

Метод подавления боковых резонансов в спектре волоконных брэгговских решёток за счёт поперечного сдвига фазовой маски относительно волоконного световода

С.Р.Абдуллина, И.Н.Немов, С.А.Бабин

Рассмотрена возможность аподизации волоконных брэгговских решеток (ВБР), записываемых в области интерференции двух гауссовых пучков в схеме записи с фазовой маской. Проведено численное моделирование спектров отражения ВБР для различных параметров записывающего пучка и расстояния между осями дифракционных порядков интерферирующих пучков, изменяемого за счёт поперечного сдвига фазовой маски относительно волоконного световода. Экспериментально продемонстрировано подавление боковых резонансов и сглаживание спектра ВБР при увеличении поперечного сдвига фазовой маски. Показано, что этот эффект обусловлен выравниванием среднего значения наведенного показателя преломления в области ВБР.

Ключевые слова: волоконная брэгговская решетка, аподизация, спектр отражения.

1. Введение

Волоконные брэгговские решётки (ВБР) в настоящее время широко используются в различных устройствах волоконной оптики, в частности в качестве зеркал волоконных лазеров, сенсоров, составных частей мультиплексоров и демультимплексоров. Конкретные применения налагают определённые требования на форму спектра ВБР, которая определяется профилем показателя преломления решётки. Одним из наиболее общих требований является отсутствие боковых резонансов, что достигается так называемой аподизацией – плавным изменением амплитуды модуляции и выравниванием среднего значения наведенного показателя преломления вдоль решётки [1–4].

Для формирования интерференционной картины при записи решётки УФ излучением часто используется фазовая маска. В этом случае аподизация осуществляется путем продольного сканирования сфокусированного лазерного пучка относительно волоконного световода и маски [5, 6]. В процессе сканирования с помощью пьезокерамики можно модулировать относительное положение волоконного световода и фазовой маски, что приводит к «замыванию» интерференционной картины. Изменяя пошагово амплитуду модуляции, можно сформировать заданный профиль решётки при постоянном среднем значении показателя преломления, что позволяет подавить амплитуду боковых резонансов в спектре ВБР до уровня –35 дБ [1, 5]. Данный способ универсален относительно задания аподизирующей функции, однако достаточно сложен технически.

В работе [7] был предложен более простой способ подавления боковых резонансов в спектре ВБР – без сканирования пучка относительно световода и маски. На пер-

вом этапе волоконный световод засвечивается стационарной интерференционной картиной, профиль которой задаётся гауссовым профилем интенсивности интерферирующих пучков, сформированных фазовой маской. На втором этапе осуществляется выравнивание среднего значения наведенного показателя преломления с помощью постзасветки световода одним гауссовым пучком на расстоянии порядка его радиуса, слева и справа от центра записанной ВБР. При относительной простоте этот способ оказался достаточно эффективным: для решёток с коэффициентом отражения $R \sim 0.98$ достигнуто подавление боковых резонансов до уровня менее –20 дБ, определяемого чувствительностью схемы регистрации спектра.

В настоящей работе рассматривается другая возможность выравнивания среднего значения наведенного показателя преломления в схеме с фазовой маской – за счёт относительного смещения центров интерферирующих гауссовых пучков. При использовании фазовой маски обычно предполагается, что волокно находится непосредственно за маской и оси интерферирующих пучков +1-го и –1-го порядков дифракции практически совпадают. Однако при смещении маски на некоторое расстояние δl в поперечном направлении относительно волокна (рис. 1) запись ВБР происходит в области интерференции двух гауссовых пучков, оси которых расходятся на расстояние $2\delta z$, где $\delta z = \delta l / \tan \alpha$ и α – половина угла между +1-м и –1-м порядками дифракции (в нашем случае $\alpha = 13.5^\circ$). Ось $z = 0$ проходит посередине между осями интерферирующих пучков.

Для анализа эффекта были рассчитаны спектры ВБР при различном смещении фазовой маски относительно световода δl и проведены проверочные эксперименты. Результаты расчёта и эксперимента представлены ниже.

2. Расчет

Численное моделирование спектров ВБР проводилось по методике, подробно описанной в работе [7]. Для расчёта использовались программы, предоставленные авторами [8]. До записи показатель преломления волокна n_0 был равен 1.468.

