

ДИФРАКЦИОННАЯ ОПТИКА, ОПТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ ИНТЕГРИРОВАНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МНОГОСЛОЙНЫХ БРЭГГОВСКИХ СТРУКТУР

Головастиков Н.В., Быков Д.А., Досколович Л.Л.

Институт систем обработки изображений РАН,

Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С. П. Королёва (национальный исследовательский университет) (СГАУ)

Аннотация

Рассмотрена дифракция двумерного оптического пучка на многослойной брэгговской структуре. Показано, что брэгговская решётка с дефектом позволяет выполнить операцию пространственного интегрирования двумерного профиля падающего пучка с центральной пространственной частотой, близкой к константе распространения квазиволноводной моды дефектного слоя. Пространственное интегрирование осуществляется в пропускании с экспоненциальной весовой функцией, скорость затухания которой определяется величиной добротности резонанса. Результаты электромагнитного моделирования показывают хорошее соответствие численных результатов приведённому теоретическому описанию.

Ключевые слова: брэгговские структуры, резонанс, оптическое интегрирование.

Введение

Пространственно-временные преобразования оптических пучков представляют большой интерес для решения широкого круга задач, включающих формирование оптических импульсов и пучков заданной формы, аналоговые оптические вычисления, сверхбыструю оптическую обработку информации [1, 2].

Ранее была описана способность брэгговских решёток с дефектом (phase-shifted Bragg grating) осуществлять временные преобразования оптических сигналов, включающие дифференцирование огибающей оптического импульса в отражении [2–4] и интегрирование огибающей импульса в пропускании [5].

Пространственное дифференцирование двумерных оптических пучков впервые было рассмотрено в работе [6]. В [6] показано, что брэгговская решётка с дефектом позволяет выполнить операцию дифференцирования пространственного профиля двумерного оптического пучка в отражении. В данной работе впервые показано, что брэгговские решётки с дефектом позволяют выполнить операцию пространственного интегрирования двумерного профиля падающего пучка в пропускании.

Дифракция пучка на многослойной структуре

Рассмотрим наклонное падение двумерного оптического пучка на многослойную структуру (систему однородных слоёв). Пучок распространяется в отрицательном направлении оси z в системе координат (x, z) , связанной с пучком и повернутой относительно системы координат многослойной структуры (x_{ml}, z_{ml}) на угол θ_0 (рис. 1). В этой системе координат разложение падающего пучка по плоским волнам имеет следующий вид:

$$P_{inc}(x, z) = \int G(k_x) \exp\{ik_x x - i\sqrt{k_0^2 n_{sup}^2 - k_x^2} z\} dk_x, \quad (1)$$

где $G(k_x)$, $|k_x| \leq g$ – угловой спектр пучка, $k_0 = 2\pi/\lambda$ – волновое число, $k_x = k_0 n_{sup} \sin \theta$ и $k_z = \sqrt{k_0^2 n_{sup}^2 - k_x^2}$ –

компоненты волновых векторов падающих волн, n_{sup} – показатель преломления среды над структурой. Функция $P_{inc}(x, z)$ соответствует компоненте E_y электрического поля в случае ТЕ-поляризации и компоненте H_y магнитного поля в случае ТМ-поляризации.

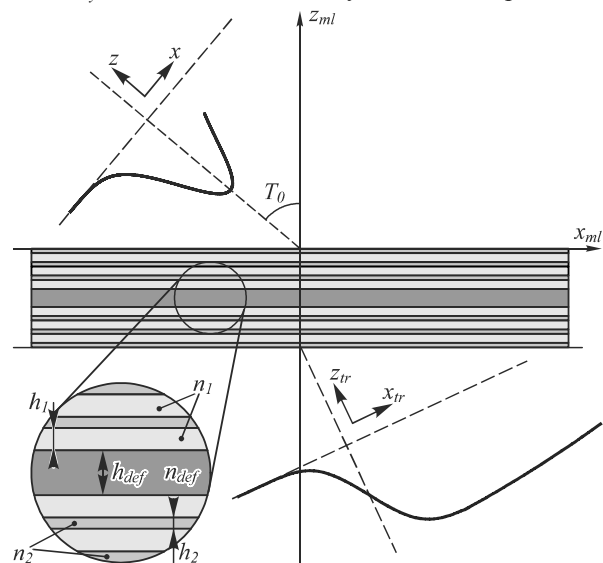


Рис. 1. Дифракция оптического пучка

В результате дифракции пучка на многослойной структуре прошедшее поле примет вид:

$$P_{tr}(x_{tr}, z_{tr}) = \int G(k_x) T(\tilde{k}_x) \exp\{ik_x x_{tr} - i\sqrt{k_0^2 n_{sub}^2 - k_x^2} z_{tr}\} dk_x, \quad (2)$$

где $T(\tilde{k}_x)$ – комплексный коэффициент пропускания структуры, а

$$\tilde{k}_x = k_0 n_{sup} \sin(\theta + \theta_0) = k_x \cos \theta_0 + \sqrt{k_0^2 n_{sup}^2 - k_x^2} \sin \theta_0$$

соответствует x -компоненте волнового вектора, падающего на решётку под углом $\theta + \theta_0$ в системе координат многослойной структуры (x_{ml}, z_{ml}) . Отметим, что выражение (2) записано в системе координат, связанной с

преломлённым пучком (рис. 1). При этом полагаем, что начала координат в системах (x, z) и (x_{tr}, z_{tr}) совпадают с началом координат системы (x_{ml}, z_{ml}) .

Предполагая, что спектр падающего пучка является достаточно узким ($g \ll k_0 n_{sup}$), получим:

$$\tilde{k}_x \approx k_x \cos \theta_0 + k_0 n_{sup} \sin \theta_0 = k_x \cos \theta_0 + k_{x,0}, \quad (3)$$

где $k_{x,0} = k_0 n_{sup} \sin \theta_0$ – центральная пространственная частота падающего пучка. Рассмотрим связь профиля падающего пучка $P_{inc}(x, 0)$ с профилем прошедшего пучка $P_{tr}(x_{tr}, 0)$. Из (1), (2) можно заключить, что преобразование профиля падающего пучка $P_{inc}(x, 0)$ в профиль $P_{tr}(x, 0)$ можно описывать в терминах прохождения сигнала через линейную систему с передаточной функцией (ПФ) вида:

$$H_{tr}(k_x) = T(k_x \cos \theta_0 + k_{x,0}). \quad (4)$$

Отметим, что ПФ (4) по виду аналогична ПФ, описывающей преобразование временного оптического импульса [7].

Интегрирование пучка в пропускании

Покажем, что брэгговская решётка с дефектом может использоваться для интегрирования оптических пучков в пропускании.

Рассмотрим брэгговскую структуру, состоящую из двух симметричных брэгговских решёток, разделённых слоем дефекта. В простейшем случае один период брэгговской решётки состоит из двух слоёв с одинаковой оптической длиной пути:

$$\tilde{n}_1 h_1 = \tilde{n}_2 h_2 = \lambda_B / 4, \quad (5)$$

где $\tilde{n}_i = \sqrt{n_i^2 - (n_{sup} \sin \theta_0)^2}$, $i = 1, 2$, n_i, h_i – коэффициенты преломления и толщины слоёв решётки и λ_B – брэгговская длина волны. Пусть также оптическая толщина слоя дефекта равна $\tilde{n}_{def} h_{def} = \lambda_B / 2$, где

$$\tilde{n}_{def} = \sqrt{n_{def}^2 - (n_{sup} \sin \theta_0)^2},$$

где n_{def} – коэффициент преломления слоя дефекта. При выполнении этих условий коэффициент отражения брэгговской решётки на длине волны λ_B при угле падения θ_0 будет обращаться в ноль одновременно для ТЕ- и ТМ-поляризованных плоских волн [3, 5]. Отметим, что указанный ноль отражения находится в центре первой фотонной запрещённой зоны брэгговской решётки.

