

ВЛИЯНИЕ МЕЗОСКОПИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ, ЛОКАЛИЗОВАННЫХ В СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЕ, НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕТОВОГО ПОЛЯ В БЛИЖНЕПОЛЕВОЙ МИКРОСКОПИИ ПОВЕРХНОСТИ

© 2004 г. А. Б. Евлюхин*, канд. физ.-мат. наук; Е. В. Евлюхина**, канд. физ.-мат. наук

* Владимирский государственный университет, г. Владимир

** Камский политехнический институт, г. Набережные Челны

E-mail: a.b.evlyukhin@mail.ru, evl@laser-2.vpti.vladimir.ru

Рассмотрен процесс формирования изображений в ближнеполевой оптической микроскопии наноскопических частиц, локализованных внутри или на поверхности однослойной диэлектрической структуры. В качестве ближнеполевого источника излучения и зонда выступает малый диэлектрический объект, сканирующий поверхность образца. Модель основана на самосогласованных интегральных уравнениях для электрических полей в системе. Электрическое взаимодействие в ближней волновой зоне описывается в рамках квазистатического приближения. Численно моделируется распределение электрического поля как в ближней, так и дальней волновой зоне системы. Показано, как слоистое диэлектрическое окружение и подложка могут влиять на контраст и вид изображений мезоскопических частиц в зависимости от их диэлектрических свойств. Продemonстрировано, что изменение разрешения с увеличением расстояния между зондом и поверхностью образца существенным образом зависит от способа регистрации сигнала.

Коды OCIS: 240.0240, 180.0180.

Поступила в редакцию 09.12.2003.

1. Введение

Основным преимуществом сканирующего ближнеполевого оптического микроскопа (СБОМ) является сверхвысокое разрешение, значительно превышающее длину волны используемого в микроскопе излучения. Высокое разрешение определяется размером волоконно-оптической иглы (зонд микроскопа) и процессом ее взаимодействия с образцом [1]. Однако часто интерпретация информации, полученной с использованием СБОМ, бывает неоднозначной из-за сложности протекающих процессов. Поэтому теоретическое изучение особенностей распределения электромагнитных полей в ближней волновой зоне у поверхности образцов представляется весьма важным [2–5]. Более того, теоретическое моделирование процессов в СБОМ имеет большое значение и в собственном смысле, так как приходится иметь дело с фундаментальной проблемой многократного рассеяния света на малых масштабах длин, что представляет сложную и многообещающую, с прикладной точки зрения, задачу нанооптики. В данной статье мы представляем теоретическую модель формирования изображений в сканирующем ближнеполевом оптическом микроскопе. В основе модели лежит описание взаимодействия между световым полем в ближней волновой зоне от источника излучения и мезоскопическими объектами, скрытыми внутри однослойной структуры, расположенной на подложке.

Математическая модель представляет самосогласованные интегральные уравнения для электрического поля, полученные из системы уравнений Максвелла методом тензорной функции Грина. Решение уравнений осуществляется в двух приближениях. При описании процессов в ближней волновой зоне мы используем квазистатическое приближение, в рамках которого строится аналитическое выражение для тензорной функции Грина в представлении дипольных изображений. Затем на его основе осуществляется переход к аппроксимации функции Грина в дальней волновой зоне. В работе рассмотрены две конфигурационные модели ближнеполевой микроскопии – облучающая (ОБ) и облучающая-собирающая (ОБС) [1–3]. Для зонда мы принимаем относительно простую модель. Зонд представляется как локальный диэлектрический объект, который может являться источником ближнеполевого излучения при рассеянии им внешнего излучения с длиной волны, значительно превышающей размер объекта. Зонд сканирует поверхность образца, при этом неоднородности образца изменяют электромагнитное поле в его окрестности, что отражается в изменении поля, распространяющегося от зонда и образца к точке расположения детектора. В случае ОБ конфигурации точечный детектор, расположенный в дальней волновой зоне, регистрирует сигнал как от зонда, так и непосредственно от образца. В ОБС конфигурации к детектору идет сигнал только от зонда.

