

Радиофизика

Научная статья

УДК 535.3, 535-15, 535.417

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.19314>

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЧИРПИРОВАННОЙ ВОЛОКОННОЙ БРЭГГОВСКОЙ РЕШЕТКИ В МАЛОМОДОВОМ СТУПЕНЧАТОМ СВЕТОВОДЕ ПРИ ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

А. А. Маркварт , **Л. Д. Завалишина**, **Л. Б. Ликумович**, **Н. А. Ушаков**

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,

Санкт-Петербург, Россия

 aleksandr-markvart@yandex.ru

Аннотация. В работе предложен вариант многомодовой волоконной решетки Брэгга, записанной в маломодовое ступенчатое оптоволокно и работающей в двухмодовом режиме LP_{01} - LP_{02} . В качестве оптического волокна, наиболее отвечающего требованиям, подобрано коммерчески доступное волокно FG025LJA компании Thorlabs с диаметром сердцевины 25 мкм и числовой апертурой 0,1, которое в O -диапазоне длин волн имеет только две осесимметричные моды. Рассчитаны коэффициенты прямых и перекрестных связей мод в решетке, а затем спектры отражения однородных и чирпированных вариантов решетки. Продемонстрированы эффекты насыщения, уширения и интерференции резонансов, а также получение единого пика отражения с максимальным коэффициентом отражения до 98%.

Ключевые слова: многомодовая решетка Брэгга, чирпированная решетка, маломодовое оптическое волокно, осесимметричная мода

Финансирование: Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 25-79-00365).

Для цитирования: Маркварт А. А., Завалишина Л. Д., Ликумович Л. Б., Ушаков Н. А. Моделирование чирпированной волоконной брэгговской решетки в маломодовом ступенчатом световоде при осесимметричном возбуждении // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2026. Т. 19. № 3. С. 171–182. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.19314>

Статья открытого доступа, распространяемая по лицензии CC BY-NC 4.0 (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Original article

DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.19314>

SIMULATION OF A CHIRPED FIBER BRAGG GRATING IN A FEW-MODE STEP-INDEX OPTICAL FIBER UNDER AXISYMMETRIC EXCITATION

A. A. Markvart , **L. D. Zavalishina**, **L. B. Liokumovich**, **N. A. Ushakov**

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia

 aleksandr-markvart@yandex.ru

Abstract. In this paper, a multimode fiber Bragg grating variant inscribed in a few-mode step-index fiber and operating in dual-mode LP_{01} - LP_{02} regime has been proposed. The commercially available Thorlabs FG025LJA fiber with a 25- μ m core diameter and a numerical aperture of 0.1, as a suitable optical fiber was selected (this fiber exhibits only two axisymmetric modes in the O -band). The self-coupling and cross-coupling coefficients of the modes in the grating and the reflectance spectra of homogeneous and chirped gratings were calculated.

The effects of saturation, broadening, and resonance interference, as well as the generation of a single reflection peak with a maximum reflectivity of up to 98% were demonstrated.

Keywords: multimode Bragg grating, chirped grating, few-mode fiber, axisymmetric mode

Funding: The reported study was funded by Russian Science Foundation (Grant No. 25-79-00365).

For citation: Markvart A. A., Zavalishina L.D., Liokumovich L. B., Ushakov N. A., Simulation of a chirped fiber Bragg grating in a few-mode step-index optical fiber under axisymmetric excitation, St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. 19 (3) (2026) 171–182. DOI: <https://doi.org/10.18721/JPM.19314>

This is an open access article under the CC BY-NC 4.0 license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>)

Введение

Датчики на основе волоконных брэгговских решеток (ВБР) привлекательны для широкого спектра применений благодаря таким преимуществам, как малый вес, компактность, электромагнитная совместимость, электро- и взрывобезопасность, биосовместимость, пригодность для работы в жестких условиях, а также возможность создания сенсорных сетей [1, 2]. Как правило, брэгговские решетки записываются в одномодовые волокна. Такие решетки получили широкое распространение ввиду наличия отработанных методов изготовления, простоте алгоритмов обработки сигналов и широких возможностей для мультиплексирования. Однако в ряде отдельных применений перспективно использование брэгговских решеток, записанных в многомодовое волокно (МВБР) [3]. Так, на основе лишь одной решетки можно реализовать многопараметрические измерения благодаря существованию дополнительных степеней свободы в многомодовом волокне [4]. Последнее хорошо сопрягается с недорогими источниками излучения, например обычными светодиодами, в отличие от одномодового волокна, для которого требуется лазер или суперлюминисцентный диод. Это позволяет изготавливать низкобюджетные сенсорные системы на основе МВБР [5]. Полимерные многомодовые волокна служат основой для датчиков с улучшенной чувствительностью к растяжению [6], а сапфировые и беспримесные кварцевые многомодовые волокна — для высокотемпературных датчиков [7]. Кроме того, на основе МВБР можно реализовывать преобразователи модового состава, полезные при построении лазеров и линий связи [8]. Однако спектр отражения МВБР имеет достаточно сложный характер. Каждая распространяющаяся мода вносит свой резонансный вклад при взаимодействии с самой собой и при перекрестном взаимодействии с другими модами [3]. Кроме того, в существенно многомодовых и в чирпированных решетках эти резонансы начинают пересекаться, и в спектре отражения появляются интерференционные составляющие [9 – 11]. Как правило, эти составляющие считаются паразитными, и с ними приходится бороться самыми разными методами [11].

