

УДК 535.32

## МИКРОСКОПИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ПЕРЕХОДНОГО СЛОЯ НА ИДЕАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУБЕСКОНЕЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СРЕД И ЭФФЕКТ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ

© 2000 г. О. Н. Гадомский\*, С. В. Сухов\*\*

\*Ульяновский государственный университет, 432700 Ульяновск, Россия

\*\*Ульяновское отделение института радиотехники и электроники РАН, 432011 Ульяновск, Россия

Поступила в редакцию 29.11.99 г.

Построена микроскопическая теория переходного слоя на идеальной поверхности полубесконечно поглощающего или непоглощающего изотропного диэлектрика в рамках классической оптики, когда вектор поляризации среды является линейной функцией напряженности электрического поля внутри среды. Концентрация атомов (молекул) среды и их поляризуемость не зависят от координат и принимают постоянное значение в объеме среды и вблизи ее поверхности. Рассмотрение ведется в рамках концепции о дискретно-непрерывном диэлектрике, в которой учитываются поля диполей дискретно распределенных атомов (молекул) внутри сферы Лоренца, окружающей точку наблюдения. Показано, что эффект ближнего поля приводит к неэкспоненциальному поведению поля вблизи поверхности. Толщина переходного слоя может быть найдена по экспериментальным значениям амплитуды отраженной волны.

### ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что при отражении света от зеркальных поверхностей реальных тел наблюдаются аномалии в законах Френеля [1–9]. Особенно отчетливо они проявляются в том, что вблизи угла полной поляризации  $p$ -компонента отраженной волны никогда не гасится полностью и отраженный от поверхности свет является эллиптически поляризованным. Это наблюдается экспериментально как у сред с чистой, так и с загрязненной поверхностью, а также в средах, подвергнутых упругой деформации. Для объяснения этих аномалий в законах Френеля Друде [10, 11] высказал предположение, что это может быть обусловлено наличием на границе двух сред с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$  очень тонкого переходного слоя, в котором показатель преломления плавно меняется от  $n_1$  до  $n_2$ . Согласно феноменологической теории Друде [10, 11], влияние такого переходного слоя может быть определено путем пересмотра максвелловских граничных условий, полученных в предположении резкой границы раздела двух сред. Важным результатом теории Друде является то, что по интенсивности и фазе  $p$ -компоненты отраженной волны для угла Брюстера была оценена толщина переходного слоя. Следуя теории Друде, толщину переходного слоя удобнее оценивать путем измерения эллиптичности отраженного под углом Брюстера света при условии, что на отражающую поверхность падает волна, линейно поляризованная под углом  $45^\circ$  к плоскости падения. В этом случае для коэф-

фициентов отражения имеем следующую формулу [11]:

$$\frac{r_{pp}}{r_{ss}} = \frac{ik_0 h \sqrt{n_1^2 + n_2^2}}{2(n_1^2 - n_2^2)} \eta, \quad (1)$$

где  $k_0 = \omega/c$  – волновое число в вакууме,  $h$  – толщина переходного слоя,

$$\eta = \tilde{n}^2 + n_1^2 n_2^2 (\tilde{1/n^2}) - n_1^2 - n_2^2,$$

волнистая черта сверху означает интегральное среднее соответствующей величины;  $n$  (как функция глубины  $z$ ) является показателем преломления переходного слоя.

Феноменологическая теория Друде использует усредненные значения диэлектрической проницаемости среды в очень тонком переходном слое. Однако если толщина слоя сравнима с размерами образующих его частиц, понятие диэлектрической проницаемости теряет свой непосредственный смысл. В связи с этим в работах [12–14] была разработана микроскопическая теория переходного слоя при использовании теоремы погашения Эвальда–Озеена [15], а также при явном учете неоднородных компонент волнового поля внутри кубической решетки и учете конечности расстояния, на котором нижележащие слои перестанут давать свой вклад в поле у поверхности. В этих работах, в частности, было показано, что при учете дискретности среды даже в отсутствие на ее поверхности переходных слоев отражение света происходит так, как если бы решетка пред-

ставляла собой непрерывную среду с непрерывным переходным слоем на поверхности.

В данной статье (аналогично [12–14]) будет представлена микроскопическая теория переходного слоя на поверхности полубесконечного поглощающего или непоглощающего диэлектрика. В отличие от вышеуказанных работ в этой статье не делается никаких предположений о толщине переходного слоя. Вместо этого будет решена самосогласованная задача по расчету действующего поля вблизи поверхности и в объеме полубесконечной среды. Кроме того, при расчете микроскопических полей будут учитываться как кулоновская, так и запаздывающая части поля диполей. Все это позволит более точно описать свойства переходного слоя, обусловленные эффектом ближнего поля.