2. Описание модели

2.1. Конфигурация системы

Сканирующая ближнеполевая микроскопия облучающей конфигурации схематически представлена на рис. 1. Исследуемый плоский слой (область II) с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_2 расположен на подложке (область III) с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_3 . Внутри слоя локализованы два объекта p_1 и p_2 с полупроводниковыми свойствами, поэтому их диэлектрические функции могут принимать комплексные значения. В дальнейшем изложении будем называть данные объекты частицами. Прямоугольный объект Т, расположенный на расстоянии z' от поверхности слоя в области I, моделирует острие волоконно-оп-

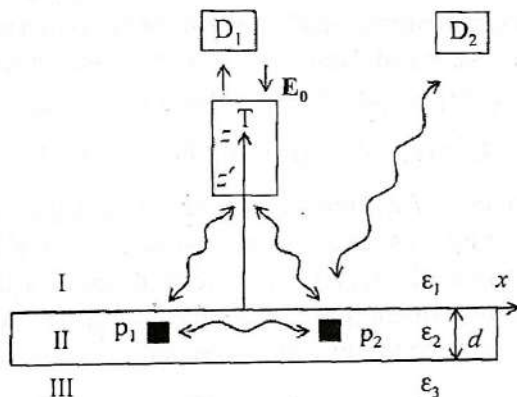


Рис. 1. Схематическое представление физической системы СБОМ.

тической иглы (зонд) микроскопа. Данный объект локально облучается плоской монохроматической волной E_0 , направленной против оси z , и является источником вторичного излучения, которое взаимодействует со слоистым образцом. Этот же объект Т может являться зондом для регистрации оптического отклика от исследуемой системы. Излучение от зонда и слоя с частицами регистрируется точечным детектором, расположенным в дальней волновой зоне. Зонд сканирует поверхность слоя. Нашей главной целью является расчет самосогласованного электрического поля в зонде, в частицах и в точке регистрации электрического поля. Детектор D_1 на рис. 1 регистрирует сигнал только от зонда (ОБС конфигурация СБОМ), детектор D_2 принимает сигнал как от зонда, так и от частиц (ОБ конфигурация СБОМ).

2.2. Электрическое поле

В рамках метода интегральных уравнений для задач макроскопической электродинамики [6] электрическое поле в однородной диэлектрической среде

(относительная диэлектрическая постоянная ϵ) с локальной неоднородностью (относительная диэлектрическая постоянная ϵ_p) и внешней монохроматической световой волной с угловой частотой ω может быть определено из следующего уравнения [3, 6]:

$$E(r, \omega) = E_0(r, \omega) + \int_{V_p} \tilde{G}(r, r', \omega) \epsilon_0 \Delta \epsilon_p E(r', \omega) dr', \quad (1)$$

где $E_0(r, \omega)$ – поле, которое было бы в среде при отсутствии неоднородного возмущения; ϵ_0 – диэлектрическая постоянная вакуума; $\tilde{G}(r, r', \omega)$ – тензорная функция Грина однородной диэлектрической среды, элементы которой $G_{ij}(r, r', \omega)$ определяют i -компонент электрического поля в точке с радиусом-вектором r , созданный j -компонентом единичного электрического диполя, локализованного в точке r' ; $\Delta \epsilon_p = \epsilon_p - \epsilon$; V_p – объем, занимаемый возмущением. Для однородного пространства с относительной диэлектрической проницаемостью ϵ тензорная функция Грина имеет вид [6, 7]:

$$\tilde{G}(r, r', \omega) = \left[\left(\frac{k^2}{R} + \frac{ik}{R^2} - \frac{1}{R^3} \right) \tilde{U} + \left(-\frac{k^2}{R} - \frac{i3k}{R^2} + \frac{3}{R^3} \right) e_R e_R \right] \frac{\exp(ikR)}{4\pi\epsilon_0\epsilon}, \quad (2)$$

где $k = \epsilon^{1/2} \omega / c_0 = 2\pi/\lambda$, c_0 – скорость света в вакууме, λ – длина волны в среде, $R = |r - r'|$, $\tilde{U}$ – единичный тензор, $e_R = (r - r')/|r - r'|$. Если расстояние между точками r и r' мало ($R \ll \lambda$), то в (2) можно пренебречь запаздыванием ($\exp(ikR) \rightarrow 1$) и учесть только ближнеполевой вклад, пропорциональный R^{-3} . Заметим, что в этом случае $\tilde{G}_0(r, r')$ совпадает с электростатическим дипольным тензором Грина. Используя данный подход, система интегральных уравнений для определения электрического поля в частицах p_1 и p_2 и объекте Т в физической системе, изображенной на рис. 1, может быть записана в виде [8]:

$$E_T(r) = E_0(r) + \int_{V_T} \tilde{G}^{(1,1)}(r, r') \epsilon_0 \Delta \epsilon_T E(r') dr' + \sum_{j=1}^2 \int_{V_{p_j}} \tilde{G}^{(1,2)}(r, r') \epsilon_0 \Delta \epsilon_{p_j} E(r') dr', \quad r \in V_T, \quad (3)$$

$$E_{p_i}(r) = \int_{V_T} \tilde{G}^{(2,1)}(r, r') \epsilon_0 \Delta \epsilon_T E(r') dr' + \sum_{j=1}^2 \int_{V_{p_j}} \tilde{G}^{(2,2)}(r, r') \epsilon_0 \Delta \epsilon_{p_j} E(r') dr', \quad r \in V_{p_i},$$