Исследование МВБР и последующее управление спектрами отражения в однородных и неоднородных МВБР является актуальной задачей при проектировании новых компонентов для многомодовых волоконно-оптических систем с использованием МВБР. При этом целесообразно начинать те или иные исследования с МВБР в двухмодовом режиме как с теоретической, так и практической точек зрения, ввиду относительной простоты спектра отражения, по сравнению с существенно многомодовыми решетками. Более того, МВБР именно в маломодовых волокнах могут объединять преимущества многомодовых МВБР с одной стороны и сохранять относительную простоту с другой. Но на данный момент имеется лишь небольшое количество соответствующих исследований. В работе [9] рассматривается двухмодовый режим LP_{01} - LP_{11} в чирпированной решетке, записанной в волокно с большой площадью моды, диаметром сердцевины 20 мкм и апертурой 0,06 от компании Nufern (США). При этом возбуждение LP_{11} моды реализуется за счет изгиба. В работе [10] также рассматривается двухмодовый режим LP_{01} - LP_{11} в чирпированной решетке, но записанной в градиентное двухмодовое волокно фирмы OFS (США).



Цель настоящей работы – демонстрация эффектов насыщения, интерференции уширения резонансов, а также формирования единого резонансного пика в маломодовой МВБР в оптоволокне со ступенчатым профилем показателя преломления.

Нами предлагается вариант МВБР, записанной в простое многомодовое ступенчатое волокно и работающей в двухмодовом режиме LP_{01} - LP_{02} . Такой режим реализуется при осесимметричной сварке подводящего одномодового волокна со ступенчатым маломодовым волокном, обладающим достаточно малой сердцевинной и низким значением числовой апертуры при записи решетки, однородной в поперечном сечении.

В качестве оптического волокна, наиболее отвечающего нашим требованиям, подобрано коммерчески доступное волокно FG025LJA компании Thorlabs [12] с диаметром сердцевины 25 мкм и числовой апертурой 0,1, которое в O -диапазоне длин волн имеет только две осесимметричные моды.

В работе также рассчитаны коэффициенты прямых и перекрестных связей мод в решетке и выполнены последующие расчеты спектров отражения однородных и chirпированных вариантов решетки; продемонстрированы эффекты насыщения, уширения и интерференции резонансов, а также показано получение единого пика отражения с максимальным коэффициентом.

Исходные теоретические выражения для расчета многомодовых брэгговских решеток

Распределение показателя преломления волоконной брэгговской решетки, записанной в сердцевину оптического волокна, имеет вид

$$n(r, \varphi, z) = n_0(r, \varphi) + \delta n(r, \varphi, z), \quad (1)$$

где $n_0(r, \varphi)$ – профиль показателя преломления сердцевины оптического волокна, $\delta n(r, \varphi, z)$ – периодическое изменение показателя преломления решетки вдоль волокна (вдоль оси z).

Функция $\delta n(r, \varphi, z)$, в общем случае решеток, неоднородных вдоль оси волокна, имеет вид

$$\delta n(r, \varphi, z) = \overline{\delta n(r, \varphi)} g(z) \left\{ 1 + v \cos \left[\frac{2\pi}{\Lambda_0} z + \phi(z) \right] \right\}, \quad (2)$$

где $\overline{\delta n(r, \varphi)}$ – среднее значение модуляции показателя преломления решетки (без аподизации); $g(z)$ – функция аподизации; v, Λ_0 – контраст решетки и ее период; $\phi(z)$ – дополнительная фаза, описывающая chirп решетки.

Зависимость среднего значения $\delta n(r, \varphi)$ от координат r и φ отражает возможную неоднородность решетки в поперечном сечении сердцевины волокна; произведение $v \delta n(r, \varphi)$ фактически является амплитудой модуляции решетки (без учета аподизации).

На практике chirп вводится линейным законом изменения локального периода решетки, который для решетки, центрованной относительно начала координат $z = 0$, имеет следующий вид:

$$\Lambda(z) = \Lambda_0 + Cz, \quad (3)$$

где C – параметр chirпа.

Для линейного chirпа выражение для фазы имеет вид

$$\phi(z) = \frac{2\pi}{C} \ln \left(1 + \frac{C}{\Lambda_0} z \right) - \frac{2\pi}{\Lambda_0} z. \quad (4)$$

В приближении слабонаправляющего волокна суммарное электрическое поле можно представить через суперпозицию линейно-поляризованных мод LP_{lp} , при этом z -компонентами полей мод можно пренебречь. Для случая МВБР в двухмодовом волокне тангенциальную компоненту вектора суммарного электрического поля $\mathbf{E}_t$ можно представить как суперпозицию двух прямых (падающих) и двух обратных (отраженных) мод:

$$\mathbf{E}_t(x, y, z, t) = \left\{ \left[A_1(z)e^{i\beta_1 z} + B_1(z)e^{-i\beta_1 z} \right] \mathbf{e}_{1t}(x, y) + \left[A_2(z)e^{i\beta_2 z} + B_2(z)e^{-i\beta_2 z} \right] \mathbf{e}_{2t}(x, y) \right\} e^{-i\omega t}, \quad (5)$$

где $\mathbf{e}_{it}(r, \varphi)$ – поперечное распределение тангенциальной компоненты вектора электрического поля i -й моды; β_i – ее постоянная распространения; $A_i(z)$ – амплитуда прямой i -й моды; $B_i(z)$ – амплитуда обратной i -й моды; ω – циклическая частота; t – время.

Вместо постоянной распространения моды удобно использовать эффективный показатель преломления моды, который имеет вид

$$n_{eff,i} = \beta_i / k_0, \quad (6)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число (λ – длина волны в вакууме).

Обычно выбирают такую нормировку полей мод, чтобы мощность, переносимая одной модой, равнялась 1 Вт. В этом случае величина $|A_i|^2$ будет численно равна мощности, переносимой i -й модой. Для LP-мод можно записать такое соответствующее условие:

$$\iint_{\infty} \mathbf{e}_{kt} \mathbf{e}_{jt}^* dS = \frac{2\omega\mu_0}{\beta_i} \delta_{kj}, \quad (7)$$

где μ_0 – магнитная постоянная, δ_{ki} – символ Кронекера; звездочка указывает операцию комплексного сопряжения.

