

УДК 533.9.01.15

НАНОФОКУСИРОВКА СВЕТА НА ВЕРШИНЕ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО МИКРООСТРИЯ, РАСПОЛОЖЕННОГО ВБЛИЗИ МНОГОСЛОЙНОЙ ТОНКОПЛЕНОЧНОЙ СТРУКТУРЫ: ТЕОРИЯ И ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЛОЖЕНИЯ

© 2019 г. А. Б. Петрин*

Объединенный институт высоких температур РАН, Москва, Россия

**E-mail: a_petrin@mail.ru*

Поступила в редакцию 29.11.2017 г.

После доработки 21.05.2018 г.

Принята к печати 05.06.2018 г.

Исследуется фокусировка оптической энергии в наноразмерную пространственную область в окрестности нановершины металлического микроострия, возникающая при симметричном схождении к нановершине поверхностной плазмонной волны. Металлическая поверхность острия аппроксимируется параболоидом вращения. Исследуется распределение фокального поля вблизи нановершины при сканировании поверхности многослойной тонкопленочной структуры. Рассматривается численный метод нахождения фокального распределения поля. Обсуждается приложение данного метода к технологиям создания штампов и пресс-форм для ультрафиолетовой нанолитографии.

DOI: 10.1134/S0040364419010198

ВВЕДЕНИЕ

Нанофокусировка световой энергии на вершине металлического микроострия – важнейшее явление, лежащее в основе перспективных нанотехнологических приложений. Нанофокусировка проявляется в необычайно резком возрастании интенсивности поверхностной плазмонно-поляритонной волны при симметричном ее схождении к нановершине острия [1–3] и формировании наноразмерной области концентрации световой энергии. Это явление объясняется тем, что на геометрически идеальном металлическом острие возможно существование осесимметричной электромагнитной стоячей волны с сингулярностью электрического поля на вершине [4]. Как показывают эксперименты [5, 6], эта волна может эффективно возбуждаться сходящейся к вершине поверхностной плазмонно-поляритонной ТМ (transverse magnetic) волной с той же осевой симметрией поля. Наличие сингулярности электрического поля хорошо объясняется в квазистатическом приближении, которое выполняется в окрестности нановершины металлического микроострия.

Реальная вершина микроострия не идеальна и имеет закругление на вершине. В [7, 8] для нахождения распределения электрического поля на закругленной вершине одиночного микроострия поверхность вершины аппроксимировалась параболоидом вращения. Задача решена в параболоидальной системе координат в квазистационарном приближении численным методом разло-

жения решения по гармоникам уравнения Лапласа с последующим удовлетворением граничным условиям. Доказано, что размер фокального распределения (в окрестности максимума распределения энергии поля на вершине) убывает пропорционально радиусу закругления вершины, что принципиально объясняет нанофокусировку (при уменьшении радиуса вершины острия до нанометровых размеров размер фокальной области уменьшается в той же пропорции). В [9] показано, что размер фокального распределения существенно не меняется, когда рассматриваемое острие расположено у плоской границы раздела полупространства, заполненного диэлектриком или металлом. Задача решалась тем же численным методом, а полупространство учитывалось методом зеркальных отражений.

В настоящей работе обсуждается фокальное распределение поля при нахождении вершины острия вблизи плоской границы многослойного материала. Для учета влияния на фокальное распределение поля многослойной структуры используется оригинальный обобщенный метод зеркальных отражений [10]. Важность проблемы нахождения фокального распределения поля определяется тем, что оно, например, позволяет оценить размеры области полимеризации в поверхностной пленке мономера на поверхности многослойной структуры у вершины острия при сканировании им поверхности.

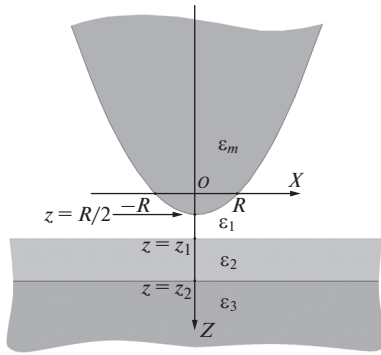


Рис. 1. Геометрия задачи.

