

ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЫ

© 2000 г. К. В. Крутицкий, С. В. Сухов

Институт радиотехники и электроники РАН, Ульяновское отделение,
432011 Ульяновск, Россия

Поступила в редакцию 18.10.99 г.

Решена граничная задача линейной классической оптики, в которой исследовано поведение электромагнитного поля вблизи поверхности диэлектрической среды. Показано, что учет дискретной структуры среды оказывает наиболее существенное влияние на поведение электромагнитного поля на расстояниях меньше $2a_0$, где a_0 – постоянная решетки, что позволяет получить численные оценки размеров области, в которой происходит процесс формирования отраженной и прошедшей волн.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы значительный интерес вызывают оптические явления вблизи поверхности различных сред на расстояниях много меньше длины волны излучения (в ближней зоне). С чисто фундаментальной точки зрения ближняя зона интересна тем, что в ней происходит процесс постепенного формирования отраженных и прошедших волн, и их поведение существенно отличается от того, что наблюдается в дальней зоне.

С другой стороны, в последние годы бурно развивается такое прикладное направление исследований, как сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия [1–6]. Были разработаны и продолжают разрабатываться различные схемы оптических ближнепольных микроскопов, однако общим для них является то, что измерение оптического отклика среды на внешнее воздействие в них производится в ближней зоне. Поэтому исследования поведения электромагнитного поля вблизи поверхности имеют как фундаментальное, так и прикладное значения.

В настоящее время максимальное разрешение, которое позволяют получить ближнепольные оптические микроскопы, составляет величину порядка нескольких нанометров. При этом сканирование поверхности производится на расстоянии также порядка нескольких нанометров. В настоящей работе мы покажем, что особенности поведения электромагнитного поля вблизи поверхности диэлектрической среды позволяют в принципе исследовать структуру поверхности вплоть до атомарного уровня.

Математический формализм, используемый в данной работе, основан на использовании интегродифференциальных уравнений для напряженности локального электромагнитного поля [7, 8].

При этом будет учтена дискретная структура диэлектрической среды. Данный математический формализм уже был использован нами ранее при решении граничных задач классической, квантовой [9–11] и нелинейной [12] оптики при исследовании различных свойств эффекта ближнего поля. В этих работах было показано, что оптические свойства поверхности даже в отсутствие структурных изменений могут существенно отличаться от оптических свойств объемных слоев диэлектриков. Однако многие интересные аспекты поведения электромагнитного поля в ближней зоне не были исследованы в полной мере. В настоящей статье будет решена граничная задача линейной классической оптики о взаимодействии электромагнитной волны со сверхтонкой диэлектрической пленкой. Будет показано, что все выводы о характере поведения поля вблизи поверхности сверхтонкой пленки останутся справедливыми и для диэлектрических сред произвольной толщины.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Пусть монохроматическая световая волна с частотой ω и вектором напряженности электрического поля $\mathbf{E}_l(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}_l(\mathbf{r})\exp(-i\omega t)$ падает на диэлектрическую пленку толщиной h . Над пленкой расположен зонд, который производит измерение электромагнитного поля в некоторой точке пространства (рис. 1). Зонд будем рассматривать как одиночный диполь с линейной поляризуемостью α_p . Такую схему эксперимента, в которой роль зонда выполняет одиночный атом, можно реализовать практически, если, например, использовать атом в магнито-оптической ловушке [13]. Наша цель – вычислить интенсивность элек-

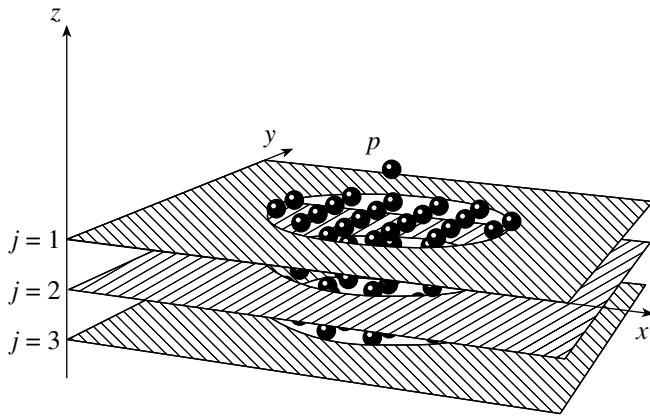


Рис. 1. Модель диэлектрической пленки, позволяющая учесть ее дискретную структуру. Точка наблюдения \mathbf{r} , которая находится в месте расположения атома, выполняющего роль измерительного зонда (p), окружена цилиндром с радиусом ϵ и образующей, перпендикулярной поверхности пленки. При этом атомы внутри цилиндра рассматриваются как дискретно распределенные диполи, а часть пленки за пределами цилиндра рассматривается как набор непрерывных монослоев. Для примера на рисунке изображен случай $N = 3$.