В приближении медленно меняющихся амплитуд $A_i(z)$ и $B_i(z)$, с использованием условий фазового синхронизма, таких, что

$$2\beta_i \approx 2\pi/\Lambda + d\phi/dz; \quad \beta_1 + \beta_2 \approx 2\pi/\Lambda + d\phi/dz,$$

можно получить стандартный вид системы уравнений связанных мод для брэгговской решетки [10, 13]:

$$\begin{aligned} \frac{dR_1}{dz} &= i\hat{\sigma}_1 R_1 + i\kappa_{11} S_1 + i\kappa_{12} S_2, & \frac{dR_2}{dz} &= i\hat{\sigma}_2 R_2 + i\kappa_{21} S_1 + i\kappa_{22} S_2; \\ \frac{dS_1}{dz} &= -i\hat{\sigma}_1 S_1 - i\kappa_{11} R_1 - i\kappa_{21}^* R_2, & \frac{dS_2}{dz} &= -i\hat{\sigma}_2 S_2 - i\kappa_{12}^* R_1 - i\kappa_{22} R_2. \end{aligned} \quad (8)$$

Система (8) записана для новых переменных R_i и S_i , которые связаны с амплитудами мод A_i и B_i соотношениями

$$\begin{aligned} R_1(z) &= A_1(z) e^{-i\delta_1 z + i\phi/2}, & S_1(z) &= B_1(z) e^{i\delta_1 z - i\phi/2}, \\ R_2(z) &= A_2(z) e^{-i\delta_2 z + i\phi/2}, & S_2(z) &= B_2(z) e^{i\delta_2 z - i\phi/2}, \end{aligned} \quad (9)$$

где параметр δ_i называется геометрической расстройкой от резонанса Брэгга для i -й моды и следует выражению

$$\delta_i = \beta_i - \frac{\pi}{\Lambda_0}. \quad (10)$$

Такая замена переменных обусловлена исключением осцилляций амплитуд, связанных с расстройками δ_i . Остальные коэффициенты системы (8) определяются соотношениями

$$\hat{\sigma}_i = \delta_i + \sigma_{ii} - \frac{1}{2} \frac{d\phi}{dz}, \quad (11)$$

$$\sigma_{kj} = \frac{\omega\epsilon_0}{2} \iint_{core} n_0(r, \varphi) \overline{\delta n(r, \varphi)} g(z) \mathbf{e}_{kt} \mathbf{e}_{jt}^* dS, \quad (12)$$

$$\kappa_{kj} = \frac{v}{2} \sigma_{kj}, \quad (13)$$

где $\hat{\sigma}_i$ – эффективная расстройка, σ_{kj} – постоянная составляющая коэффициента связи k -й и j -й мод; κ_{kj} – переменная составляющая коэффициента связи k -й и j -й мод (точнее, амплитуда переменной составляющей коэффициента связи).

В эффективной расстройке учтен сдвиг резонанса из-за чирпа и изменения среднего показателя преломления решетки относительно показателя преломления сердцевины невозмущенного волокна.

Условие $\hat{\sigma}_i = 0$ соответствует брэгговскому резонансу отражения i -й моды саму в себя, а условие $\hat{\sigma}_k + \hat{\sigma}_j = 0$ соответствует перекрестному резонансу отражения k -й моды в j -ю.



Систему уравнений (8) можно записать в матричном виде:

$$\begin{cases} \frac{dR}{dz} = i\Delta R + iKS, \\ \frac{dS}{dz} = -i\Delta S - iK^\dagger R, \end{cases} \quad (14)$$

где знак $\dagger$ — операция Эрмитава сопряжения; также введены векторы-столбцы R и S ,

$$R = \begin{bmatrix} R_1 \\ R_2 \end{bmatrix}, S = \begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \end{bmatrix}; \quad (15)$$

матрицы Δ и K эффективных расстройек и переменных составляющих коэффициентов связи, соответственно, выражаются как

$$\Delta = \begin{bmatrix} \hat{\sigma}_1 & 0 \\ 0 & \hat{\sigma}_2 \end{bmatrix}, K = \begin{bmatrix} \kappa_{11} & \kappa_{12} \\ \kappa_{21} & \kappa_{22} \end{bmatrix}. \quad (16)$$

Задача решения системы (14) является двухсторонней краевой задачей. Обычно на входе решетки задаются амплитуды прямых волн $R_i, i = R_i(-L/2)$, на выходе решетки задается условие отсутствия отраженных волн $S_{out,i} = S_i(L/2) = 0$ (L — длина решетки).

Соотношения для коэффициентов связи мод в МВБР, однородной в поперечном сечении, в ступенчатом многомодовом волокне

В данной работе рассматривается брэгговская решетка, записанная в ступенчатое волокно: $n_0(r, \varphi) = n_0$ во всю сердцевину, с однородным поперечным распределением вида $\delta n(r, \varphi) = \delta n$.