МЕТОД РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Рассмотрим металлическое острие с наноразмерным радиусом закругления вершины R . Пусть поверхность острия вблизи вершины представляется (осесимметричной относительно оси Z) параболоидом вращения $z = R/2 - (x^2 + y^2)/2R$ (рис. 1). Предположим, что вблизи острия находится первая плоская граница пленки $z = z_1$, где $z_1 \geq R/2$, а вторая граница рассматриваемой пленки толщиной h будет $z = z_2$, где $z_2 = z_1 + h$. Комплексные диэлектрические проницаемости металла острия, внешней однородной среды, пленки и полубесконечной среды при $z \geq z_2$ обозначим $\epsilon_m, \epsilon_1, \epsilon_2$ и ϵ_3 соответственно (рис. 1).

При решении задачи используем комплексное представление гармонических полей с временной зависимостью $\exp(-i\omega t)$, где ω — циклическая частота. Задачу вблизи вершины можно решать в квазистатической формулировке [8], при которой потенциал электрического поля Φ удовлетворяет уравнению Лапласа $\Delta\Phi = 0$, а нормальные и тангенциальные составляющие электрического поля на поверхности острия и двух плоских границах пленки должны соответствовать известным граничным условиям:

на поверхности острия

$$\epsilon_1 E_{1,n} = \epsilon_m E_{m,n}, \quad E_{1,\tau} = E_{m,\tau}; \tag{1}$$

на первой границе пленки

$$\epsilon_2 E_{2,n} = \epsilon_1 E_{1,n}, \quad E_{2,\tau} = E_{1,\tau}; \tag{2}$$

на второй границе пленки

$$\epsilon_3 E_{3,n} = \epsilon_2 E_{2,n}, \quad E_{3,\tau} = E_{2,\tau}. \tag{3}$$

Будем искать осесимметричное решение уравнения Лапласа, имеющее максимум поля на вершине острия и соответствующее фокусировке на нем симметричной поверхностной плазмонной ТМ-волны. Кроме того, для автоматического удовлетворения граничных условий на плоских поверхностях пленки (2) и (3) воспользуемся

обобщенным методом зеркальных отражений, который будет изложен ниже. Пусть потенциал зарядов, находящихся на параболоидальном металлическом острие, в пространстве с проницаемостью ϵ_1 описывается функцией $\Phi_{\text{tip}}(\mathbf{r}) = \Phi_{\text{tip}}(x, y, z)$, где радиус-вектор $\mathbf{r} = (x, y, z)$ проведен из начала координат в точку нахождения потенциала. Пусть потенциал индуцированных зарядов на границах пленки (из уравнений Максвелла следует, что внутри однородного диэлектрика нет поляризационных зарядов, они могут быть только на границе) в пространстве с проницаемостью ϵ_1 равен $\Phi_{\text{ind}}(\mathbf{r}) = \Phi_{\text{ind}}(x, y, z)$. Тогда, полный потенциал в области, заполненной диэлектриком с проницаемостью ϵ_1 , составляет

$$\begin{aligned} \Phi_1(\mathbf{r}) &= \Phi_{\text{tip}}(\mathbf{r}) + \Phi_{\text{ind}}(\mathbf{r}) = \\ &= \Phi_{\text{tip}}(x, y, z) + \Phi_{\text{ind}}(x, y, z). \end{aligned} \tag{4}$$

Пусть потенциалы электрического поля, возбуждаемого зарядами острия в областях с ϵ_2 и ϵ_3 , т.е. в пленке и в полупространстве за пленкой, равны $\Phi_2(\mathbf{r}) = \Phi_2(x, y, z)$ и $\Phi_3(\mathbf{r}) = \Phi_3(x, y, z)$.