где $E_0(r)$ – напряженность электрического поля падающей волны, $\Delta \epsilon_T = \epsilon_T - \epsilon_1$, $\Delta \epsilon_{p_i} = \epsilon_{p_i} - \epsilon_2$, V_T – объем, занимаемый зондом Т, V_{p_i} – объем, занимае-

мый частицей с номером i , ϵ_T и ϵ_p – относительные диэлектрические проницаемости зонда и частицы с номером i соответственно, $\tilde{G}^{(I,J)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}', \omega)$ – часть функции Грина рассматриваемой системы (без частиц), когда точка с радиусом-вектором $\mathbf{r}$ принадлежит области с номером I , а точка с $\mathbf{r}'$ принадлежит области с номером J ($I, J = I, II, III$) (см. рис. 1). Во второй группе уравнений (3) мы учли тот факт, что частицы в слое облучаются только вторичным излучением из зонда (из кончика волоконной иглы). На первом этапе определяются поля внутри зонда и в частицах. В этом случае, если все расстояния между точками $\mathbf{r}$ и $\mathbf{r}'$, включенные в расчет, малы по сравнению с длиной волны излучения в системе, то мы можем ограничиться только ближнеполевыми членами в (3). После определения полей в зонде и частицах поле в точке локализации детектора можно найти из уравнения:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \int_{V_T} \tilde{G}_{FF}^{(I,1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \epsilon_0 \Delta \epsilon_T \mathbf{E}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' + \int_{V_p} \tilde{G}_{FF}^{(I,2)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \epsilon_0 \Delta \epsilon_p \mathbf{E}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}', \quad (4)$$

где $\tilde{G}_{FF}^{(I,J)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ – тензорная функция Грина в дальней волновой зоне. Таким образом, в данной работе нам необходимо знать функцию Грина по крайней мере в двух приближениях – в приближении ближнего и дальнего полей. Уравнение (4) соответствует ОБ конфигурации. В случае ОБС конфигурации в (4) не следует включать второй интеграл.

3. Тензорная функция Грина

3.1. Приближение в ближней волновой зоне

Для построения тензорной функции Грина в приближении ближнего поля рассмотрим уравнение Пуассона для скалярного потенциала в точке $\mathbf{r}$ электрического диполя с моментом $\mathbf{p}$, расположенного в точке $\mathbf{r}'$ области с номером I вблизи диэлектрического слоя толщиной d (рис. 1):

$$\Delta \varphi(\mathbf{r}) = \begin{cases} \mathbf{p} \nabla \frac{\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{\epsilon_0 \epsilon_1}, & 0 \leq z \leq +\infty, \\ 0, & -\infty \leq z \leq 0. \end{cases} \quad (5)$$

Потенциал удовлетворяет обычным граничным условиям на поверхностях слоя и условию на бесконечности, где обращается в нуль. Решение для φ в области II ($-d \leq z \leq 0$) и III ($-\infty \leq z \leq -d$) может быть выражено в виде разложения по угловому спектру плоских волн в электростатическом приближении [9]:

$$\varphi^{(2)}(\mathbf{r}_{||}, z) = \iint A^{(2)}(u, v) e^{ik_{||}\eta + wz} dudv + \iint B^{(2)}(u, v) e^{ik_{||}\eta - wz} dudv, \quad (6)$$

$$\varphi^{(3)}(\mathbf{r}_{||}, z) = \iint A^{(3)}(u, v) e^{ik_{||}\eta + wz} dudv, \quad (7)$$

где $\mathbf{k}_{||} = (u, v)$, $w = \sqrt{u^2 + v^2}$, $\mathbf{r}_{||} = (x, y)$. Решение $\varphi^{(1)}$ в области I ($0 \leq z \leq \infty$) состоит из суммы решения однородного уравнения и частного решения. Используя представление Вейля для скалярной функции Грина уравнения Гельмгольца [9] в статическом приближении, $\varphi^{(1)}$ может быть записан в виде

$$\varphi^{(1)}(\mathbf{r}_{||}, z) = \iint B^{(1)}(u, v) e^{ik_{||}\eta - wz} dudv + \frac{\mathbf{p} \nabla'}{4\pi\epsilon_0\epsilon_1} \frac{1}{2\pi} \iint e^{ik_{||}(\eta - \eta') - w(z - z')} \frac{dudv}{w}, \quad (8)$$