ромагнитного поля на зонде при перемещении (сканировании) его вдоль поверхности пленки на некотором заданном расстоянии z .

Для того чтобы учесть дискретную структуру пленки, рассмотрим следующую модель. Представим диэлектрическую пленку как систему N монослоев, находящихся на расстоянии a_0 друг от друга, где a_0 – постоянная решетки (рис. 1). В настоящей статье мы рассмотрим ситуацию, когда атомы пленки образуют идеальную кристаллическую структуру с кубической симметрией, однако предлагаемый подход легко допускает обобщение и на другие типы симметрии. Окружим точку наблюдения, которая может находиться как в месте расположения зонда, так и в месте расположения некоторого атома пленки, цилиндром радиуса $\epsilon > a_0$. Ось цилиндра проходит через точку наблюдения параллельно координатной оси z . При этом атомы, находящиеся внутри цилиндра, будем рассматривать как диполи с дискретным распределением, а атомы, находящиеся вне цилиндра, будем рассматривать как систему параллельных непрерывных атомных монослоев (рис. 1). При перемещении точки наблюдения в плоскости (x, y) цилиндр смещается как целое. Пользуясь такой моделью диэлектрической пленки и рассматривая стационарный случай, интегриродифференциальное уравнение для напряженности локального электрического поля на зонде $\mathbf{E}'(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})\exp(-i\omega t)$

[7, 8] можно записать в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{A}_j(\mathbf{r}) + \frac{\alpha}{a_0} \sum_{j=1}^N \int_{\sigma}^{\Gamma_{\infty}} \nabla_{\mathbf{r}} \times \nabla_{\mathbf{r}} \times \mathbf{E}_j(x', y') G(R_j) dS' + \alpha \sum_{j=1}^N \sum_{a_j} \nabla_{\mathbf{r}} \times \nabla_{\mathbf{r}} \times \mathbf{E}_j(x_a, y_a) G(R_{a_j}), \quad (1)$$

где $\mathbf{r} = (x, y, z)$ – радиус-вектор местоположения зонда, α – микроскопическая поляризуемость атомов пленки, которая, как предполагается, не зависит от поля. $G(R) = \exp(ik_0 R)/R$ – функция Грина уравнения Гельмгольца, $k_0 = \omega/c$, $R_j = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'_j|$, $\mathbf{r}'_j = (x', y', z_j)$, $R_{a_j} = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_{a_j}|$, $\mathbf{r}_{a_j} = (x_{a_j}, y_{a_j}, z_j)$. Интегралы в уравнении (1) вычисляются по плоскости (x', y') при этом круг σ с центром в точке наблюдения не включается в область интегрирования. Последний член в уравнении (1) учитывает атомы внутри цилиндра. Введены также следующие обозначения:

$$\mathbf{E}_j(x, y) = \mathbf{E}(x, y, z_j), \quad j = \overline{1, N}. \quad (2)$$

Пусть $\mathbf{r}_{a_l} = (x_{a_l}, y_{a_l}, z_{a_l})$ – радиус-вектор некоторого атома l -го монослоя пленки. Тогда для локального поля на этом атоме будем иметь

$$\mathbf{E}_l(x_{a_l}, y_{a_l}) = \mathbf{E}_{II}(x_{a_l}, y_{a_l}) + \alpha_p \nabla_{\mathbf{r}_{a_l}} \times \nabla_{\mathbf{r}_{a_l}} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) G(R_{a_l}) + \frac{\alpha}{a_0} \sum_{j=1}^N \int_{\sigma}^{\Gamma_{\infty}} \nabla_{\mathbf{r}_{a_l}} \times \nabla_{\mathbf{r}_{a_l}} \times \mathbf{E}_j(x', y') G(R_{a_{lj}}) dS' + \alpha \sum_{j=1}^N \sum_{a_j} \nabla_{\mathbf{r}_{a_l}} \times \nabla_{\mathbf{r}_{a_l}} \times \mathbf{E}_j(x_a, y_a) G(R_{a_{lj}}), \quad l = \overline{1, N}, \quad (3)$$

где $\mathbf{E}_{II}(x_{a_l}, y_{a_l}) = \mathbf{A}_l(\mathbf{r}_{a_l})$, $R_{a_l} = |\mathbf{r}_{a_l} - \mathbf{r}|$, $R_{a_{lj}} = |\mathbf{r}_{a_l} - \mathbf{r}'_j|$, $R_{a_{lj}} = |\mathbf{r}_{a_l} - \mathbf{r}_{a_j}|$. Таким образом, поставленная нами задача сводится к самосогласованному решению системы уравнений (1), (3).