Найдем теперь общий вид потенциала острия $\Phi_{\text{tip}}(\mathbf{r})$, удовлетворяющий уравнению Лапласа в однородном диэлектрическом пространстве (без слоистой структуры) снаружи и внутри острия, причем на границе острия должны удовлетворяться граничные условия (1). Введем параболоидальные координаты [11] (систему параболических координат вращения) (α, β, ψ) , которые связаны с прямоугольными декартовыми координатами (x, y, z) формулами

$$x = c\alpha\beta \cos \psi, \quad y = c\alpha\beta \sin \psi, \quad z = \frac{1}{2}c(\beta^2 - \alpha^2), \tag{5}$$

где c — масштабный постоянный множитель. В рассматриваемой системе координат с началом в точке O и осью Z (см. рис. 1) уравнение Лапласа для электрического потенциала Φ внутри и снаружи острия при аксиальной симметрии (Φ не зависит от ψ) можно записать следующим образом [11]:

$$\begin{aligned} \Delta\Phi &= \frac{1}{c^2(\alpha^2 + \beta^2)} \times \\ &\times \left(\frac{\partial^2\Phi}{\partial\alpha^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial\beta^2} + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial\Phi}{\partial\alpha} + \frac{1}{\beta} \frac{\partial\Phi}{\partial\beta} \right) = 0. \end{aligned} \tag{6}$$

Общее решение (6) известно [11] и определяется выражением

$$\begin{aligned} \Phi &= \sum (B_1 J_0(p\alpha) + B_2 Y_0(p\alpha)) \times \\ &\times (C_1 I_0(p\beta) + C_2 K_0(p\beta)), \end{aligned} \tag{7}$$

где p, B_1, B_2, C_1, C_2 — константы; J_0, Y_0 — функции Бесселя первого и второго рода нулевого порядка;

I_0, K_0 – модифицированные функции Бесселя первого и второго рода нулевого порядка. Суммирование производится по решениям с различными значениями констант.

Пусть граница параболоидального острия определяется уравнением $\beta = \beta_0$. Из (5) следует, что граница острия $\beta = \beta_0$ в декартовых координатах (x, y, z) определяется уравнением $z = c\beta_0^2/2 - (x^2 + y^2)/2c\beta_0^2$. Несложно показать, что радиус кривизны вершины острия равен $R = c\beta_0^2$.

В дальнейшем рассмотрении будем использовать осесимметричные решения уравнения Лапласа. Поэтому для выполнения граничных условий на всей поверхности вращения острия достаточно удовлетворить их на линии пересечения граничной поверхности острия с любой плоскостью симметрии, проходящей через ось Z . В качестве такой плоскости выберем плоскость (x, z) . Легко доказать, что в данном симметричном случае достаточно рассмотреть выполнение граничных условий только на границе пересечения полуплоскости $y = 0$ при $x \geq 0$ и поверхности параболоидального острия.

Имея в виду общность дальнейшего изложения, перейдем на плоскости (x, z) к безразмерным координатам: $\tilde{x} = x/R, \tilde{z} = z/R$ и $\tilde{\alpha} = \alpha/\beta_0, \tilde{\beta} = \beta/\beta_0$. Безразмерные параболоидальные $(\tilde{\alpha}, \tilde{\beta})$ и декартовы координаты на плоскости (\tilde{x}, \tilde{z}) связаны между собой формулами $\tilde{\alpha} = \sqrt{\sqrt{\tilde{x}^2 + \tilde{z}^2} - \tilde{z}}$ и $\tilde{\beta} = \tilde{x}/\sqrt{\sqrt{\tilde{x}^2 + \tilde{z}^2} - \tilde{z}}$ при положительных \tilde{x} [8]. В этих координатах граница острия будет определяться функцией $\tilde{z} = 1/2 - \tilde{x}^2/2$, а уравнение Лапласа (6) в безразмерных координатах имеет вид

$$\frac{1}{(\tilde{\alpha}^2 + \tilde{\beta}^2)} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \tilde{\alpha}^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \tilde{\beta}^2} + \frac{1}{\tilde{\alpha}} \frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{\alpha}} + \frac{1}{\tilde{\beta}} \frac{\partial \Phi}{\partial \tilde{\beta}} \right) = 0.$$