где $\mathbf{r}' = (x', y')$, ∇' – оператор градиента по переменным $\mathbf{r}'$. Величины $A^{(2)}$, $B^{(2)}$, $A^{(3)}$, $B^{(1)}$, представленные в уравнениях (6), (7) и (8), определяются из граничных условий. Переходя от скалярного потенциала к электрическому полю, получим

$$\mathbf{E}^{(I,J)}(\mathbf{r}) = \tilde{G}^{(I,J)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{p}, \quad I = 1, 2; J = 1, \quad (9)$$

где индексы I и J вновь указывают номер области, которой принадлежат радиусы-векторы $\mathbf{r}$ и $\mathbf{r}'$ соответственно, $\tilde{G}^{(I,J)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ – статический дипольный тензор Грина. После ряда преобразований его можно записать в представлении дипольных изображений:

$$\tilde{G}^{(1,1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\frac{\nabla \nabla'}{4\pi\epsilon_0\epsilon_1} \times \left[\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{L_0^m}{R(z + z' + 2md)} + \frac{\epsilon_2 - \epsilon_3}{\epsilon_2 + \epsilon_3} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{L_0^m}{R(z + z' + 2(m+1)d)} \right], \quad (10)$$

$$\tilde{G}^{(2,1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\frac{\nabla \nabla'}{4\pi\epsilon_0\epsilon_1} \frac{2\epsilon_1}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \times \left[\sum_{m=1}^{\infty} \frac{L_0^m}{R(-z + z' + 2md)} + \frac{\epsilon_2 - \epsilon_3}{\epsilon_2 + \epsilon_3} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{L_0^m}{R(z + z' + 2(m+1)d)} \right], \quad (11)$$

где $R(t) = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2 + t^2}$ – расстояние между изображением диполя и точкой $\mathbf{r}$, в которой определяется поле, $L_0 = \frac{(\epsilon_2 - \epsilon_1)(\epsilon_2 - \epsilon_3)}{(\epsilon_2 + \epsilon_1)(\epsilon_2 + \epsilon_3)}$.

Введение источников полей в виде изображений истинного диполя соответствует учету влияния мно-

гократного отражения и преломления полей на границах между слоем и окружением.

Случай, когда диполь расположен в слое, рассматривается аналогично предыдущему. В результате получаем

$$\begin{aligned} \vec{G}^{(2,2)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = & -\frac{\nabla \nabla'}{4\pi\epsilon_0\epsilon_2} \times \\ & \times \left[\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} + \sum_{m=0}^{\infty} \frac{L_0^{m+1}}{R(-z+z'+2(m+1)d)} + \right. \\ & + \frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{\epsilon_2 + \epsilon_1} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{L_0^m}{R(-z-z'+2md)} + \\ & + \frac{\epsilon_2 - \epsilon_3}{\epsilon_2 + \epsilon_3} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{L_0^m}{R(z+z'+2(m+1)d)} + \\ & \left. + \sum_{m=0}^{\infty} \frac{L_0^{m+1}}{R(z-z'+2(m+1)d)} \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

Применяя теорему взаимности [10] для электрических диполей в слое и над слоем, можем записать $\vec{G}^{(2,1)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \vec{G}^{(1,2)}(\mathbf{r}', \mathbf{r})$.

В данной работе мы рассмотрим случай, когда $|L_0| \ll 1$. Тогда ряды быстро сходятся и основной вклад в значения функции Грина дают только несколько первых слагаемых. Заметим, что если $\epsilon_3 = \epsilon_2$, то мы получаем известную электростатическую функцию Грина для двух полупространств.

3.2. Приближение дальнего поля

При расчете поля в дальней зоне, т. е. в точке расположения детектора, будем считать, что наша система описывается тензорной функцией Грина однородного пространства (2), но в качестве источников полей в ОБ конфигурации выступают зонд, изучаемые наноскопические объекты в слое и их изображения, а для ОБС конфигурации – только зонд и его изображения. Данный подход можно оправдать тем, что при сделанных предположениях только малое число изображений дает основной вклад в формирование отклика системы. При этом, учитывая, что толщина слоя мала по сравнению с длиной волны излучения в слое и подложке, область локализации всех объектов, формирующих сигнал в детекторе, также будет меньше длины волны. Наши расчеты, выполненные для случая, когда нанобъекты расположены на слое, находятся в согласии с результатами, полученными в [11], где методом функции Грина моделировался оптический отклик в дальней волновой зоне от наночастиц, расположенных на слоистой структуре. При этом аппроксимация функции Грина в дальней волновой

зоне была получена из выражения, которое изначально учитывало эффекты запаздывания. Заметим, что в [11] не рассматривался отклик от частиц, локализованных внутри слоистой структуры.