Эффект ближнего поля был предсказан теоретически в работах [16, 17]. Суть этого эффекта заключается в следующем. В оптике принята концепция о непрерывной среде [15] в соответствии с тем, что длина световой волны значительно больше межатомного расстояния, а поле дискретно распределенных диполей в окрестности точки наблюдения принято равным нулю для различных типов симметрии окружения. В работах [16, 17], а также в последующих работах [18, 19] путем численных расчетов было показано, что поле дискретно распределенных диполей внутри сферы Лоренца, окружающей точку наблюдения внутри среды, всегда отлично от нуля, если принимать во внимание запаздывающую часть поля диполей, пропорциональную  $1/R_a$ , где  $R_a$  – расстояние  $a$ -го диполя внутри сферы Лоренца до точки наблюдения в центре этой сферы. Учитывая то, что радиус сферы Лоренца  $L_0$  значительно меньше длины световой волны, запаздывающая часть поля диполей приводит к не очень большим поправкам по сравнению с традиционным описанием [15]. Так, для показателя преломления в точках наблюдения внутри среды (формула (12) данной статьи) эта поправка составляет величину порядка 1%. Однако ситуация кардинально меняется, если точка наблюдения находится вблизи поверхности диэлектрика. В этом случае сфера Лоренца является усеченной, и поле дискретно распределенных диполей содержит кулоновскую и запаздывающую части, при этом доминирующая роль принадлежит кулоновской части поля диполей, пропорциональной  $1/R_a^3$ . Таким образом, вместо традиционной концепции о непрерывной оптической среде следует использовать концепцию о дискретно-непрерывной среде, в которой окружение точки наблюдения представляется как поле дискретно распределенных диполей внутри сферы Лоренца, а за пределами сферы Лоренца среда является непрерывной.

## ПЕРЕХОДНОЙ СЛОЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ДИСКРЕТНО-НЕПРЕРЫВНОГО ДИЭЛЕКТРИКА

Рассмотрим полубесконечный изотропный диэлектрик, составленный из атомов (молекул) одного сорта, с независимыми от координат концентрацией  $N$  и поляризуемостью  $\alpha$ . При этом вначале будем рассматривать точки наблюдения вблизи поверхности. В этом случае сфера Лоренца является усеченной и площадь поверхности этой сферы должна изменяться по мере погружения точки наблюдения в среду. Это приводит к формированию переходного слоя на поверхности. Для описания этого переходного слоя используем тот же метод, что и в работе [12]. А именно разобьем приповерхностную область на систему слоев, параллельных поверхности, в каждом из которых можно считать поле не зависящим от координаты  $z$  (рис. 1). Микроскопическое поле в произвольной точке наблюдения  $r$  в момент времени  $t$  определим с помощью следующего интегрального уравнения:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = & \mathbf{E}_l(\mathbf{r}, t) + \\ & + \sum_{j=1}^L \int_{V_j} \text{rot rot} \frac{1}{R} N \alpha \mathbf{E}_j(\mathbf{r}', t - R/c) dV' + \\ & + \int_V \text{rot rot} \frac{1}{R} N \alpha \mathbf{E}_v(\mathbf{r}', t - R/c) dV' + \\ & + \sum_a \text{rot rot} \frac{1}{R_a} \alpha \mathbf{E}(\mathbf{r}_a, t - R_a/c), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\mathbf{E}_l(\mathbf{r}, t)$  – напряженность электрического поля внешней волны,  $\mathbf{E}_j(\mathbf{r}, t)$  – напряженность поля в  $j$ -м слое,  $\mathbf{E}_v(\mathbf{r}, t)$  – напряженность поля в объеме,  $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ ,  $R_a = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_a|$ ,  $\mathbf{r}_a$  – радиус-вектор  $a$ -го диполя внутри сферы Лоренца,  $L$  – количество слоев вблизи поверхности. Дифференцирование в (2) производится по координатам точки наблюдения. Интегрирование производится по объему  $j$ -го слоя или по внутренней части  $V$  полубесконечного диэлектрика, за исключением сферы  $\sigma$ . Вектор поляризации  $\mathbf{P}$  в нашем рассмотрении является линейной функцией поля  $\mathbf{E}$ , т.е.  $\mathbf{P} = N\alpha\mathbf{E}$  с некоторой заданной, в общем случае комплексной поляризуемостью  $\alpha$ .