При расчетах коэффициентов связи мод часто вводится коэффициент сосредоточения моды в сердцевине Γ_i , отражающий долю мощности i -й моды, сосредоточенной в сердцевине, а также коэффициент η_{kj} перекрытия полей k -й и j -й мод, называемый интегралом перекрытия:

$$\Gamma_i = \frac{\iint_{core} |\mathbf{e}_{it}|^2 dS}{\iint_{\infty} |\mathbf{e}_{it}|^2 dS}, \quad (17)$$

$$\eta_{kj} = \frac{\iint_{core} \mathbf{e}_{kt} \mathbf{e}_{jt}^* dS}{\sqrt{\iint_{\infty} |\mathbf{e}_{kt}|^2 dS \cdot \iint_{\infty} |\mathbf{e}_{jt}|^2 dS}}. \quad (18)$$

Далее, с учетом выражений (12), (13), (6) и условия (7), а также соотношения $n_{eff,i} \approx n_0$ (справедливо в приближении слабонаправляющего волокна), можно записать следующие выражения для коэффициентов связи мод:

$$\sigma_{ii}(z) = \frac{k_0 n_0 g(z) \overline{\delta n} \Gamma_i}{n_{eff,i}} \approx k_0 g(z) \overline{\delta n} \Gamma_i, \quad (19)$$

$$\sigma_{kj}(z) = \frac{k_0 n_0 \overline{\delta n(z)} \eta_{kj}}{\sqrt{n_{eff,k} n_{eff,j}}} \approx k_0 g(z) \overline{\delta n} \eta_{kj} \quad (k \neq j), \quad (20)$$

$$\kappa_{kj} = \frac{\nu}{2} \sigma_{kj}. \quad (21)$$

Распределения электрических полей LP_{0p} мод в ступенчатом световоде, поляризованных вдоль оси x , описываются функциями Бесселя:

$$\begin{cases} \mathbf{e}_{it} = AJ_0\left(\frac{U_i}{a}r\right)\mathbf{x}, & r \leq a; \\ \mathbf{e}_{it} = A\frac{J_0(U_i)}{K_0(W_i)}K_0\left(\frac{W_i}{a}r\right)\mathbf{x}, & r > a, \end{cases} \quad (22)$$

где a – радиус сердцевин; i – номер моды LP_{0p} ; $\mathbf{x}$ – единичный вектор; J_0 – функция Бесселя первого рода, нулевого порядка; K_0 – модифицированная функция Бесселя второго рода, нулевого порядка; U_i – поперечное волновое число в сердцевине; W_i – коэффициент затухания в оболочке; A – коэффициент, значение которого зависит от используемой нормировки.

Величины U_i и W_i являются корнями следующего характеристического уравнения:

$$U\frac{J_1(U)}{J_0(U)} = W\frac{K_1(W)}{K_0(W)}, \quad (23)$$

где J_1, K_1 – функции Бесселя 1-го порядка.

Функции J_1, K_1 связаны с эффективным показателем преломления моды и параметрами волокна следующими соотношениями:

$$U_i = ak_o\sqrt{n_0^2 - n_{eff,i}^2}, W_i = \sqrt{V^2 - U_i^2}, V = \sqrt{ak_oNA}, \quad (24)$$

где V – нормированная частота волокна, NA – числовая апертура.

Результаты расчета волоконной брэгговской решетки в двухмодовом режиме

Коммерчески доступное маломодовое волокно Thorlabs FG025LJA, рассматриваемое в данной работе, характеризуется, согласно спецификации [12], следующими параметрами:

Диаметр сердцевин 25 мкм,

Диаметр оболочки 125 мкм,

Числовая апертура $0,100 \pm 0,015$,

Рабочие диапазоны длин волн 490 – 550 нм и 700 – 1400 нм.

Следует добавить, что материалами сердцевин и оболочки являются кварц и фторированный кварц, соответственно.

Для исследования был выбран O -диапазон длин волн (от 1260 до 1360 нм). В этом диапазоне рассматриваемое оптоволокно имеет две осесимметричные моды: LP_{01} и LP_{02} . С использованием приведенных выше теоретических соотношений, на центральной длине волны 1310 нм были рассчитаны значения эффективных показателей преломления мод, коэффициентов сосредоточения мод в сердцевине и интегралов перекрытия мод:

$$n_{eff,1} = 1,44274, n_{eff,2} = 1,42600, \Gamma_1 = 0,982, \Gamma_2 = 0,874, \eta_{12} = \eta_{21} = 0,046.$$

Для удобства их считали постоянными во всем рассматриваемом диапазоне длин волн. Для наблюдения резонансов в спектре брэгговской решетки был выбран опорный период $\Lambda_0 = 457$ нм. Контраст решетки был задан единичным: $v = 1$.

Функция аподизации принималась гауссовой и супергауссовой с настраиваемыми параметрами m и G , согласно выражению

$$g(z) = \exp\left[-\left(\frac{2z}{GL}\right)^{2m}\right]. \quad (25)$$

Далее в расчетах варьировали такие параметры решетки, как ее длина L , амплитуда ее модуляции $v\delta n = \delta n$, параметр чирпа C .

Значения этих параметров выбирались в следующих диапазонах, обусловленных техническими возможностями записи брэгговских решеток в оптоволокно:

длина – (1 – 150) мм [14] (определяется длиной фазовой маски при классической записи ультрафиолетовым лазером);

амплитуда модуляции – $(0,1 – 5,0) \cdot 10^{-4}$ для классической записи ультрафиолетовым лазером в оптоволокно с кварцевой сердцевинной, выдержанное в водороде [15];

параметр чирпа – (0 – 30) нм/см.



Расчет МВБР производился стандартным методом расчета chirпированных брэгговских решеток, а именно – методом матриц переноса, который заключается в разбиении решетки на однородные сегменты, для каждого из которых строится матрица передачи $2N \times 2N$ (N – число мод), после чего эти матрицы перемножаются [13, 16, 17].

На первом этапе было проведено моделирование, которое показало, какие характерные спектры отражения для однородных и chirпированных МВБР можно наблюдать при записи решеток в выбранное маломодовое волокно при не самых экстремальных параметрах записи. При этом в расчетах использовалась супергауссова функция аподизации с параметрами $m = 3$, $G = 0,5$. Такой выбор обусловлен стремлением создать плоскую вершину спектра отражения chirпированных решеток с одновременным снижением уровня пульсаций. Для амплитуды модуляции δn было выбрано типичное значение: 10^{-4} .

