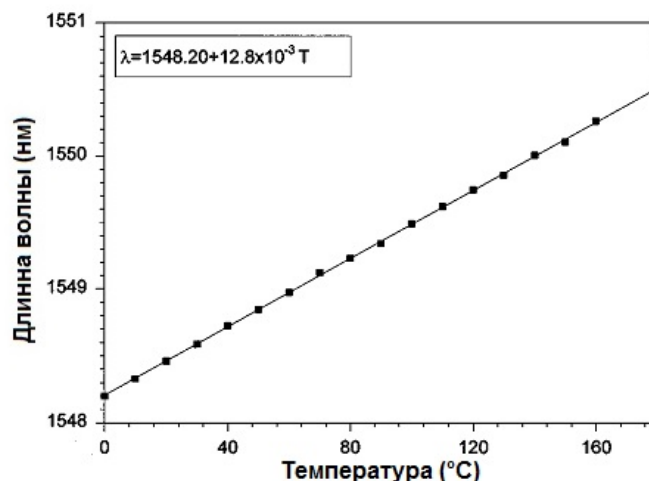


Рис. 3.4. Зависимость длины волны резонанса ВБР от температуры

Существует множество различных способов построения сенсорных систем на основе брэгговских решеток. В простейшем случае сенсорная система представляет собой точечный датчик, соединенный через оптический разветвитель с источником светового сигнала и блоком анализатора (рис. 3.5). Сигнал от источника отражается чувствительным элементом. Длина волны отражения фиксируется блоком анализатора. Длина волны отражения фиксируется блоком анализатора.

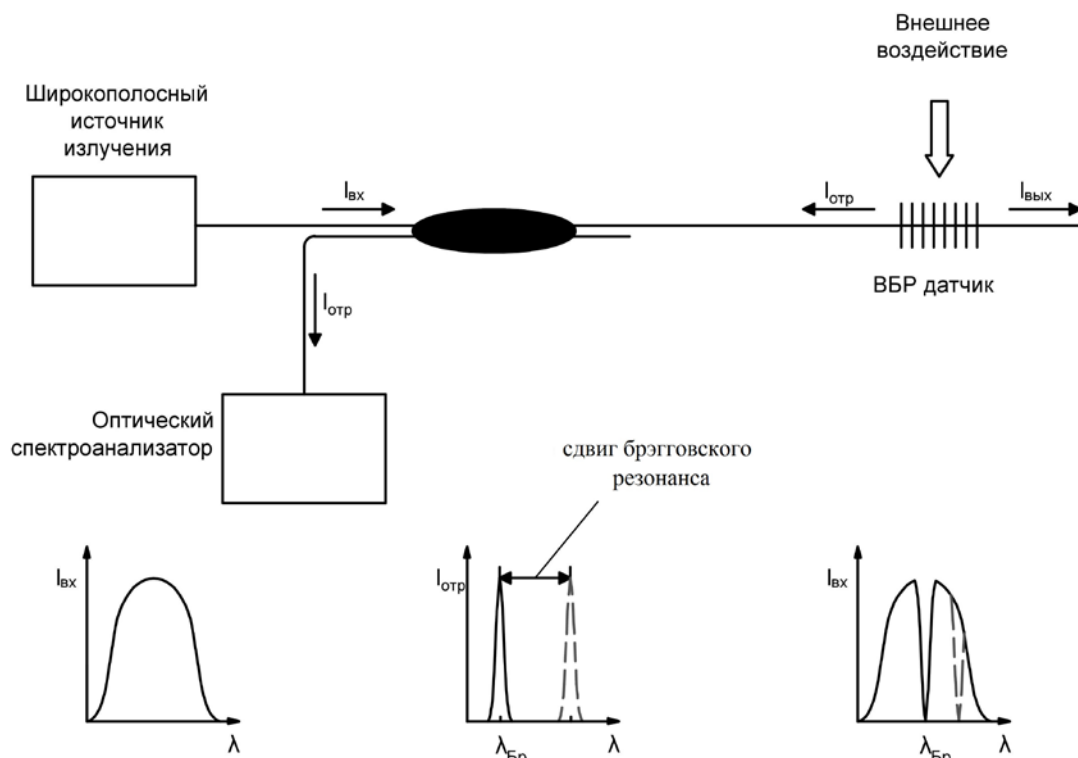


Рис. 3.5. Схема простейшего волоконно-оптического датчика на брэгговских решетках

Как правило, анализатор (Bragg grating interrogator) представляет собой узкополосный спектрометр. Существуют спектрометры различных типов: от стандартных дифракционных, где в качестве дисперсионного элемента используется дифракционная решетка, до анализаторов на основе интерферометра Фабри-Перо.

