

# Резонансы в дифракционных решётках с изменяющимся периодом

Д. А. Быков<sup>1,2</sup>, А. А. Морозов<sup>1</sup>, Е. А. Безус<sup>1,2</sup>, В. В. Подлипов<sup>1,2</sup>, Л. Л. Досколович<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт систем обработки изображений РАН — филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Самара, Россия

<sup>2</sup> Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королёва, Самара, Россия

Резонансные дифракционные структуры с параметрами, изменяющимися вдоль пространственной координаты, широко используются в качестве фильтрующих элементов оптических сенсоров. В настоящей работе исследуются оптические свойства волноводной резонансной дифракционной решётки, период которой линейно изменяется в направлении периодичности. Такая структура позволяет осуществлять спектральную фильтрацию, причём спектральное положение резонансного максимума отражения изменяется вдоль структуры. На основе строгого численного моделирования исследовано влияние скорости изменения периода на ширину резонансного пика в спектре отражения. Разработана пространственно-временная теория связанных мод, описывающая оптические свойства рассматриваемой структуры. Предсказания, полученные в рамках данного подхода, согласуются с результатами численного моделирования и результатами проведённого эксперимента.

*Ключевые слова:* Оптический фильтр, Дифракционная решётка, Резонанс, Мода.

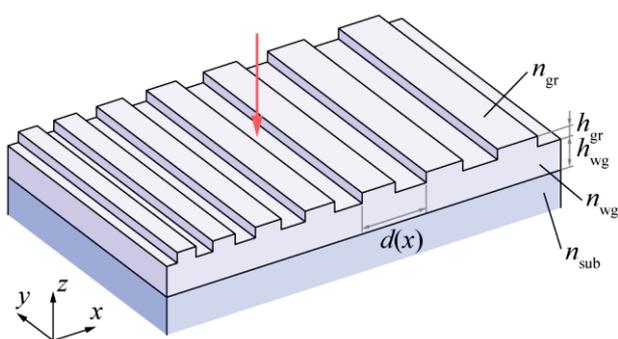
*Цитирование:* Быков, Д. А. Резонансы в дифракционных решётках с изменяющимся периодом / Д. А. Быков, А. А. Морозов, Е. А. Безус, В. В. Подлипов, Л. Л. Досколович // HOLOEXPO 2022: XIX Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — Барнаул: ИП Колмогоров И. А., 2022. — С. 368–372.

В последнее время большое внимание уделяется изучению резонансных эффектов в структурах нанофотоники. Резонансные структуры имеют множество применений, в том числе в качестве оптических фильтров, датчиков, лазерных резонаторов, нелинейных оптических устройств и др. [1]. Одно из важных приложений резонансные оптические структуры находят в гиперспектральных оптических системах.

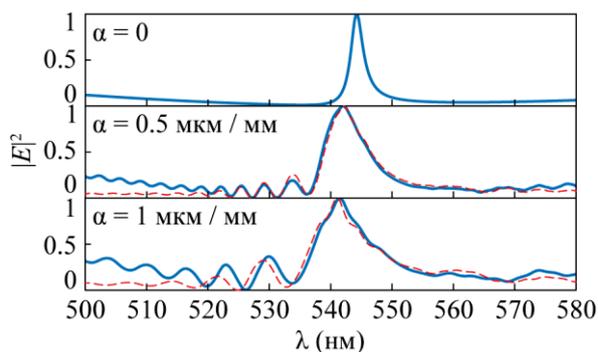
В гиперспектральных приложениях оптические фильтры часто реализуются в виде “дискретного” набора резонансных структур (конечных “сегментов” дифракционных решеток или систем однородных слоев), каждый из которых имеет фиксированную резонансную частоту. Изменение спектрального положения резонансного пика также может быть достигнуто посредством непрерывного изменения одного из параметров резонансной структуры [2–7]. В частности, в так называемых линейно изменяющихся фильтрах изменение положения резонанса обеспечивается изменением толщины резонатора Фабри-Перо, расположенного между двумя брэгговскими зеркалами. Спектрометры, основанные на таком подходе, достаточно компактны, поскольку такой оптический фильтр может располагаться непосредственно на поверхности ПЗС-матрицы. Еще одно преимущество структур с линейно изменяющимися параметрами — относительная простота их изготовления [2–7]. Следует

отметить, что большинство существующих работ, посвященных линейно изменяющимся фильтрам, являются экспериментальными [2–9], в то время как вопросы численного моделирования и аналитического описания свойств этих структур в известных работах не рассматриваются.