ПОЛЕ НА ЗОНДЕ ПРИ СКАНИРОВАНИИ ВДОЛЬ ПОВЕРХНОСТИ ПЛЕНКИ

Чтобы обеспечить приемлемую точность вычислений при расчетах решеточных сумм в уравнениях (1), (3), размер области дискретности должен составлять значительную величину. Даже “уточняя” радиус цилиндра ϵ определенным образом [14], его величина составляет порядка 50 постоянных решеток. В этих условиях (1), (3) представляет собой систему 10^4 – 10^5 уравнений, что представляет особые требования к ресурсам используемой вычислительной техники. Однако, как показали расчеты, влияние зонда на распределение электромагнитного поля в пленке является незначитель-

ным на удалении его от поверхности, большем или равным постоянной решетки, даже при достаточном больших поляризуемостях α_p . Таким образом, второе слагаемое в правой части уравнения (3) можно опустить, при этом решение системы (1), (3) значительно упрощается [11]. Более подробно влияние зонда будет обсуждаться в наших следующих работах.

Пусть внешняя волна является плоской, т.е.

$$\mathbf{A}_I(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_{0I} \exp(ik_0 \mathbf{s}_I \mathbf{r}), \quad (4)$$

$$\mathbf{s}_I = (\sin \Theta_I \cos \Phi_I, \sin \Theta_I \sin \Phi_I, -\cos \Theta_I),$$

где Θ_I – угол падения, а азимутальный угол Φ_I определяет ориентацию плоскости падения относительно базисного вектора a_{0y} . В работе [11] был рассмотрен частный случай $\Phi_I = \pi$. В настоящей статье мы получим решение задачи для произвольного Φ_I . Благодаря однородности поверхностей пленки решение для локального поля в среде можно записать в виде

$$\mathbf{E}_I(x, y) = \mathbf{E}_I \exp[ik_0 \sin \Theta_I (\cos \Phi_I x + \sin \Phi_I y)]. \quad (5)$$

Подставляя (4), (5) в (3) и пользуясь методом, подробно изложенным в [11], получим для точек наблюдения в месте расположения атомов пленки следующую систему уравнений:

$$\mathbf{E}_I = \mathbf{E}_{II} - i2\pi C \frac{k_0 a_0}{\cos \Theta_I} \sum_{j=1}^{l-1} [\mathbf{s}_I \times (\mathbf{s}_I \times \mathbf{E}_j)] \times$$

$$\times \exp[ik_0 a_0 \cos \Theta_I (z_j - z_l)] - i2\pi C \frac{k_0 a_0}{\cos \Theta_I} \times$$

$$\times \sum_{j=l+1}^N [\mathbf{s}_R \times (\mathbf{s}_R \times \mathbf{E}_j)] \exp[ik_0 a_0 \cos \Theta_I (z_l - z_j)] +$$

$$+ C \sum_{j=1}^N \hat{\Pi}(z_l - z_j) \mathbf{E}_j, \quad l = \overline{1, N},$$

где

$$\mathbf{E}_{II} = \mathbf{E}_{0I} \exp(-ik_0 \cos \Theta_I z_l), \quad l = \overline{1, N}, \quad (7)$$

$C = \alpha/a_0^3$, \mathbf{s}_I задается формулой (4), вектор \mathbf{s}_R имеет вид

$$\mathbf{s}_R = (\sin \Theta_I \cos \Phi_I, \sin \Theta_I \sin \Phi_I, \cos \Theta_I). \quad (8)$$

Явный вид тензора $\hat{\Pi}$ в силу его громоздкости приведен в приложении к данной статье.

После того как система уравнений (6) решена, можно вычислить поле на зонде, используя уравнение (1), которое перепишем в следующем виде:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{A}_I(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_{0R}(\mathbf{r}) \exp(ik_0 \mathbf{s}_R \mathbf{r}), \quad z > 0, \quad (9)$$

где амплитуда отраженной волны при учете дискретной структуры среды описывается формулой [11]

$$\mathbf{E}_{0R}(\mathbf{r}) = -i2\pi C \frac{k_0 a_0}{\cos \Theta_I} \sum_{j=1}^N [\mathbf{s}_R \times (\mathbf{s}_R \times \mathbf{E}_j)] \times$$

$$\times \exp[-ik_0 a_0 \cos \Theta_I z_j] + \quad (10)$$

$$+ C \exp[-ik_0 a_0 \cos \Theta_I z] \sum_{j=1}^N \hat{\Pi}(x, y, z - z_j) \mathbf{E}_j,$$

где величины \mathbf{E}_j ($j = \overline{1, N}$) являются решениями системы (6).