С.Р.Абдуллина, И.Н.Немов, С.А.Бабин. Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Акад. Коптюга, 1; e-mail: sonka@ngs.ru

Поступила в редакцию 27 июля 2012 г.

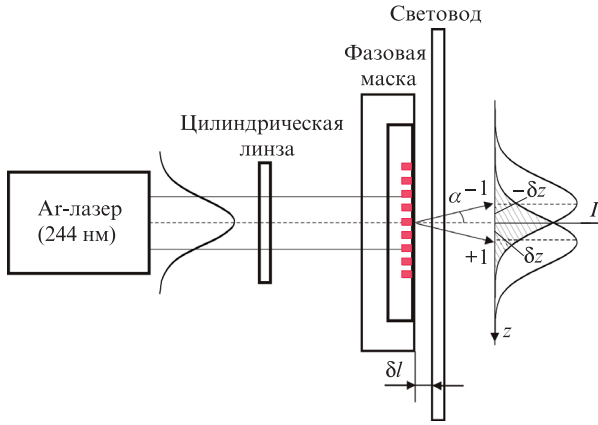


Рис.1. Схема записи ВБР. Справа показано распределение интенсивности пучков +1-го и -1-го порядков дифракции в сердцевине световода при наличии относительного сдвига $\delta z = \delta l \tan \alpha$, определяющегося смещением δl фазовой маски относительно световода. Заштрихованная область – область интерференции.

Запись ВБР происходит в области интерференции пучков +1-го и -1-го порядков дифракции фазовой маски. Профиль штрихов фазовой маски обеспечивает подавление нулевого порядка дифракции до 7% и сосредоточение в +1-м и -1-м порядках 75% мощности записываемого пучка. Профиль наведенного показателя преломления в области интерференции пучков, оси которых смещены относительно друг друга на δz (см. рис.1), в предположении линейной зависимости изменения показателя преломления от интенсивности имеет следующий вид:

$$\Delta n(z) = \delta m \Delta n_0 \left[\exp\left(-\frac{2(z - \delta z)^2}{w^2}\right) + \exp\left(-\frac{2(z + \delta z)^2}{w^2}\right) \right] \times \left[1 + \frac{f(z, \delta z)}{\cosh(4z\delta z/w^2)} \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) \right] + \delta m_0 \Delta n_0 \exp\left(-\frac{2z^2}{w^2}\right). \quad (1)$$

Здесь w – радиус гауссова пучка, падающего на маску; Δn_0 – амплитуда изменения наведенного показателя преломления в максимуме интенсивности; $\delta m = 0.375$ – доли мощности в +1-м и -1-м порядках; $\delta m_0 = 0.07$ – доля мощности в нулевом порядке; z – координата вдоль решетки; Λ – период интерференционной картины; $f(z, \delta z)$ – функция когерентности ($f(z, \delta z) = 1$ для полностью когерентных пучков). Влиянием более высоких порядков дифракции пренебрегаем, т. к. их доля мощности мала и при характерных значениях смещений маски они выходят из области интерференции из-за больших углов отклонения.

Среднее значение наведенного показателя преломления

$$\overline{\Delta n}(z) = \delta m \Delta n_0 \left[\exp\left(-\frac{2(z - \delta z)^2}{w^2}\right) + \exp\left(-\frac{2(z + \delta z)^2}{w^2}\right) \right] + \delta m_0 \Delta n_0 \exp\left(-\frac{2z^2}{w^2}\right). \quad (2)$$

Минимальное расстояние δl_0 между фазовой маской и сердцевинной световода определяется диаметром световода (125 мкм) и оценивается в ~ 100 мкм с учетом неидеального прилегания. Таким образом, в отсутствие смещения фазовой маски и световода половина расстояния между осями интерферирующих пучков $\delta z_0 = \delta l_0 \tan \alpha \sim 20$ мкм.

