

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ БЛОХОВСКИХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ФОТОННЫЙ КРИСТАЛЛ/ДИЭЛЕКТРИК

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

Институт систем обработки изображений Российской академии наук,
Самарский государственный аэрокосмический университет им. академика С.П. Королёва
(национальный исследовательский университет)

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. Предлагаемый подход может быть применен для создания периодических структур с наноразмерными деталями методом контактной фотолитографии в ближнем поле.

Блоховские поверхностные волны (БПВ) — поверхностные электромагнитные волны, распространяющиеся на границах раздела фотонных кристаллов (ФК), в настоящее время активно исследуются [1–4]. Интерес к ним вызван потенциальной возможностью их использования в различных оптических устройствах, в частности, в системах оптической обработки информации и системах нанолитографии в ближнем поле. Действительно, использование поверхностных волн позволяет формировать в ближнем поле дифракционной структуры интерференционные картины с периодом, меньшим половины длины волны излучения в веществе. Ранее были исследованы интерференционные картины, формируемые поверхностными волнами, распространяющимися в металлодиэлектрических структурах (поверхностными плазмон-поляритонами, ППП), возбуждаемыми высшими затухающими порядками дифракционной решетки [5, 6]. Большим преимуществом БПВ, в отличие от ППП, является возможность их распространения в полностью диэлектрических средах, и, следовательно, практически полное отсутствие потерь на поглощение. В настоящей работе исследовано формирование интерференционных картин БПВ на границе одномерный ФК/диэлектрик.

На рисунке 1 представлена геометрия дифракционной структуры для возбуждения и формирования интерференционных картин БПВ. На одномерный ФК, содержащий N периодов (пар чередующихся слоев с высотами h_1, h_2 и диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_1, \varepsilon_2$), помещена дифракционная решетка с периодом d_{gr} , шириной ступеньки w_{gr} , высотой h_{gr} и диэлектрической проницаемостью ступенек ε_{gr} . К ФК снизу добавлен ещё один слой толщиной $h' = h_1 - h_c$ ($h_c < h_1$) и диэлектрической проницаемостью ε_1 , что позволяет выбирать значение эффективного показателя преломления БПВ [4]. Под структурой находится слой диэлектрика с диэлектрической проницаемостью ε_d .

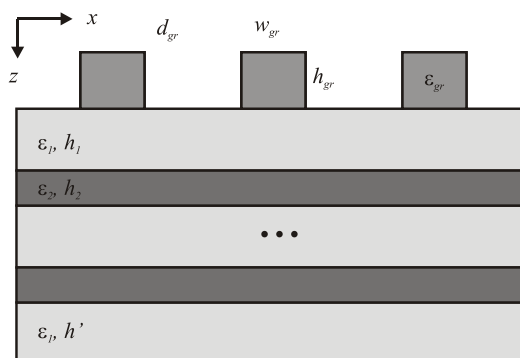


Рисунок 1 — Дифракционная структура для формирования интерференционных картин БПВ.

При нормальном падении прошедшие порядки с номерами $\pm i$ являются затухающими, если их константы распространения удовлетворяют условию $|k_{x,i}| > k_0 \sqrt{\varepsilon_d}$. При формировании интерференционной картины прошедшими затухающими порядками дифракции с номерами $\pm n$ в резонансных условиях константы распространения порядков $k_{x,\pm n} = \pm 2\pi n/d_{gr}$ равны константам распространения БПВ $\pm k_{x,0} = \pm k_0 n_{eff}$, что связывает период решетки и эффективный показатель преломления БПВ: $d_{gr} = n\lambda / n_{eff}$.

В этом случае на нижней 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

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

где $z' = z - h_c$ ($z' > 0$), $\kappa_n = \sqrt{k_{x,n}^2 - k_0^2 \varepsilon_d}$, 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 порядков дифракции с номерами $+n$ и $-n$ соответственно. Из выражения (1) 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.