В настоящей работе мы рассматриваем оптические свойства волноводной резонансной решетки с плавно изменяющимся периодом (см. рис. 1а). Исследование основано на строгом решении задачи дифракции методом фурье-мод, а также на основе теории связанных мод и в рамках эксперимента.



а) Геометрия резонансной дифракционной решётки с изменяющимся периодом



б) Интенсивность отражённого поля над структурой при  $x = 0$  при разных значениях длины волны  $\lambda$  и скорости изменения периода  $\alpha$ .

Рис. 1. Геометрия исследуемой структуры (а) и спектры её отражения при  $x = 0$  (б)

Геометрия рассматриваемой структуры показана на рис. 1а. Структура состоит из волноводного слоя, расположенного между подложкой и дифракционной решеткой с периодом, линейно меняющимся в направлении периодичности по следующему закону:

$$d(x) = d_0 + \alpha x, \quad (1)$$

где  $\alpha$  определяет скорость изменения периода. В данной работе рассматривается структура со следующими параметрами: средний период  $d_0 = 195$  нм; скважность решетки (отношение ширины ступеньки к периоду)  $f = 0,9$ ; высота решетки  $h_{gr} = 30$  нм; толщина волноводного слоя  $h_{wg} = 50$  нм; показатель преломления решетки и волноводного слоя  $n_{gr} = 3,5$ ; показатель преломления подложки  $n_{sub} = 1,5$  нм; показатель преломления материала над структурой  $n_{sup} = 1$ . Указанная скважность обеспечивает высокую добротность резонанса, в то время как выбранная высота решетки позволяет решетке служить антиотражающим покрытием. Это приводит к симметричной лоренцевой форме линии резонанса в спектре отражения, что позволяет использовать рассматриваемую структуру в качестве оптического фильтра.

Для моделирования оптических свойств рассматриваемой структуры использовался так называемый метод супер-периода. При таком подходе рассматривается некоторое большое, но конечное число периодов исходной структуры. Эта конечная структура периодически

продолжается в направлении оси  $x$ , а соседние супер-периоды оптически изолируются с помощью идеально оптически согласованных слоев (т. н. PML-слоёв). Затем дифракция плоской волны на структуре с супер-периодом моделируется с помощью метода фурье-мод [10, 11].

На рис. 16 показано распределение поля, сформированное над структурой в точке  $x = 0$ , когда она освещается нормально падающей ТЕ-поляризованной плоской волной. Отметим, что на рис. 16 показано только распределение отраженного поля без падающей волны. Как видно из рисунка, рассматриваемая структура с переменным периодом имеет резкий пик отражения. При этом при движении вдоль структуры в направлении оси  $x$  спектральное положение пика линейно изменяется. Это означает, что рассматриваемую структуру можно использовать как линейно изменяющийся фильтр.

Согласно рис. 16, спектральная форма резонанса в спектре отражения зависит от скорости изменения периода  $\alpha$ . Чем ниже скорость  $\alpha$ , тем уже пик отражения. Значения полной ширины на полувысоте (FWHM), рассчитанные по рис. 16, составляют 10,3, 7,9, и 2,5 нм при  $\alpha = 1, 1,5$  и  $0$  мкм/мм соответственно. Когда  $\alpha$  стремится к нулю, спектр отраженного поля стремится к результату локально периодической аппроксимации, показанной на рис. 16 сверху. В рамках этого приближения для расчета отражённого поля при заданной координате  $x$  и длине волны  $\lambda$  структура заменяется структурой с постоянным периодом, равным локальному периоду  $d(x)$  структуры в рассматриваемой точке  $x$ . В этом приближении форма линии резонанса в каждой точке  $x$  может быть описана формой линии Фано или даже профилем Лоренца. Однако, когда  $\alpha$  отлично от нуля, форма линии резонанса обретает ярко выраженную асимметричную форму со вторичными максимумами, наблюдаемыми в спектре отражения в области меньших длин волн. Эти вторичные максимумы сильнее для структур с большей скоростью изменения периода  $\alpha$ .

