

Формирование одномерных интерференционных картин блоховских поверхностных волн

© Е.А. Кадомина, Е.А. Безус, Л.Л. Досколович

Институт систем обработки изображений РАН — филиал Федерального государственного учреждения „Федеральный научно-исследовательский центр „Кристаллография и фотоника“ Российской академии наук“, 443001 Самара, Россия

Самарский государственный аэрокосмический университет им. акад. С.П. Королёва (национальный исследовательский университет), 443086 Самара, Россия
e-mail: evgeni.bezus@gmail.com

(Поступило в Редакцию 25 мая 2015 г. В окончательной редакции 24 декабря 2015 г.)

Рассмотрено формирование интерференционных картин блоховских поверхностных волн с периодом, существенно меньшим длины волны падающего излучения, с помощью диэлектрических дифракционных решеток, расположенных на поверхности фотонного кристалла. На основе моделирования в рамках электромагнитной теории дифракции показана возможность получения интерференционных картин высокого качества за счет резонансного усиления высших затухающих порядков дифракции, связанного с возбуждением блоховских поверхностных волн. Контраст формируемых интерференционных картин близок к единице, а период на порядок меньше периода формирующей дифракционной структуры.

Введение

Существует большое число публикаций, посвященных формированию высокочастотных интерференционных картин затухающих электромагнитных волн (в частности, работы [1–8] и ссылки в этих работах). Актуальность данной тематики обусловлена перспективами применения оптических элементов, формирующих указанные картины, в системах контактной фотолитографии для создания структур с наноразмерными деталями, а также в системах оптического захвата и микроманипулирования. Использование затухающих волн позволяет преодолеть дифракционный предел и формировать в ближнем поле интерференционные картины с периодом, меньшим половины длины волны излучения в веществе. При этом, как правило, используются структуры, содержащие дифракционную решетку, возбуждающую в структуре собственные квазиволноводные моды, затухающие в среде, в которой формируется картина (например, в фоторезисте или воздухе).

Большинство существующих работ посвящено формированию высокочастотных интерференционных картин с помощью металлодиэлектрических структур, в которых могут возбуждаться поверхностные плазмон-поляритоны и плазмонные моды [1–6].

Общим недостатком плазмонных структур являются высокие потери на поглощение в металле. Несмотря на это, формирование интерференционных картин затухающих волн в полностью диэлектрических структурах было исследовано существенно меньше. В частности, формирование указанных картин, соответствующих высшим порядкам дифракции диэлектрических решеток, было впервые исследовано в предыдущих работах авторов [7,8]. Была продемонстрирована возможность

формирования интерференционных картин с периодом, в 6 раз меньшим периода решетки, однако интенсивность в соседних максимумах картины существенно различается, а контраст картины быстро падает при удалении от границы раздела структура/подложка. Формирование высокочастотных интерференционных картин в исследованных структурах было объяснено возбуждением собственных квазиволноводных мод, близких к модам плоскопараллельного волновода.

При этом существуют поверхностные электромагнитные волны, которые могут распространяться в полностью диэлектрических структурах, в частности, поверхностные электромагнитные волны на границе фотонного кристалла (ФК), называемые блоховскими поверхностными волнами (БПВ, Bloch surface waves) [9–13]. Следует также упомянуть волны Дьяконова, распространяющиеся на границах слоев из анизотропных материалов [14,15]. В случае, когда все материалы структуры — диэлектрики, потери на поглощение при распространении таких поверхностных волн отсутствуют или пренебрежимо малы.

В настоящей работе впервые исследуется формирование высокочастотных одномерных интерференционных картин БПВ, распространяющихся на границе раздела между одномерным ФК из диэлектрических материалов и однородной диэлектрической средой. Показано, что в рассматриваемых структурах, содержащих бинарную дифракционную решетку и ФК, возможно формирование картин с периодом, в 10 раз меньшим периода используемой решетки. Формируемые в ближнем поле интерференционные картины имеют высокую равномерность, интенсивность в максимумах, на порядок превосходящую интенсивность падающей волны, а также контраст, близкий к единице.