Если из решения уравнения Лапласа найти осесимметричный потенциал, являющийся функцией только $\tilde{\alpha}$ и $\tilde{\beta}$, то нормальные и тангенциальные размерные компоненты поля с двух сторон границы диэлектрика (среды с ϵ_1) и металла можно записать в виде

$$E_{d,\tau} = -\frac{1}{R\sqrt{\tilde{\alpha}^2 + \tilde{\beta}^2}} \frac{\partial \Phi_d}{\partial \tilde{\alpha}}, \quad E_{d,n} = -\frac{1}{R\sqrt{\tilde{\alpha}^2 + \tilde{\beta}^2}} \frac{\partial \Phi_d}{\partial \tilde{\beta}},$$

$$E_{m,\tau} = -\frac{1}{R\sqrt{\tilde{\alpha}^2 + \tilde{\beta}^2}} \frac{\partial \Phi_m}{\partial \tilde{\alpha}}, \quad E_{m,n} = -\frac{1}{R\sqrt{\tilde{\alpha}^2 + \tilde{\beta}^2}} \frac{\partial \Phi_m}{\partial \tilde{\beta}}.$$

Нормируем потенциал на его значение U в максимуме поля на вершине острия, тогда можно

перейти от размерного к безразмерному потенциалу $\tilde{\Phi} = \Phi/U$ и от размерных составляющих полей к их безразмерным величинам:

$$\tilde{E}_{d,\tau} = \frac{R}{U} E_{d,\tau} = -\frac{1}{\sqrt{\tilde{\alpha}^2 + \tilde{\beta}^2}} \frac{\partial \tilde{\Phi}_d}{\partial \tilde{\alpha}},$$

$$\tilde{E}_{d,n} = \frac{R}{U} E_{d,n} = -\frac{1}{\sqrt{\tilde{\alpha}^2 + \tilde{\beta}^2}} \frac{\partial \tilde{\Phi}_d}{\partial \tilde{\beta}},$$

$$\tilde{E}_{m,\tau} = \frac{R}{U} E_{m,\tau} = -\frac{1}{\sqrt{\tilde{\alpha}^2 + \tilde{\beta}^2}} \frac{\partial \tilde{\Phi}_m}{\partial \tilde{\alpha}},$$

$$\tilde{E}_{m,n} = \frac{R}{U} E_{m,n} = -\frac{1}{\sqrt{\tilde{\alpha}^2 + \tilde{\beta}^2}} \frac{\partial \tilde{\Phi}_m}{\partial \tilde{\beta}}.$$

В нормированных декартовых координатах в плоскости (\tilde{x}, \tilde{z}) компоненты нормированного электрического поля будут иметь вид $\tilde{E}_{\tilde{x}} = -\partial \tilde{\Phi} / \partial \tilde{x}, \tilde{E}_{\tilde{z}} = -\partial \tilde{\Phi} / \partial \tilde{z}$.

Итак, исходя из общего решения (7), будем искать решение граничной задачи для электрического поля в окрестности острия, предполагая, что потенциалы $\tilde{\Phi}_{\text{tip}}$ снаружи ($\beta \geq \beta_0$) и внутри ($\beta \leq \beta_0$) границы металлического острия имеют вид соответственно

$$\tilde{\Phi}_{\text{tip},l} = \sum_{j=1}^N A_j J_0(\lambda_j \tilde{\alpha}) K_0(\lambda_j \tilde{\beta}),$$

$$\tilde{\Phi}_{\text{tip},m} = \sum_{j=1}^N B_j J_0(\lambda_j \tilde{\alpha}) I_0(\lambda_j \tilde{\beta}),$$
(8)

где A_j, B_j и λ_j – константы. Значения λ_j можно выбрать в виде $\lambda_j = \mu_j/L$, где $\mu_j, j = 1, 2, \dots, N$ – первые N корней уравнения Бесселя $J_0(\mu_j) = 0$, а L – некоторое безразмерное расстояние от вершины, удовлетворяющее граничным условиям на поверхности острия. В пределе $N \rightarrow \infty$ система функций $J_0(\lambda_j \tilde{\alpha})$ и вышеуказанный выбор λ_j на отрезке $0 \leq \tilde{\alpha} \leq L$ образуют полную систему функций [12].

Отметим, что выбор функциональных зависимостей (8) из общего решения (7) обусловлен естественными требованиями к сконцентрированному у вершины полю (которые и выделяют указанные зависимости однозначным образом): а) снаружи острия потенциал поля должен уменьшаться при удалении от его поверхности, быть конечным и максимальным на вершине острия; б) внутри металла острия потенциал должен быть конечным в начале координат. Кроме того, электрический потенциал должен быть непрерывен при переходе через границу.

