

# ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 535.42 537.87

## РАСЧЕТ ДИФРАКЦИОННЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ ФОКУСИРОВКИ ПЛАЗМОННЫХ МОД

© 2010 г. Е. А. Безус\*,\*\*; Л. Л. Досковович\*,\*\*, доктор физ.-мат. наук;  
Н. Л. Казанский\*,\*\*, доктор физ.-мат. наук; В. А. Сойфер\*,\*\*, доктор техн. наук

\* Институт систем обработки изображений РАН, Самара

\*\* Самарский государственный аэрокосмический университет им. академика С.П. Королева,  
Самара

E-mail: evgeni.bezus@gmail.com

Рассмотрен расчет дифракционных структур для преобразования и фокусировки плазмонных мод (ПМ) границы раздела металл/диэлектрик и тонких металлических пленок. Расчет основан на фазовой модуляции ПМ, возникающей при прохождении через диэлектрическую структуру, расположенную непосредственно на поверхности распространения ПМ. На основе электромагнитного моделирования показано, что заданная фазовая модуляция ПМ может осуществляться за счет изменения высоты или длины структуры, а также при одновременном изменении обоих параметров. В качестве примера рассмотрена трехфокусная линза для фокусировки ПМ.

**Ключевые слова:** поверхностный плазмон, плазмонная мода, уравнения Максвелла, дисперсионное уравнение, дифракция, интеграл Кирхгофа.

Коды OCIS: 240.6680, 050.1965, 250.5300

Поступила в редакцию 13.04.2010

Большое число публикаций, посвященных изучению плазмонных мод (ПМ) границы раздела металл/диэлектрик и тонких металлических пленок, обусловлено перспективами их применения в нанолитографии, оптических сенсорах, волноводной оптике, микроскопии. Оптическая обработка информации в наномасштабе является одним из основных направлений, где использование ПМ является особенно перспективным [1]. Для преобразования и фокусировки ПМ используются дифракционные микро- и наноструктуры, расположенные непосредственно на поверхности распространения ПМ [2]. Между распространением и дифракцией ПМ и распространением и дифракцией света в обычной диэлектрической среде существует большое сходство [2, 3]. Аналогично скалярной теории дифракции, для описания распространения и дифракции ПМ может быть использован аналог интеграла Кирхгофа [3, 4]. В настоящей работе рассматривается расчет дифракционных оптических элементов (ДОЭ), расположенных непосредственно на поверхности распространения

ПМ и предназначенных для их фокусировки. Аналогично расчету ДОЭ в рамках скалярной теории, фокусировка достигается за счет фазовой модуляции ПМ.

Рассмотрим прохождение ПМ через диэлектрический ДОЭ, описываемый функциями высоты  $h(y)$  и длины  $l(y)$ . На рис. 1 показан ДОЭ для ПМ границы раздела. Для ПМ металлической пленки ДОЭ предполагается расположенным симметрично на обеих сторонах пленки. ПМ яв-

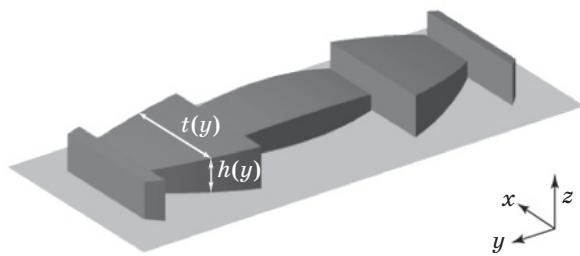


Рис. 1. Диэлектрический ДОЭ с изменяющимися высотой и длиной.

ляются ТМ-поляризованными и могут быть описаны компонентой  $H_y$  магнитного поля. Непосредственно после прохождения через ДОЭ (при  $x = 0$ ) поле ПМ принимает вид  $H_y(0, y) = A[h(y), l(y)]\exp(i\Phi[h(y), l(y)])$ , где  $A[h(y), l(y)]$  и  $\Phi[h(y), l(y)]$  – амплитуда и фаза ПМ соответственно. В настоящей работе расчет  $A[h(y), l(y)]$  и  $\Phi[h(y), l(y)]$  основан на численном решении модельной задачи дифракции ПМ на диэлектрической ступеньке, высота и ширина которой совпадают с высотой и шириной ДОЭ при данном  $y$ . Модельная задача решается в рамках электромагнитной теории с использованием метода Фурье-мод [6]. Для описания дальнейшего распространения и дифракции ПМ ( $x > 0$ ) может быть использован аналог двумерного интеграла Кирхгофа

$$H_y(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} H_y(0, u)G(x, y-u)du,$$

где  $G(x, y) = ik_{\parallel}xH_1^1[k_{\parallel}(x^2 + y^2)^{1/2}]/[2(x^2 + y^2)^{1/2}]$ , где  $H_1^1(x)$  – функция Ханкеля первого рода, первого порядка,  $k_{\parallel}$  – константа распространения ПМ. Для моды границы раздела металл/диэлектрик  $k_{\parallel} = (\omega/c)[\epsilon_m\epsilon_d/(\epsilon_m + \epsilon_d)]^{1/2}$ , где  $\omega$  – частота,  $\epsilon_m$  и  $\epsilon_d$  – диэлектрические проницаемости металла и диэлектрика соответственно. Константа распространения ПМ тонкой металлической пленки толщины  $t$  может быть найдена из дисперсионного соотношения  $\tanh(S_mt)(\epsilon_d^2S_m^2 + \epsilon_m^2S_d^2) + 2\epsilon_dS_m\epsilon_mS_d = 0$ , где  $S_d^2 = k_{\parallel}^2 - \epsilon_d(\omega/c)^2$ ,  $S_m^2 = k_{\parallel}^2 - \epsilon_m(\omega/c)^2$  [5]. Отметим, что рассмотрение ПМ металлических пленок представляет интерес из-за большой дальности распространения таких мод.