Условия возбуждения БПВ и их интерференции

Приведем сначала дисперсионное соотношение БПВ, распространяющейся на границе раздела полубесконечного одномерного ФК и однородной среды. Общий вид поля такой поверхностной волны аналогичен виду поля поверхностного плазмон-поляритона, поскольку в каждой из сред, находящихся с разных сторон от границы раздела, поле соответствует волне, затухающей при удалении от границы. В случае плазмон-поляритона с обеих сторон от границы раздела находятся полубесконечные однородные среды, в которых поле описывается затухающими плоскими волнами. Для рассматриваемой в настоящей работе структуры представление поля поверхностной волны имеет более сложный вид, поскольку с одной из сторон от границы раздела находится периодическая среда, в которой поле соответствует затухающей моде ФК („объемной“ блоховской волне) [9,10]. В однородной среде, находящейся над ФК, поле, как и в случае поверхностного плазмон-поляритона, соответствует затухающей плоской волне. В связи с этим выпишем сначала дисперсионное соотношение объемных мод одномерного ФК с периодом, состоящим из двух однородных слоев с толщинами h_1 и h_2 ($d = h_1 + h_2$) и диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 . Будем рассматривать случай ТЕ-поляризации, поскольку, как будет показано ниже, он позволяет достигнуть контраста интерференционной картины, близкого к единице. В этом случае $\mathbf{E} = (0, E_y, 0)$, $\mathbf{H} = (H_x, 0, H_z)$ и электрическое поле в слоях ФК при $-d \leq z < 0$ имеет вид

$$E_{y,1}(x, z) = \exp(ik_{x,0}x) \{ C_1^+ \exp[ik_{z,1}(z + h_1)] + C_1^- \exp[-ik_{z,1}z] \}, \quad -h_1 \leq z < 0,$$

$$E_{y,2}(x, z) = \exp(ik_{x,0}x) \{ C_2^+ \exp[ik_{z,2}(z + d)] + C_2^- \exp[-ik_{z,2}(z + h_1)] \}, \quad -d \leq z < -h_1, \quad (1)$$

где $C_i^\pm (i = 1, 2)$ — произвольные коэффициенты, $k_{z,i} = \sqrt{k_0^2 \epsilon_i - k_{x,0}^2}$, $k_0 = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны. С учетом введенных обозначений и представления поля (1) дисперсионное соотношение моды ФК можно записать в виде [9,10]

$$\cos(\tilde{k}d) = \cos(k_{z,1}h_1) \cos(k_{z,2}h_2) - \frac{k_{z,1}^2 + k_{z,2}^2}{2k_{z,1}k_{z,2}} \sin(k_{z,1}h_1) \sin(k_{z,2}h_2). \quad (2)$$

Дисперсионное уравнение БПВ, распространяющейся вдоль границы раздела полубесконечного ФК и диэлектрика, зависит от толщины последнего (верхнего) слоя ФК. Пусть этот слой имеет диэлектрическую проницаемость ϵ_2 и толщину $h'_2 = h_2 + h_c$. Поле в диэлектрике над ФК соответствует плоской волне:

$$E_{y,d}(x, z) = \exp(ik_{x,0}x) \exp[ik_{z,d}(z - h'_2)], \quad (3)$$

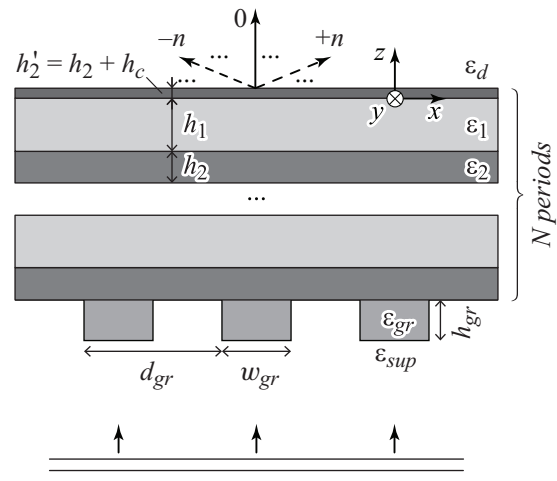


Рис. 1. Структура для формирования интерференционных картин БПВ и геометрия падения плоской электромагнитной волны. Штриховыми стрелками над структурой схематически показаны затухающие прошедшие порядки дифракции, соответствующие БПВ.