Учтем теперь индуцированные заряды, возникающие в многослойной пленке. Как показано

в [12], функцию $\tilde{\Phi}_{\text{ind}}(\tilde{x}, \tilde{z})$, соответствующую $\tilde{\Phi}_{\text{tip},1}(\tilde{x}, \tilde{z})$ из (8), можно представить в виде

$$\tilde{\Phi}_{\text{ind}}(\tilde{x}, \tilde{z}) = \sum_{j=1}^N A_j H_j(\tilde{x}, \tilde{z}), \quad (9)$$

где $H_j(\tilde{x}, \tilde{z})$ зависят от λ_j . В данной работе не проводится громоздкий вывод выражения для $H_j(\tilde{x}, \tilde{z})$, который подробно изложен в [10]. Приведем лишь результат:

$$H_j(\tilde{x}, \tilde{z}) = -\frac{(\epsilon_2 - \epsilon_1)}{(\epsilon_2 + \epsilon_1)} \mathbb{F}_j(\tilde{x}, 0, 2\tilde{z}_1 - \tilde{z}) + \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} r_1(u, v) \mathbb{F}_j(\tilde{x} - u, -v, 2\tilde{z}_1 - \tilde{z}) dudv,$$

где

$$\mathbb{F}_j(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z}) = J_0\left(\lambda_j \sqrt{\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2 + \tilde{z}^2 - \tilde{z}}\right) \times K_0\left(\lambda_j \sqrt{\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2} / \sqrt{\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2 + \tilde{z}^2 - \tilde{z}}\right),$$

$$r_1(u, v) = (2\pi)^{-2} \int_{-\infty}^{+\infty} d\xi \int_{-\infty}^{+\infty} d\eta \hat{r}_1(\xi, \eta) e^{i\xi u + i\eta v},$$

$$\hat{r}_1(\xi, \eta) = \frac{-4\epsilon_1 \epsilon_2 (\epsilon_3 - \epsilon_2) \zeta(\xi, \eta)}{[(\epsilon_3 - \epsilon_2)(\epsilon_2 - \epsilon_1)\zeta(\xi, \eta) + (\epsilon_2 + \epsilon_1)(\epsilon_3 + \epsilon_2)](\epsilon_2 + \epsilon_1)},$$

$$\zeta(\xi, \eta) = \exp\left(-2h\sqrt{\xi^2 + \eta^2}\right).$$

Идея вывода выражения для $\tilde{\Phi}_{\text{ind}}$ проста. Потенциал $\tilde{\Phi}_{\text{tip},1}$ можно в принципе разложить на потенциалы точечных зарядов. Для каждого точечного заряда можно найти потенциал индуцированного поля как в области между острием и первой пленкой, так и между пленок. Просуммировав потенциалы по всем зарядам, получим выражение для $\tilde{\Phi}_{\text{ind}}$, $\tilde{\Phi}_2$ и $\tilde{\Phi}_3$ из $\tilde{\Phi}_{\text{tip},1}$ (см. [10]).

Таким образом, если подставить (8) и (9) в (1), используя (4), получим систему линейных уравнений относительно A_j и B_j вида

$$-\epsilon_1 \sum_{j=1}^N A_j a_j(\lambda_j, \tilde{x}) + \epsilon_m \sum_{j=1}^N B_j b_j(\lambda_j, \tilde{x}) = 0, \quad (10)$$

$$-\sum_{j=1}^N A_j c_j(\lambda_j, \tilde{x}) + \sum_{j=1}^N B_j d_j(\lambda_j, \tilde{x}) = 0. \quad (11)$$

Здесь не выписаны функции $a_j(\lambda_j, \tilde{x})$, $b_j(\lambda_j, \tilde{x})$, $c_j(\lambda_j, \tilde{x})$ и $d_j(\lambda_j, \tilde{x})$ в явном виде, так как их легко получить при указанной тривиальной, но громоздкой подстановке.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Уравнения (10), (11) решались методом коллокаций [13]. Указанные уравнения записывались в $(N - 1)$ регулярно расположенных точках на поверхности острия. В результате получены $(2N - 2)$ линейных алгебраических уравнений с $2N$ неизвестными коэффициентами A_j и B_j . Для получения однозначного решения добавлены еще два уравнения приравниванием потенциалов на вершине острия (снаружи и внутри острия) к единице. В результате решения полученной системы из $2N$ уравнений найдены A_j и B_j и по ним распределения потенциала и электрического поля во всем пространстве. При этом полученное распределение потенциала автоматически нормировалось на единицу на вершине острия.