В нашей прежней работе [1] рассматривались ситуации, когда при вычислении поля отраженной (прошедшей) волны точка наблюдения находится точно над (под) каким-либо атомом пленки. В данной работе мы рассматриваем более общий случай произвольного расположения точки наблюдения в плоскости (x, y) .

Как видно из (10), в общем случае амплитуда отраженной волны является функцией координаты точки наблюдения \mathbf{r} . Указанная зависимость определяется слагаемыми в формуле (10), содержащими тензор $\hat{\Pi}$.

Зависимости величины $I = |\mathbf{E}|^2$, которая пропорциональна интенсивности электромагнитного поля на зонде, от координат x, y для случая s -поляризации падающей волны, т.е. когда

$$\mathbf{E}_{0I} = (\sin \Phi_I, -\cos \Phi_I, 0) E_{0I}, \quad (11)$$

приведены на рис. 2. Расстояние от поверхности пленки z выбрано равным одной постоянной решетки. Число монослоев $N = 11$. Приведенные зависимости относятся к случаю нормального падения внешней волны ($\Theta_I = 0$). В случае наклонного падения в поведении поля внутри и вне пленки наблюдаются некоторые особенности, связанные с учетом дискретного распределения атомов вблизи точки наблюдения, требующие специального рассмотрения.

Как видно из приведенных зависимостей, интенсивность электромагнитного поля является периодической функцией координат x и y , причем период равен постоянной решетки a_0 . Таким образом, отраженная волна на малых расстояниях от поверхности не является плоской.

Местам расположения атомов поверхностного монослоя соответствуют минимумы интенсивности. Величина разности между максимумами и минимумами интенсивности сильно зависит от расстояния до поверхности пленки. При уменьшении расстояния разность увеличивается, а при увеличении – уменьшается. На расстояниях, больших $2a_0$, распределение интенсивности в плоскости (x, y)