Одним из основополагающих достоинств волоконно-оптических датчиков является их относительно легкая возможность объединения в массивы (мультиплексирование). Наиболее часто в волоконных датчиках на брэгговских решетках используются два вида мультиплексирования – мультиплексирование по длине волны (Wavelength Division Multiplexing - WDM) и мультиплексирование по времени (Time Division Multiplexing - TDM).

Мультиплексирование по времени TDM основано на анализе скорости прохождения сигнала по системе. Каждый датчик разделен участком волоконного световода, для прохождения которого сигналу требуется определенное, и известное заранее, время. Источник посылает короткий импульс в систему. Сигнал на выходе представляет собой ряд импульсов,

дифференцированных по времени, каждый из которых несет информацию о состоянии каждого сенсора в отдельности. В чистом виде такая система мультиплексирования также редко используется для объединения брэгговских волоконных датчиков, однако как составная часть более сложной системы встречается довольно часто. Подробное описание данного типа мультиплексирования представлено в работе [3].

Принцип WDM мультиплексирования основывается на том, что каждый сенсорный элемент записывается со своим уникальным периодом решетки, что позволяет различать их по спектру при анализе и, соответственно, фиксировать показания каждого сенсора отдельно. Количество сенсоров в массиве, в основном, ограничивается спектральной шириной источника и динамическим диапазоном анализатора.

3.3. Интерферометрические датчики на волоконных брэгговских отражателях

В фазовых интерферометрических датчиках (ФИД) на основе массивов ВБР чувствительным элементом выступает само ОВ, что ведет к значительному снижению себестоимости.

Отрезок ОВ между двумя решетками представляет собой интерферометр Фабри-Перо. Под воздействием деформации и акустических колебаний меняется разность фаз сигналов от двух соседних брэгговских решеток. Интерферометрические датчики обладают наибольшей чувствительностью к изменению длины отрезка волокна под воздействием внешних факторов.

Принцип действия распределенных волоконно-оптических измерительных комплексов на основе ФИД в простейшем случае (в случае одного ФИД) показан на рисунке 3.6 и заключается в следующем [4]. Каждая из решеток Брэгга РБ1 и РБ2 датчика отражает импульс, поступающий на нее от импульсного лазера, на одной и той же длине волны Брэгга. При этом временная задержка между отраженными импульсами равна удвоенному времени распространения света в чувствительном элементе датчика – волокне, заключенном между решетками.

Отраженные импульсы поступают в компенсирующий интерферометр (КИ), который, в свою очередь, также раздваивает каждый из них. Задержка, вносимая в распространение импульсов плечом 2 КИ по отношению к плечу 1, обеспечивает перекрытие во времени импульса, отраженного от решетки РБ1, на выходе плеча 2 и импульса, отраженного от решетки РБ2, на выходе плеча 1 и сдвиг их по фазе на $\varphi_0 = \pi/2$.

Изменение во времени деформации чувствительного элемента датчика в результате внешнего воздействия вызывают изменение разности фаз интерферирующих импульсов. Последнее преобразуется фотоприемником (ФП) в изменение величины тока.

Дополнительный сдвиг фаз $\varphi_0 = \pi/2$ между интерферирующими импульсами обеспечивает работу фотодетектора на участке максимальной

крутизны, а равенство интенсивностей интерферирующих импульсов позволяет получить максимальную амплитуду сигнала на выходе фотоприемника.

