

где  $E_x$  и  $E_y$  – компоненты вектора электромагнитной волны.  $\mathbf{T}^{\text{SR}}$  – матрица Джонса исследуемой среды, которая как уже говорилось выше можно представить, как систему из четырех простейших поляризационных элементов [1], выраженная формулой (5):

$$\mathbf{T}^{\text{SR}} = \mathbf{T}^{\text{CP}}(\phi) \times \mathbf{T}^{\text{LP}}(\Delta, \alpha) \times \mathbf{T}^{\text{CA}}(R) \times \mathbf{T}^{\text{LA}}(P, \theta) \quad (5)$$

Интенсивность выходящего излучения определяется по формуле (6):

$$I_{\text{out}} = |E_x|^2 + |E_y|^2 = f(P, \Delta, R, \alpha, \phi, \theta). \quad (6)$$

Здесь  $P, \Delta, R, \alpha, \phi, \theta$  – эффективные параметры анизотропии исследуемой среды;  $\gamma, \beta$  – азимуты осей поляризатора и анализатора. Варьируя в ходе эксперимента азимуты  $\gamma$  и  $\beta$ , и измеряя соответствующие интенсивности  $I_{\text{out}}$ , можно получить систему уравнений с шестью неизвестными. Решая эту систему компьютерными методами, можно определить все эффективные параметры исследуемой среды. Для увеличения точности определения параметров требуется провести как можно больше измерений интенсивности  $I_{\text{out}}$  при различных комбинациях углов  $\gamma$  и  $\beta$ . Необходимо иметь ввиду, что измеренную величину  $I_{\text{out}}$  нужно нормировать на величину  $gI_0$ , где  $I_0$  — интенсивность света в начале измерительной схемы,  $g$  – коэффициент, учитывающий долю отраженного и рассеянного света на всех элементах схемы.

Было проведено компьютерное моделирование эксперимента с целью выявления влияния возможных погрешностей измерений на результирующие значения эффективных параметров. Так же была проведена экспериментальная апробация метода на примере системы, состоящей из двух идентичных слюдяных пластинок, медленные оси которой ориентированы под углом  $\psi$ . Фазовый сдвиг пластинок  $\Gamma = 59.05^{\circ} \pm 0.05$  и относительный амплитудный коэффициент пропускания  $F = 0.917 \pm 0.001$  были определены методом [2]. Такая система в условиях многолучевой интерференции света обладает всеми шестью эффективными параметрами, которые можно посчитать теоретически, используя результаты работы [3]. Показано хорошее соответствие экспериментальных результатов теоретическим.

Список публикаций:

[1]. Savenkov S. N., Marienko V. V., Oberemok E. A., Sydoruk O. // *Phys. Rev.* 2006. V. 74. P. 056607.

[2] Бибикова Э.А., Кундикова Н.Д., Розачева Л.Ф. // *Известия Российской академии наук. Серия физическая.* 2006. Т. 70 (9). С. 1285-1288.

[3] Bibikova E.A., Kundikova N.D., Popkova A.M., Popkov. I.I. // *SPIE Proceedings*, 2011, T. 8011. C. 80110U.

## **Исследование возможности управления спектральным откликом апериодических дифракционных структур в оптическом волокне**

**Ядрышниковна Антонина Марьевна**

*Южно-Уральский государственный университет*

*Герасимов Александр Михайлович, к.ф.-м.н.*

[unbiodegradable@gmail.com](mailto:unbiodegradable@gmail.com)

На сегодняшний день волоконные брэгговские решётки (ВБР) [1] широко применяются во многих областях науки, техники, промышленности, медицины и повседневной жизни [2]. Наиболее перспективными ввиду своей устойчивости к температуре и механическим напряжениям являются ВБР типа II, то есть периодические дифракционные структуры, записанные в оптическом волокне из кварцевого стекла методом point-by-point [3] или plane-by-plane [4] с использованием энергий выше порога разрушения материала. Однако их спектрам отражения свойственны достаточно высокие побочные максимумы, а стандартный метод аподизации, то есть подавления таких максимумов, основан на варьировании амплитуды модуляции показателя преломления, что не всегда технически осуществимо при поточечной записи. Поэтому целью данной работы является разработка метода ослабления побочных максимумов для дифракционных структур с постоянной амплитудой модуляции показателя преломления.

При наложении друг на друга двух дифракционных структур с близкими значениями периода таким образом, чтобы центральный штрих первой находился между двумя центральными штрихами второй, а расстояние между их крайними штрихами отступало от половины периода на четверть длины волны, как продемонстрировано на рисунке 1, центры этих структур действуют синфазно, а края – в противофазе. Это способствует усилению центрального максимума и ослаблению побочных.