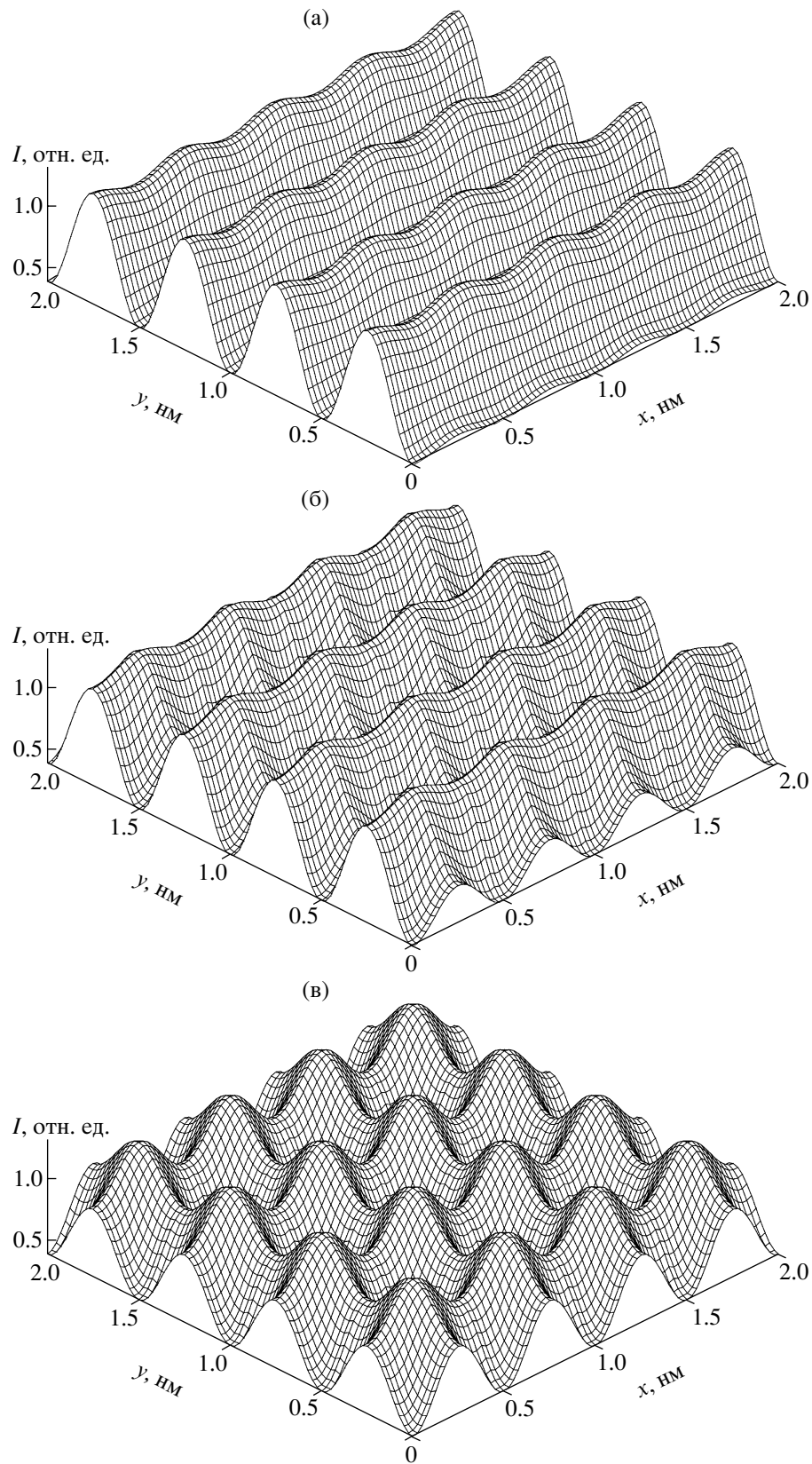


Рис. 2. Зависимости интенсивности электромагнитного поля на зонде от координат x и y . Расчеты проводились при следующих значениях параметров: $N = 11$, $k_0 a_0 = 0.005$, $C = 0.2$, $a_0 = 0.5$ нм, $z = a_0$, $\Theta_I = 0^\circ$; $\Phi_I = 0^\circ$ (а), 30° (б), 45° (в). Распределение интенсивности электромагнитного поля является периодической функцией координат x и y , причем период равен постоянной решетки a_0 . Местам расположения атомов пленки соответствуют минимумы интенсивности.