Наличие нуля отражения связано с возбуждением в слое дефекта квазиволноводной моды. В окрестности волноводного резонанса коэффициент пропускания может быть приближенно представлен в следующем виде [7–9]:

$$T(\tilde{k}_x) \approx a + \frac{b}{\tilde{k}_x - k_{x,p}} - \frac{b}{\tilde{k}_x + k_{x,p}}, \quad (6)$$

где a – нерезонансный коэффициент пропускания, b – коэффициент, описывающий резонансное рассеяние света на структуре, $k_{x,p}$ – комплексная константа распространения собственной моды брэгговской структуры, соответствующая полюсу функции

$T(\tilde{k}_x)$. Отметим, что коэффициент пропускания (6) является чётной функцией угла падения и поэтому содержит два резонансных слагаемых, соответствующих модам с константами распространения $\pm k_{x,p}$, возбуждаемых при $\tilde{k}_x = k_{x,0} = \pm \text{Re } k_{x,p}$. Далее будем считать, что брэгговская структура имеет достаточно большое количество слоёв, так что нерезонансный коэффициент пропускания $a = 0$ в (6).

Рассмотрим вначале дифракцию наклонно падающего пучка. При этом будем считать, что значение центральной пространственной частоты падающего пучка $k_{x,0}$ достаточно велико, так что можно пренебречь влиянием на спектр (6) полюса с противоположным знаком $-k_{x,p}$ и, соответственно, пренебречь последним резонансным слагаемым в (6). В этом случае получим:

$$T(\tilde{k}_x) \approx \frac{b}{\tilde{k}_x - k_{x,p}}. \quad (7)$$

С учётом условия $|T(k_{x,0})| = 1$ запишем постоянную b в виде:

$$|b| = |k_{x,0} - k_{x,p}|. \quad (8)$$

ПФ (4) с учётом вида коэффициента пропускания (7) принимает вид:

$$H(k_x) = \frac{b}{k_x \cos \theta_0 - (k_{x,p} - k_{x,0})}. \quad (9)$$

Исследуем вид преобразования, которое выполняет над входным сигналом линейная система с ПФ вида (9). Для этого запишем импульсную характеристику системы, выполнив обратное преобразование Фурье от ПФ (9):

$$\begin{aligned} h(x) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} H(k_x) \exp\{ik_x x\} dk_x = \\ &= \text{sgn}(\text{Im } k_{x,p}) \frac{ib}{\cos \theta_0} \exp\left\{i \frac{k_{x,p} - k_{x,0}}{\cos \theta_0} x\right\} \times \\ &\times u(\text{sgn}(\text{Im } k_{x,p}) \cdot x), \end{aligned} \quad (10)$$

где $\text{sgn}(x)$ – функция знака, $u(x)$ – функция единичного скачка. Интеграл в (10) вычислен с использованием теоремы Коши о вычетах и леммы Жордана. Согласно (9), в зависимости от положения полюса $k_{x,p}$ в верхней или нижней полуплоскости, импульсная характеристика отлична от нуля при $x > 0$ и при $x < 0$ соответственно.

Используя выражение для импульсной характеристики (10), представим профиль прошедшего пучка в виде интеграла с переменным верхним пределом от падающего пучка с экспоненциальным весом:

$$\begin{aligned} P_{tr}(x, 0) &= \int_C^x h(x - \xi) P_{inc}(x, 0) d\xi = \\ &= ib \int_C^x \exp\left\{i(x - \xi) \frac{k_{x,p} - k_{x,0}}{\cos \theta_0}\right\} P_{inc}(x, 0) d\xi, \end{aligned} \quad (11)$$

где $C = -\infty \cdot \text{sgn}(\text{Im } k_{x,p})$. Из (9), (11) следует, что идеальное интегрирование с единичной весовой функцией

ей будет осуществляться при $k_{x,p} \rightarrow k_{x,0}$. В этом случае, согласно (8), $|b| \rightarrow 0$ и амплитуда выходного сигнала будет также стремиться к нулю в соответствии с (11). Таким образом, идеальное интегрирование невозможно, поскольку соответствует случаю нулевой энергии прошедшего сигнала. Отметим, что условие $k_{x,p} \rightarrow k_{x,0}$ означает, что $\text{Im} k_{x,p} \rightarrow 0$. При уменьшении $\text{Im} k_{x,p}$ увеличивается добротность резонанса. Соответственно, для «приближения» к идеальному интегрированию следует использовать многослойные брэгговские структуры с высокодобротными резонансами.