где $k_{z,d} = \sqrt{k_0^2 \epsilon_d - k_{x,0}^2}$. Поле в ФК соответствует моде, описываемой дисперсионным соотношением (2). Из условий непрерывности тангенциальных компонент поля при $z = h'_2$ можно получить дисперсионное уравнение БПВ [10]:

$$\exp(2ik_{z,2}h_c) = -C \exp(-ik_{z,2}h_2) \frac{k_{z,d} + k_{z,2}}{k_{z,d} - k_{z,2}}, \quad (4)$$

где $C = C_2^-/C_2^+$. Для существования БПВ на границе ФК и диэлектрика должны выполняться два условия, обеспечивающие затухание поля при удалении от границы раздела: $|\cos(\tilde{k}d)| > 1$ (затухание в ФК) и $n_{\text{eff}} > \sqrt{\epsilon_d}$ (затухание в диэлектрике), где $n_{\text{eff}} = k_{x,0}/k_0$ — эффективный показатель преломления БПВ.

Рассмотрим теперь структуру для формирования одномерных интерференционных картин двух БПВ, распространяющихся в противоположных направлениях. На нижнюю границу одномерного фотонного кристалла из конечного числа периодов поместим бинарную дифракционную решетку с высотой h_{gr} , шириной ступеньки w_{gr} , периодом d_{gr} и диэлектрической проницаемостью материала ступенек ϵ_{gr} (рис. 1). При падении на решетку плоской электромагнитной волны над структурой будет сформирован набор прошедших дифракционных порядков (распространяющихся и затухающих плоских волн). При нормальном падении константы распространения (x -компоненты волновых векторов) порядков будут равны $k_{x,i} = 2\pi i/d_{gr}$, где i — номер порядка дифракции [16]. При $|k_{x,i}| > k_0 \sqrt{\epsilon_d}$ (т.е. при $|i| > d \sqrt{\epsilon_d}/\lambda$) порядки являются затухающими.

Рассмотрим интерференцию двух затухающих электромагнитных волн, соответствующих двум прошедшим затухающим порядкам дифракции с номерами $\pm n$, фор-

мируемым при нормальном падении плоской волны на исследуемую структуру (рис. 1). Будем полагать, что формирование интерференционной картины происходит в резонансных условиях, т. е. константы распространения указанных порядков $k_{x,\pm n} = \pm 2\pi n/d_{gr}$ равны константам распространения БПВ $\pm k_{x,0} = \pm k_0 n_{eff}$. При этом период решетки и эффективный показатель преломления БПВ будут связаны соотношением $d_{gr} = n\lambda/n_{eff}$. Аналогично плазмонным структурам [3,8] можно ожидать, что за счет возбуждения поверхностных волн амплитуды порядков с номерами $\pm n$ будут существенно превышать амплитуды остальных прошедших порядков дифракции. В таком случае на верхней границе структуры будет формироваться интерференционная картина двух БПВ, распространяющихся в противоположных направлениях. Пренебрегая вкладом других дифракционных порядков, интенсивность электрического поля над структурой можно представить в виде [3,7]

$$I_{\pm n}(x, z') = |T_{\pm n}|^2 [\cos(2k_{x,n}x + \varphi) + 1] \exp(-2k_n z'), \quad (5)$$

где $z' = z - h'_2$ ($z' > 0$), $k_n = \sqrt{k_{x,n}^2 - k_0^2 \epsilon_d}$, значения $T_{\pm n}$ и φ определяются выражениями $T_{\pm n} = (T_n T_{-n})^{1/2}$, $\varphi = \arg(T_n) - \arg(T_{-n})$, T_n и T_{-n} — комплексные амплитуды затухающих порядков дифракции с номерами $+n$ и $-n$, формируемых над структурой (рис. 1). Из выражения (5) легко показать, что период интерференционной картины d_{ip} в $2n$ раз меньше периода формирующей дифракционной решетки d_{gr} . Таким образом, в случае использования высших порядков дифракции период картины может быть на порядок меньше периода решетки. В примерах, рассмотренных в настоящей работе, возбуждение БПВ происходит ± 5 порядками дифракции.