В левой колонке рис.2 приведены спектры отражения ВБР, описываемые формулой (1), для полностью когерент-

ных пучков ($f(z, \delta z) = 1$) при различных значениях параметра δz с восстановленной амплитудой коэффициента отражения $R = 0.95$ (для этого увеличивался параметр Δn_0) в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабах. Видно, что с увеличением параметра δz амплитуда боковых резонансов слева уменьшается примерно от -5 дБ при $\delta z = 0.01w$, до -20 дБ при $\delta z = 0.6w$, при этом также уменьшается ширина основного резонанса (примерно на 20%). Такое поведение спектров можно объяснить соответствующим изменением среднего значения показателя преломления. В левой колонке рис.3 показаны профили наведенного показателя преломления, рассчитанные по формуле (1) при $f(z, \delta z) = 1$, для смещений $\delta z = 0.01w$ (а), $0.4w$ (б) и $0.6w$ (в). Сплошная кривая соответствует среднему значению, рассчитанному по формуле (2).

При $\delta z = 0.01w \approx 0$ наблюдается известный эффект [1]: участки решетки слева и справа с равными средними значениями показателя преломления формируют интерферометр, дающий коротковолновые резонансы. Увеличение δz за счет поперечного смещения маски приводит к уменьшению вариаций среднего значения показателя преломления на длине интерференционной картины, чем можно качественно объяснить уменьшение амплитуды боковых резонансов в коротковолновой области спектра. При этом эффективная длина решетки увеличивается, что приводит к сужению основного пика.

Таким образом, расчет показывает, что с помощью поперечного смещения фазовой маски относительно волокна предложенный метод, в отличие от [7], позволяет за один этап записывать гауссовым пучком решетки с большим коэффициентом отражения и подавленными (до -20 дБ) боковыми резонансами.

3. Эксперимент

Экспериментальная проверка эффекта подавления боковых резонансов в процессе записи ВБР проводилась на установке для записи ВБР с помощью фазовой маски (см. рис.1). Источником излучения с длиной волны 244 нм служил непрерывный аргоновый лазер с внутрирезонаторным удвоением частоты в нелинейном кристалле ВВО [9].

Излучение УФ лазера проходит через цилиндрическую линзу с фокусным расстоянием 77.17 мм, фазовую маску и попадает на волоконный световод, который располагается в фокальной плоскости линзы. Запись ВБР с брэгговской длиной волны ~ 1.55 мкм происходит в области интерференции волн, дифрагировавших в +1-й и -1-й порядки фазовой маски. Профиль штрихов фазовой маски обеспечивает подавление мощности нулевого порядка дифракции до $\sim 7\%$ и сосредоточение в +1-м и -1-м порядках 75% мощности, что учитывалось в проведенных расчетах. Фазовая маска установлена на подвижном столике, и это позволяет изменять расстояние δl между фазовой маской и световодом, а также расстояние $2\delta z$ между осями интерферирующих пучков ($\delta z = \delta l \tan \alpha$, $\alpha = 13.5^\circ$). Для определения радиуса пучка его профиль (вдоль волокна) был измерен с помощью измерителя мощности Newport с апертурой диаметром 10 мкм. Радиус гауссова пучка w в фокусе линзы (область записи) составлял ~ 1.1 мм в экспериментах по записи решеток с коэффициентом отражения $R = 80\%$ и ~ 1.8 мм – при записи решеток с $R = 95\%$.

ВБР записывались в волокне Corning SMF-28e+, предварительно выдержанном в водородной среде при давлении 8 МПа в течение семи дней. Мощность лазера состав-