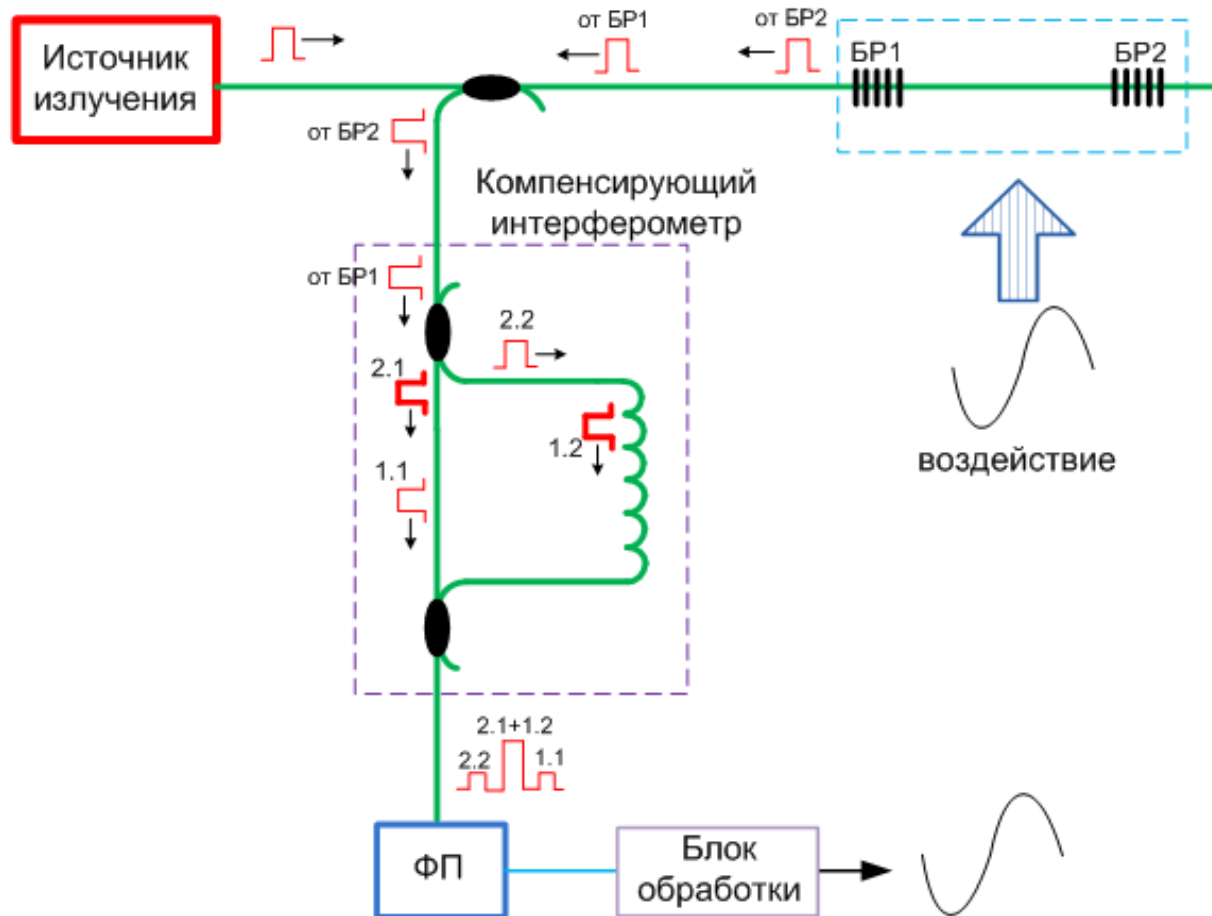


Рис. 3.6. Принцип действия волоконно-оптической системы вибро-акустического мониторинга на основе брэгговских решеток

Для создания массива датчиков на одном волокне используется временное (если ВБР имеют одинаковую длину волны отражения) и спектральное уплотнение (единичные датчики состоят из ВБР работающих на разных длинах волн отражения).

Использование волоконных решеток Брэгга для формирования ФИД позволяет объединять в одном кабеле большое количество сенсоров, различия сигналы от отдельных гидрофонов по длине волны [5] и временной задержке [6].

3.4. Математический метод выделения сигнала от фазового интерферометрического датчика на основе волоконных брэгговских решеток

В случае объединения в одном ОВ большого количества ФИД, появляется проблема достижения максимальной чувствительности фотодетектирования сигналов для всех датчиков волоконно-оптической системы вибро-акустического мониторинга [4]. Источниками этой проблемы являются

различие внешних воздействий (давления и температуры) на все датчики волоконно-оптической системы, несоответствие их воздействиям, которые испытывает КИ, расположенный в блоке управления, а также неточность изготовления КИ и датчиков. Результатами такого различия, несоответствия и неточности является некоторое отличие реальных значений длин волн брэгговского отражения от расчетного, а также длин датчиков от разбаланса плеч КИ. Поэтому реальная разность фаз $\varphi(t)$ информационного и опорного световых импульсов, отраженных, соответственно, от второй и первой решеток Брэгга ФИД, содержит, помимо полезного сигнала $D \cdot \cos(\omega \cdot t)$, медленно меняющуюся помеховую составляющую $\psi(t)$, характеризующую изменение состояния окружающей среды.

$$\varphi(t) = D \cdot \cos(\omega \cdot t) + \psi(t) \quad (16)$$

При этом величина тока на выходе ФП определяется выражением:

$$I(t) = A + B \cdot \cos[D \cdot \cos(\omega \cdot t) + \psi(t)], \quad (17)$$

где A и B - постоянные, пропорциональные интенсивности света на входе ФП.