Фокусировка ПМ в заданной области обеспечивается формированием соответствующей фазы  $\Phi[h(y), l(y)] = \phi(y)$  “на выходе” ДОЭ. Таким образом, расчет ДОЭ сводится к расчету функций  $h(y)$  и  $l(y)$ , обеспечивающих формирование заданной фазы  $\phi(y)$ .

Возможность осуществления фазовой модуляции ПМ в интервале  $[0, 2\pi]$  за счет изменения высоты и длины ДОЭ подтверждена результатами численного решения вышеуказанной модельной задачи прохождения ПМ через ступеньку. В случае металлической пленки ступенька была расположена симметрично по обеим сторонам пленки. По результатам моделирования установлено, что при высоте ступеньки, существенно превышающей глубину проникновения ПМ в диэлектрик, фазовый набег хорошо описывается выражением  $\Phi(l) = (k_{\parallel}^b - k_{\parallel})l$ , где  $l$  – длина

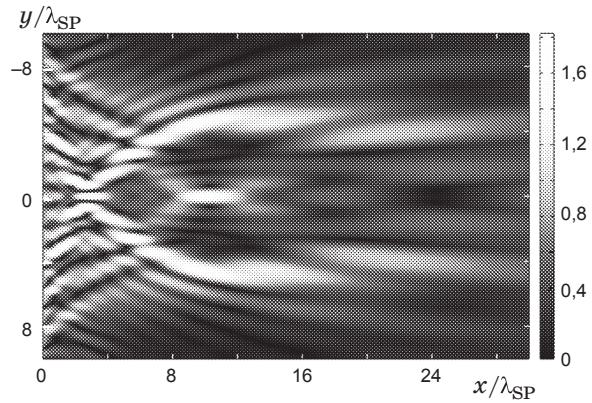


Рис. 2. Фокусировка ПМ границы раздела трехфокусной линзой.

ступеньки,  $k_{\parallel}^b$  – константа распространения ПМ в области ступеньки. Данное выражение полностью аналогично формуле для набега фазы плоской волны при прохождении через однородный слой. В этом случае возможен аналитический расчет длины ДОЭ по формуле  $l(y) = \phi(y)/(k_{\parallel}^b - k_{\parallel})$ . При высоте ступеньки, сравнимой с глубиной проникновения ПМ в диэлектрик, фазовая модуляция может осуществляться за счет изменения высоты блока при фиксированной длине. Отметим, что в случае, когда длина и высота ДОЭ одновременно зависят от координаты  $y$ , дифракционная эффективность ДОЭ может быть увеличена на 10–20% за счет увеличения амплитуды ПМ.

В качестве примера была рассчитана трехфокусная линза для ПМ границы раздела с фокусным расстоянием  $f = 10\lambda_{\text{SP}}$  при длине волны ПМ  $\lambda_{\text{SP}} = 530$  нм,  $\epsilon_d = 1$ ,  $\epsilon_m = -13,686 + 0,444i$ , диэлектрической проницаемости линзы  $\epsilon_b = 2,25$ . На рис. 2 показано расчетное распределение  $|H_y(x, y)|$ , формируемое рассчитанной линзой и показывающее фокусировку в трех фокусах.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 09-07-12147, 09-07-92421 и 10-07-00553, гранта Президента РФ № НШ-7414.2010.9, а также российско-американской программы BRHE.

## ЛИТЕРАТУРА

- Gramotnev D.K., Bozhevolnyi S.I. Plasmonics beyond the diffraction limit // Nature Photonics. 2010. V. 4. P. 83–91.
- Hohenau A., Krenn J.R., Stepanov A.L., Drezet A., Ditlbacher H., Steinberger B., Leitner A., Ausse-

- negg F.R.* Dielectric optical elements for surface plasmons // Opt. Lett. 2005. V. 30. № 8. P. 893–895.
3. *Zia R., Brongersma M.L.* Surface plasmon polariton analogue to Young's double-slit experiment // Nature Nanotech. 2007. V. 2. № 7. P. 426–429.
4. *Kim H., Hahn J., Lee B.* Focusing properties of surface plasmon polariton floating dielectric lenses // Opt. Express. 2008. V. 16. № 5. P. 3049–3057.
5. *Burke J.J., Stegeman G.I., Tamir T.* Surface-polariton-like waves guided by thin, lossy metal films // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. № 8. P. 5186–5201.
6. *Silberstein E., Lalanne P., Hugonin J.-P., Cao Q.* Use of grating theories in integrated optics // JOSA. A. 2001. V. 18. № 11. P. 2865–2875.
-