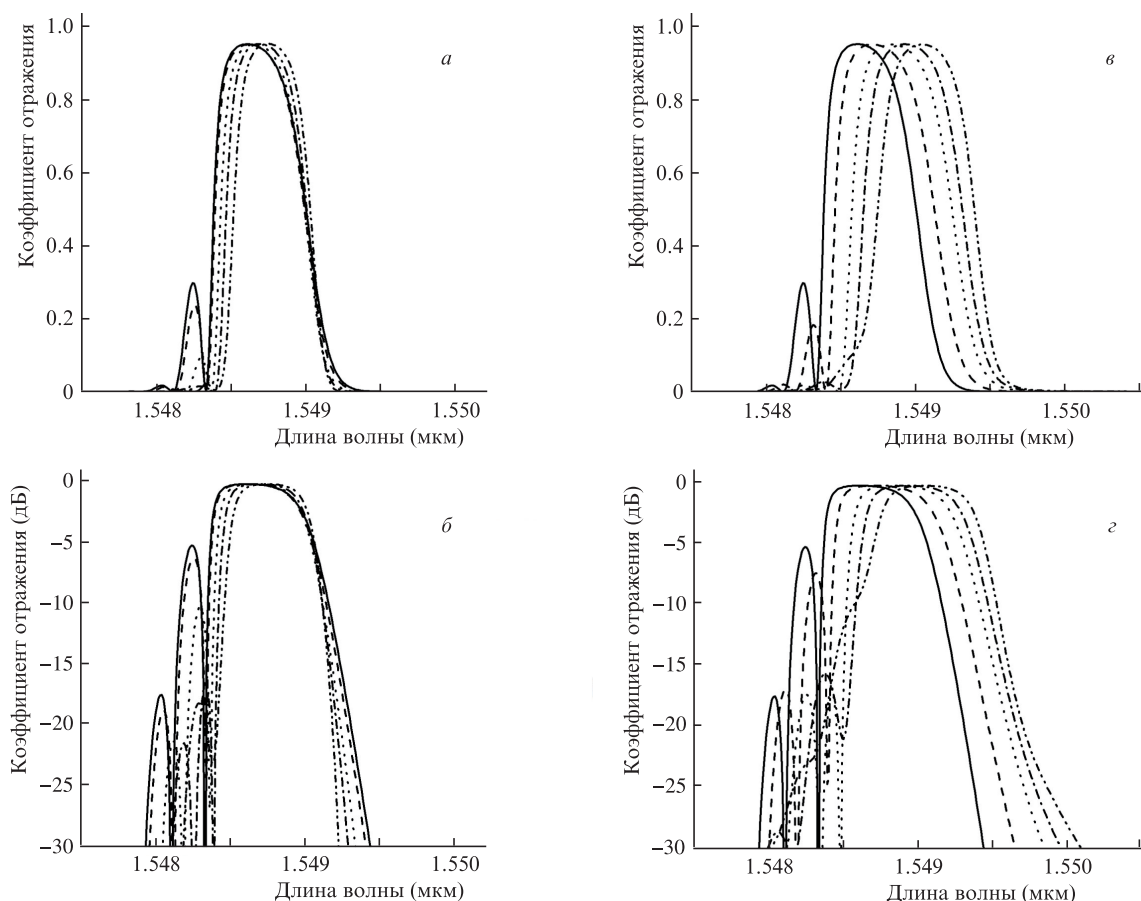


Рис.2. Спектры ВБР, описываемых формулой (1) при $f(z, \delta z) = 1$, с параметрами $w = 2$ мм, $\Delta n_0 = 0.7741$ мкм и $\delta z_0 = 0.01w$, $\Delta n_0 = 0.68 \times 10^{-3}$ (сплошная кривая), $\delta z = 0.2w$, $\Delta n_0 = 0.72 \times 10^{-3}$ (штриховая кривая), $\delta z = 0.4w$, $\Delta n_0 = 0.88 \times 10^{-3}$ (пунктир), $\delta z = 0.5w$, $\Delta n_0 = 1.04 \times 10^{-3}$ (штрих-пунктир) и $\delta z = 0.6w$, $\Delta n_0 = 1.26 \times 10^{-3}$ (штрих-пунктир-пунктир) в линейном (а) и логарифмическом (б) масштабах, а также спектры ВБР, описываемых формулой (1) с учетом (3) при $a = 2$ с параметрами $w = 2$ мм, $\Delta n_0 = 0.7741$ мкм и $\delta z_0 = 0.01w$, $\Delta n_0 = 0.68 \times 10^{-3}$ (сплошная кривая), $\delta z = 0.2w$, $\Delta n_0 = 0.84 \times 10^{-3}$ (штриховая кривая) и $\delta z = 0.4w$, $\Delta n_0 = 1.17 \times 10^{-3}$ (пунктир), $\delta z = 0.5w$, $\Delta n_0 = 1.46 \times 10^{-3}$ (штрих-пунктир), $\delta z = 0.6w$, $\Delta n_0 = 1.88 \times 10^{-3}$ (штрих-пунктир-пунктир) в линейном (в) и логарифмическом (г) масштабах; Δn_0 – оптическая длина периода штрихов ВБР.