Предположим, что падающая волна является монохроматической плоской волной с частотой  $\omega$  и волновым вектором  $\mathbf{k}_l$ , т.е.

$$\mathbf{E}_l(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{0l} \exp(-i\omega t) \exp(i\mathbf{k}_l \mathbf{r}). \quad (3)$$

Предположим, что плоскость падения совпадает с плоскостью  $xz$ , т.е.  $\mathbf{k}_l$  имеет только  $x$  и  $z$  компоненты:  $\mathbf{k}_l = (k_{lx}, 0, k_{lz})$ ,  $k_{lx} = k_0 \sin \theta_l$ ,  $k_{lz} = -k_0 \cos \theta_l$ ,

где  $\theta_I$  – угол падения. Тогда поле в каждом из  $L$  слоев может быть представлено в следующем виде:

$$\mathbf{E}_j(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_j \exp(-i\omega t) \exp(ik_{Ix}). \quad (4)$$

Интегралы по монослоям, входящие в уравнение (2), могут быть вычислены на основе подхода, подробно изложенного в [18]. Окончательное выражение принимает следующий вид:

$$\begin{aligned} & \int_V \text{rot rot} \frac{1}{R} N \alpha \mathbf{E}_j(\mathbf{r}', t - R/c) dV' + \\ & + \sum_{z_a = z_j} \text{rot rot} \frac{1}{R_a} \alpha \mathbf{E}_j(\mathbf{r}_a, t - R_a/c) = \\ & = N \alpha \hat{\Pi}(z - z_j) - \frac{i2\pi N \alpha (z_{j-1} - z_j)}{k_0 \cos \theta_I} \times \\ & \times \begin{cases} [\mathbf{k}_I [\mathbf{k}_I \mathbf{E}_j]] \exp[ik_0 \cos \theta_I (z_j - z)], & z < z_j, \\ [\mathbf{k}_R [\mathbf{k}_R \mathbf{E}_j]] \exp[ik_0 \cos \theta_I (z - z_j)], & z > z_j, \end{cases} \end{aligned} \quad (5)$$

где  $\mathbf{k}_R$  – волновой вектор отраженной волны:  $\mathbf{k}_R = (k_0 \sin \theta_I, 0, k_0 \cos \theta_I)$ . Вид тензора  $\hat{\Pi}$  определен в Приложении.

Из (2) следует, что для того чтобы определить поле в произвольной точке вблизи поверхности, необходимо знать поведение поля в объеме. Полагаем, что волна поляризации в объеме среды может быть представлена в следующем виде:

$$\mathbf{P} = N \alpha \mathbf{E}_v(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t). \quad (6)$$

Причем напряженность поля в объеме  $\mathbf{E}_v(\mathbf{r})$  удовлетворяет следующим уравнениям:

$$\nabla^2 \mathbf{E}_v(\mathbf{r}) + k_0^2 n^2 \mathbf{E}_v(\mathbf{r}) = 0, \quad \text{div} \mathbf{E}_v = 0, \quad (7)$$

где  $n$  – показатель преломления среды, определяющий закон дисперсии, т.е. зависимость волнового вектора волны поляризации от частоты. Показатель преломления в нашем рассмотрении в общем случае является комплексной величиной. Применим теорему Грина и перейдем от объемного интеграла к поверхностному. Получим следующее равенство:

$$\begin{aligned} & \int_V \text{rot rot} \frac{1}{R} N \alpha \mathbf{E}_v(\mathbf{r}', t - R/c) dV' + \\ & + \sum_{z_a < z_L} \text{rot rot} \frac{1}{R_a} \alpha \mathbf{E}_v(\mathbf{r}_a, t - R_a/c) = \\ & = N \alpha \text{rot rot} \int_{\Sigma_L} \left( \mathbf{E}_v \frac{\partial G}{\partial V'} - G \frac{\partial \mathbf{E}_v}{\partial V'} \right) dS' + N \alpha \hat{\beta} \mathbf{E}_v(\mathbf{r}, t), \end{aligned} \quad (8)$$

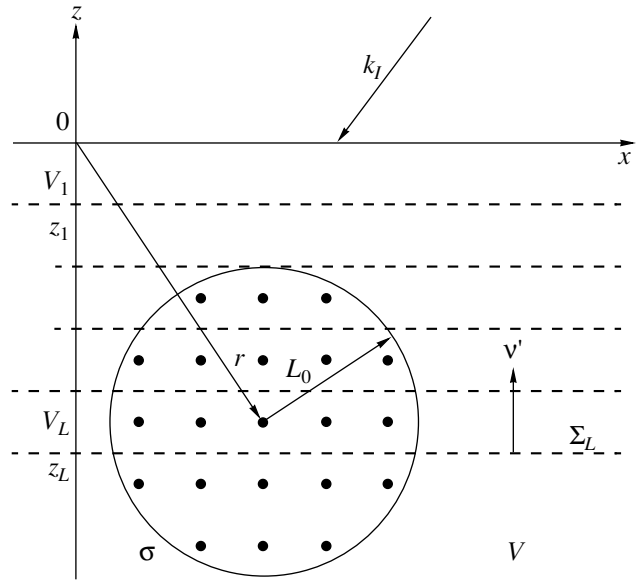


Рис. 1. Переходный слой на границе полубесконечно-го диэлектрика. Точка наблюдения находится в  $L$ -м слое.