Далее рассмотрим случай нормального падения, когда нельзя пренебречь вторым слагаемым в представлении (6). В этом случае, используя теорему о вычетах, получим импульсную характеристику системы в виде:

$$h(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2bk_{x,p}}{(k_x - k_{x,p})(k_x + k_{x,p})} \exp\{ik_x x\} dk_x = \text{sgn}(\text{Im} k_{x,p}) \cdot ib \exp\{\text{sgn}(\text{Im} k_{x,p}) \cdot ik_{x,p} |x|\}. \quad (12)$$

Отметим, что поскольку коэффициент пропускания (6), в отличие от (7), имеет полюсы и в верхней, и в нижней полуплоскости, то прошедший сигнал будет являться не интегралом от падающего пучка, а свёрткой падающего сигнала с двусторонней экспонентой. Согласно (12), при уменьшении $\text{Im} k_{x,p}$ (при увеличении добротности резонанса) ширина импульсной характеристики и прошедшего сигнала будет возрастать.

Результаты расчётов

В качестве примера рассмотрим брэгговскую структуру, состоящую из двух симметричных брэгговских решёток с 5, 7 и 9 периодами и центрального слоя дефекта. Показатели преломления материалов слоёв брэгговских решёток, дефекта, материалов областей над и под структурой зададим в виде: $n_1 = 1,5$, $n_2 = 2,25$, $n_{\text{def}} = 1,5$, $n_{\text{sup}} = n_{\text{sub}} = 1$. Толщины слоёв брэгговских решёток определены из уравнения (5) для $\lambda_B = 1500$ нм и $\theta_0 = 30^\circ$.

На рис. 2 представлены модули ПФ брэгговских структур с вышеуказанными параметрами для случая ТЕ-поляризации. Сплошными линиями показаны расчётные спектры пропускания брэгговских структур, а пунктирными – спектры, вычисленные в рамках используемого приближения (7). Рис. 2 показывает, что с увеличением числа периодов уменьшается ширина пика пропускания (возрастает добротность резонанса) и ПФ по форме приближается к ПФ идеального интегратора. Для расчёта спектров пропускания использовался вариант метода фурье-мод из работы [10]. Для расчёта аппроксимаций спектров (7) были вычислены константы распространения собственных квазиволноводных мод брэгговских структур: $k_{x,p} = 2,099 + 0,103i$ мкм⁻¹ для случая пяти периодов, $k_{x,p} = 2,095 + 0,017i$ мкм⁻¹ для семи периодов и $k_{x,p} = 2,094 + 0,003i$ мкм⁻¹ для девяти периодов. Константы $k_{x,p}$ были рассчитаны как полюса матрицы

рассеяния с использованием численного алгоритма, основанного на поиске максимального собственного числа матрицы рассеяния [11]. Приведённые значения констант распространения также показывают уменьшение $\text{Im} k_{x,p}$ (увеличение добротности резонансов) при увеличении числа периодов в брэгговских решётках.

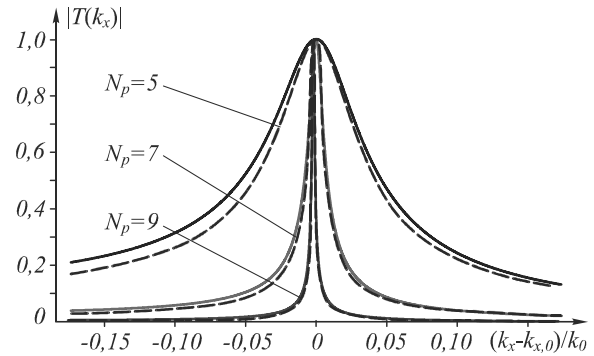


Рис. 2. Модуль передаточной функции брэгговской структуры при различном числе периодов

На рис. 3 представлен результат дифракции ТЕ-поляризованного Гауссова пучка с профилем $P_{\text{inc}}(x,0) = \exp(-x^2/\sigma^2)$, $\sigma = 3,5$ мкм и с центральной пространственной частотой $k_{x,0} = 2,1$ мкм⁻¹ на брэгговских структурах для случаев 5, 7 и 9 периодов.