ляла ~ 50 мВт, время записи ВБР с коэффициентом отражения 95% было равно 5–10 мин в зависимости от расстояния между центрами интерферирующих пучков (при увеличении расстояния от фазовой маски до волокна время записи увеличивалось).

Известно, что зависимость наведенного показателя преломления от дозы УФ облучения в общем случае не является линейной [10]. В работе [7] исследовалась зависимость наведенного показателя преломления от времени экспозиции при заданной интенсивности. Было показано, что в условиях наших экспериментов с ростом дозы наведенный показатель преломления увеличивается до $\sim 10^{-3}$ в первом приближении линейно (с погрешностью менее 10%), а затем выходит на корневую зависимость (степень ~ 0.5).

В эксперименте были записаны две серии ВБР с коэффициентами отражения 80% и 95% при различных значениях δz (см. рис.4, 5).

На рис.4 приведены спектры относительно слабых решеток ($R = 80\%$, $w \sim 1.1$ мм), записанных при меньшей экспозиции и соответственно имеющих меньший наведенный показатель преломления. Было достигнуто подавление боковых резонансов в коротковолновой части спектра с уровня -13 дБ до уровня -20 дБ (без заметного сужения основного пика отражения) уже при небольшом смещении осей пучков ($\delta z \sim 0.07w$).

Гораздо больший практический интерес представляет сглаживание спектра «плотных» решеток ($R \geq 95\%$), у которых амплитуда коротковолновых боковых резонансов при записи гауссовым пучком стандартным методом фазовой маски достигает -5 дБ (см. расчётные данные на рис.2, а, б).

Экспериментальные спектры отражения таких ВБР ($R \sim 95\%$, $w \sim 1.8$ мм) приведены на рис.5. Действительно, при плотном прилегании световода к фазовой маске ($\delta z = \delta z_0 \sim 0.01w$) амплитуда бокового резонанса в соответствии с расчетом составляет около -5 дБ. С увеличением параметра δz до $\sim 0.07w$ амплитуда боковых резонансов уменьшается (как и в решётке с $R = 80\%$), однако затем вновь начинает расти, но контраст бокового резонанса при этом уменьшается и, следовательно, спектр сглаживается. Хотя качественно эксперимент и теория для решётки с $R = 95\%$ при увеличении параметра δz ведут себя схожим образом, в форме экспериментальных (рис.5) и расчетных (рис.2, а, б) спектров отражения, а также в значениях оптимального параметра δz наблюдается значительное расхождение.

В эксперименте амплитуда боковых резонансов уменьшается слабее, чем в теории, но при этом их структура размывается с ростом δz , так что спектр становится относительно гладким (до уровня примерно -20 дБ, определяемого шумами измерительной схемы) уже при $\delta z \approx 0.2w$.