Контраст интерференционной картины определяется по формуле

$$K(z') = \frac{\max_x I(x, z') - \min_x I(x, z')}{\max_x I(x, z') + \min_x I(x, z')}. \quad (6)$$

В случае ТЕ-поляризации из выражений (5) и (6) следует, что контраст „идеальной“ интерференционной картины $I_{\pm n}(x, z')$ равен $K_{TE} = 1$ для любого z' . Отметим, что в предыдущей работе авторов [3] также было получено выражение для контраста формируемой картины в случае ТМ-поляризации падающей волны. В обозначениях настоящей работы оно имеет вид

$$K_{TM} = \frac{\epsilon_d}{2n_{eff}^2 - \epsilon_d}. \quad (7)$$

Из выражения (7) следует, что для значений ϵ_d и n_{eff} , соответствующих рассмотренным ниже примерам, значения контраста для ТМ-поляризации K_{TM} существенно ниже $K_{TE} = 1$ и составляют 0.2–0.6. В связи с этим приведенные ниже примеры структур рассчитаны для ТЕ-поляризации падающей волны.

Формирование интерференционных картин БПВ на границе раздела фотонный кристалл/воздух

В качестве примера рассмотрим структуру (рис. 1) при длине волны в свободном пространстве 800 nm и при $\epsilon_d = \epsilon_{sup} = 1$. Зададим следующие диэлектрические проницаемости материалов фотонного кристалла и решетки: $\epsilon_{gr} = \epsilon_2 = 6.35$ и $\epsilon_1 = 2.1$ (что соответствует материалам ZnSe и SiO₂), а также выберем $n_{eff} = 1.7$, удовлетворяющее условию $n_{eff} > \sqrt{\epsilon_d}$. Из дисперсионного уравнения для БПВ по заданному значению n_{eff} можно выбрать толщины слоев кристалла h_1 и h_2 , а также величину „обрезки“ последнего слоя h_c . Для рассматриваемого примера были выбраны следующие параметры фотонного кристалла: $h_1 = 190$ nm, $h_2 = 230$ nm, $h_c = -157$ nm, при этом толщина верхнего слоя структуры составляет $h'_2 = h_2 + h_c = 73$ nm. При возбуждении БПВ ± 5 порядками дифракции теоретический период решетки составляет $d_{gr} = 2353$ nm, а период формируемой интерференционной картины $d_{ip} = 235$ nm. Следует отметить, что использование фотонного кристалла, состоящего из конечного числа периодов, в комбинации с дифракционной решеткой приводит к изменению константы распространения собственной моды структуры (константы распространения БПВ). Следовательно, период дифракционной решетки, при котором происходит возбуждение собственных мод, также будет отличаться от теоретического значения. Однако при достаточной толщине фотонного кристалла можно ожидать, что поле и константа распространения собственной моды структуры будут близки к полю и константе распространения БПВ. В частности, в работах [17–19] показано, что уже при числе периодов ФК $N = 2 \dots 4$ поверхностные волны в таких структурах близки к БПВ, распространяющимся на границе раздела полубесконечного ФК. В рассматриваемых в настоящей работе примерах фотонный кристалл состоит из трех периодов ($N = 3$). Число периодов ФК было выбрано из соображений максимальной интенсивности БПВ, возбуждаемых в геометрии Кречмана. Геометрические параметры дифракционной решетки h_{gr} , w_{gr} и d_{gr} были определены с помощью оптимизационной процедуры из условия максимизации качества интерференционной картины:

$$f(h_{gr}, w_{gr}, d_{gr}) = \frac{\int_0^d |I_{\pm n}(x, 0) - I(x, 0)| dx}{\max_x \{I_{\pm n}(x, 0)\}} \times \frac{1}{\max_x \{I_{\pm n}(x, 0)\}} \rightarrow \min_{h_{gr}, w_{gr}, d_{gr}}. \quad (8)$$

Первый множитель в (8) является мерой близости расчетной интерференционной картины $I(x, 0)$ к „идеальной“ картине $I_{\pm n}(x, 0)$. Второй множитель позволяет находить структуры, формирующие поле с большей интенсивностью.

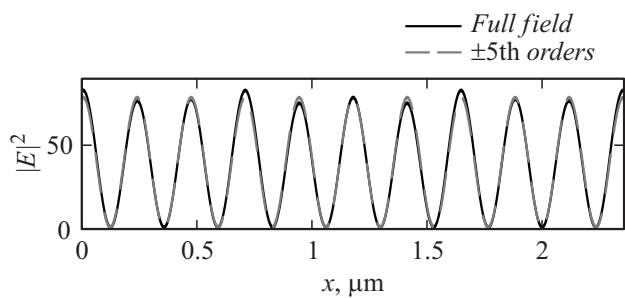


Рис. 2. Интенсивность электрического поля на границе раздела фотонный кристалл/воздух.