Например, если полезный сигнал имеет следующий вид (рис. 3.7) (сигнал с частотой 500 Гц),

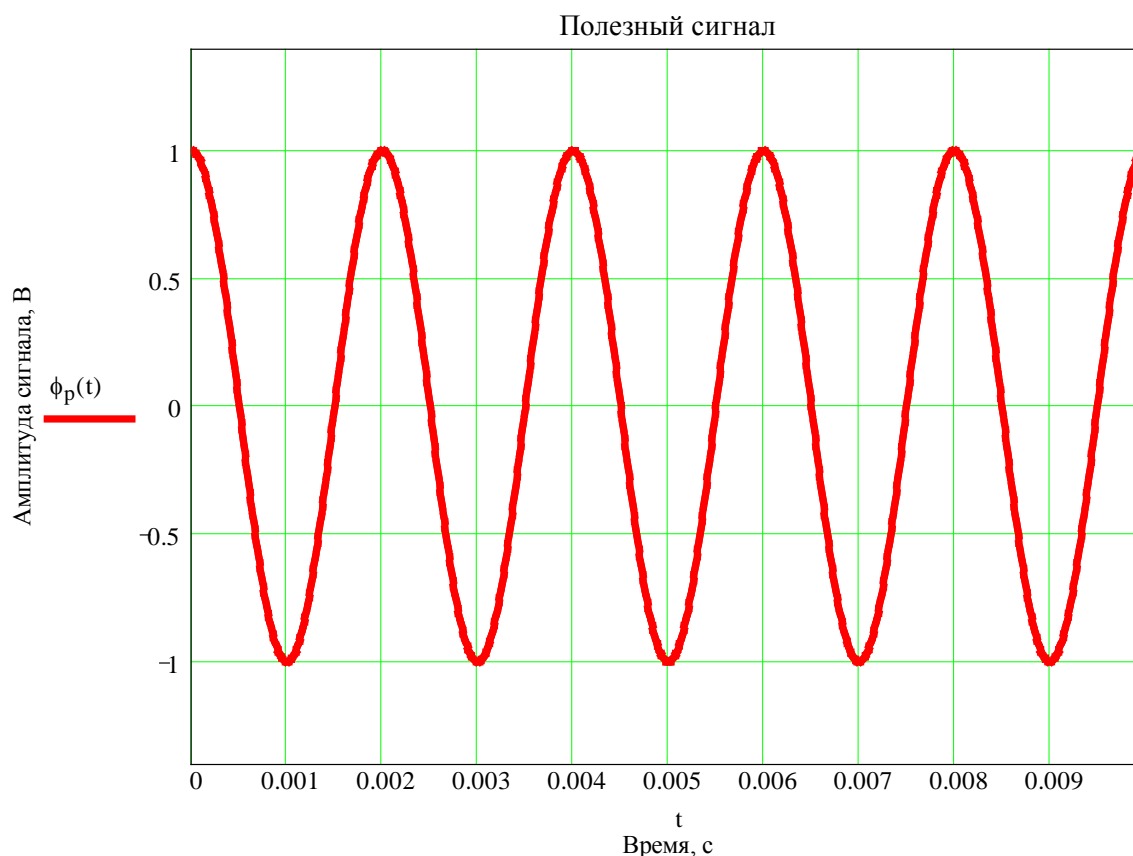


Рис. 3.7. Полезный сигнал

а помеховая составляющая задана таким образом (рис. 3.8),

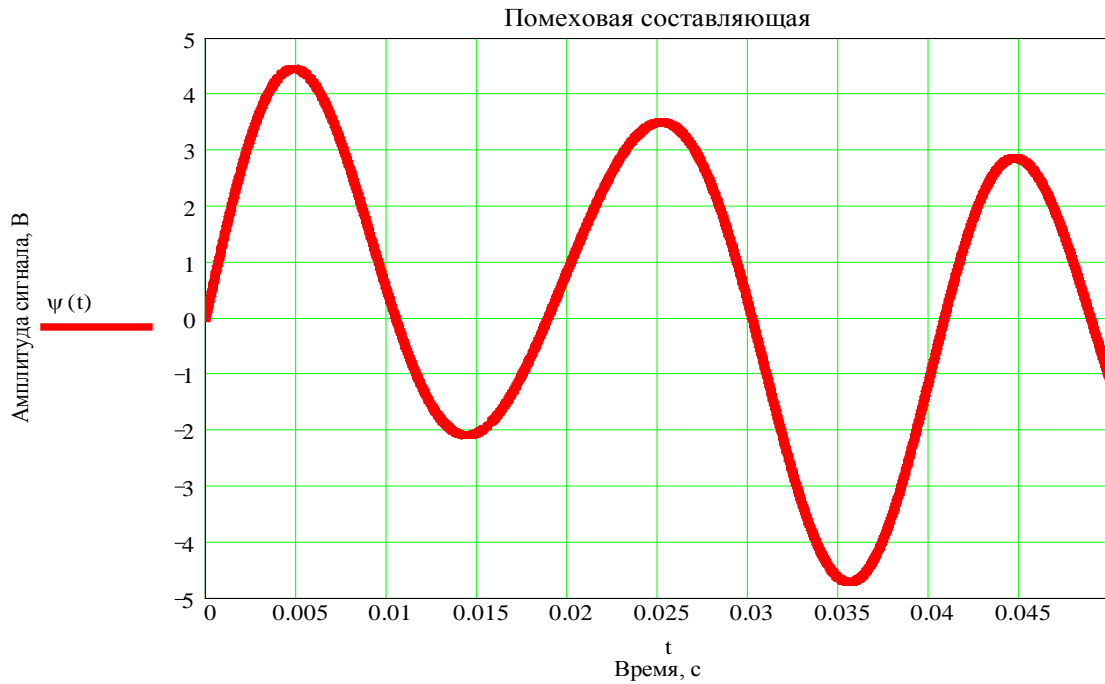


Рис. 3.8. Помеховая составляющая

то ток на выходе ФП будет иметь вот такой вид (рис. 3.9):

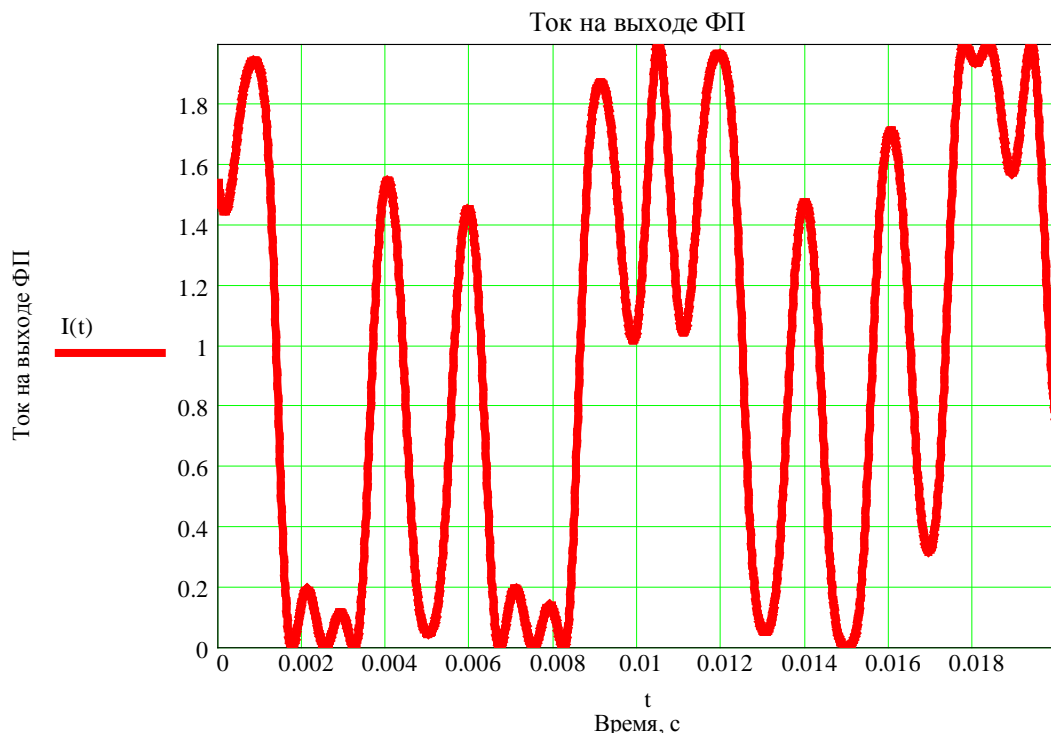


Рис. 3.9. Ток на выходе ФП

Так как амплитуда сигнала на ФП меняется с течением времени, то для правильной регистрации полезного сигнала необходима дополнительная обработка. В случае одного ФИД можно обеспечить стабилизацию положения рабочей точки фотодетектора путем оперативной подстройки разбаланса плеч КИ. Однако в случае объединения в одном ОВ большого

количества ФИД обеспечить стабилизацию с требуемой точностью и быстродействием вряд ли возможно. Причиной тому не только низкое быстродействие известных элементов регулировки, которые являются пьезоэлектрическими, но и низкая точность, с которой могут быть определены внешние воздействия на каждый из датчиков.