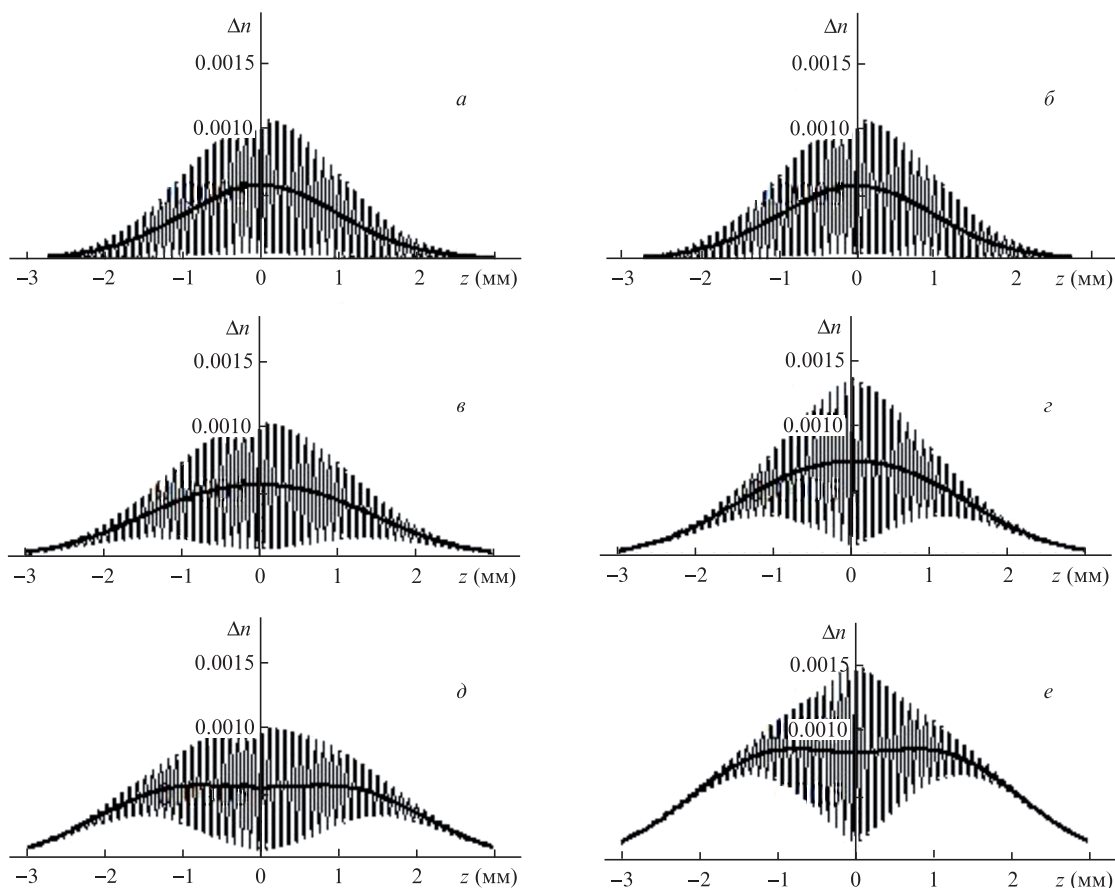


Рис.3. Профили показателя преломления, рассчитанные по формуле (1) при $f(z, \delta z) = 1$, для решеток с параметрами $w = 2$ мм при $\delta z_0 = 0.01w$, $\Delta n_0 = 0.68 \times 10^{-3}$ (а), $\delta z = 0.4w$, $\Delta n_0 = 0.88 \times 10^{-3}$ (б), $\delta z = 0.6w$, $\Delta n_0 = 1.26 \times 10^{-3}$ (в), а также профили показателя преломления, рассчитанные по формуле (1) с учетом (3) ($a = 2$) для решеток с параметрами $w = 2$ мм при $\delta z_0 = 0.01w$, $\Delta n_0 = 0.68 \times 10^{-3}$ (г), $\delta z = 0.4w$, $\Delta n_0 = 1.17 \times 10^{-3}$ (д), $\delta z = 0.6w$, $\Delta n_0 = 1.88 \times 10^{-3}$ (е). Жирная кривая – среднее значение наведенного показателя преломления, рассчитанное по формуле (2). При создании рисунка для наглядности период модуляции показателя преломления Λ увеличен до 100 мкм.

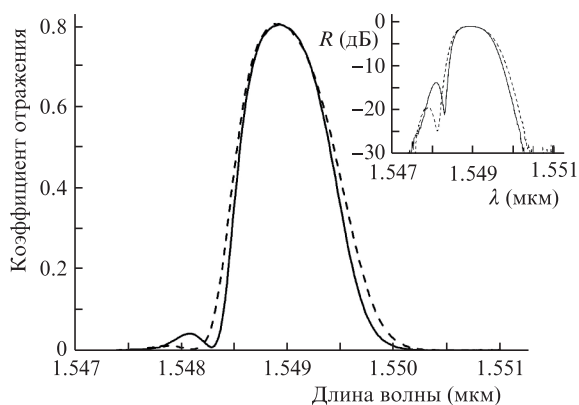


Рис.4. Экспериментальные спектры ВБР, записанных пучком с радиусом $w = 1.1$ мм, при параметрах смещения $\delta z = \delta z_0 \approx 0.02$ мм (сплошная кривая) и $\delta z = 0.074$ мм (штриховая кривая). На вставке – коэффициент отражения в логарифмическом масштабе.