Расчет интерференционных картин проводился с помощью собственного программного обеспечения, реализующего метод фурье-мод решения уравнений Максвелла (rigorous coupled-wave analysis, Fourier modal method) [16,20]. Метод фурье-мод является наиболее распространенным методом численного решения уравнений Максвелла на периодических дифракционных структурах. В рамках метода электромагнитное поле над и под структурой представляется в виде суперпозиции плоских волн (порядков дифракции). В каждом слое функции диэлектрической и магнитной проницаемостей материала представляются отрезками рядов Фурье, а компоненты электромагнитного поля записываются в виде разложения по так называемым фурье-модам. Нахождение фурье-мод сводится к решению задачи на собственные значения в каждом из слоев структуры, а последовательное наложение условий равенства тангенциальных компонент электромагнитного поля на границах слоев сводит задачу определения амплитуд волн в структуре и вне ее к решению системы линейных алгебраических уравнений. Подробное описание метода приведено авторами настоящей работы в монографии [21]. Программное обеспечение было предварительно протестировано с помощью коммерческих пакетов GSolver (также реализует метод фурье-мод) и COMSOL Multiphysics (реализует метод конечных элементов). Отличие интенсивностей дифракционных порядков, рассчитанных с помощью авторского программного обеспечения и пакета COMSOL, не превышает 0.005, различия с пакетом GSolver на несколько порядков меньше. Ранее с использованием данного программного обеспечения авторами были рассчитаны и исследованы структуры для формирования интерференционных картин поверхностных плазмон-поляритонов [8,22,23], при этом результаты моделирования находились в соответствии как с результатами теоретического анализа, так и с экспериментальным результатом.

В результате оптимизации были найдены следующие параметры структуры: $h_{gr} = 285 \text{ nm}$, $w_{gr} = 0.684d_{gr}$, $d_{gr} = 2350 \text{ nm}$. На рис. 2 представлен график интенсивности поля на границе раздела фотонный кристалл/воздух, показывающий возможность формирования высококачественных интерференционных картин затухающих электромагнитных волн, соответствующих

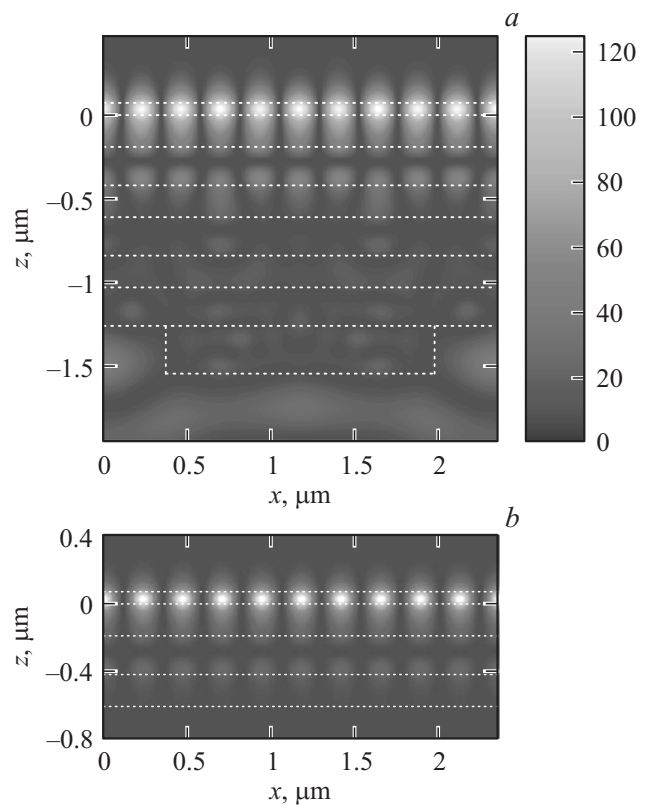


Рис. 3. *a* — распределение интенсивности электрического поля в рассматриваемой структуре, *b* — интенсивность электрического поля при интерференции двух БПВ, распространяющихся вдоль границы раздела полубесконечного фотонного кристалла.