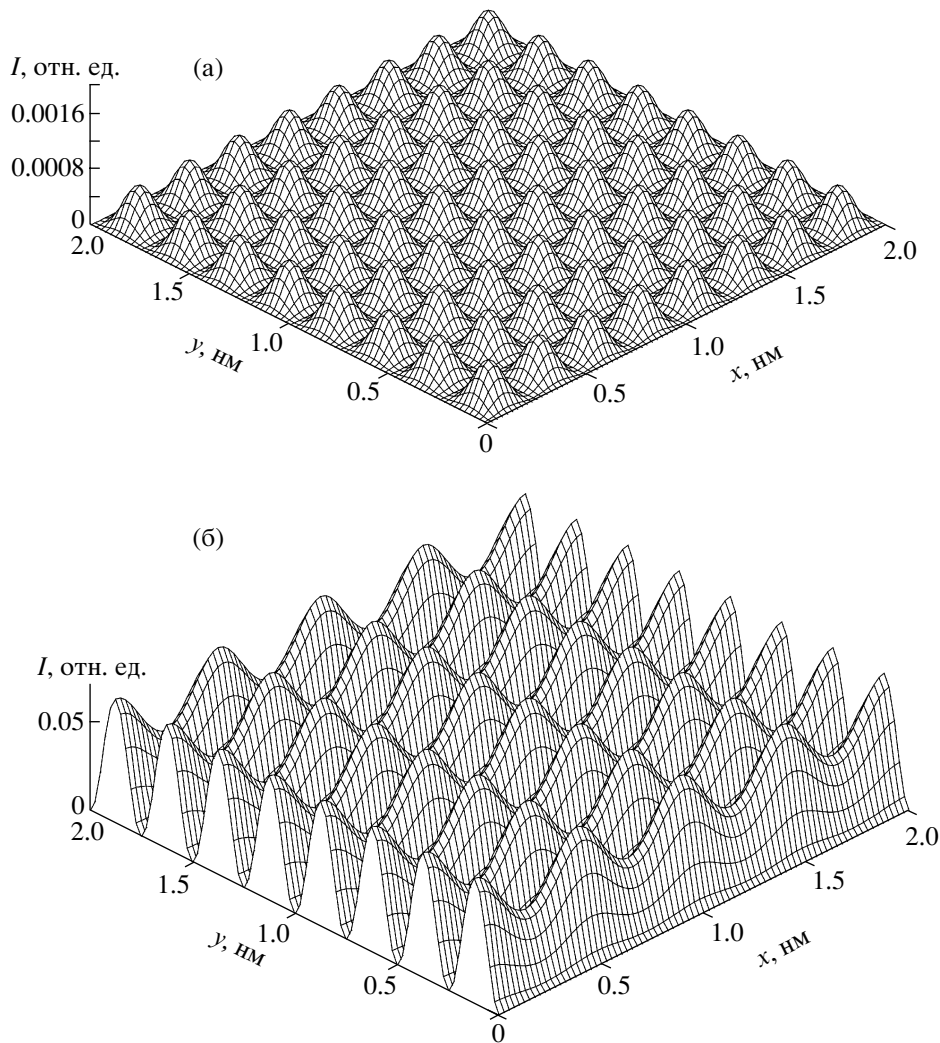


Рис. 3. Зависимости интенсивностей x - (а) и z - (б) компонент электромагнитного поля ($I_x = |E_x|^2$, $I_y = |E_y|^2$) на зонде от координат x и y . Расчеты проводились при следующих значениях параметров: $N = 11$, $k_0 a_0 = 0.005$, $C = 0.2$, $a_0 = 0.5$ нм, $z = a_0$, $\Theta_I = 0^\circ$, $\Phi_I = 0^\circ$. Несмотря на то что внешняя волна поляризована вдоль оси y , оптический отклик среды в ближней зоне содержит все три компоненты.

становится практически однородным, т.е. отраженная волна становится плоской. Это является следствием того факта, что на таких расстояниях в формуле (10) члены, содержащие тензор $\hat{\Pi}$, перестают давать вклад. Из рис. 2а также видно, что контрастность изображения в направлении, нормальном к вектору поляризации внешней волны, существенно ниже. Это находится в согласии с результатами, полученными в работе [4]. Однако при повороте плоскости поляризации Φ_I можно добиться существенного улучшения контрастности изображения (рис. 2в). Следует заметить, что независимо от угла поворота Φ_I интенсивность поля над атомами и над центром элементарной ячейки остается постоянной.

Еще одним важным аспектом в поведении электромагнитного поля вблизи поверхности явля-

ется то, что поле отраженной волны вблизи поверхности всегда содержит три пространственные компоненты: E_{Rx} , E_{Ry} и E_{Rz} , даже если внешняя волна имеет только одну компоненту. Для иллюстрации на рис. 3 приведены зависимости интенсивностей x - и z -компонент электромагнитного поля ($I_x = |E_x|^2$, $I_y = |E_y|^2$) на зонде от координат x , y , когда внешняя волна поляризована вдоль оси y . Заметим, что в то время как полная интенсивность поля вблизи поверхности пленки осциллирует с периодом решетки, каждая из компонент I_x , I_z промодулирована с полупериодом решетки; y -компонента поля вблизи пленки не показана, так как ее вид практически совпадает с формой распределения для полной интенсивности (рис. 2).

Если зонд располагается по другую сторону пленки ($z < -h$), поле на зонде определяется полем

прошедшей волны. При этом все характерные черты поведения отраженной волны в ближней и волновой зонах остаются справедливыми и для прошедшей волны.

Таким образом, на малых расстояниях от поверхностей пленки поля отраженной и прошедшей волн не являются плоскими волнами. Можно также утверждать, что формирование отраженной и преломленной волн происходит на расстояниях порядка постоянной решетки от поверхности среды.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей статье решена граничная задача линейной классической оптики, в которой исследовано поведение электромагнитного поля вблизи поверхности диэлектрической среды с учетом ее дискретной структуры. Показано, что на расстоянии от поверхности меньше $2a_0$, где a_0 – постоянная решетки, поведение отраженной и прошедшей волн принципиально отличается от того, что имеет место в дальней зоне.

Обычно в литературе можно найти лишь рассуждения общего характера о том, что процесс формирования отраженной и прошедшей волн происходит в области с размерами меньше длины волны излучения без каких-либо точных оценок. Наши расчеты показывают, что данный процесс происходит на расстоянии примерно $2a_0$ от поверхности.

Несмотря на то что в данной статье рассматривалась тонкая пленка диэлектрика, обнаруженные черты поведения поля вблизи поверхности имеют место и в случае протяженных сред. Действительно, поскольку поверхностные эффекты, о которых шла речь в статье, наблюдаются на расстояниях не более $2a_0$, становится понятным, что основную роль в их появлении играют только приповерхностные слои. Объемные слои могут давать лишь постоянный вклад, который в данном случае несуществен.

Авторы выражают благодарность О.Н. Гадомскому, А.В. Зайцу и Н.С. Шевякову за интерес, проявленный к работе. Работа выполнена в рамках Федеральной целевой программы “Интеграция” (грант А 0065). Один из авторов (К. В. К.) выражает признательность Deutsche Forschungsgemeinschaft за финансовую поддержку.