При этом, в отличие от расчётных кривых рис.2,а, б, основной пик спектра отражения в эксперименте не сужается, а уширяется и смещается в длинноволновую область. Такое различие результатов эксперимента и теории может быть связано с не учитывавшимся в расчете уменьшением степени когерентности (и соответственно замыванием интерференционной картины на периферии) при увеличении относительного смещения осей интерферирующих пучков, нелинейной зависимостью наведенного

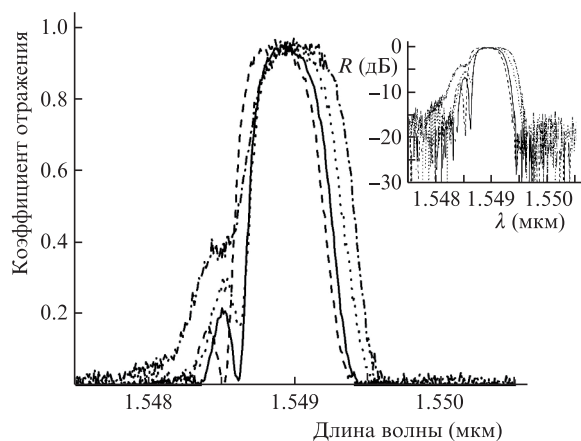


Рис.5. Экспериментальные спектры ВБР, записанных пучком с радиусом $w \approx 1.8$ мм, при параметрах смещения $\delta z = \delta z_0 \approx 0.02$ мм (сплошная кривая), 0.07 мм (штриховая кривая), 0.26 мм (пунктир) и 0.31 мм (штрих-пунктир). На вставке – коэффициент отражения в логарифмическом масштабе.

показателя преломления от дозы УФ облучения [7] (в моделировании для больших δz максимальная амплитуда $\Delta n(z = 0)$ достигает 10^{-3} , см. рис.3,в) и расходимостью пучка лазера, а также с возможным влиянием вибраций основания установки.

Для учета снижения степени когерентности (и соответственно контраста интерференционной картины) в точке

z при интерференции наклонных пучков $+1$ -го и -1 -го порядков с центрами, смещёнными на δz , в формулу для наведенного показателя преломления введен множитель перед интерференционным членом вида

$$f(z, \delta z) = \exp\left(-\frac{a|z|\delta z}{w_0^2}\right). \quad (3)$$

На рис.2, в, г приведены спектры отражения ВБР, описываемые формулой (1) с функцией $f(z, \delta z)$ согласно (3) при $a = 2$ (отметим, что связь эффекта с параметрами системы требует дополнительного изучения), для различных δz при восстановленной амплитуде коэффициента отражения $R = 0.95$. Получено, что расчёт по формуле (1) с учетом уменьшения степени когерентности на периферии в соответствии с (3) ($a = 2$) согласуется с экспериментом намного лучше, чем тот же расчёт при $f(z, \delta z) = 1$. Это приближение качественно описывает основные особенности экспериментальных спектров: смещение спектра отражения в длинноволновую область без существенного изменения ширины основного максимума и замывание боковых резонансов с ростом δz , тогда как в случае полностью когерентных пучков (рис.2, а, б) сдвиг спектра много меньше, чем в эксперименте, и боковые резонансы не меняются по форме – они не замываются, но уменьшается их амплитуда.

В правой колонке рис.3 показаны профили наведенного показателя преломления, рассчитанные по формуле (1) с учетом (3), для смещений $\delta z = 0.01w$ (з), $0.4w$ (д) и $0.6w$ (е). Построенные профили подтверждают, что уменьшение когерентности на периферии интерферирующих пучков приводит к более резкому спаду амплитуды интерференционной структуры и к соответствующему замыванию боковых резонансов. При этом размер интерференционной картины становится сравнимым с областью постоянного среднего значения, но само среднее значение увеличивается по сравнению со случаем полностью когерентных пучков (рис.3, а–в), что приводит к сдвигу спектрального максимума, а пиковое значение Δn существенно превышает предел (10^{-3}) линейной зависимости амплитуды наведенного показателя преломления от экспозиции. Это означает, что при сравнении эксперимента с теорией требуется учитывать нелинейность дозой зависимости. Количественное расхождение теории и эксперимента может объясняться этим, а также другими неучтенными эффектами (расходимость пучка и соответствующее отличие волнового фронта от плоского, вибрации).