БПВ, возбуждаемым высшими порядками дифракции (показано полное поле и поле, соответствующее суперпозиции „целевых“ ± 5 порядков дифракции). Двумерное распределение поля в структуре приведено на рис. 3, *a* и подтверждает возбуждение близкой к БПВ моды на верхней границе фотонного кристалла. Для сравнения на рис. 3, *b* приведен фрагмент интерференционной картины двух БПВ, распространяющихся в противоположных направлениях по границе полубесконечного фотонного кристалла. Распределения поля на границе фотонного кристалла на рис. 3, *a* и 3, *b* почти идентичны, что подтверждает сделанное выше предположение о близости собственной моды структуры к „теоретической“ БПВ. Контраст формируемой картины на рис. 3, *a* превышает 0.99, интенсивность в максимумах картины на порядок превышает интенсивность падающей волны.

Формирование интерференционных картин БПВ на границе раздела фотонный кристалл/резист

Для использования исследуемой структуры в задачах фотолитографии необходимо регистрировать интерференционную картину БПВ в фоторезисте. Рассмотрим

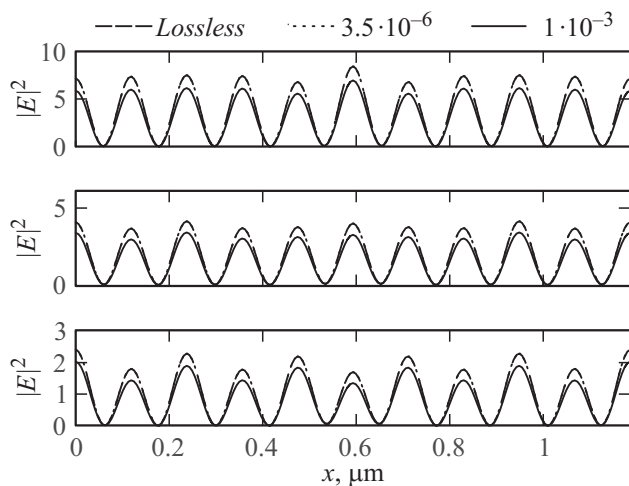


Рис. 4. Интенсивность электрического поля на разной глубине резиста: *a* — на границе раздела структура/резист, *b* — на расстоянии 25 nm от границы, *c* — на расстоянии 50 nm от границы (штриховые линии — случай без поглощения, точечные и сплошные линии — мнимая часть показателя преломления SiO₂ 3.5 · 10⁻⁶ и 1 · 10⁻³ соответственно).

случай, когда вместо однородного диэлектрика на границе структуры находится слой резиста с толщиной h_r и диэлектрической проницаемостью ϵ_r , расположенный на полубесконечной подложке с диэлектрической проницаемостью ϵ_{sub} . Для моделирования неэкспонированного резиста, который является поглощающим материалом, мнимая часть показателя преломления материала резиста должна быть отлична от нуля. В отличие от предыдущей структуры будем оптимизировать пять геометрических параметров структуры: h_1, h_2, h_{gr}, w_{gr} и d_{gr} .

При длине волны 400 nm (близкой к длинам волн лазеров, применяемых в фотолитографических системах) зададим параметры примера следующим образом: $n_{eff} = 1.7, \epsilon_{gr} = \epsilon_2 = 7.08, \epsilon_1 = 2.16$, (что соответствует материалам BaTiO₃ и SiO₂), $\epsilon_r = (1.47 + 0.1i)^2, \epsilon_{sub} = 2.16, h_r = 50$ nm. Остальные параметры структуры были найдены в результате оптимизации и составили $h_1 = 71$ nm, $h_2 = 125$ nm, $h_c = -99$ nm, $h_{gr} = 887$ nm, $w_{gr} = 0.59d_{gr}, d_{gr} = 1186$ nm. Таким образом, период интерференционной картины составляет $d_{ip} = 119$ nm, что в 10 раз меньше, чем у формирующей ее дифракционной решетки, и в 3.36 раза меньше длины волны. Размер деталей (половина периода) формируемой картины составляет 60 nm. Как и в предыдущем примере, интерференционная картина формируется ± 5 порядками дифракции. Будем также учитывать влияние потерь в слоях ФК на качество формируемой интерференционной картины. В работе [19] было показано, что на свойства БПВ (константу распространения и профиль поля) главным образом влияет наличие поглощения в слоях ФК с меньшим показателем преломления. В рассматриваемом примере материалом этих слоев является SiO₂. Добавим при моделировании в показатель преломления SiO₂ мнимые части, равные $3.5 \cdot 10^{-6}$,