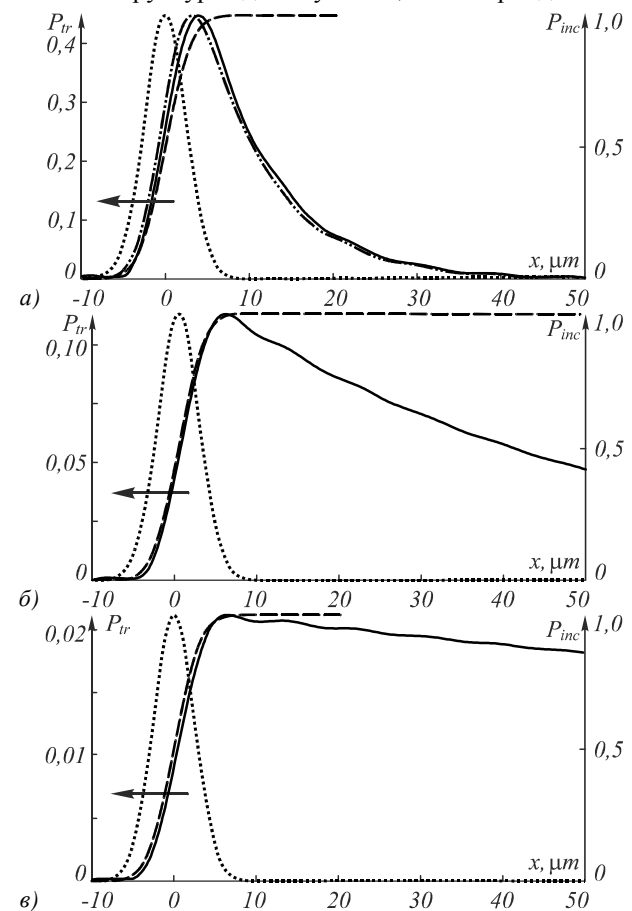


Рис. 3. Сравнение формы прошедшего пучка с аналитически вычисленной первообразной для брэгговских структур при различном числе периодов: 5 периодов (а), 7 периодов (б), 9 периодов (в)

На рис. 3 представлены профили прошедшего пучка $P_{tr}(x_{tr}, 0)$, рассчитанные по формуле (2) (сплошные линии), аналитически вычисленная первообразная (пунктирные линии) и профиль падающего пучка (точечные линии, шкала справа). В качестве примера на рис. 3а также приведён профиль прошедшего пучка, вычисленный с использованием выражения (11) (штрихпунктирная линия). Данный профиль хорошо совпадает с расчётным профилем, что подтверждает корректность использованного приближения (7). Отметим, что для случаев на рис. 3б, в профиль прошедшего пучка фактически полностью совпадает с профилем, рассчитанным по формуле (11).

Графики на рис. 3 демонстрируют эволюцию формы прошедшего пучка при увеличении числа периодов брэгговских решёток в структуре. Видно, что с увеличением числа периодов форма прошедшего пучка приближается к функции $\text{erf}(x/\sigma)$, являющейся первообразной от профиля падающего Гауссова пучка. Одновременно с этим уменьшается амплитуда прошедшего пучка, что находится в соответствии с выводами предыдущего пункта.

Рассмотрим далее дифракцию нормально падающего пучка на брэгговской структуре. При этом толщины слоёв брэгговских решёток определяются формулой (5) для $\theta_0 = 0$, а число периодов брэгговских решёток в структуре равно 7. На рис. 4 приведены рассчитанный профиль прошедшего пучка (сплошная линия), профиль, полученный в рамках приближения (6) в виде свёртки падающего профиля с импульсной характеристикой (12) (штрихпунктирная линия), а также профиль падающего пучка (точечная линия, шкала справа).