$G(R) = \exp(ik_0 R)/R$ ,  $\partial/\partial v'$  указывает дифференцирование вдоль внешней нормали к поверхности  $\Sigma_L$  (рис. 1). Оператор  $\text{rot rot}$  в (8) вынесен за знак интеграла, поскольку точка наблюдения не принадлежит области интегрирования.  $\hat{\beta}$  – структурный фактор,

$$\begin{aligned} \hat{\beta} & = \hat{\beta}_0 + \hat{\beta}_1 + \hat{\beta}_2, \\ (\hat{\beta}_0)_{ij} & = \left( \int dV' - \frac{1}{N} \sum \right) \times \\ & \times \frac{3n_i n_j - \delta_{ij}}{R^3} \exp(ik_0 R) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{R}), \\ (\hat{\beta}_1)_{ij} & = -ik_0 \left( \int dV' - \frac{1}{N} \sum \right) \times \\ & \times \frac{3n_i n_j - \delta_{ij}}{R^2} \exp(ik_0 R) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{R}), \\ (\hat{\beta}_2)_{ij} & = -k_0^2 \left( \int dV' - \frac{1}{N} \sum \right) \times \\ & \times \frac{n_i n_j - \delta_{ij}}{R} \exp(ik_0 R) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{R}), \end{aligned} \quad (9)$$

$i, j = x, y, z$ ,  $\mathbf{n} = \mathbf{R}/R$ ,  $\mathbf{k}$  – волновой вектор в объеме среды,

$$\mathbf{k} = (k_{Ix}, 0, k_z), \quad k_z = -k_0 \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_I}.$$

Используя (5), (8), уравнение (2) для напряженности поля в произвольном приповерхностном слое можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_l = & \mathbf{E}_{ll} + i2\pi \frac{N\alpha}{k_{Iz}} \sum_{j=1}^{l-1} [\mathbf{k}_l[\mathbf{k}_l \mathbf{E}_j]] \times \\ & \times (z_{j-1} - z_j) \exp[ik_{Iz}(z_l - z_j)] + \\ & + i2\pi \frac{N\alpha}{k_{Iz}} \sum_{j=l+1}^L [\mathbf{k}_R[\mathbf{k}_R \mathbf{E}_j]] (z_{j-1} - z_j) \times \\ & \times \exp[ik_{Iz}(z_j - z_l)] + N\alpha \sum_{j=1}^L \hat{\Pi}(z_l - z_j) \mathbf{E}_j + \\ & + \frac{2\pi N\alpha}{k_{Iz}(k_{Iz} + k_z)} \exp(i\mathbf{k}_R \mathbf{r}_l) \exp[i(k_{Iz} + k_z)z_L] \times \\ & \times [\mathbf{k}_R[\mathbf{k}_R \mathbf{E}_{0v}]] + N\alpha \hat{\beta}(z_l) \mathbf{E}_{0v}, \quad l = \overline{1, L}, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\mathbf{E}_{ll} = E_{0l} \exp[ik_{Iz}(z_{l-1} + z_l)/2],$$

$\mathbf{E}_{0v}$  – амплитуда поля в объеме среды.

Таким образом, чтобы определить напряженность электромагнитного поля в произвольной точке наблюдения в приповерхностной области, необходимо знать амплитуду поля и показатель преломления в объеме среды.

#### ПОКАЗАТЕЛЬ ПРЕЛОМЛЕНИЯ ДИСКРЕТНО-НЕПРЕРЫВНОГО ДИЭЛЕКТРИКА ВДАЛИ ОТ ГРАНИЦЫ

Распространим разбиение на слои в глубь среды до тех пор, пока сфера Лоренца, проведенная вокруг произвольной точки, лежащей в объемной части среды, перестала бы захватывать возмущенную приповерхностную область. Поле в объемной части удовлетворяет уравнениям (6), (7). Используя доказанную в [17] математическую лемму и вычисляя интегралы по слоям, получим вместо (2) следующее равенство:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_v(\mathbf{r}) = & \mathbf{E}_l(\mathbf{r}) - 2\pi \frac{\alpha N}{k_{Iz}^2} \exp(i\mathbf{k}_l \mathbf{r}) \times \\ & \times \sum_{j=1}^L (\exp(-ik_{Iz}z_{j-1}) - \exp(-ik_{Iz}z_j)) [\mathbf{k}_l[\mathbf{k}_l \mathbf{E}_j]] + \\ & + \frac{4\pi n^2 + 2}{3n^2 - 1} \mathbf{E}_v(\mathbf{r}) + N\alpha \text{rotrot} \int_{\Sigma_L} \left\{ \mathbf{E}_v \frac{\partial G}{\partial v'} - G \frac{\mathbf{E}_v}{\partial v'} \right\} dS' + \\ & + N\alpha \hat{\beta} \mathbf{E}_v(\mathbf{r}). \end{aligned} \quad (11)$$

Тензор  $\hat{\beta}$  определяется выражениями (9), где интегралы вычисляются по замкнутой сфере. Как показывают численные расчеты для различных типов симметрии распределения диполей, компоненты тензора  $\hat{\beta}$ , вообще говоря, не обращаются в нуль. Таким образом, принятая в нашем рассмотрении концепция о дискретно-непрерывной среде открывает дополнительные возможности в исследовании атомных систем с помощью оптического излучения.