Для описания указанных резонансных свойств дифракционной решётки была разработана теория связанных мод, основанная на пространственно-временной формулировке теории связанных мод [12]:

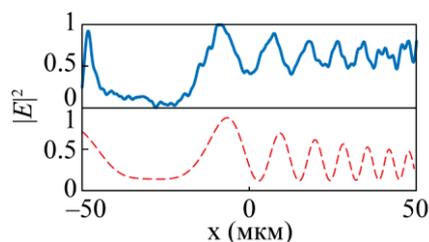
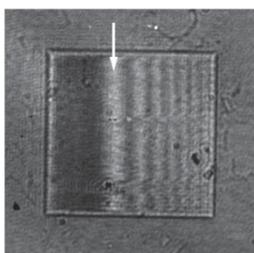
$$\begin{cases} v_g \frac{du}{dx} = [i(\omega - \omega_0) - c_1 + \alpha \beta x]u + c_2 v + c_3, \\ -v_g \frac{dv}{dx} = [i(\omega - \omega_0) - c_1 + \alpha \beta x]v + c_2 u + c_3, \\ E = r_0 + u + v. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь  $E$  — комплексная амплитуда отражённого поля,  $u$  и  $v$  — комплексные амплитуды мод, распространяющихся в волноводном слое;  $v_g$  — групповая скорость этих мод;  $c_1, c_2, c_3$  — коэффициенты, учитывающие вытекание моды из волновода, связь мод и возбуждение мод падающей плоской волной;  $r_0$  — нерезонансный коэффициент отражения;  $\beta = 2\pi v_g / d_0^2$  — коэффициент, учитывающий изменение периода в направлении оси  $x$ ;  $\omega_0$  — угловая частота, при которой мода возбуждается первым порядком дифракции при нормальном падении

плоской волны. Важно отметить, что указанные параметры модели могут быть найдены на основе вычисления полюсов матрицы рассеяния структуры с постоянными параметрами [12].

Результаты расчёта на основе модели (2) показаны пунктиром на рис. 1б. Как видно из данного рисунка, предложенная модель связанных мод позволяет с высокой точностью описать зависимость спектра отражения от скорости изменения периода  $\alpha$ . Отличия модели от результатов численного моделирования объясняются в первую очередь тем, что в модели нерезонансный коэффициент отражения  $r_0$  положен постоянным.

В качестве дополнительного подтверждения справедливости модели, на рис. 2 приведены результаты эксперимента. В рамках эксперимента была изготовлена дифракционная решётка с линейно изменяющимся периодом (ПММА,  $d_0 = 330$  нм,  $\alpha = 0,25$  мкм/нм,  $f = 0,5$ ,  $h_{gr} = 300$  нм) на волноводном слое ( $\text{TiO}_2$ ,  $h_{wg} = 130$  нм). В качестве подложки использовался плавный кварц. На рис. 2а представлено измеренное распределение отражённого поля при нормальном падении на структуру ТЕ-поляризованной плоской волны ( $\lambda = 626$  нм). На рисунке виден центральный пик (отмечен стрелкой) и вторичные максимумы. На рис. 2б представлено усреднённое по вертикальному направлению сечение экспериментально измеренного распределения поля (сплошная линия) и предсказание на основе предложенной модели (пунктир). Из рисунка видно, что в рамках предложенной модели (2) весьма точно предсказываются основные оптические свойства исследуемой структуры.



а) Распределение отражённого поля

б) Сечение отражённого поля: эксперимент (сплошная линия, сверху) и модель связанных мод (пунктир, снизу)

**Рис. 2.** Распределение отражённого поля (а) и его сечение (б)

### Благодарность

Работа была выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 20-12-00120).