4. Результаты численных расчетов

В численных расчетах, выполненных методом дискретных диполей [12], регистрируемый микроскопом сигнал (изображение) предполагается пропорциональным интенсивности самосогласованного электрического поля в точке расположения детектора. Интенсивность (квадрат модуля напряженности электрического поля) рассчитывается в безразмерных единицах как функция положения сканирующего зонда. В расчет включены две частицы p_1 и p_2 с размерами $5 \times 5 \times 10$ нм, локализованные в середине по толщине диэлектрического слоя. Толщина слоя – 30 нм. Мы считаем, что падающий свет может иметь два типа поляризации – ТМ-поляризацию и ТЕ-поляризацию. В первом случае вектор напряженности электрического поля волны параллелен плоскости падения излучения (zx плоскость), проходящей через частицы, а во втором – перпендикулярен. Длина волны излучения принималась равной 633 нм. Размер зонда был $10 \times 10 \times 10$ нм. Относительные диэлектрические проницаемости среды над слоем и зонда принимали значения $\epsilon_1 = 1$ и $\epsilon_7 = 2,25$ соответственно.

Рис. 2 демонстрирует изображение двух диэлектрических частиц, локализованных в свободном пространстве (рис. 2а) и внутри диэлектрического слоя (рис. 2б), сигнал включает поле от частиц и зонда (детектор D_2 на рис. 1). Сравнивая эти два случая, мы видим, что слоистое окружение изменяет контраст изображений частиц, если диэлектрическая проницаемость частицы меньше диэлектрической проницаемости слоя. Если расстояние между зондом и слоем увеличивается (рис. 2в), то сигнал непосредственно от каждой частицы становится слабым на фоне сигнала от всей системы, что приводит к снижению разрешения. Это связано с расширением углового распределения излучения зонда. Таким образом, обнаружение близких друг к другу малых частиц в слое возможно только при приближении зонда непосредственно к поверхности слоя.

Ближнеполевые изображения двух металлических частиц в СБОМ облучающей конфигурации представлены на рис. 3. Когда частицы расположены на подложке (рис. 3а), их изображение качественно такое же, как для диэлектрических частиц в свободном пространстве (рис. 2а) или на подложке [11]. Однако изображение изменяется в присутствии слоя (рис. 3б) – отрицательный контраст изображения становится положительным и наоборот. Уро-