Поэтому можно отказаться от идеи механической стабилизации рабочей точки фотодетектора и исследовать возможность решения проблемы с помощью следующего метода обработки сигнала.

Сущность метода заключается в следующем [4]. Используя задающий генератор (ЗГ), световой сигнал в одном из плеч КИ (см. рис. 3.10) модулируется по фазе радиосигналом высокого уровня с частотой ω_0 , лежащей за пределами диапазона рабочих частот датчика, $C \cdot \cos(\omega_0 \cdot t)$.

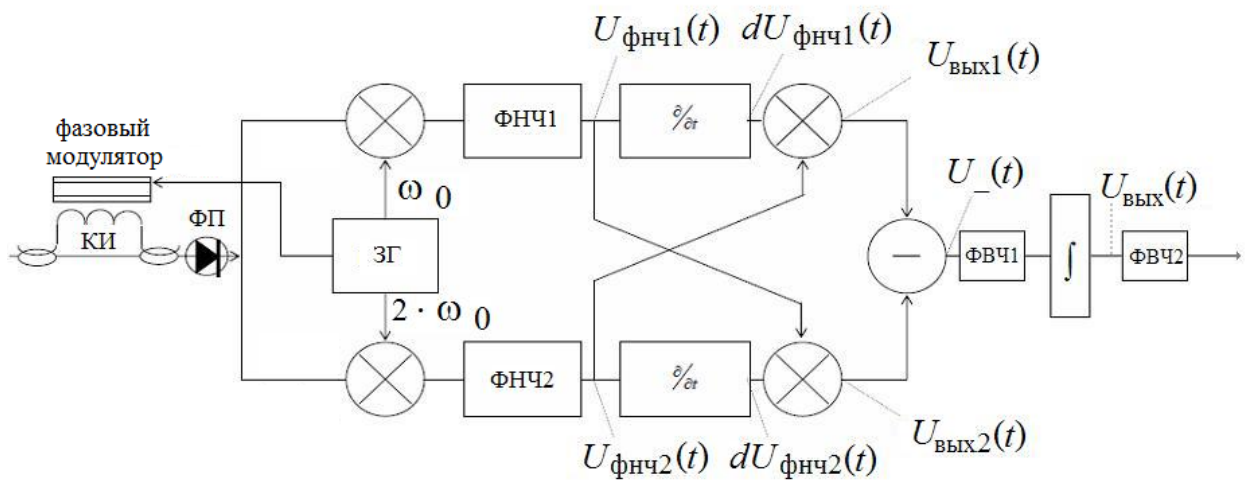


Рис. 3.10. Схема обработки сигнала ФП

В результате ток (17) на выходе ФП преобразуется к виду:

$$I(t) = A + B \cdot \cos[C \cdot \cos(\omega_0 \cdot t) + \varphi(t)], \quad (18)$$

при котором изменение разности фаз интерферирующих импульсов зависит не только от полезного сигнала и помеховой составляющей, но и от амплитуды и частоты сигнала фазового модулятора.

Или, после разложения в ряд по гармоникам частоты модулятора, коэффициентами которого являются функции Бесселя:

$$I(t) = A + B \cdot \left\{ \begin{aligned} & \left[J_0(C) + 2 \cdot \sum (-1)^k \cdot J_{2k}(C) \cdot \cos(2 \cdot k \cdot \omega_0 \cdot t) \right] \cdot \cos[\varphi(t)] - \\ & \left[2 \cdot \sum (-1)^k \cdot J_{2k+1}(C) \cdot \cos[(2 \cdot k + 1) \cdot \omega_0 \cdot t] \right] \cdot \sin[\varphi(t)] \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Если умножить этот сигнал на первую и вторую гармоники модулирующего сигнала, а результаты умножения пропустить через фильтры нижних частот (ФНЧ), то на их выходах получим два квадратурных сигнала, изменение фаз которых уже не зависит от сигнала фазового модулятора

$$\begin{aligned} U_{\text{ФНЧ1}}(t) &= -B \cdot G \cdot J_1(C) \cdot \sin[\varphi(t)] \\ U_{\text{ФНЧ2}}(t) &= -B \cdot H \cdot J_2(C) \cdot \cos[\varphi(t)] \end{aligned} \quad (20)$$

где G и H - амплитуды первой и второй гармоник модулирующего сигнала.