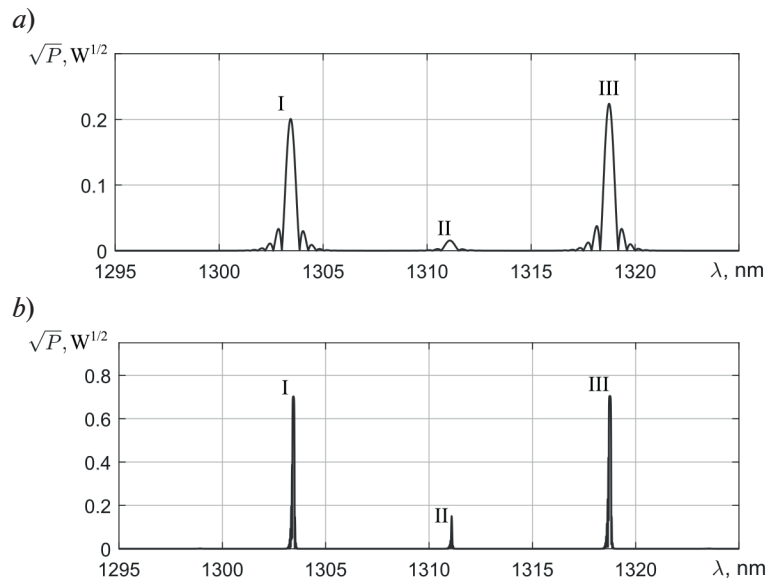


Рис. 1. Спектры мощности отраженного света (зависимости от его длины волны λ величины $\sqrt{P}$ – квадратного корня мощности света, отраженного от МВБР) для двух значений длины однородной решетки L , см: 0,3 (а) и 3,0 (б).

Мощность падающих мод – 0,5 Вт; параметр chirпа $C = 0$ нм/см;
амплитуда модуляции $\delta n = 0,0001$

На рис. 1 приведены спектры отраженного света для однородных решеток, имеющих длину 0,3 и 3,0 см при равномерном возбуждении обеих мод мощностью 0,5 Вт каждая. На графиках отчетливо видны три резонанса. Крайние, наиболее сильные, резонансы соответствуют отражению мод самих в себя. Центральный резонанс соответствует перекрестной связи мод. При увеличении длины от 0,3 до 3,0 см достигается максимальный уровень отраженной мощности для крайних резонансов (насыщение отражательной способности ВБР).

На рис. 2, а, d и g приведены спектры отраженного света для chirпированных решеток со следующими параметрами (соответственно):

$C = 25$ нм/см, $L = 0,2$ см; $C = 300$ нм/см, $L = 0,2$ см; $C = 150$ нм/см, $L = 0,4$ см.

Эти спектры относятся к случаю равномерного возбуждения обеих мод мощностью 0,5 Вт каждая. При невысоком значении параметра chirпа C (рис. 2, а) резонансы I и III начинают пересекаться с перекрестным резонансом II, что обнаруживается возникновением интерференционных осцилляций в местах пересечения. Чтобы лучше показать пересечение резонансов, на рис. 2, b приведены спектральные зависимости мощности обратных мод LP_{01} и LP_{02} при наличии только одной падающей (LP_{01})-моды, (либо (LP_{02})-моды) мощностью 0,5 Вт. Две составляющие обратной моды LP_{01} , обусловленные падением прямых мод LP_{01} и LP_{02} , интерферируют между собой (см. рис. 2, c, синяя кривая).

Аналогично две составляющие обратной (LP_{02})-моды, обусловленные падением прямых мод LP_{02} и LP_{01} , интерферируют между собой (см. рис. 2, *c*, красная кривая). Таким образом, спектр мощности света, отраженного от chirпированной МВБР, представляющий собой сумму спектров мощностей, отраженных в моды LP_{01} и LP_{02} , имеет уширенный и интерференционный характер. При дальнейшем увеличении значения параметра chirпа (рис. 2, *d – f*) можно получить широкую область пересечения крайних резонансов с перекрестным и между собой (см. рис. 2, *e*), и, соответственно, единую область отражения в суммарном спектре, изрезанную интерференционными осцилляциями (см. рис. 2, *d*). При этом удлинение решетки (см. рис. 2, *g – k*) ведет к росту частоты этих осцилляций.