Диэлектрическая проницаемость металла острия приближенно описывалась формулой Друдэ $\epsilon_m = 1 - \omega_p^2 / (\omega^2 + i\omega\Gamma)$, где ω_p – плазменная частота металла, Γ – коэффициент, учитывающий потери. Для серебра принимались следующие параметры: $\omega_p \approx 1.36 \times 10^{16} \text{ с}^{-1}$, $\Gamma \approx 2 \times 10^{14} \text{ с}^{-1}$ [14]. Удобно выражать ϵ_m через нормированную частоту $\omega = \omega/\omega_p$ и нормированный коэффициент поглощения $\gamma = \Gamma/\omega_p$ по формуле $\epsilon_m = 1 - 1/(\omega^2 + i\omega\gamma)$. Для серебра $\gamma = 0.01471$.

Рассмотрены два примера применения описанной теории.

Пример № 1. Рассмотрено распределение максимального значения электрического поля в окрестности серебряного острия ($\epsilon_m = \epsilon_{\text{Ag}}$), расположенного около тонкой диэлектрической пленки с $\epsilon_2 = 4$. Пленка располагалась на границе диэлектрического полупространства с $\epsilon_3 = 2$. Диэлектрическая проницаемость области между острием и верхней поверхностью пленки полагалась равной единице ($\epsilon_1 = 1$). В безразмерных (нормированных на радиус кривизны вершины) единицах длины толщина пленки принималась равной $\tilde{h} = 1$, а координаты верхней и нижней границ пленки – $\tilde{z}_1 = 1$ и $\tilde{z}_2 = 2$. Нормированная циклическая частота излучения составляла $\tilde{\omega} = 0.62252$.

Результаты вычисления пространственного распределения (линии уровня) модуля электрического поля показаны на рис. 2а. На рис. 2б приведены зависимости распределения поля рис. 2а вдоль прямых линий, параллельных оси острия, на которых хорошо видны скачки электрического поля на границе диэлектриков, соответствующие изменению диэлектрических постоянных. На рис. 2б хорошо видны границы острия и пленок.

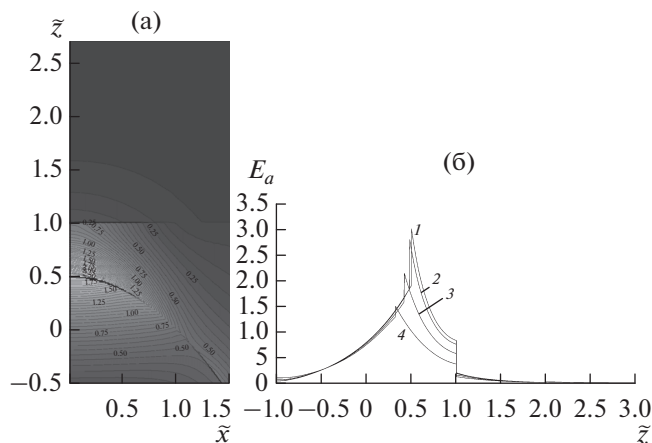


Рис. 2. Распределение (а) электрического поля у вершины серебряного острья вблизи пленки с $\epsilon_2 = 4$, расположенной на границе полупространства с $\epsilon_3 = 2$, при $\tilde{h} = 1$, $\tilde{z}_1 = 1$, $\tilde{z}_2 = 2$, $\tilde{\omega} = 0.62252$; (б) – зависимость от \tilde{z} нормированного электрического поля вдоль четырех прямых, параллельных оси острья: 1 – $\tilde{x} = 0$, 2 – 0.2, 3 – 0.4, 4 – 0.6.