Производные этих сигналов по времени имеют вид:

$$\begin{aligned} dU_{\phi_{НЧ1}}(t) &= -B \cdot G \cdot J_1(C) \cdot \varphi'(t) \cdot \cos[\varphi(t)] \\ dU_{\phi_{НЧ2}}(t) &= B \cdot H \cdot J_2(C) \cdot \varphi'(t) \cdot \sin[\varphi(t)] \end{aligned} \quad (21)$$

Перекрестное перемножение сигналов (20) и их производных (21) дает:

$$\begin{aligned} U_{\text{вых1}}(t) &= B^2 \cdot G \cdot H \cdot J_1(C) \cdot J_2(C) \cdot \varphi'(t) \cdot \cos^2[\varphi(t)] \\ U_{\text{вых2}}(t) &= -B^2 \cdot G \cdot H \cdot J_1(C) \cdot J_2(C) \cdot \varphi'(t) \cdot \sin^2[\varphi(t)] \end{aligned} \quad (22)$$

При этом перекрестное перемножение позволяет достичь полной идентичности амплитуд сигналов, исключив влияние не идентичности каналов обработки. Теперь, вычитая из первого сигнала (22) второй, получим:

$$U_{-}(t) = B^2 \cdot G \cdot H \cdot J_1(C) \cdot J_2(C) \cdot \varphi'(t), \quad (23)$$

Затем данный сигнал (23) пропустим через фильтр верхних частот (ФВЧ1), который служит для устранения постоянной составляющей перед интегрированием. А после интегрирования, получаем:

$$U_{\text{вых}}(t) = B^2 \cdot G \cdot H \cdot J_1(C) \cdot J_2(C) \cdot \varphi(t), \quad (24)$$

Как следует из полученного выражения (24), сигнал на выходе пропорционален сумме полезного сигнала и медленно меняющейся помеховой составляющей и не зависит от положения рабочей точки фотодетектора. Таким образом, в спектре выходного сигнала помеха присутствует в виде слагаемого и может быть отфильтрована, так как отличается от него по спектру.

На рисунке 3.11 мы можем видеть выходной сигнал до фильтра, в котором помимо полезного сигнала на частоте 500 Гц, присутствует и помеховая составляющая.



Рис. 3.11. Выходной сигнал до фильтра

А после фильтра (ФВЧ2) (рис. 3.12) мы видим, что помеха была отфильтрована.

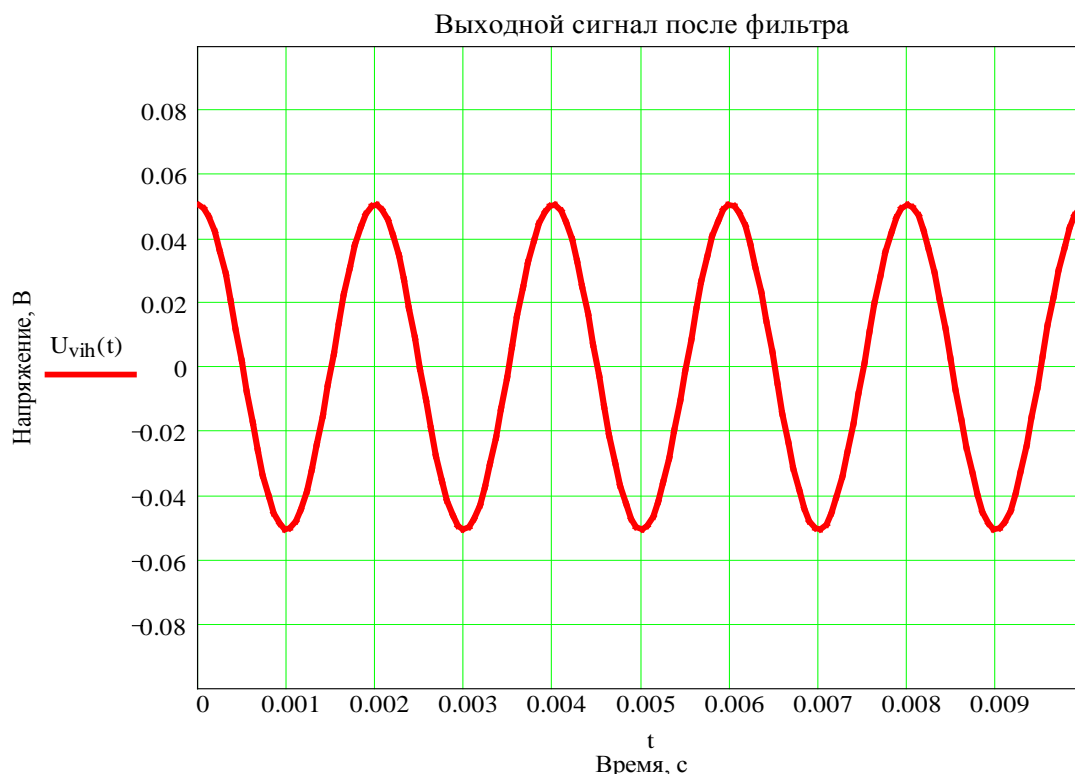


Рис. 3.12. Выходной сигнал после фильтра

Таким образом, данная схема выделения сигнала от фазового интерферометрического датчика давления обеспечивает решение проблемы влияния изменений условий окружающей среды на чувствительность приема.