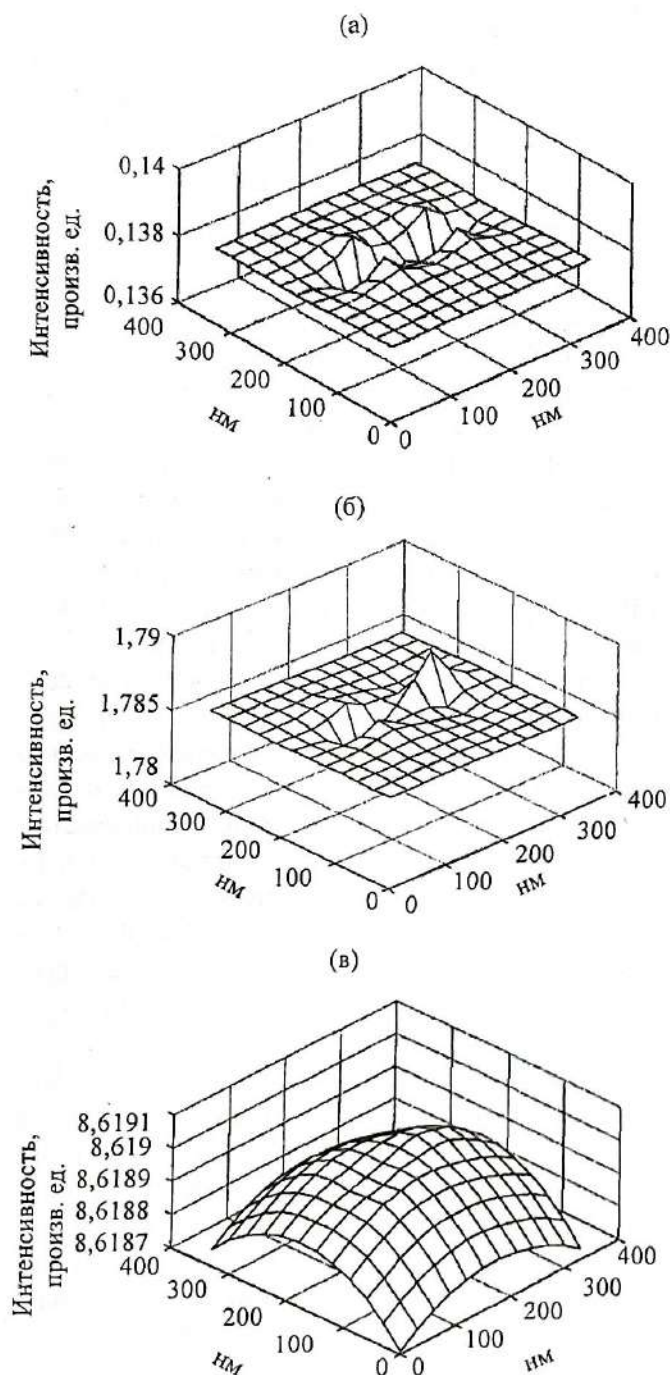


Рис. 2. Изображение двух частиц, локализованных в свободном пространстве – а; внутри слоя с $\epsilon_2 = 10$, расстояние между слоем и зондом 10 нм – б; внутри слоя с $\epsilon_2 = 10$, расстояние между слоем и зондом 40 нм – в. ТЕ-поляризация, $\epsilon_{p1} = 15$ и $\epsilon_{p2} = 7$, шаг сканирования 30 нм, расстояние между частицами в плоскости xy 120 нм.

вень сигнала от металлических частиц значительно выше по сравнению со случаем диэлектрических частиц из-за относительно большого различия их диэлектрических проницаемостей. Это особенно заметно при увеличении расстояния между зондом и слоем с частицами (ср. рис. 2в и рис. 3б).

Рассмотрим теперь ОБС конфигурацию СБОМ. В этом случае детектор D_1 регистрирует сигнал толь-

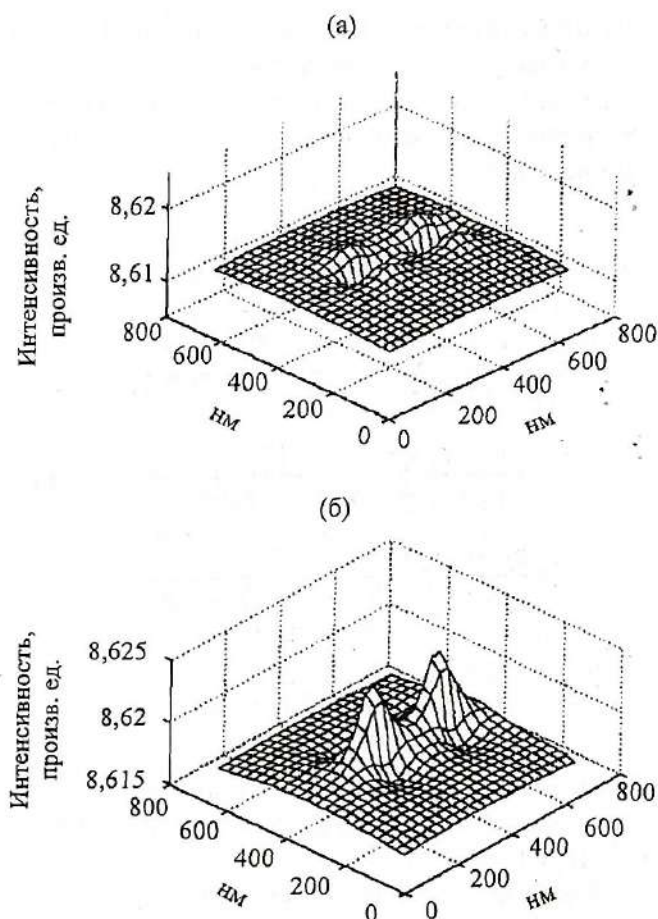


Рис. 3. Изображение двух металлических частиц $\epsilon_{p1} = \epsilon_{p2} = -12 + i18,4$, локализованных на диэлектрической подложке – а; внутри диэлектрического слоя – б. ТЕ-поляризация, расстояние между поверхностью и зондом 40 нм, шаг сканирования 30 нм, расстояние между частицами в плоскости xy 240 нм.

ко от зонда. Рис. 4 демонстрирует изображения частиц в рамках данной конфигурации. Здесь контраст изображения частиц изменяется по сравнению со случаем изображения тех же самых частиц, полученного в рамках модели облучающей конфигурации. Это связано с тем, что в ОБ конфигурации основной вклад в регистрируемый сигнал дают частицы благодаря их диэлектрическим свойствам, тогда как в ОБС конфигурации детектор регистрирует изменения, происходящие только в зонде при его сканирующем движении. Таким образом, вид сигнала существенным образом зависит от способа регистрации. Кроме того, расчеты показывают, что в ОБС конфигурации разрешение микроскопа менее чувствительно к изменению расстояния между зондом и образцом (ср. рис. 4б и рис. 2в). Рис. 4б и 4в демонстрируют изменение изображения при изменении шага сканирования, что свидетельствует о возможности появления в реальной ситуации ряда артефактов, искажающих сигнал от образца.