Рассмотрим пример возбуждения БПВ ± 5 порядками дифракции при длине волны падающего излучения 400 нм. Для задач фотолитографии необходимо регистрировать интерференционную картину БПВ в фоторезисте, поэтому на границу структуры поместим слой резиста с толщиной h_r и диэлектрической проницаемостью ε_r , расположенный на полубесконечной подложке с диэлектрической проницаемостью ε_{sub} . При моделировании будем использовать следующие параметры структуры: $n_{eff} = 1.9$, $\varepsilon_{gr} = \varepsilon_2 = 7.08$, $\varepsilon_1 = 2.16$ (что соответствует материалам BaTiO_3 и SiO_2), $\varepsilon_r = \varepsilon_{sub} = 2.16$, $h_r = 50$ нм, $N = 3$.

Геометрические параметры структуры $h_1 = 345$ нм, $h_2 = 74$ нм, $h' = 247$ нм, $h_{gr} = 596$ нм, $w_{gr} = 0.52d_{gr}$ и $d_{gr} = 1062$ нм были определены с помощью оптимизационной процедуры из условия максимизации качества интерференционной картины:

$$F(h_1, h_2, h', h_{gr}, w_{gr}, d_{gr}) = \frac{\int_0^d |I_{\pm n}(x, 0) - I(x, 0)| dx}{\max_x \{I_{\pm n}(x, 0)\}} \cdot \frac{1}{\max_x \{I_{\pm n}(x, 0)\}} \rightarrow \min_{h_1, h_2, h', h_{gr}, w_{gr}, d_{gr}}. \quad (2)$$

Первый множитель в (2) является мерой близости расчетной интерференционной картины $I(x, 0)$ к «идеальной» картине $I_{\pm n}(x, 0)$. Второй множитель позволяет максимизировать интенсивность электрического поля в максимумах интерференционной картины.

На рисунке 2 показана интенсивность поля в структуре, а также для наглядности приведены графики интенсивности поля на разной глубине в резисте. Период интерференционной картины $d_{ip} = 106$ нм в 10 раз меньше, чем у формирующей её дифракционной решётки и почти в 4 раза меньше длины волны в свободном пространстве. Размер деталей (половина периода) формируемой картины составляет 53 нм. Также из рисунка 2 следует, что интерференционные картины сохраняют достаточные равномерность и контраст при удалении от границы раздела структура/резист, что делает данный метод перспективным для нужд фотолитографии в ближнем поле.