В уравнении (11) можно выделить две группы членов. Одна из этих групп образует локальное уравнение, которое позволяет определить показатель преломления во внутренних точках среды.

В случае, если тензор  $\hat{\beta}$  можно представить в виде скаляра, из этой группы членов можно получить следующую формулу:

$$n^2 = \frac{1 + \frac{8\pi}{3} N\alpha - N\alpha\beta}{1 - \frac{4\pi}{3} N\alpha - N\alpha\beta}. \quad (12)$$

Эта формула отличается от формулы Лоренца–Лоренца [15] наличием структурного фактора  $\beta$ .

Остальные члены в (11) образуют нелокальное уравнение

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{0l} - 2\pi \frac{N\alpha}{k_{Iz}^2} \sum_{j=1}^L (\exp(-ik_{Iz}z_{j-1}) - \\ - \exp(-ik_{Iz}z_j)) [\mathbf{k}_l[\mathbf{k}_l \mathbf{E}_j]] - \\ - \frac{2\pi N\alpha}{k_{Iz}(k_{Iz} - k_z)} \exp[i(k_{Iz} - k_z)z_L] [\mathbf{k}_l[\mathbf{k}_l \mathbf{E}_{0v}]] = 0. \end{aligned} \quad (13)$$

Это уравнение является аналогом теоремы поглощения Эвальда–Озеена [15]. Отличие заключается в смысле показателя преломления, который в нашем рассмотрении определяется формулой (12), и в учете переходного слоя. Уравнения (7), (10) и (13) образуют замкнутую систему, позволяющую определить поведение поля вблизи поверхности и амплитуду поля во внутренних точках среды.

На рис. 2 представлены результаты решения системы (7), (10), (13) для случая нормального падения внешней волны на полубесконечную среду. Расчеты показывают, что при не слишком больших значениях произведения поляризуемости  $\alpha$  на концентрацию  $N$  ( $\alpha N < 0.15$ ) толщина переходного слоя определяется в основном размерами сферы Лоренца и составляет 1–2 постоянные решетки (рис. 2а). Таким образом, предположение об установлении поля в среде в пределах одного атомного слоя, сделанное в [12], в этом случае оправдано. Однако при  $\alpha N > 0.17$  усиливается взаимодействие между соседними слоями атомов.

Толщина переходного слоя в этом случае сильно зависит от параметра  $\alpha N$  и быстро возрастает при устремлении этого параметра к  $3/4\pi$  (рис. 2б). Таким значениям  $\alpha N$  соответствуют показатели преломления  $n > 3$ . Такие большие значения показателя преломления могут достигаться вблизи резонансов, где, однако, существенным становится поглощение. Подробное описание свойств переходного слоя с учетом поглощения волны в среде будет выполнено отдельно.