Из рис. 2 следует важный физический результат данных исследований: электрическое поле сконцентрировано (сфокусировано) в ближайшей окрестности вершины микроострия, включая малую область внутри ближайшей диэлектрической пленки. Кроме того, видно, что электрическое поле проникает под пленку, в полупространство под ней, хотя и с существенным ослаблением. Знание этого ослабления может быть полезно в технических приложениях, в которых необходимо осуществить воздействие через пленку.

Пример № 2. Рассмотрена предыдущая задача, но диэлектрическая пленка ($\epsilon_2 = 4$) заменена на серебряную ($\epsilon_2 = \epsilon_{Ag}$) той же толщины. Результаты вычисления пространственного распределения (линии уровня) модуля электрического поля показаны на рис. 3а. На рис. 3б приведены зависимости распределения поля рис. 3а вдоль тех же прямых линий, что и в примере № 1, параллельных оси острья, на которых, в частности, продемонстрированы скачки электрического поля на границе сред.

По сравнению с предыдущей задачей в случае серебряной пленки распределение поля более остро локализовано в окрестности фокуса, поле от острья проникает заметно глубже в полупространство с $\epsilon_3 = 2$ за пленкой. Кроме того, поле в фокальном пятне на поверхности серебряной пленки ближе по величине к полю на вершине острья по сравнению с предыдущим случаем (рис. 2).

Особо отметим, что полученные распределения поля приведены в нормированных (на радиус

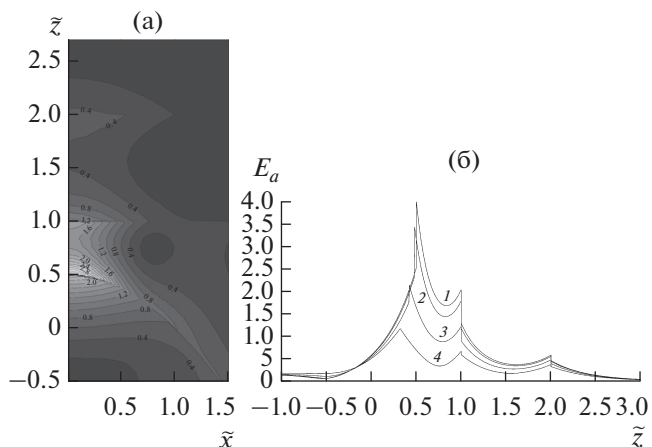


Рис. 3. Распределение (а) электрического поля у вершины серебряного острья вблизи серебряной пленки с $\epsilon_2 = \epsilon_{Ag}$, расположенной на границе полупространства с $\epsilon_3 = 2$, при $\tilde{h} = 1$, $\tilde{z}_1 = 1$, $\tilde{z}_2 = 2$, $\tilde{\omega} = 0.62252$; (б) – зависимость от \tilde{z} нормированного электрического поля вдоль четырех прямых, параллельных оси острья: 1–4 – см. рис. 2.

кривизны вершины R) координатах. Это означает, что при фокусировке на нановершине микроострия (R в нанометровом диапазоне) будет получаться фокальное пятно нанометровых размеров.

Из рассмотренных примеров следует, что с помощью металлического острья, на вершину которого сфокусирована поверхностная плазмонная волна, можно засвечивать тонкую пленку мономера фоторезиста и, сканируя острием вдоль ее поверхности, создавать поверхностные полимерные структуры, которые могут быть использованы в стандартных технологических приложениях, например, таких как создание шаблонов для копирования микросхем известными методами нанолитографии [15, 16]. Подобное устройство может применяться для изучения поверхностного распределения рамановского (комбинационного) излучения от молекул на границе поверхностной металлической или диэлектрической пленки при ее сканировании возбужденным наноострием. Более того, второй рассмотренный в работе пример показывает, что обсуждаемым устройством можно засвечивать фоторезист и под тонкой пленкой металла, что дает дополнительные технологические возможности. Наконец, результаты настоящей работы могут быть применены для создания наногradientных тонкопленочных структур [17–19] или рассмотрения явлений электронной эмиссии из металлических острий [20].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан метод нахождения фокального распределения электрического поля в окрестно-