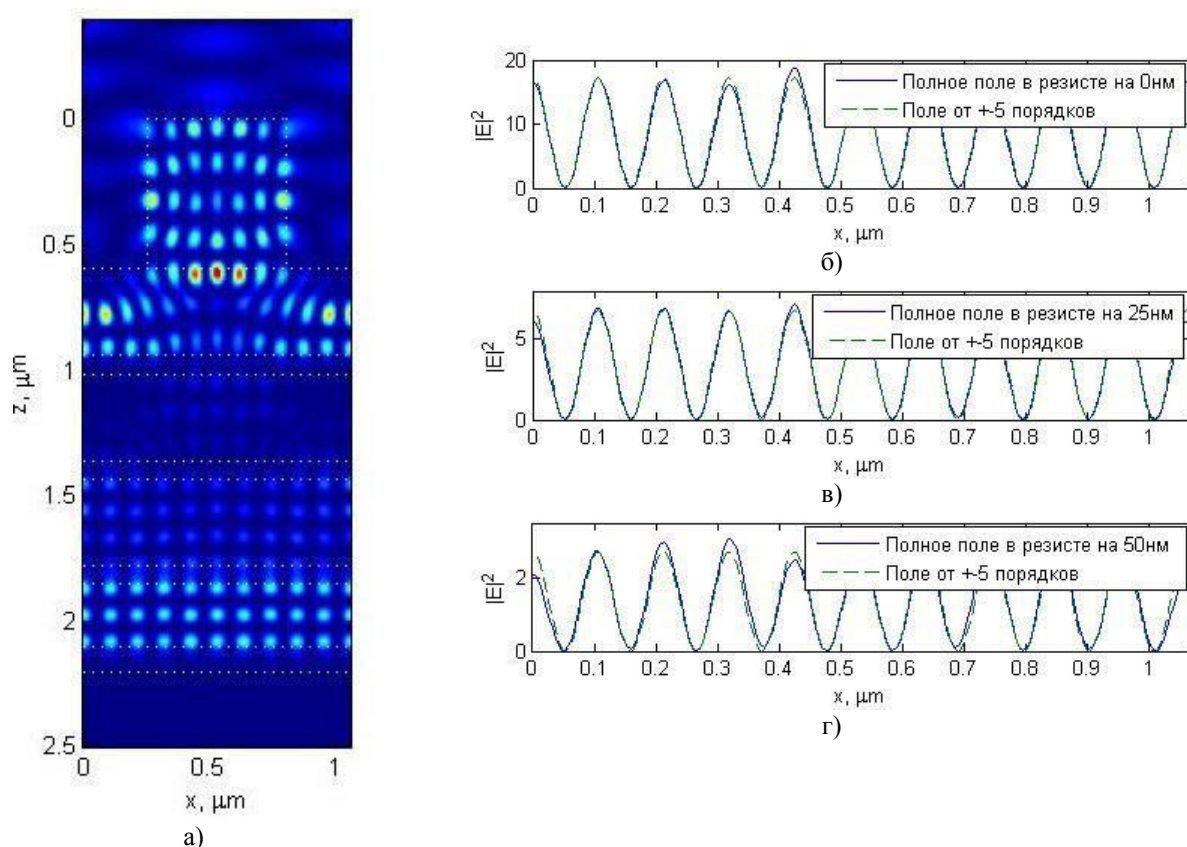


Рисунок 2 — Интенсивность поля: а — в структуре, б — на границе раздела структура/резист, в — на расстоянии 25 нм от границы, г — на расстоянии 50 нм от границы.

Работа была выполнена при поддержке грантов РФФИ 13-07-00464 и 15-07-00548, а также стипендии Президента Российской Федерации СП-4554.2013.5.

Литература

1. Liscidini M., Sipe J.E. Analysis of Bloch-surface-wave assisted diffraction-based biosensors // J. Opt. Soc. Am. B, 2009. Vol. 26. P. 279.
2. Sfez T., Descrovi E., Yu L., Quaglio M., Dominici L., Nakagawa W., Michelotti F., Giorgis F., Herzig H.P. Two-dimensional optics on silicon nitride multilayer: Refraction of Bloch surface waves // Appl. Phys. Lett., 2010. Vol. 96. 151101 (3 pp.).
3. Laux E., Genet C., Skauli T., Ebbesen T.W. Plasmonic photon sorters for spectral and polarimetric imaging // Nat. Photon, 2008. Vol. 2. P. 161.
4. Безус Е.А., Досколович Л.Л., Быков Д.А., Сойфер В.А. Фазовая модуляция поверхностных электромагнитных волн с помощью дифракционного микрорельефа на границе одномерного фотонного кристалла // Письма в ЖЭТФ, 2014. Т. 99, С. 67.
5. Bezus E.A., Doskolovich L.L., Kazanskii N.L. Interference pattern generation in evanescent electromagnetic waves for nanoscale lithography using waveguide diffraction gratings // Quantum Electron, 2011. Vol. 41. P. 759.
6. Bezus E.A., Bykov D.A., Doskolovich L.L., Kadomin I.I. Diffraction gratings for generating varying-period interference patterns of surface plasmons // J. Opt. A: Pure Appl. Opt., 2008. Vol. 10, 095204 (5 pp.).