### ПОЛЕ ОТРАЖЕННОЙ ВОЛНЫ В ВОЛНОВОЙ ЗОНЕ

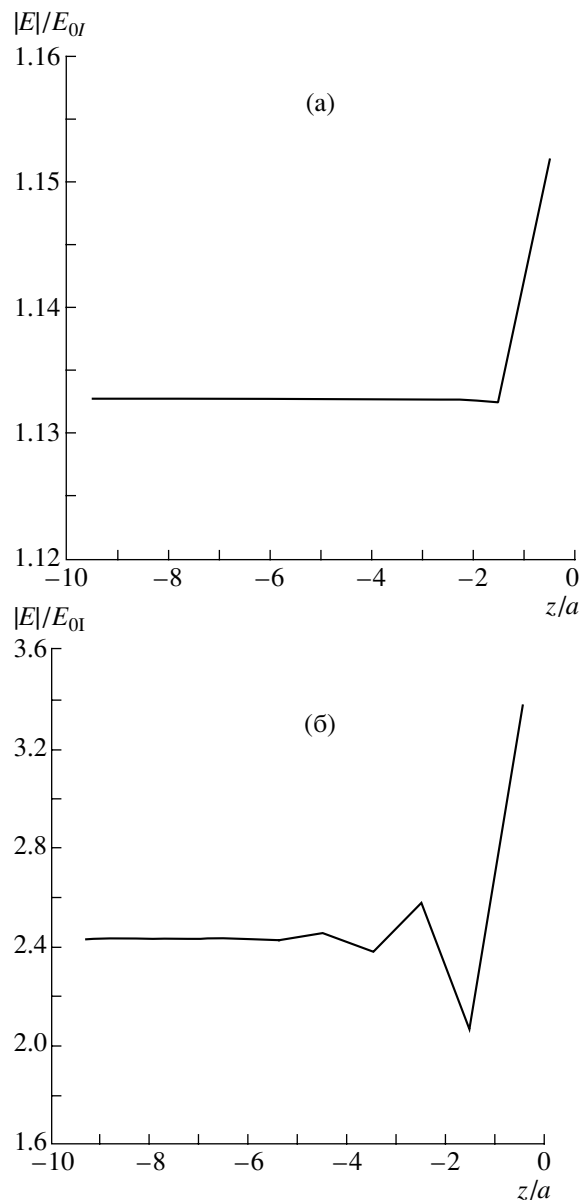
В работе [17] было вычислено поле отраженной волны в ближней зоне по отношению к поверхности дискретно-непрерывного диэлектрика. Было показано, что отраженная волна существенно отличается от френелевской отраженной волны, т.е. той волны, которая подчиняется френелевской формуле, справедливой для непрерывной среды. Такое отклонение от закона Френеля мы рассматривали в [17] как одно из проявлений эффекта ближнего поля. Рассмотрим теперь поле отраженной волны вдали от поверхности, учитывая описанные выше свойства переходного слоя, обусловленные эффектом ближнего поля. Для точек наблюдения вне среды в соответствии с уравнением (2) поле отраженной волны  $\mathbf{E}_R$  представляется следующим образом:

$$\mathbf{E}_R(\mathbf{r}, t) = \sum_{j=1}^L \text{rot rot} \int \frac{1}{R} \mathbf{P}_j(\mathbf{r}', t - R/c) dV' + \text{rot rot} \int \frac{1}{R} \mathbf{P}_v(\mathbf{r}', t - R/c) dV'. \quad (14)$$

Оператор  $\text{rot rot}$  вынесен за знак интеграла, поскольку точка наблюдения не принадлежит области интегрирования. Вычислив объемные интегралы для каждого поверхностного слоя и для объема среды, получим следующую формулу:

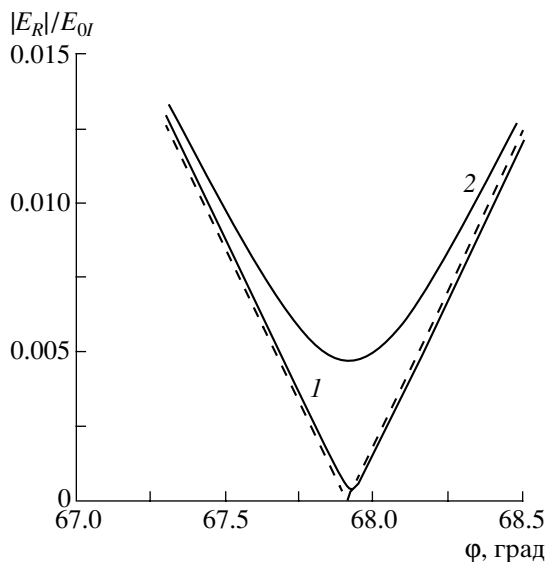
$$\mathbf{E}_R = 2\pi \frac{N\alpha}{k_{Iz}^2} \exp(i\mathbf{k}_R \mathbf{r}) \sum_{j=1}^L (\exp(ik_{Iz} z_{j-1}) - \exp(ik_{Iz} z_j)) [\mathbf{k}_R [\mathbf{k}_R \mathbf{E}_j]] + \frac{2\pi N\alpha}{k_{Iz}(k_{Iz} + k_z)} \exp(i\mathbf{k}_R \mathbf{r}) \times \exp[i(k_{Iz} + k_z) z_L] [\mathbf{k}_R [\mathbf{k}_R \mathbf{E}_{0v}]]. \quad (15)$$

В результате неэкспоненциального поведения поля вблизи поверхности формула (15) будет давать несколько иные результаты, нежели обычные формулы Френеля. На рис. 3 показано поведение амплитуды поля  $p$ -поляризованной волны вблизи угла Брюстера. Для сравнения на этом же рисунке представлены результаты расчетов по



**Рис. 2.** Поведение амплитуды микроскопического поля  $|E|$  в полубесконечном диэлектрике для случая нормального падения. Параметры, использованные в расчетах:  $k_0 a = 0.005$ , где  $a$  – постоянная решетки,  $N\alpha = 0.07$  (а),  $N\alpha = 0.2$  (б).