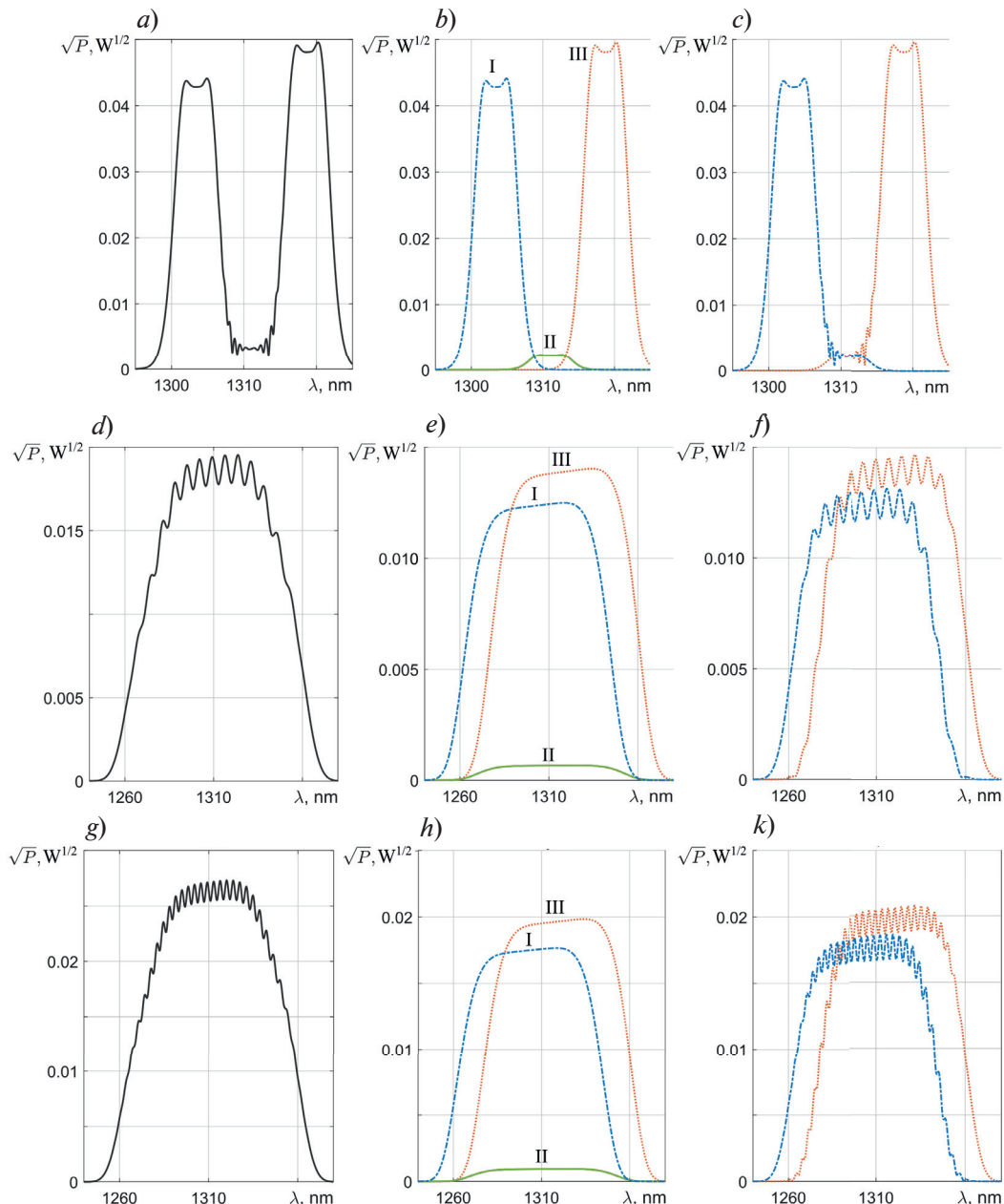


Рис. 2. Поведение спектров мощности света, отраженного в моды, при разных условиях возбуждения (см. таблицу), а также при варьировании значений ключевых параметров решетки. C , нм/см: 25 (*a – c*), 300 (*d – f*) и 150 (*g – k*); $L = 0,2$ см (*a – f*) и 0,4 см (*g – k*); $\bar{\delta n} = 10^{-4}$ (*a – k*)



Таблица

Таблица соответствия кривых на рис. 2

Позиция на рис. 2	Цвет кривой	Мощность отраженной моды (либо их суммы)	Условие возбуждения (каждая мода 0,5 Вт)
a), d), g)	черный	суммарная обеих отраженных мод	обеими модами ($LP_{01} + LP_{02}$)
b), e), h)	синий	одной LP_{01}	одной LP_{01}
b), e), h)	красный	одной LP_{02}	одной LP_{02}
b), e), h)	зеленый	одной LP_{01}	одной LP_{02}
b), e), h)	зеленый	одной LP_{02}	одной LP_{01}
c), f), k)	синий	одной LP_{01}	обеими ($LP_{01} + LP_{02}$)
c), f), k)	красный	одной LP_{02}	обеими

На втором этапе исследования параметры решетки целенаправленно подбирались таким образом, чтобы сформировать единый пик в спектре отражения МВБР при равномерном возбуждении падающих мод суммарной мощностью 1,0 Вт (мощность каждой 0,5 Вт) и максимально поднять уровень отраженной мощности. При этом была выбрана гауссова функция аподизации ($m = 1$, $G = 1/\sqrt{2}$), которая обычно возникает естественным образом при ультрафиолетовой записи через фазовую маску. Результаты расчетов представлены на рис. 3. При неэкстремальных параметрах решетки $C = 16$ нм/см, $L = 1,5$ см, $\delta n = 10^{-4}$ максимальная отраженная мощность составила 0,5% от падающей (см. рис. 3, a). При увеличении длины решетки до 15 см (экстремальная длина для

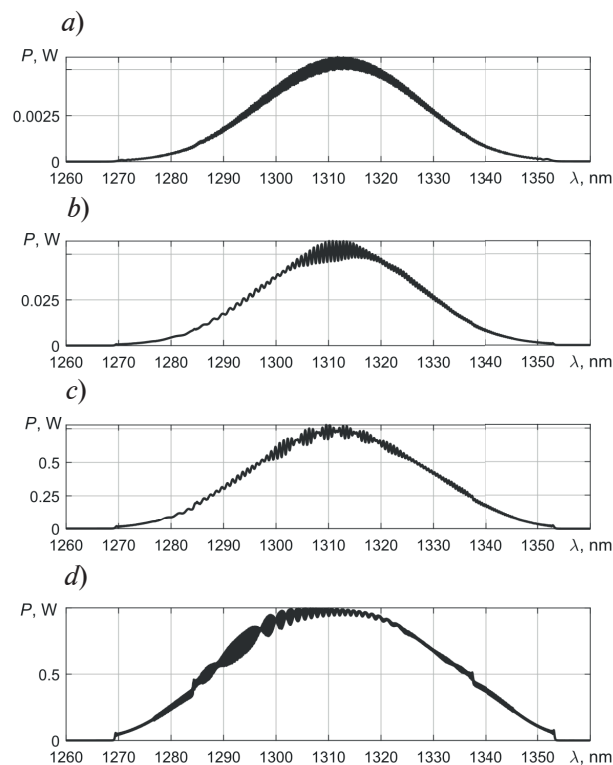


Рис. 3. Спектры мощности отраженного света для четырех вариантов чирпированных решеток (a – d).