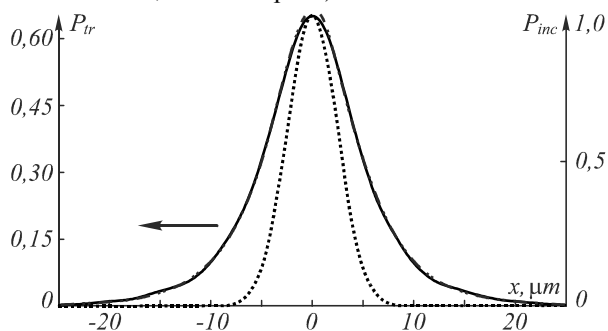


Рис. 4. Профиль прошедшего пучка в случае нормального падения

Рис. 4 показывает высокую степень совпадения расчётного профиля и профиля, рассчитанного в рамках приближения (6). При этом полуширина падающего и прошедшего пучков по уровню $1/e$ составляют $\sigma_{inc} = 3,5$ мкм и $\sigma_{tr} = 6,2$ мкм, соответственно.

Заключение

Рассмотрена возможность осуществления интегрирования пространственного двумерного профиля падающего пучка в пропускании с использованием брэгговской решётки с дефектом.

Рассмотрены случаи нормального и наклонного падения. Показано, что возможно осуществление пространственного интегрирования падающего пучка вдали от нормального падения. На численном примере продемонстрировано, что с увеличением числа периодов брэгговских решёток, образующих структуру, растут добротность резонанса и качество интегрирования при одновременном уменьшении энергии прошедшего пучка. Результаты электромагнитного моделирования с высокой точностью подтверждают приведённые теоретические оценки.

Благодарности

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект № 14-19-00796).

Литература (References)

1. Slavík, R. Ultrafast all-optical differentiators / R. Slavík, Y. Park, M. Kulishov, R. Morandotti, J. Azaña // Optics Express. – 2006. – V. 14(22). – P. 10699-10707.
2. Kulishov, M. Design of high-order all-optical temporal differentiators based on multiple-phase-shifted fiber Bragg gratings / M. Kulishov, J. Azaña // Optics Express. – 2007. – V. 15(10). – P. 6152-6166.
3. Berger, N.K. Temporal differentiation of optical signals using a phase-shifted fiber Bragg grating / N.K. Berger, B. Levit, B. Fischer, M. Kulishov, D.V. Plant, J. Azaña // Optics Express. – 2007. – V. 15(2). – P. 371-381.
4. Ngo, N.Q. On the interrelations between an optical differentiator and an optical Hilbert transformer / N.Q. Ngo, Y. Song // Optics Letters. – 2011. – V. 36(6). – P. 915-917.
5. Ngo, N.Q. Design of an optical temporal integrator based on a phase-shifted fiber Bragg grating in transmission / N.Q. Ngo // Optics Letters. – 2007. – V. 32(20). – P. 3020-3022.
6. Doskolovich, L.L. Spatial differentiation of optical beams using phase-shifted Bragg grating / L.L. Doskolovich, D.A. Bykov, E.A. Bezus, V.A. Soifer // Optics Letters. – 2014. – V. 39(5). – P. 1278-1281.
7. Popov, E. Theoretical Study of the anomalies of coated dielectric gratings / E. Popov, L. Mashev, D. Maystre // Optica Acta. – 1986. – V. 33(5). – P. 607-619.
8. Neviere, M. Electromagnetic resonances in linear and nonlinear optics: phenomenological study of grating behavior through the poles and zeros of the scattering operator / M. Neviere, E. Popov, R. Reinisch // Journal of the Optical Society of America A. – 1995. – V. 12(3). – P. 513-523.
9. Bykov, D.A. Single-resonance diffraction gratings for time-domain pulse transformations: integration of optical signals / D.A. Bykov, L.L. Doskolovich, V.A. Soifer // Journal of the Optical Society of America A. – 2012. – V. 29(8). – P. 1734-1740.
10. Moharam, G.M. Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach / G.M. Moharam, T.K. Gaylord, Drew A. Pommet, Eric B. Grann // Journal of the Optical Society of America A. – 1995. – V. 12(5). – P. 1077-1086.
11. Bykov, D.A. Numerical methods for calculating poles of the scattering matrix with applications in grating theory / D.A. Bykov, L.L. Doskolovich // Journal of Lightwave Technology. – 2013. – V. 31(5). – P. 793-801.