ПРИЛОЖЕНИЕ. ЯВНЫЙ ВИД ТЕНЗОРА $\hat{\Pi}$

Тензор $\hat{\Pi}$ описывается следующими довольно громоздкими выражениями:

$$\hat{\Pi}(x, y, z) = a_0[\hat{\mathcal{L}}(z) + \hat{T}(z)] + \hat{S}(x, y, z), \quad z \neq 0,$$

$$\hat{\Pi}(0) = a_0\hat{J} + \hat{S}(0),$$

$$\hat{\mathcal{L}}(z) = \hat{\Phi}^{-1}\hat{\mathcal{L}}'(z)\hat{\Phi},$$

где матрица поворота $\hat{\Phi}$ имеет следующий вид:

$$\hat{\Phi} = \begin{pmatrix} -\cos\Phi_I & -\sin\Phi_I & 0 \\ \sin\Phi_I & -\cos\Phi_I & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Обратная матрица $\hat{\Phi}^{-1}$ получается заменой $\Phi_I \rightarrow -\Phi_I$. Симметричный тензор третьего ранга $\hat{\mathcal{L}}'(z)$ имеет следующие компоненты:

$$\mathcal{L}'_{xy}(z) = \mathcal{L}'_{zy}(z) = 0,$$

$$\mathcal{L}'_{xx}(z) = -2\pi\exp(ik_0\sqrt{\varepsilon^2 + z^2})\varepsilon^2 \times \frac{1 - ik_0\sqrt{\varepsilon^2 + z^2}J_1(\xi)}{(\varepsilon^2 + z^2)^{3/2}\xi},$$

$$\mathcal{L}'_{yy}(z) = 2\pi\exp(ik_0\sqrt{\varepsilon^2 + z^2}) \times \left\{ \frac{\xi J_1(\xi)}{\sqrt{\varepsilon^2 + z^2}} - \varepsilon^2 \frac{1 - ik_0\sqrt{\varepsilon^2 + z^2}}{(\varepsilon^2 + z^2)^{3/2}} \left[J_0(\xi) - \frac{J_1(\xi)}{\xi} \right] \right\},$$

$$\mathcal{L}'_{zz}(z) = \mathcal{L}'_{xx}(z) + \mathcal{L}'_{yy}(z),$$

$$\mathcal{L}'_{zx}(z) = 2\pi\exp(ik_0\sqrt{\varepsilon^2 + z^2}) \times i\varepsilon z \frac{1 - ik_0\sqrt{\varepsilon^2 + z^2}}{(\varepsilon^2 + z^2)^{3/2}} J_1(\xi),$$

где $\xi = k_0\varepsilon\sin\Theta_I$, J_n – функция Бесселя n -го порядка.

$$\hat{T}(z) = \hat{\Phi}^{-1}\hat{T}'(z)\hat{\Phi},$$

$\hat{T}'(z)$ – симметричный тензор третьего ранга.

$$T'_{xy}(z) = T'_{yx}(z) = 0,$$

$$T'_{xx}(z) = 2\pi \int_0^\varepsilon J_0(k_0\rho\sin\Theta_I)G(R) \times \left[\left(\frac{z}{R} \right)^2 \left(-k_0^2 - i\frac{3k_0}{R} + \frac{3}{R^2} \right) + \left(ik_0 - \frac{1}{R} \right) \frac{1}{R} \right] \rho d\rho,$$

$$T'_{zz}(z) = -2\pi k_0^2 \sin^2\Theta_I \int_0^\varepsilon J_0(k_0\rho\sin\Theta_I)G(R)\rho d\rho,$$

$$T'_{yy}(z) = T'_{xx}(z) + T'_{zz}(z),$$

$$T'_{xz}(z) = 2\pi ik_0 z \sin \Theta_I \int_0^\varepsilon J_0(k_0 \rho \sin \Theta_I) \times \\ \times G(R) \left(ik_0 - \frac{1}{R} \right) \frac{\rho}{R} d\rho, \quad R = \sqrt{\rho^2 + z^2}.$$

В отличие от тензоров $\hat{\mathcal{L}}$ и \hat{T} , которые являются функциями только координаты z , тензор \hat{S} зависит также и от координат точки наблюдения в плоскости (x, y) .