СКО для формируемых картин на рис. 4, *a-c*

СКО	Расстояние		
	Граница	25 nm	50 nm
Без поглощения	0.054	0.044	0.065
Поглощение $3.5 \cdot 10^{-6}$	0.054	0.044	0.065
Поглощение $1 \cdot 10^{-3}$	0.113	0.105	0.109

что близко к экспериментально измеренным значениям для тонких пленок [19,25], и $1 \cdot 10^{-3}$. На рис. 4, *a-c* показаны графики интенсивности поля в резисте на разном расстоянии от границы раздела фотонный кристалл/резист для значений мнимой части показателя преломления SiO₂, равных 0, $3.5 \cdot 10^{-6}$ и $1 \cdot 10^{-3}$ (пунктирные, точечные и сплошные кривые соответственно). Интерференционные картины поля, формируемые в случаях отсутствия поглощения и наличия небольшого (реалистичного) поглощения в слое SiO₂ ($3.5 \cdot 10^{-6}$), почти идентичны. Из рис. 4 можно сделать вывод, что достаточно большая величина мнимой части показателя преломления ($1 \cdot 10^{-3}$) слоя SiO₂, на несколько порядков превышающая реалистичное значение, также не разрушает интерференционную картину, а лишь уменьшает интенсивность в ее максимумах.

Для задач фотолитографии важно, чтобы интерференционная картина, формируемая в резисте, сохраняла высокие контраст и равномерность по мере удаления от границы раздела, вдоль которой распространяются БПВ. В качестве меры равномерности будем использовать нормированное значение среднеквадратичного отклонения (СКО) максимумов интенсивности полного поля от интерференционных максимумов „идеальной“ картины, соответствующей суперпозиции ± 5 прошедших порядков дифракции. Отметим, что рассчитанный для рассматриваемого примера контраст практически не изменяется при удалении от границы раздела для различных значений мнимой части показателя преломления слоя SiO₂ и во всех рассматриваемых случаях составляет более 0.99. Из рис. 4 и таблицы, в которой приведены значения СКО интерференционной картины на различных расстояниях от границы раздела структура/резист для различных значений мнимой части показателя преломления слоя SiO₂, следует, что сформированные интерференционные картины обладают хорошей равномерностью для значения мнимой части показателя преломления слоя SiO₂, близкого к реальному (разность между значениями СКО для случаев без поглощения и с мнимой частью показателя преломления, равной $3.5 \cdot 10^{-6}$, не превышает 10^{-5}).

Заключение

В настоящей работе на основе численного моделирования в рамках строгой электромагнитной теории дифракции была впервые показана возможность формиро-

вания высококачественных одномерных интерференционных картин блоховских поверхностных волн (поверхностных электромагнитных волн, распространяющихся на границе раздела фотонного кристалла и однородной среды) с помощью диэлектрических дифракционных решеток, расположенных на одномерном фотонном кристалле. Для рассмотренных примеров период формируемых картин более чем в 3 раза меньше длины падающей волны и в 10 раз меньше периода формирующей дифракционной решетки. Контраст интерференционных картин близок к единице, а интенсивность интерференционных пиков в ближнем поле в несколько раз превышает интенсивность падающей волны.

Исследованные структуры могут найти применение в системах контактной фотолитографии для создания периодических структур с наноразмерными деталями, а также в системах для оптического захвата и микроманипулирования наночастицами.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (РНФ) 14-19-00796.