SPATIAL INTEGRATION OF OPTICAL BEAMS USING PHASE-SHIFTED BRAGG GRATING

N.V. Golovastikov, D.A. Bykov, L.L. Doskolovich
Image Processing Systems Institute, Russian Academy of Sciences,
Samara State Aerospace University

Abstract

The diffraction of a 2D optical beam upon a multilayer Bragg structure is considered. It is shown that phase-shifted Bragg grating can perform spatial integration in transmission of a 2D incident beam in the vicinity of the angular frequency associated with the excitation of a quasi-guided mode confined to the defect layer. The integration is fulfilled with an exponential weight function which fades away as the quality factor of the resonance increases. Beam propagation simulation results are in close agreement with provided theoretical description.

Key words: phase-shifted Bragg grating, resonance, all-optical integration.

Сведения об авторах



Головастик Никита Владимирович, 1991 года рождения, в 2014 году с отличием окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (СГАУ) по специальности «Прикладные математика и физика». В настоящее время является техником лаборатории дифракционной оптики Института систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН).

E-mail: nikita.golovastikov@gmail.com.

Nikita Vladimirovich Golovastikov (b. 1991). Graduated with honors (2014) from Samara State Aerospace University (SSAU), Informatics department, majoring in Applied Mathematics and Physics. Currently he is an assistant engineer in Diffractive Optics laboratory of the Image Processing Systems Institute of the RAS (IPSI RAS).



Быков Дмитрий Александрович, 1986 года рождения, в 2009 году с отличием окончил Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва (СГАУ) по специальности «Прикладная математика и информатика». Кандидат физико-математических наук (2011 г.), научный сотрудник лаборатории дифракционной оптики Института систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН). Области научных интересов: нанофотоника, магнитооптика, плазмоника, электромагнитная теория дифракции.

E-mail: bykovd@gmail.com.

Dmitry Alexandrovich Bykov (b. 1986) graduated with honors (2009) from Samara State Aerospace University (SSAU), majoring in Applied Mathematics and Computer Science. Candidate in Physics and Mathematics (2011). Currently he is a researcher in Diffractive Optics laboratory of the Image Processing Systems Institute of the RAS (IPSI RAS). His current re-

search interests include nanophotonics, magneto-optics of nanostructured materials, plasmonics and electromagnetic diffraction theory.



Досколович Леонид Леонидович, 1966 года рождения, в 1989 году с отличием окончил Куйбышевский авиационный институт (КуАИ, ныне – Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С.П. Королёва – СГАУ) по специальности «Прикладная математика». Доктор физико-математических наук (2001 год), профессор, работает главным научным сотрудником лаборатории дифракционной оптики Института систем обработки изображений РАН (ИСОИ РАН), профессором кафедры технической кибернетики СГАУ. Специалист в области дифракционной оптики, лазерных информационных технологий, нанофотоники.

Страница в интернете: <http://www.ipsi.smr.ru/staff/Doskolovich.htm>.

E-mail: leonid@smr.ru.

Leonid Leonidovich Doskolovich (b. 1966) graduated with honours (1989) from S.P. Korolyov Kuibyshev Aviation Institute (presently, Samara State Aerospace University named after S.P. Korolyov (SSAU)), majoring in Applied Mathematics. He received his Doctor in Physics & Maths (2001) degrees from Samara State Aerospace University. Leading researcher of the Image Processing Systems Institute of the RAS, professor at SSAU's Technical Cybernetics sub-department. Current research interests include diffractive optics, laser information technologies, nanophotonics.

Поступила в редакцию 15 августа 2014 г.