С увеличением расстояния между зондом и слоем размер изображений частиц растет и перестает

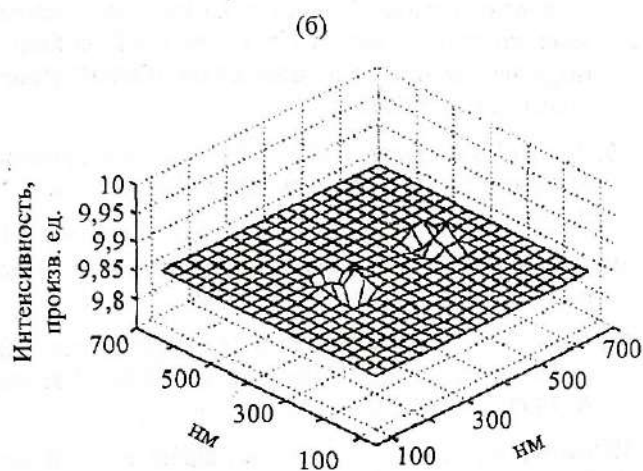
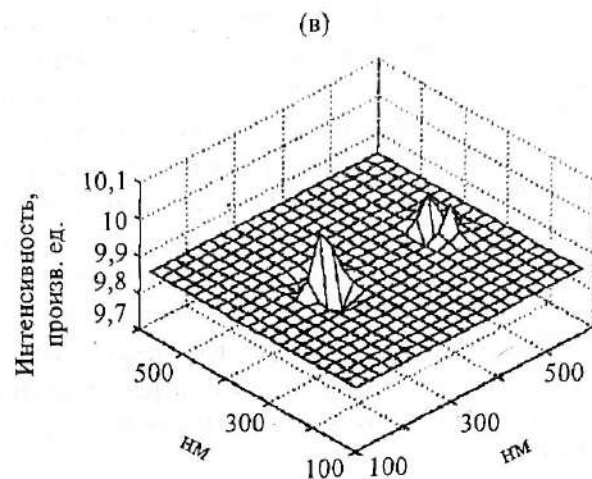
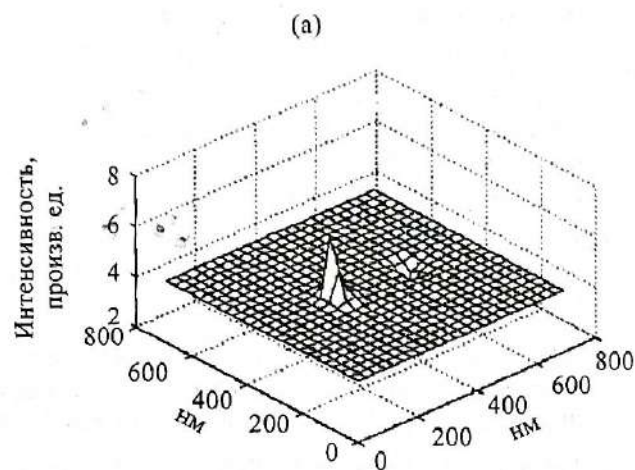


Рис. 4. Изображение двух частиц $\epsilon_{p1} = 13,2$, $\epsilon_{p2} = 5$, локализованных внутри слоя с $\epsilon_2 = 7$, подложка с $\epsilon_3 = 10$, ТЕ-поляризация: а – расстояние между зондом и слоем 10 нм, шаг сканирования 30 нм; б – расстояние между зондом и слоем 40 нм, шаг сканирования 30 нм; в – расстояние между зондом и слоем 40 нм, шаг сканирования 20 нм.

заметно зависит от шага сканирования (рис. 5), т. е. разрешение в основном определяется областью распространения излучения из зонда. Из рис. 5 мы также можем сделать вывод о том, что, чем выше относительная диэлектрическая проницаемость подложки, тем сложнее получается изображение частицы (одной частице соответствуют два пика в распределении интенсивности). Таким образом, подложка может играть важную роль при формировании изображения. Эта роль определяется гранич-

ными условиями для нормальных к поверхности компонентов поля. Также из рис. 5 можно видеть, что ориентация изображения частицы зависит от поляризации внешнего излучения.

5. Заключение

В работе развит теоретический подход к моделированию процессов в сканирующем ближнеполевом оптическом микроскопе при обнаружении и