сти нановершины металлического микроострия, расположенного вблизи слоистой пленочной структуры, при возбуждении вершины сходящейся по поверхности острия к вершине поверхностной плазмонной ТМ-волной. В качестве примера такой пленочной структуры рассмотрена одна пленка материала, расположенная на плоской границе полупространства. Предложенный метод может быть обобщен на случай многопленочной структуры. Показано, что присутствие диэлектрической или металлической пленки вблизи острия не разрушает фокусирующих свойств наноострия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *De Angelis F., Das G., Candeloro P. et al.* Nanoscale Chemical Mapping Using Three-Dimensional Adiabatic Compression of Surface Plasmon Polaritons // *Nature Nanotech.* 2010. V. 5. P. 67.
2. *Frey H.G., Keilmann F., Kriele A., Guckenberger R.* Enhancing the Resolution of Scanning near-field Optical Microscopy by a Metal Tip Grown on an Aperture Probe // *Appl. Phys. Lett.* 2002. V. 81. P. 5030.
3. *Stockman M.I.* Nanofocusing of Optical Energy in Tapered Plasmonic Waveguides // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 93. P. 137404.
4. *Петрин А.Б.* О двух режимах нанофокусировки поверхностной плазмонно-поляритонной волны на вершине металлического микроострия // *ТВТ.* 2012. Т. 50. № 1. С. 18.
5. *Giugni A., Allione M., Torre B. et al.* Adiabatic Nanofocusing: Spectroscopy, Transport, and Imaging Investigation of the Nano World // *J. Opt.* 2014. V. 16. P. 114003.
6. *Giugni A., Torre B., Toma A. et al.* Hot-electron Nanoscopy Using Adiabatic Compression of Surface Plasmons // *Nature Nanotech.* 2013. V. 8. P. 845.
7. *Петрин А.Б.* Нанофокусировка света на вершине металлического острия // *Успехи прикл. физики.* 2015. Т. 3. № 3. С. 236.
8. *Петрин А.Б.* О фокусировке поверхностной плазмонной волны на вершине металлического микроострия // *Квантовая электроника.* 2015. Т. 45. № 7. С. 658.
9. *Петрин А.Б.* О фокусировке света на нановершине металлического микроострия, расположенного над плоскостью диэлектрика или металла // *Квантовая электроника.* 2016. Т. 46. № 9. С. 848.
10. *Петрин А.Б.* О нанофокусировке света на вершине металлического микроострия, расположенного над плоскостростной структурой // *Успехи прикл. физики.* 2016. Т. 4. № 4. С. 326.
11. *Анго А.* Математика для электро- и радиоинженеров. М.: Наука, 1967.
12. *Никифоров А.Ф., Уваров В.Б.* Специальные функции математической физики. М.: Наука; Глав. ред. физ.-мат. лит., 1984.
13. Численные методы теории дифракции. В кн.: Математика. Новое в зарубежной науке / Сб. ст. Пер. с англ. Вып. 29. М.: Мир, 1982.
14. *Fox M.* Optical Properties of Solids. N.Y.: Oxford University Press Inc., 2003.
15. *Kooy N., Mohamed K., Pin L.T. et al.* A Review of Roll-to-roll Nanoimprint Lithography // *Nanoscale Res. Lett.* 2014. V. 9. P. 320.
16. *Lim H., Choi K., Kim G. et al.* Roll-to-roll Nanoimprint Lithography for Patterning on a Large-area Substrate Roll // *Microelectronic Eng.* 2014. V. 123. P. 18.
17. *Shvartsburg A.B., Obod Yu.A., Kuzmichev A.I. et al.* Nanogradient All-dielectric Films: Technology of Fabrication and the First Experiments // *Opt. Mater. Express.* 2014. V. 4. № 11. P. 2250.
18. *Шварцбург А.Б.* Оптика нестационарных сред // *УФН.* 2005. Т. 175. № 8. С. 833.
19. *Шварцбург А.Б.* Туннелирование электромагнитных волн – парадоксы и перспективы // *УФН.* 2007. Т. 177. № 1. С. 43.
20. *Петрин А.Б.* Термополевая эмиссия электронов из параболоидального металлического острия // *ЖЭТФ.* 2017. Т. 151. № 6. С. 1005.