Уровни мощности падающих мод $|R_{in,1}|^2 = |R_{in,2}|^2 = 0,5$ Вт; C , нм/см: 16 (a), 1,6 (b, c) и 0,48 (d); L , см: 1,5 (a), 15 (b, c) и 50 (d); $\delta n = 1 \cdot 10^{-4}$ (a, b) и $5 \cdot 10^{-4}$ (c, d)

фазовой маски) уровень отраженной мощности возрос до 5% (см. рис. 3, *b*). При увеличении амплитуды модуляции решетки до $\delta n = 5 \cdot 10^{-4}$, что потенциально возможно для волокон с сердцевинной из чистого кварца, можно получить уровень отражения, равный 70% (см. рис. 3, *c*). При дальнейшем же увеличении длины до 50 см (это возможно при ультрафиолетовой записи с протяжкой волокна при записи [18]), можно достичь уровня, равного 98%.

Заключение

В работе путем численного расчета показана пригодность коммерчески доступного ступенчатого многомодового волокна Thorlabs FG025LJA для наблюдения спектров отражения МВБР в двухмодовом режиме. Получены спектры отражения однородных и чирпированных многомодовых брэгговских решеток. Продемонстрирована возможность наблюдения эффектов уширения и интерференции резонансов в спектре решетки при типичных параметрах записи МВБР. Показана возможность формирования единого пика отражения величиной до 70% и 98% от уровня падающей мощности излучения при экстремальных, но технически достижимых параметрах записи решетки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Alhussein A. N., Qaid M. R., Agliullin T., Valeev B., Morozov O., Sakhabutdinov A. Fiber Bragg grating sensors: Design, applications, and comparison with other sensing technologies // *Sensors*. 2025. Vol. 25 No. 7. P. 2289.
2. Бутов О. В., Тomyшев К. А., Нечепуренко И. А., Дорофеенко А. В., Никитов С. А. Волоконные брэгговские решетки с наклонными штрихами и сенсоры на их основе // *Успехи физических наук*. 2022. Т. 192. № 12. С. 1385–1398.
3. Lu C., Cui Y. Fiber Bragg grating spectra in multimode optical fibers // *Journal of Lightwave Technology*. 2006. Vol. 24. No. 1. Pp. 598–604.
4. Xu J., Liu T., Dai X., Su Y., Shi J., Zheng Y., Dai S., Zhang P. Multi-mode fiber Bragg grating for simultaneous detection of strain, torsion and temperature // *Optics & Laser Technology*. 2024. Vol. 179. December. P. 111293.
5. Markvart A. A., Liokumovich L. B., Medvedev I. O., Ushakov N. A. Smartphone-based interrogation of a chirped FBG strain sensor inscribed in a multimode fiber // *Journal of Lightwave Technology*. 2020. Vol. 39. No. 1. Pp. 282–289.
6. Pospori A., Ioannou A., Chapalo I., Mégret P., Kalli K. Advanced polymer fiber Bragg grating sensors and applications // *IEEE Sensors Reviews*. 2026. Vol. 3. January. Pp. 285–294.
7. Guo Q., Jia Z., Pan X., Liu S., Tian Z., Zheng Z., Chen C., Qin G., Yu Y. Sapphire-derived fiber Bragg gratings for high temperature sensing // *Crystals*. 2021. Vol. 11. No. 8. P. 946.
8. Каблук С. И., Злобина Е. А., Скворцов М. И., Немов И. Н., Вольф А. А., Достовалов А. В., Бабин С. А. Селекция мод в волоконном ВКР-лазере с прямой диодной накачкой при использовании ВБР в многомодовом градиентном световоде // *Квантовая электроника*. 2016. Т. 46. № 12. С. 1106–1109.
9. Poozesh R., Madanipour K., Vatani V. Spectral interference fringes in chirped large-mode-area fiber Bragg gratings // *Optical Fiber Technology*. 2016. Vol. 31. September. Pp. 134–137.
10. Lim K. S., Islam M. R., Lee Y. S., Yang H. Z., Ahmad H. LP_{01} – LP_{11} cross-mode interference in a chirped grating inscribed in two-mode fiber // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. 2016. Vol. 52. No. 6. P. 6600206 (6 p.).
11. Chapalo I., Ioannou A., Sarakatsianos V., Kalli K., Pissadakis S. Strategies for efficient interrogation of multimode fiber Bragg gratings // *Journal of Lightwave Technology*. 2026. Vol. 44. No. 5. Pp. 1881–1890.
12. Thorlabs. Multimode fiber FG025LJA. Режим доступа: <https://www.thorlabs.com/item/FG025LJA> (дата обращения: 31.03.2026).
13. Erdogan T. Fiber grating spectra // *Journal of Lightwave Technology*. 1997. Vol. 15. No. 8. Pp. 1277–1294.
14. O-Eland. Phase mask. Режим доступа: https://oeland.com/FiberGratingProducts/phasemask_others/Phasemask.php (Дата обращения: 30.03.2026).
15. Albert J., Fokine M., Margulis W. Grating formation in pure silica-core fibers // *Optics Letters*. 2002. Vol. 27. No. 10. Pp. 809–811.