Список литературы

- [1] Luo X., Ishihara T. // *Appl. Phys. Lett.* 2004. Vol. 84. N 23. P. 4780–4782.
- [2] Liu Z., Wei Q.-H., Zhang X. // *Nano Lett.* 2005. Vol. 5. N 5. P. 957–961.
- [3] Bezus E.A., Doskolovich L.L., Kazanskiy N.L. // *Microelectron. Eng.* 2011. Vol. 88. N 2. P. 170–174.
- [4] Xiong Y., Liu Z., Zhang X. // *Appl. Phys. Lett.* 2008. Vol. 93. N 11. P.111116-1–111116-3.
- [5] Zhu P., Shi H., Guo L. // *Opt. Express.* 2012. Vol. 20. N 11. P. 12 521–12 529.
- [6] Ishii S., Kildishev A.V., Narimanov E., Shalaev V.M., Drachev V.P. // *Laser & Photon. Rev.* 2013. Vol. 7. N 2. P. 265–271.
- [7] Bezus E.A., Doskolovich L.L., Kazanskii N.L. // *Quant. Electron.* 2011. Vol. 41. N 8. P. 759–764.
- [8] Bezus E.A., Bykov D.A., Doskolovich L.L., Kadomin I.I. // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2008. Vol. 10. N 9. P. 095204-1–095204-5.
- [9] Виноградов А.П., Дорофеев А.В., Мерзликин А.М., Лисянский А.А. // *УФН.* 2010. Т. 180. Вып. 3. С. 249–263.
- [10] Безус Е.А., Досколович Л.Л., Быков Д.А., Сойфер В.А. // *Письма в ЖЭТФ.* 2014. Т. 99. Вып. 2. С. 67–71.
- [11] Meade R.D., Brommer K.D., Rappe A.M., Joannopoulos J.D. // *Phys. Rev. B.* 1991. Vol. 44. N 19. P. 10961–10964.
- [12] Sfez T., Descrovi E., Yu L., Quaglio M., Dominici L., Nakagawa W., Michelotti F., Giorgis F., Herzig H.P. // *Appl. Phys. Lett.* 2010. Vol. 96. N 15. P. 151101-1–151101-3.
- [13] Yu L., Barakat E., Sfez T., Hvozdar L., Di Francesco J., Herzig H.P. // *Light: Sci. & Appl.* 2010. Vol. 3. N 1. P. e124-1–e124-7.
- [14] Dyakonov M.I. // *Sov. Phys. JETP.* 1988. Vol. 67. N 4. P. 714–716.
- [15] Takayama O., Artigas D., Torner L. // *Nature Nanotechnol.* 2014. Vol. 9. P. 419–424.
- [16] Moharam M.G., Grann E.B., Pommet D.A., Gaylord T.K. // *J. Opt. Soc. Am. A.* 1995. Vol. 12. N 5. P. 1068–1076.
- [17] Villa F., Regalado L.E., Ramos-Mendieta F., Gaspar-Armenta J., Lopez-Ríos T. // *Opt. Lett.* 2002. Vol. 27. N 8. P. 646–648.
- [18] Sinibaldi A., Danz N., Descrovi E., Munzert P., Schulz U., Sonntag F., Dominici L., Michelotti F. // *Sensors and Actuators B.* 2012. Vol. 174. P. 292–298.
- [19] Sinibaldi A., Rizzo R., Figliozzi G., Descrovi E., Danz N., Munzert P., Anopchenko A., Michelotti F. // *Opt. Express.* 2013. Vol. 21. N 20. P. 23331–23344.
- [20] Moharam M.G., Pommet D.A., Grann E.B., Gaylord T.K. // *J. Opt. Soc. Am. A.* 1995. Vol. 12. N 5. P. 1077–1086.
- [21] Безус Е.А., Быков Д.А., Досколович Л.Л., Ковалев А.А., Котляр В.В., Налимов А.Г., Порфирьев А.П., Скиданов Р.В., Сойфер В.А., Стафеев С.С., Хонина С.Н. *Дифракционная оптика и нанофотоника.* М.: ФИЗМАТЛИТ, 2014. С. 11–37.
- [22] Doskolovich L.L., Kadomina E.A., Kadomin I.I. // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2007. Vol. 9. N 10. P. 854–857.
- [23] Безус Е.А., Морозов А.А., Володкин Б.О., Тукмаков К.Н., Алферов С.В., Досколович Л.Л. // *Письма в ЖЭТФ.* 2013. Т. 98. Вып. 6. С. 357–360.
- [24] Michelotti F., Sinibaldi A., Munzert P., Danz N., Descrovi E. // *Opt. Lett.* 2013. Vol. 38. N 5. P. 616–618.