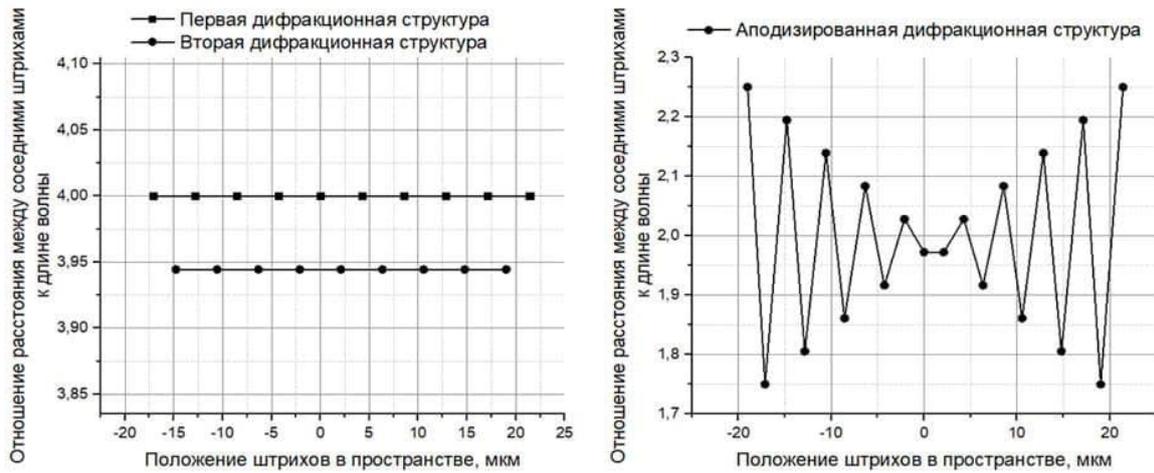


рис. 2. Зависимость расстояния между соседними штрихами двух дифракционных структур от положения этих штрихов до и после наложения

Напряжённость проходящего через ВБР и отражённого от неё излучения задаётся выражениями (1) и (2):

$$E_0 = \tilde{E}_0 e^{-ik_0 z}, \quad (1)$$

$$\vec{E}_k = \tilde{E}_k e^{-i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}}, \quad (2)$$

где  $\tilde{E}_0 = \tilde{E}_k = 1$  – константы,  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} n$  – волновое число,  $n$  – показатель преломления сердцевины волокна,  $z$  – ось, направленная вдоль волокна по направлению распространения излучения. Интеграл перекрытия для этой системы:

$$F = \int_{-\infty}^{\infty} E_0 E_k^* f(z) dz, \quad (3)$$

где  $f(z)$  – функция, описывающая положения всех штрихов  $z_j$  структуры:

$$f(z) = \sum_{j=1}^N \delta(z - z_j), \quad (4)$$

$$\Rightarrow F(\theta, \lambda) = \sum_{j=1}^N e^{-i\frac{2\pi}{\lambda} n z_j} \cdot e^{i\frac{2\pi}{\lambda} n z_j \cos \theta}, \quad (5)$$

где  $\theta$  – угол между направлением распространения отражённого излучения и обратным направлением распространения падающего излучения. В данном случае  $\theta = 180^\circ$ . Интенсивность продифрагировавшего на заданной структуре излучения выражается через интеграл перекрытия следующим образом:

$$I(\lambda) = |F(\lambda)|^2. \quad (6)$$

Данная математическая модель была реализована в среде MATLAB. Было проведено сравнение аперидической дифракционной структуры, полученной путём наложения двух структур с периодами, близкими к  $\lambda$ , по вышеописанному принципу, и эталонной периодической структуры с периодом  $0,5\lambda$ . Были получены следующие данные: высота главного пика аподизированной структуры составляет 31,7% от высоты эталонной, ширина на полувысоте – 145%; для эталонной структуры отношение главного максимума к побочным составляет 21,2, для аподизированной 1449,99 и 1187,5.



рис 3. Зависимость интенсивности излучения, отражённого от рассматриваемой структуры, от длины волны

Список публикаций:

- [1] Othonos A. *Fiber Bragg gratings.* // *Rev. Sci. Instrum.* 1997. Vol. 68. no. 12. p. 4309–4341
- [2] Rao Y. J. *Recent progress in applications of in-fibre Bragg grating sensors.* // *Opt. Lasers Eng.* 1999. Vol. 31. p. 297–324
- [3] Martinez A., Dubov M., Khrushchev I. and Bennion I. *Direct writing of fibre Bragg gratings by femtosecond laser.* // *Electron. Lett.* 2004. Vol. 40. No. 19. p. 1170–1172
- [4] Theodosiou A., Lacraz A., Stassis A., Koutsides C., Komodromos M. and Kalli K. *Plane-by-Plane Femtosecond Laser Inscription Method for Single-Peak Bragg Gratings in Multimode CYTOP Polymer Optical Fiber* // *J. Light. Technol.* 2017. Vol. 35. No. 24. p. 5404–5410