### Список источников

- [1] **Zhou, W.** Progress in 2D photonic crystal Fano resonance photonics / W. Zhou, D. Zhao, Y.-C. Shuai, H. Yang, S. Chuwongin, A. Chadha, J.-H. Seo, K. X. Wang, V. Liu, Z. Ma, S. Fan // Progress in Quantum Electronics. — 2014. — Vol. 38. — P. 1–74.
- [2] **Hsu, H.-Y.** A gradient grating period guided-mode resonance spectrometer / H.-Y. Hsu, Y.-H. Lan, C.-S. Huang // IEEE Photonics Journal. — 2018. — Vol. 10. — P. 4500109.

- [3] **Fang, C.** Tunable guided-mode resonance filter with a gradient grating period fabricated by casting a stretched PDMS grating wedge / C. Fang, B. Dai, Z. Li, A. Zahid, Q. Wang, B. Sheng, D. Zhang // *Optics Letters*. — 2016. — Vol. 41. — P. 5302–5305.
- [4] **Ganesh, N.** Compact wavelength detection system incorporating a guided-mode resonance filter / N. Ganesh, A. Xiang, N. B. Beltran, D. W. Dobbs, B. T. Cunningham // *Applied Physics Letters*. — 2007. — Vol. 90. — P. 081103.
- [5] **Liu, L.** A strain-tunable nanoimprint lithography for linear variable photonic crystal filters / L. Liu, H. A. Khan, J. Li, A. C. Hillier, M. Lu // *Nanotechnology*. — 2016. — Vol. 27. — P. 29301.
- [6] **Qian, L.** Nonhomogeneous composite GMR structure to realize increased filtering range / L. Qian, K. Wang, G. Wu, L. Zhu, C. Han, C. Yan // *Optics Express*. — 2018. — Vol. 26. — P. 23602–23612.
- [7] **Qian, L.** Tunable filter with varied-linespacing grating fabricated using holographic recording / L. Qian, K. Wang, C. Han // *IEEE Photonics Technology Letters*. — 2017. — Vol. 29. — P. 925–928.
- [8] **Emadi, A.** Design and implementation of a sub-nm resolution microspectrometer based on a linear-variable optical filter / A. Emadi, H. Wu, G. de Graaf, R. Wolffenbuttel // *Optics Express*. — 2012. — Vol. 20. — P. 489–507.
- [9] **Ayerden, N. P.** Compact gas cell integrated with a linear variable optical filter / N. P. Ayerden, G. de Graaf, R. F. Wolffenbuttel // *Optics Express*. — 2016. — Vol. 24. — P. 2981–3002.
- [10] **Moharam, M. G.** Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings / M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet, T. K. Gaylord // *Journal of the Optical Society of America A*. — 1995. — Vol. 12. — P. 1068–1076.
- [11] **Li, L.** Formulation and comparison of two recursive matrix algorithms for modeling layered diffraction gratings / L. Li // *Journal of the Optical Society of America A*. — 1996. — Vol. 13. — P. 1024–1035.
- [12] **Bykov, D. A.** Spatiotemporal coupled-mode theory of guided-mode resonant gratings / D. A. Bykov, L. L. Doskolovich // *Optics Express*. — 2015. — Vol. 23. — P. 19234–19241.

## Resonances in guided-mode resonant gratings with varying period

*D. A. Bykov<sup>1,2</sup>, A. A. Morozov<sup>1</sup>, E. A. Bezus<sup>1,2</sup>, V. V. Podlipnov<sup>1,2</sup>, L. L. Doskolovich<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup> Image Processing Systems Institute of the RAS — Branch of the FSRC «Crystallography and Photonics» of the RAS, Samara, Russia

<sup>2</sup> Samara National Research University, Samara, Russia

Resonant structures with parameters varying along a spatial coordinate are widely used in modern optical sensors. In this work, we study guided-mode resonant gratings with a linearly varying period. Such structures perform spectral filtering with the frequency of the resonant reflection peak changing along the structure. Using rigorous numerical simulations, we study how the line shape of the resonance depends on the period change rate. We developed a spatiotemporal coupled-mode theory describing the optical properties of the considered structure. The theoretical predictions are in good agreement with the numerical simulation results and with the results of the performed experiment.

*Keywords:* Optical filter, Grating, Resonance, Eigenmode.