16. Аглиуллин Т. А., Анфиногентов В. И., Булат И. В., Садыкова А. И., Сахабутдинов А. Ж. Моделирование спектра отражения комбинированного волоконно-оптического датчика // Электроника, фотоника и киберфизические системы. 2022. Т. 2. № 3. С. 46–61.
17. Fazzi L., Klyukin D., Groves R. M. Transfer matrix method for fundamental LP_{01} core mode coupling in a tilted FBG sensor // AIP Conference Proceedings. 2020. Vol. 2293. No. 1. P. 200010.
18. Chung K. M., Dong L., Lu C., Tam H. Y. Novel fiber Bragg grating fabrication system for long gratings with independent apodization and with local phase and wavelength control // Optics Express. 2011. Vol. 19. No. 13. Pp. 12664–12672.

REFERENCES

1. Alhussein A. N., Qaid M. R., Agliullin T., et al., Fiber Bragg grating sensors: design, applications, and comparison with other sensing technologies, *Sensors*. 25 (7) (2025) 2289.
2. Butov O. V., Tomyshev K. A., Nechepurenko I. A., et al., Tilted fiber Bragg gratings and their sensing applications, *Phys. Usp.* 65 (12) (2022) 1290–1302.
3. Lu C., Cui Y., Fiber Bragg grating spectra in multimode optical fibers, *J. Lightwave Technol.* 24 (1) (2006) 598–604.
4. Xu J., Liu T., Dai X., et al., Multi-mode fiber Bragg grating for simultaneous detection of strain, torsion and temperature, *Opt. Laser Technol.* 179 (Dec) (2024) 111293.
5. Markvart A. A., Liokumovich L. B., Medvedev I. O., Ushakov N. A., Smartphone-based interrogation of a chirped FBG strain sensor inscribed in a multimode fiber, *J. Lightwave Technol.* 39 (1) (2020) 282–289.
6. Pospori A., Ioannou A., Chapalo I., et al., Advanced polymer fiber Bragg grating sensors and applications, *IEEE Sens. Rev.* 3 (Jan) (2026) 285–294.
7. Guo Q., Jia Z., Pan X., et al., Sapphire-derived fiber Bragg gratings for high temperature sensing, *Crystals*. 11 (8) (2021) 946.
8. Kablukov S. I., Zlobina E. A., Skvortsov M. I., et al., Mode selection in a directly diode-pumped Raman fibre laser using FBGs in a graded-index multimode fibre, *Quantum Electron.* 46 (12) (2016) 1106–1109.
9. Poozesh R., Madanipour K., Vatani V., Spectral interference fringes in chirped large-mode-area fiber Bragg gratings, *Opt. Fiber Technol.* 31 (Sept) (2016) 134–137.
10. Lim K. S., Islam M. R., Lee Y. S., et al., LP_{01} – LP_{11} cross-mode interference in a chirped grating inscribed in two-mode fiber, *IEEE J. Quantum Electron.* 52 (6) (2016) 6600206.
11. Chapalo I., Ioannou A., Sarakatsianos V., et al., Strategies for efficient interrogation of multimode fiber Bragg gratings, *J. Lightwave Technol.* 44 (5) (2026) 1881–1890.
12. Thorlabs. Multimode fiber FG025LJA, <https://www.thorlabs.com/item/FG025LJA>. Accessed March 31, 2026.
13. Erdogan T., Fiber grating spectra, *J. Lightwave Technol.* 15 (8) (1997) 1277–1294.
14. O-Eland. Phase mask, https://oeland.com/FiberGratingProducts/phasemask_others/Phasemask.php. Accessed March 30, 2026.
15. Albert J., Fokine M., Margulis W., Grating formation in pure silica-core fibers, *Opt. Lett.* 27 (10) (2002) 809–811.
16. Agliullin T. A., Anfinogentov V. I., Bulat I. V., et al., Simulation of the reflection spectrum of a combined fiber-optical sensor, *Electronics, Photonics and Cyberphysical Systems*. 2 (3) (2022) 46–61 (in Russian).
17. Fazzi L., Klyukin D., Groves R. M., Transfer matrix method for fundamental LP_{01} core mode coupling in a tilted FBG sensor, *AIP Conf. Proc.* 2293 (1) (2020) 200010.
18. Chung K. M., Dong L., Lu C., Tam H. Y., Novel fiber Bragg grating fabrication system for long gratings with independent apodization and with local phase and wavelength control, *Opt. Express*. 19 (13) (2011) 12664–12672.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

МАРКВАРТ Александр Александрович — кандидат физико-математических наук, доцент Высшей школы прикладной физики и космических технологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

aleksandr-markvart@yandex.ru

ORCID: 0000-0001-8080-0830

ЗАВАЛИШИНА Любовь Дмитриевна — стажер-исследователь научной лаборатории «Волоконная оптика» Высшей школы прикладной физики и космических технологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

l.zavalishina9121@mail.ru

ORCID: 0009-0009-2008-7266

ЛИОКУМОВИЧ Леонид Борисович — доктор физико-математических наук, профессор Высшей школы прикладной физики и космических технологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

leonid@spbstu.ru

ORCID: 0000-0001-5988-1429

УШАКОВ Николай Александрович — доктор физико-математических наук, профессор Высшей школы прикладной физики и космических технологий Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия.

195251, Россия, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29

n.ushakoff@spbstu.ru

ORCID: 0000-0002-3480-2779

THE AUTHORS

MARKVART Aleksandr A.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

aleksandr-markvart@yandex.ru

ORCID: 0000-0001-8080-0830

ZAVALISHINA Liubov D.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

l.zavalishina9121@mail.ru

ORCID: 0009-0009-2008-7266

LIOKUMOVICH Leonid B.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

leonid@spbstu.ru

ORCID: 0000-0001-5988-1429

USHAKOV Nikolai A.

Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

29 Politechnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia

n.ushakoff@spbstu.ru

ORCID: 0000-0002-3480-2779

Статья поступила в редакцию 15.04.2026. Одобрена после рецензирования 29.04.2026. Принята 29.04.2026.

Received 15.04.2026. Approved after reviewing 29.04.2026. Accepted 29.04.2026.