Список использованной литературы (Глава 3)

1. **Васильев, С. А.** Волоконные решетки показателя преломления и их применение / С. А. Васильев, О. И. Медведков, И. Г. Королев, А. С. Божков, А. С. Курков, Е. М. Дианов // Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35. – № 12. – С. 1085-1103.
2. **Othonos, A.** Fiber Bragg gratings / A. Othonos // Rev. Sci. Instrum. – 1997. – V. 68. – № 12. – P. 4309-4341.
3. **Digonnet, M. J. F.** Acoustic Fiber Sensor Arrays / M. J. F. Digonnet, B. J. Vakoca, C. W. Hodgson, G. S. Kino Edward L. // Second European Workshop on Optical Fibre Sensors. Proc. SPIE.– 2004.– №5502.
4. **Варжель, С. В.** Метод устранения влияния сигнала помехи на чувствительность приема гидроакустической антенны на основе волоконных Брэгговских решеток / С. В. Варжель, В. Е. Стригалева // Научно-технический вестник СПбГУ ИТМО. – 2010. – Т. 69. – № 5. – С. 5-8.
5. **Okawara, C.** Fiber optic interferometric hydrophone using fiber Bragg grating with wavelength division multiplexing / C. Okawara, K.Saijyou // Acoust. Sci. & Tech.– 2008.– №3(29).
6. **Okawara, C.** Fiber optic interferometric hydrophone using fiber Bragg grating with time division multiplexing / C. Okawara, K.Saijyou // Acoust. Sci. & Tech.– 2007.– №1(28).

Список сокращений

ВБР	волоконная брэгговская решетка
ОВ	оптическое волокно
ПП	показатель преломления
ИК	инфракрасный
УФ	ультрафиолетовый
НКВ	нейтральные кислородные вакансии
ГКДЦ	германиевый кислородно-дефицитный центр
ФМ	фазовая маска
ФИД	фазовый интерферометрический датчик
КИ	компенсирующий интерферометр
ФП	фотоприемник
ЗГ	задающий генератор
ФНЧ	фильтр нижних частот
ФВЧ	фильтр верхних частот

Миссия университета – генерация передовых знаний, внедрение инновационных разработок и подготовка элитных кадров, способных действовать в условиях быстро меняющегося мира и обеспечивать опережающее развитие науки, технологий и других областей для содействия решению актуальных задач.

КАФЕДРА СВЕТОВОДНОЙ ФОТОНИКИ

Кафедра световодной фотоники (раннее кафедра физики и техники оптической связи) вошла в состав инженерно-физического факультета в 1976 г. И в 2010 году была переведена на вновь созданный факультет инфокоммуникационных технологий. Заведующим кафедрой является д.т.н., профессор, заслуженный деятель науки РФ И.К. Мешковский. На кафедре развились два научно-технических направления: технология оптического волокна и создание новых композиционных оптических материалов. В 1982 году кафедра первой в стране стала осуществлять подготовку инженеров по специальности «Волоконная и интегральная оптика». На базе кафедры были проведены первые в России разработки по технологии производства оптического волокна, оптических жгутов, различных волоконно-оптических приборов и систем. Возникла научная школа в области фотоники дисперсных и нелинейных сред. В 1998 году в связи с развитием систем телекоммуникации и высокими потребностями в специалистах по волоконно-оптической связи кафедра первой в Санкт-Петербурге стала осуществлять подготовку инженеров по специальности «Физика и техника оптической связи». С 2008 года – подготовку бакалавров и магистров по направлению «Телекоммуникации», а с 2011 года – подготовку бакалавров и магистров по направлению «Инфокоммуникационные технологии и системы связи». Кафедра осуществляет научные разработки совместно со многими зарубежными фирмами и университетами.

Варжель Сергей Владимирович

Волоконные брэгговские решетки

Учебное пособие

В авторской редакции

Редакционно-издательский отдел Университета ИТМО

Зав. РИО

Н.Ф. Гусарова

Подписано к печати

Заказ №

Тираж

Отпечатано на ризографе

Редакционно-издательский отдел
Университета ИТМО
197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49