формулам Френеля и формулам работы [12]. Несмотря на то, что формула (15) дает для амплитуды поля отраженной волны при угле Брюстера ненулевое значение, оно на порядок меньше значения, получаемого с помощью формул работы [12], и почти на два порядка меньше значения, наблюдаемого в экспериментах [8]. Несоответствие между результатами [12] и результатами теории, предлагаемой в данной статье, с нашей точки зрения, объясняется некоторой непоследовательностью теории [12]. А именно в ней не учитывалось



**Рис. 3.** Поведение амплитуды отраженной *p*-поляризованной волны вблизи угла Брюстера. Расчеты проведены на основе формулы (15) (кривая 1) и на основе формул работы [12] (кривая 2). Штриховой линией показана амплитуда поля при расчете с помощью формул Френеля. Параметры, использованные в расчетах:  $N\alpha = 0.15$ ,  $k_0a = 0.005$ , где  $a$  – постоянная решетки.

взаимное влияние атомов из соседних слоев друг на друга.

Основываясь на полученных результатах, можно говорить о том, что для материалов с показателем преломления  $n < 2.5$  эффект, обусловленный дискретной структурой вещества, дает все же значительно меньший вклад в образование переходного слоя по сравнению с другими механизмами.

Итак, в данной статье решена граничная задача классической оптики, в которой найдено распределение электромагнитного поля вблизи поверхности и в объеме полубесконечной среды с учетом эффекта ближнего поля. Решение этой граничной задачи получено на основе микроскопических уравнений без применения понятия диэлектрической проницаемости. Показано, что благодаря эффекту ближнего поля на поверхности полубесконечного изотропного диэлектрика с плоской границей присутствует тонкий переходный слой. Получена формула для напряженности электрического поля отраженной волны в волновой зоне для различных типов поляризации. Важным результатом данной статьи, с нашей точки зрения, является то, что природа переходного слоя, возникающего благодаря эффекту ближнего поля, не связана с введением каких-либо других предположений о структуре поверхности диэлектрика. В следующей статье мы предполагаем дать подробный анализ известных эксперимен-

тальных данных, в которых исследуются свойства переходного слоя на зеркальных поверхностях различных диэлектриков, применяя разработанную в данной статье теорию.

Работа выполнена в рамках Федеральной целевой программы “Интеграция” (грант № А 0065).

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

Тензор  $\hat{\Pi}$ , фигурирующий в формулах (5) и (10), определяется следующими выражениями:

$$\hat{\Pi}(z) = (z_{j-1} - z_j)[\hat{\mathcal{L}}(z) + \hat{T}(z)] + \hat{S}(z), \quad z \neq 0,$$

$$\hat{\Pi}(0) = (z_{j-1} - z_j)\hat{J} + \hat{S}(0), \quad z = 0.$$

Симметричный тензор третьего ранга  $\hat{\mathcal{L}}(z)$  имеет следующие компоненты:

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

$$\mathcal{L}_{xx}(z) = -2\pi \exp(ik_0L_0)(L_0^2 - z^2) \frac{1 - ik_0L_0J_1(\xi)}{L_0^3} \frac{1}{\xi},$$

$$\mathcal{L}_{yy}(z) = 2\pi \exp(ik_0L_0) \left\{ \frac{\xi J_1(\xi)}{L_0} - (L_0^2 - z^2) \frac{1 - ik_0L_0}{L_0^3} \left[ J_0(\xi) - \frac{J_1(\xi)}{\xi} \right] \right\},$$

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

$$\mathcal{L}_{zx}(z) = 2\pi \exp(ik_0L_0) iz \sqrt{L_0^2 - z^2} \frac{1 - ik_0L_0}{L_0^3} J_1(\xi),$$

где  $\xi = k_0 \sqrt{L_0^2 - z^2} \sin \theta_I$ ,  $J_n$  – функция Бесселя  $n$ -го порядка.

$\hat{T}(z)$  – симметричный тензор третьего ранга,

$$T_{xy}(z) = T_{yx}(z) = 0,$$

$$T_{xx}(z) = 2\pi \int_0^{\sqrt{L_0^2 - z^2}} J_0(k_0\rho \sin \theta_I) G(R) \left[ \left( \frac{z}{R} \right)^2 \left( -k_0^2 - i \frac{3k_0}{R} + \frac{3}{R^2} \right) + \left( ik_0 - \frac{1}{R} \right) \frac{1}{R} \right] \rho d\rho,$$

$$T_{zz}(z) = -2\pi k_0^2 \sin^2 \theta_I \int_0^{\sqrt{L_0^2 - z^2}} J_0(k_0\rho \sin \theta_I) G(R) \rho d\rho,$$

$$T_{yy}(z) = T_{xx}(z) + T_{zz}(z),$$

$$T_{xz}(z) = 2\pi i k_0 \sin \theta_l \times \int_0^{\sqrt{L_0^2 - z^2}} J_0(k_0 \rho \sin \theta_l) G(R) \left( ik_0 - \frac{1}{R} \right) \frac{\rho}{R} d\rho,$$

где  $R = \sqrt{\rho^2 + z^2}$ .