4. Заключение

Выполненный в работе расчет показал, что в схеме с фазовой маской может быть достигнуто значительное (до уровня -20 дБ) подавление боковых резонансов плотной ВБР ($R = 95\%$) без уширения спектра отражения с помощью относительного смещения центров интерферирующих гауссовых пучков радиусом w на величину $\delta z \sim 0.6w$ за счёт поперечного сдвига фазовой маски. Предсказанное подавление наблюдается в эксперименте, однако экспериментальное значение оптимального смещения ($\delta z \sim 0.2w$) существенно меньше. Дополнительный расчёт показал, что это различие может быть обусловлено уменьшением

степени когерентности интерферирующих пучков на периферии с ростом расстояния δz между их центрами. Кроме того, учет этого эффекта позволяет теоретически описать на качественном уровне наблюдаемое при увеличении δz в эксперименте «замывание» боковых пиков и смещение в длинноволновую область основного пика в спектре отражения. Количественные расхождения теории и эксперимента могут быть связаны и с нелинейностью наведенного показателя преломления от дозы облучения при больших смещениях, а также с расходимостью пучка лазера и вибрациями основания установки.

Для менее плотных решёток ($R = 80\%$), записанных при меньшем времени экспозиции, подавление боковых резонансов до уровня -20 дБ в эксперименте наблюдается при меньших сдвигах ($\delta z \sim 0.1w$) без заметного «замывания» и изменения формы спектра.

Таким образом, в работе показано, что схема записи ВБР с фазовой маской при поперечном перемещении фазовой маски от волокна позволяет записывать решетки с фиксированной брэгговской длиной волны и сглаженными боковыми резонансами без существенного изменения ширины спектра. Сглаживание боковых резонансов в коротковолновой области при этом происходит за счёт относительного сдвига центров интерферирующих пучков и выравнивания среднего значения показателя преломления в области записываемой ВБР. Данный простой способ аподизации является актуальным для многих приложений ВБР в волоконной оптике, в частности для использования в качестве зеркал резонатора волоконных лазеров, а также для точных волоконных сенсоров со спектральным мультиплексированием, требующих гладкого спектрального профиля. Никаких ограничений на применение ВБР данный метод аподизации не накладывает. Использование метода, описанного в работе, в схеме с фазовой маской и двухзеркальным интерферометром позволит записывать ВБР с подавленными боковыми резонансами на произвольной длине волны в спектральном диапазоне $1 - 1.6$ мкм.

Авторы выражают благодарность А.А.Власову за помощь в выполнении работы. Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Министерства образования и науки РФ и интеграционного проекта СО РАН.

1. Kashyap R. *Fiber Bragg Gratings* (San Diego: Acad. Press, 1999).
2. Васильев С.А., Медведков О.И., Королев И.Г., Божков А.С., Курков А.С., Дианов Е.М. *Квантовая электроника*, **35**, 1085 (2005).
3. Erdogan T. *J. Lightwave Technol.*, **15**, 1277 (1997).
4. Othonos A., Kalli K. *Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing* (Norwood: Artech Hous, 1999).
5. Loh W.H. et al. *Opt. Lett.*, **20**, 2051 (1995).
6. Tikhomirov A., Foster S. J. *Lightwave Technol.*, **25**, 533 (2007).
7. Абдуллина С.Р., Бабин С.А., Власов А.А., Каблуков С.И. *Квантовая электроника*, **36**, 966 (2006).
8. Belai O.V., Podivilov E.V., Shapiro D.A. *Opt. Commun.*, **266**, 512 (2006).
9. Абдуллина С.Р., Бабин С.А., Власов А.А., Каблуков С.И. *Квантовая электроника*, **35**, 857 (2005).
10. Медведков О.И., Королев И.Г., Васильев С.А. *Препринт ИЦВО № 6* (М., 2004).