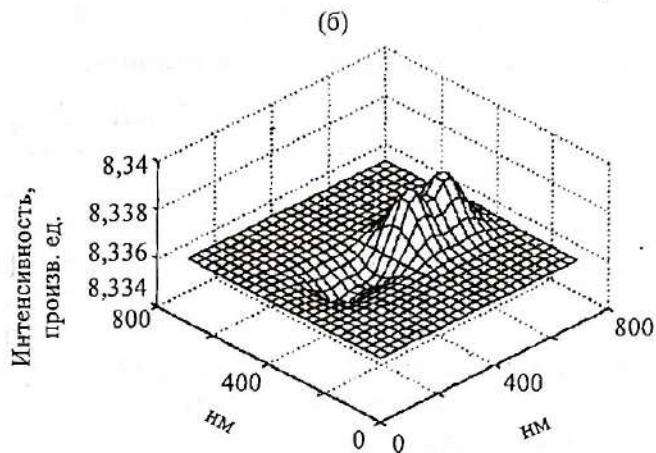
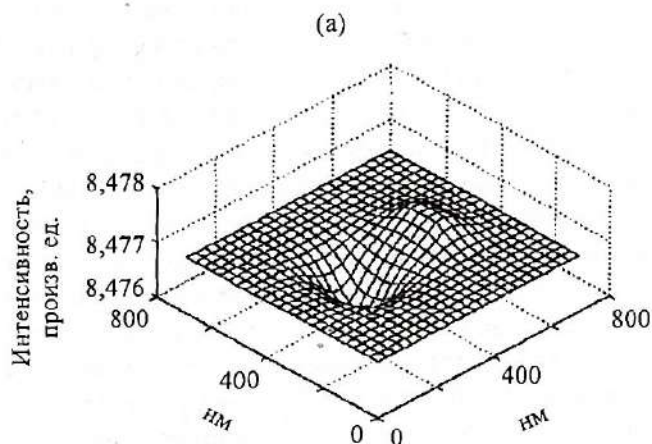


Рис. 5. Изображение двух частиц, локализованных внутри слоя, шаг сканирования 30 нм: а – $\epsilon_2 = 10$, $\epsilon_3 = 15$, $\epsilon_{p1} = 5$, $\epsilon_{p2} = 13,2$, ТЕ-поляризация; б – $\epsilon_2 = 7$, $\epsilon_3 = 15$, $\epsilon_{p1} = 5$, $\epsilon_{p2} = 13,2$, ТМ-поляризация.

изучении свойств наноскопических частиц, локализованных внутри диэлектрического слоя. Метод основан на использовании интегральных уравнений для электрических полей с тензорной функцией Грина однослойной системы. Подход позволяет моделировать процессы в СБОМ различных конфигураций. Численные результаты показали, что картина распределения ближнего электрического поля в СБОМ облучающей конфигурации может существенно образом зависеть от физических свойств слоя и подложки, а также, что разрешение микроскопа может зависеть от режимов регистрации сигнала.

Авторы выражают искреннюю благодарность профессору J.-J. Greffet и профессору М.Н. Либенсону за полезное обсуждение вопросов, относящихся к теме данной статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Courjon D., Bainier C. Near field microscopy and near field optics // *Rep. Prog. Phys.* 1994. V. 57. P. 989–1028.
2. Greffet J.-J., Carminati R. Image formation in near-field optics // *Progress in Surf. Scien.* 1997. V. 56. P. 133–237.
3. Girard C., Dereux A. Near-field optics theory // *Rep. Prog. Phys.* 1996. V. 59. P. 657–699.
4. Евлюхин А.Б. Влияние мезоскопических полупроводниковых возмущений на распределение электромаг-

нитных полей в ближнеполевой оптической микроскопии // *Письма в ЖТФ.* 2002. Т. 28. В. 7. С. 6–11.

5. Evlyukhin A.B., Fadeeva I.Yu. Theoretical model and numerical simulation of scanning near-field optical microscopy in the collection and illumination configurations // *Phys. Low-Dim. Struct.* 2003. V. 3/4. P. 75–86.
6. Дмитриев В.И., Захаров Е.В. Интегральные уравнения в краевых задачах электродинамики. М.: МГУ, 1987. 251 с.
7. Setälä T., Kaivola M., Friberg A.T. Evanescent and propagating electromagnetic fields in scattering from point-dipole structures // *J. Opt. Soc. Am. A.* 2001. V. 18. P. 678–688.
8. Evlyukhin A., Fadeeva I., Evlyukhina E. Near-field imaging of mesoscopic particles buried within dielectric layer structure // *Proc. of 1-st Intern. Conf. on Electromagnetic Near-Field Characterization, ICONIC, Rouen-France.* 2003. P. 50–55.
9. Agarwal G.S. Quantum electrodynamics in the presence of dielectrics and conductors // *Phys. Rev. A.* 1975. V. 11. P. 230–263.
10. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. 440 с.
11. Novotny L. Allowed and forbidden light in near-field optics. II. Interacting dipolar particles // *J. Opt. Soc. Am. A.* 1997. V. 14. P. 105–113.
12. Draine B.T., Flatau P.J. Discrete-dipole approximation for scattering calculations // *J. Opt. Soc. Am. A.* 1994. V. 11. P. 1491–1499.