$$\hat{S}(x, y, z) = \begin{pmatrix} S_{xx}(x, y, z) & S_{yx}(x, y, z) & S_{zx}(x, y, z) \\ S_{yx}(x, y, z) & S_{yy}(x, y, z) & S_{zy}(x, y, z) \\ S_{zx}(x, y, z) & S_{zy}(x, y, z) & S_{zz}(x, y, z) \end{pmatrix},$$

$$S_{kl}(x, y, z) = a_0^3 \sum_{a_j} G(R_{a_j}) \times \\ \times \exp[-ik_0 R_{a_j} \sin \Theta_I (\cos \Phi_I n_{a_j x} + \sin \Phi_I n_{a_j y})] \times \\ \times \left[k_0^2 (\delta_{kl} - n_{a_j k} n_{a_j l}) - \right. \\ \left. - ik_0 \frac{3n_{a_j k} n_{a_j l} - \delta_{kl}}{R_{a_j}} + \frac{3n_{a_j k} n_{a_j l} - \delta_{kl}}{R_{a_j}^2} \right],$$

$$R_{a_j} = \sqrt{(x - x_{a_j})^2 + (y - y_{a_j})^2 + z^2},$$

$$n_{a_j x} = \frac{x - x_{a_j}}{R_{a_j}}, \quad n_{a_j y} = \frac{y - y_{a_j}}{R_{a_j}}, \quad n_{a_j z} = \frac{z}{R_{a_j}},$$

δ_{kl} – символ Кронекера. Суммирование распространяется на атомы j -го слоя, лежащие в пределах окружности радиуса ε с центром в точке наблюдения.

Тензор \hat{S} обладает трансляционной симметрией:

$$\hat{S}(x + a_{0x}, y, z) = \hat{S}(x + a_{0x}, y + a_0, z) = \\ = \hat{S}(x, y + a_{0y}, z) = \hat{S}(x, y, z),$$

где a_{0x}, a_{0y} – постоянные кристаллической решетки в направлениях x и y соответственно. Расчеты, приведенные в данной статье, относятся к случаю $a_{0x} = a_{0y} = a_0$.

Тензор \hat{J} имеет вид

$$\hat{J} = \hat{\Phi}^{-1} \hat{J} \hat{\Phi}.$$

\hat{J} – диагональный тензор с компонентами

$$J'_{xx} = 2\pi \frac{\exp(ik_0 \varepsilon)}{\varepsilon} \left[J_0(\xi) + \frac{J_1(\xi)}{\xi} (ik_0 \varepsilon - 1) \right] + \\ + 2\pi k_0 \sin^2 \Theta_I \left[k_0 \int_0^\varepsilon \exp(ik_0 \rho) \frac{J_1(a)}{a} d\rho - \frac{i}{1 + \cos \Theta_I} \right], \\ J'_{yy} = 2\pi \frac{\exp(ik_0 \varepsilon)}{\varepsilon} (1 - ik_0 \varepsilon) \frac{J_1(\xi)}{\xi} + \\ + 2\pi k_0 \left[\frac{i}{\cos \Theta_I} - k_0 \int_0^\varepsilon \exp(ik_0 \rho) J_0(a) d\rho \right], \\ J'_{zz} = -2\pi \frac{\exp(ik_0 \varepsilon)}{\varepsilon} J_0(\xi) + \\ + 2\pi k_0 \left[\frac{i}{\cos \Theta_I} - k_0 \int_0^\varepsilon \exp(ik_0 \rho) J_0(a) d\rho \right] - \\ - 2\pi k_0 \sin^2 \Theta_I \left[k_0 \int_0^\varepsilon \exp(ik_0 \rho) \frac{J_1(a)}{a} d\rho - \frac{i}{1 + \cos \Theta_I} \right],$$

где $\xi = k_0 \varepsilon \sin \Theta_I$, $a = k_0 \rho \sin \Theta_I$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Near-field Optics / Ed. by Pohl D.W., Courjon D., Dordrecht (The Netherlands): Kluwer, 1993.
2. Barchiesi D. et al. // Phys. Rev. E. 1996. V. 54. P. 4285.
3. Bachelot R., Gleyzes P., Voccaro A.C. // Appl. Opt. 1997. V. 36. P. 2160.
4. Xiao M. // JOSA. A. 1997. V. 14. P. 2977.
5. Ashino M., Ohtsu M. // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 72. P. 1299.
6. Zayats A.V. // Opt. Commun. 1999. V. 161. P. 156.
7. Rosenfeld L. Theory of electrons. Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1951.
8. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1968.
9. Гадомский О.Н., Крутицкий К.В. // ЖЭТФ. 1994. Т. 106. С. 936.
10. Gadomsky O.N., Krutitsky K.V. // JOSA. B. 1996. V. 13. P. 1679.
11. Krutitsky K.V., Suhov S.V. // J. Phys. B. 1997. V. 30. P. 5341.
12. Гадомский О.Н., Сухов О.В. // ЖПС. 1998. Т. 65. № 2. С. 236.
13. Kawata A., Inouye Y., Sugiura T. // Jpn. J. Appl. Phys. Part 2. 1994. V. 33. P. L1725.
14. Борн М., Кунь Х. Динамическая теория кристаллических решеток. М.: ИЛ, 1958. 488 с.