$\hat{S}$  – симметричный тензор с компонентами

$$S_{kl}(z) = \frac{1}{N} \sum_{a_j} G(R_{a_j}) \exp[-ik_{lx}(x - x_{a_j})] \times \left[ k_0^2 (\delta_{kl} - n_{a_j k} n_{a_j l}) - ik_0 \frac{3n_{a_j k} n_{a_j l} - \delta_{kl}}{R_{a_j}} + \frac{3n_{a_j k} n_{a_j l} - \delta_{kl}}{R_{a_j}^2} \right],$$

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

$\delta_{kl}$  – символ Кронекера. Суммирование распространяется на атомы  $j$ -го слоя, лежащие в пределах окружности радиуса  $\sqrt{L_0^2 - z^2}$ .

$\hat{J}$  – диагональный тензор с компонентами

$$J_{xx} = 2\pi \frac{\exp(ik_0 \sqrt{L_0^2 - z^2})}{\sqrt{L_0^2 - z^2}} \left[ J_0(\xi) + \frac{J_1(\xi)}{\xi} (ik_0 \sqrt{L_0^2 - z^2} - 1) \right] + 2\pi k_0 \sin^2 \theta_l \times \left[ k_0 \int_0^{\sqrt{L_0^2 - z^2}} \exp(ik_0 \rho) \frac{J_1(a)}{a} d\rho - \frac{i}{1 + \cos \theta_l} \right],$$

$$J_{yy} = 2\pi \frac{\exp(ik_0 \sqrt{L_0^2 - z^2})}{\sqrt{L_0^2 - z^2}} (1 - ik_0 \sqrt{L_0^2 - z^2}) \frac{J_1(\xi)}{\xi} + 2\pi k_0 \left[ \frac{i}{\cos \theta_l} - k_0 \int_0^{\sqrt{L_0^2 - z^2}} \exp(ik_0 \rho) J_0(a) d\rho \right],$$

$$J_{zz} = -2\pi \frac{\exp(ik_0 \sqrt{L_0^2 - z^2})}{\sqrt{L_0^2 - z^2}} J_0(\xi) +$$

$$+ 2\pi k_0 \left[ \frac{i}{\cos \theta_l} - k_0 \int_0^{\sqrt{L_0^2 - z^2}} \exp(ik_0 \rho) J_0(a) d\rho \right] -$$

$$- 2\pi k_0 \sin^2 \theta_l \left[ k_0 \int_0^{\sqrt{L_0^2 - z^2}} \exp(ik_0 \rho) \frac{J_1(a)}{a} d\rho - \frac{i}{1 + \cos \theta_l} \right],$$

где  $\xi = k_0 \sqrt{L_0^2 - z^2} \sin \theta_l$ ,  $a = k_0 \rho \sin \theta_l$ .

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rayleigh // *Phyl. Mag.* 1892. V. 16. P. 1.
2. Rayleigh // *Phyl. Mag.* 1908. V. 33. P. 444.
3. Schmidt K.E.F. // *Ann. de Phys.* 1894. V. 52. P. 75.
4. Lummer O. // *Ann. de Phys.* 1910. V. 31. P. 325.
5. Raman C.V., Ramdas J.A. // *Phyl. Mag.* 1927. V. 3. P. 220.
6. Raman C.V., Ramdas J.A. // *Proc. Roy. Soc.* 1925. V. 109A. P. 252.
7. Кизель В.А. // *ЖЭТФ.* 1955. Т. 29. В. 11. С. 659.
8. Кизель В.А. *Отражение света.* М.: Наука, 1973.
9. Розенберг Г.В. *Оптика тонкослойных покрытий.* М.: Физматгиз, 1958.
10. Drude P. // *Wied. Ann.* 1894. V. 51. P. 77.
11. Друде П. *Оптика.* ОНТИ, 1935.
12. Сивухин Д.В. // *ЖЭТФ.* 1948. Т. 18. С. 976.
13. Сивухин Д.В. // *ЖЭТФ.* 1951. Т. 21. С. 367.
14. Сивухин Д.В. // *ЖЭТФ.* 1956. Т. 30. В. 2. С. 376.
15. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики.* М.: Наука, 1973.
16. Гадомский О.Н., Крутицкий К.В. // *ЖЭТФ.* 1994. Т. 106. В. 10. С. 936.
17. Gadomsky O.N., Krutitsky K.V. // *JOSA.* В. 1996. V. 13. № 8. P. 1679.
18. Krutitsky K.V., Suhov S.V. // *J. Phys.* В. 1997. V. 30. P. 5341.
19. Гадомский О.Н., Сухов С.В. // *ЖПС.* 1998. Т. 65. № 2. С. 236.